

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX-I

ÉCOLE DOCTORALE DE

SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Cécile Jollet

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : NOYAUX, ATOMES, AGRÉGATS, PLASMAS

EXPÉRIENCE NEMO3 : ÉTUDE DE LA STABILITÉ DES ÉTALONNAGES EN ÉNERGIE ET EN TEMPS DU CALORIMÈTRE. MESURE DE LA CONTRIBUTION DES NEUTRONS AU BRUIT DE FOND DE LA DOUBLE DÉSINTÉGRATION BÊTA SANS ÉMISSION DE NEUTRINO.

Soutenue le 26 septembre 2002

Après avis de : MM.

R. Arnold

J. Dumarchez

Rapporteurs

Devant la commission d'examen formée de :

MM. P. Buat-Ménard,

J. Labarsouque,

Directeur de recherche, DGO

Professeur, Université Bordeaux I

Président

Rapporteur

MM. R. Arnold,

J. Dumarchez,

P. Hubert,

F. Piquemal,

Directeur de recherche, IReS

Directeur de recherche, LPNHE

Directeur de recherche, CENBG

Chargé de recherche, CENBG

Examineurs

À Brice

à mes parents

Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier Fabrice Piquemal qui a encadré ce travail pendant ces 3 années, et qui a guidé mes premiers pas dans le monde de la recherche. Je le remercie vivement pour tout ce qu'il m'a appris, ses conseils, sa disponibilité, et son constant soutien. Qu'il trouve ici le témoignage de toute mon admiration et de toute mon amitié.

Je remercie Philippe Hubert, directeur de cette thèse, pour m'avoir chaleureusement accueilli dans le groupe, et pour son expérience dont j'ai pu bénéficier.

Merci à Pierre Aguer qui m'a permis de réaliser cette thèse au sein de son laboratoire, et à Serge Jullian pour m'avoir accueilli dans la collaboration NEMO.

Je tiens à remercier Roger Arnold, pour l'intérêt qu'il a pris à mon travail, pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et pour la lecture attentive du manuscrit.

Merci aussi à Jacques Dumarchez rapporteur de ce travail, Patrick Buat-Ménard qui m'a fait l'honneur d'être le président du jury, ainsi qu'à Jean Labarsouque membre du jury.

Je tiens à exprimer ma sympathie aux membres de la collaboration NEMO avec qui j'ai eu le plaisir de travailler. En particulier Christine Marquet pour sa gentillesse, son soutien, son aide, et pour ces bons moments passés ensemble à Modane. Merci à Corinne Augier pour la relecture du manuscrit, à Véra pour son aide précieuse pour les simulations et pour son amitié, à Hidéaki, Iréna, Françoise, Francis, Xavier, Oleg, les 2 Jean-Louis...

Merci à ceux avec qui j'ai pu partager l'enthousiasme de participer au montage et aux tests de NEMO3.

Je voudrais remercier mes amis du CENBG qui ont rendu très agréable ces 3 années. Un grand merci à Sébastien et Manu, partenaires sur les bancs de la fac, à Mickael, Cédric, Ludo, Christine, Roland, Jean-Charles, Jérôme ainsi qu'à David qui m'a aussi permis de rédiger cette thèse en \LaTeX , et qui m'a aidé pour la mise en page.

L'ambiance au CENBG était toujours très agréable, je pense donc au personnel du laboratoire, et en particulier à Pascale Chambon pour sa très grande disponibilité, et son aide.

Enfin, je remercie mes amis et ma famille, en particulier mes parents et mes soeurs, Catherine et Valérie, pour leur confiance et leur soutien. Mes pensées iront à Brice qui m'a toujours épaulé, et encouragé, merci pour son infinie patience et pour son aide inestimable...

Table des matières

Table des matières	i
Introduction	v
1 La physique du neutrino	1
1.1 Propriétés du neutrino	1
1.1.1 Dans le Modèle Standard	1
1.1.2 Au-delà du Modèle Standard	3
Terme de masse de Dirac et de Majorana	3
Mécanisme du see-saw	4
1.2 La décroissance $\beta\beta 0\nu$	5
1.2.1 Courants gauches	5
1.2.2 Courants droits	6
1.2.3 Avec émission de Majoron	7
1.2.4 Violation de la R-parité	8
1.2.5 États excités	8
1.3 Observation du processus $\beta\beta 0\nu$	8
1.3.1 Choix du noyau	8
Abondance isotopique	9
Le bruit de fond	9
1.3.2 Expériences sur la détection $\beta\beta 0\nu$	11
Source et détecteur identiques	11
Source et détecteur distincts	12
1.4 Décroissance $\beta\beta 0\nu$ et oscillations de neutrinos	13
1.4.1 Oscillations de neutrinos	13
Historique : le problème des neutrinos solaires	13
Solutions	14
Autres expériences d'oscillations	16
Autres expériences	18
1.4.2 Masse effective du neutrino selon les scénarios de masse	20
1.5 Conclusions	23
2 Le détecteur NEMO3	25
2.1 Introduction	25
2.1.1 Principe de fonctionnement	25
2.1.2 Description générale	25
2.2 Les sources de bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$	29

2.2.1	Le bruit de fond interne	29
	Contaminations radioactives de la source	29
	Décroissance $\beta\beta 2\nu$	30
2.2.2	Le bruit de fond externe	30
	La composante γ : rayonnement cosmique et neutron	30
	Radioactivité des matériaux du détecteur	32
	Le radon et le thoron	32
2.3	Les sources de NEMO3	32
2.3.1	Sources présentes dans le détecteur	32
2.3.2	Purification et enrichissement	33
2.3.3	Radiopureté des sources	37
2.4	Radioactivité des matériaux	37
2.5	Le détecteur de traces	37
2.5.1	Description	37
2.5.2	Principe de fonctionnement	39
2.6	Description générale du calorimètre	39
2.7	Déclenchement et acquisition des données	40
2.8	La bobine	42
2.9	Le blindage	42
2.10	Performances attendues	43
2.11	Conclusions	43
3	Le calorimètre de NEMO3	45
3.1	Les scintillateurs plastiques	45
3.1.1	Principe de fonctionnement	45
3.1.2	Les scintillateurs de NEMO3	46
	Caractéristiques	46
	Habillage	47
3.2	Les photomultiplicateurs	47
3.2.1	Principe de fonctionnement	47
3.2.2	Caractéristiques fondamentales	48
	Sensibilités spectrales	48
	Caractéristiques temporelles	49
	Courant d'obscurité	49
	Hystérésis du gain	49
	Linéarité	49
3.2.3	Causes d'instabilités d'un photomultiplicateur	50
	Variation de la sensibilité anodique	50
	Contraintes liées à l'environnement	50
3.2.4	Caractéristiques et performances des photomultiplicateurs de NEMO3	52
3.3	Association scintillateur-photomultiplicateur	52
3.3.1	Caractéristiques	52
3.3.2	Haute-tension	53
3.4	Montage au LSM	53
3.4.1	Procédure de tests	53
3.4.2	Alignement des gains	53

4	Étalonnage du calorimètre	57
4.1	Importance de l'étalonnage	57
4.2	Étalonnage absolu en énergie et en temps	58
4.2.1	Énergie	58
	Méthode	58
	Sources	58
	Résultats	59
4.2.2	Temps	60
	Méthode	60
	Source	60
	Résultats	60
4.3	Le système d'étalonnage laser	61
4.3.1	Description	61
	Le laser	61
	Le système d'asservissement	62
	La distribution de lumière	63
	Les références absolues	64
	Les fibres	64
	Les équilibreurs individuels	64
	Électronique et acquisition	64
4.3.2	Procédure	65
4.4	Les corrections journalières	66
4.4.1	Méthode d'analyse pour l'étude des spectres laser	66
4.4.2	Résultats expérimentaux sur l'étude des spectres laser	71
	Événements à 5σ de la gaussienne	71
	Nombre d'entrées inférieur à celui demandé par l'acquisition	74
4.4.3	Calcul des coefficients de correction	74
	Énergie	74
	Temps	76
4.5	Le suivi à long terme	77
5	Étude du comportement du calorimètre par l'étude des prises de données laser	83
5.1	Méthodes d'analyse	83
5.2	Erreurs statistiques et systématiques	84
5.2.1	Erreur statistique	84
5.2.2	Erreur systématique	88
	Suivi à différentes intensités lumineuses	88
	Variations d'intensité lumineuse sur chaque boule	88
	Estimation de l'erreur systématique	89
5.3	Stabilisation du gain après mise sous tension	89
5.4	Variation du gain en fonction du taux de comptage	91
5.4.1	Introduction	91
5.4.2	Sources radioactives	93
	Étalonnages absolus	93
	Source neutron	94
5.4.3	Flux lumineux	98
5.4.4	Conclusions	100
5.5	Effet du champ magnétique	100

5.6	Suivi du calorimètre sur un long terme	103
5.7	Conclusions	107
6	Premiers résultats sur les composantes neutron et gamma du bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Optimisation de la valeur du champ magnétique.	109
6.1	Méthodes d'analyse	110
6.1.1	Sélection des événements	110
6.1.2	Coupures sur le temps de vol	113
6.1.3	Topologie de la trace	115
6.1.4	Courbure des trajectoires	115
6.2	Canaux d'analyse des événements de bruit de fond externe	116
6.2.1	Simulation de l'interaction du rayonnement γ sur les feuilles source	117
6.2.2	Simulation de l'interaction du rayonnement γ sur le détecteur sans blindage	118
6.3	Interactions des neutrons dans le détecteur NEMO3	119
6.3.1	Mécanismes	119
6.3.2	Code de simulations des neutrons : MICAP	120
6.4	Composante de bruit de fond sans blindage de fer	121
6.4.1	Réponse du détecteur à une source de neutrons	121
	Source AmBe	121
	Résultats	121
	Comparaison avec les simulations	123
6.4.2	Bruit de fond sans blindage de fer	125
6.5	Composante de bruit de fond avec blindage de fer	127
6.5.1	Introduction	127
6.5.2	Résultats et simulations des données avec une source AmBe	128
6.5.3	Prise de données du bruit de fond	130
6.5.4	Simulations	132
6.5.5	Conclusions	133
6.6	Bruit de fond avec le blindage neutron	134
6.7	Optimisation du champ magnétique	136
6.7.1	Efficacité de discrimination des paires (e^+e^-)	136
6.7.2	Efficacité de détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$	137
6.8	Conclusions	141
	Conclusion	145
	Annexes	147
	A Bilan des mesure des activités des matériaux de NEMO3	149
	Bibliographie	155

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules qui établit les propriétés des particules élémentaires a été remarquablement confirmé par les expériences auprès des accélérateurs. Malgré ses succès, un grand nombre de problèmes restent sans solution. Par exemple, le Modèle Standard ne prédit pas les propriétés du neutrino telles que sa masse ou sa nature. Le neutrino, ne portant pas de charge électrique, peut être représenté par un champ de Dirac, ou de Majorana auquel cas le neutrino et l'antineutrino sont une même particule.

La recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) s'inscrit dans la lignée des recherches de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard, car ce processus ne conserve pas le nombre leptonique. La mise en évidence de ce processus serait très riche d'enseignements sur les propriétés des neutrinos permettant d'accéder à des informations telles que sa masse, le mélange des familles et sa nature décrite par un champ de Majorana.

L'objectif de l'expérience NEMO (Neutrinoless Experiment with MOlybdenum) est de rechercher le processus $\beta\beta 0\nu$ et d'atteindre une sensibilité de 0,1 eV sur la masse effective du neutrino. Cette interaction correspond à l'émission simultanée de deux électrons dont la somme en énergie est égale à l'énergie de transition. En utilisant les résultats des expériences sur les oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques, ainsi que le mélange à trois saveurs des neutrinos, l'observation de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ avec une masse effective du neutrino supérieure ou de l'ordre de 0,1 eV serait une très forte preuve en faveur d'un spectre de masse dégénéré des neutrinos. Cette décroissance permet d'accéder à l'échelle de masse absolue des neutrinos. La physique du neutrino, les implications de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ et une revue des résultats expérimentaux de recherche de ce processus et des oscillations des neutrinos seront décrites dans le chapitre 1.

La collaboration internationale NEMO (France, Russie, États-Unis, République tchèque, Japon et Finlande) a construit le détecteur NEMO3, sa description est donnée dans le chapitre 2. Il est constitué de 10 kg d'isotopes $\beta\beta$ sous la forme d'une source mince, entourée par une chambre à fils fonctionnant en régime Geiger pour reconstituer la trajectoire des électrons. De part et d'autre, un calorimètre, formé de 1940 scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs, mesure les énergies et les temps de vol des particules. Les périodes de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ sont très longues (supérieures à 10^{24} ans), par conséquent, le nombre d'événements attendus est très faible. Il a donc été impératif de minimiser toutes les sources de bruit de fond. L'expérience a été installée au Laboratoire Souterrain de Modane (4800 m.w.e.) qui réduit le flux de muons d'un facteur 3.10^6 par rapport au niveau de la mer. L'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ du ^{100}Mo est de l'ordre de quelques MeV, c'est-à-dire dans le domaine de la radioactivité naturelle. Par conséquent, tous les matériaux utilisés dans la construction du détecteur ont été sélectionnés pour leur faible taux de radioactivité naturelle et les sources émettrices ont été purifiées de façon à être pratiquement exemptes de contamination radioactive. Dans le but de discriminer les paires (e^+e^-), une bobine délivrant un champ magnétique a été installée autour du détecteur. L'ensemble est blindé contre

le rayonnement γ et les neutrons.

L'installation du détecteur sur le site du LSM a été effectuée pendant mes trois années de thèse.

Mon travail a consisté d'une part dans l'étude de l'étalonnage et de la caractérisation du calorimètre, et d'autre part dans l'analyse de la composante neutron et gamma au bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ en confrontant les premières données avec les simulations.

La première partie de ce travail consiste dans l'étude de la stabilité des compteurs du calorimètre de NEMO3 dont les propriétés seront décrites au chapitre 3. La prise de données se fera pendant plusieurs années, et le détecteur sera en fonctionnement continu sur cette période. Par conséquent, il est impératif de contrôler et de corriger la réponse des compteurs à la fois en énergie et en temps de façon à conserver la résolution sur toute la durée de l'expérience. Un étalonnage absolu du calorimètre est réalisé avec des sources radioactives introduites dans le détecteur, mais ces opérations nécessitent plusieurs jours d'acquisition et ne seront effectuées qu'une à deux fois par an. Nous procédons donc à un étalonnage relatif utilisant une lumière laser dans le but de contrôler quotidiennement les compteurs.

Les spectres pris avec la lumière laser chaque jour doivent être étudiés pour détecter les variations des gains des photomultiplicateurs ou les instabilités électroniques qui peuvent apparaître. L'analyse consiste dans l'étude automatique des spectres laser, le calcul des coefficients de correction des étalonnages en énergie et en temps, et la caractérisation du comportement de chaque compteur après un suivi sur plusieurs jours. Le facteur de correction sur les étalonnages absolus calculé pour chaque prise de données laser et pour chaque compteur, peut ne pas caractériser réellement le statut du photomultiplicateur. Par conséquent, une étude sur un long terme de chaque compteur doit être faite. Cette étude doit être capable de détecter toutes les variations de gain supérieures à 1% et de donner un degré de confiance sur les corrections journalières des étalonnages en énergie et en temps pour chaque photomultiplicateur. Ce degré de confiance pourra être utilisé pour l'analyse. Le chapitre 4 décrira les procédures d'étalonnage du calorimètre, les méthodes utilisées pour caractériser les spectres laser et le comportement des photomultiplicateurs. Le chapitre 5 montrera la caractérisation du calorimètre par les prises de données laser en fonction des variations de taux de comptage, des arrêts de haute-tension, du champ magnétique, et dans les conditions normales de l'expérience.

La seconde partie de mon travail a consisté dans l'étude de la contribution des neutrons et du rayonnement γ du laboratoire au bruit de fond du processus $\beta\beta 0\nu$, et dans l'optimisation de la valeur du champ magnétique. Par interaction dans le laboratoire ou dans les matériaux constituant le détecteur, les neutrons vont être à l'origine d'une source de rayonnement γ de plusieurs MeV. Ces photons peuvent interagir avec la source émettrice $\beta\beta$ et créer des événements « à deux électrons ». Les prises de données avant et après l'installation du blindage de fer, avec et sans source de neutrons ont permis de tester nos simulations, de quantifier le rayonnement γ qui arrive réellement sur le détecteur, d'étudier les facteurs d'atténuation du blindage, et de détecter les paires (e^+e^-). De plus, toutes ces mesures ont été réalisées en faisant varier la valeur du champ magnétique. Le but est d'optimiser sa valeur de façon à obtenir le meilleur compromis entre efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$ et rejet de la composante de bruit de fond due aux paires (e^+e^-). Les résultats de ce travail seront exposés dans le chapitre 6.



La physique du neutrino

Le neutrino est une particule élémentaire neutre et de spin $1/2$ qui fut proposée par Pauli en 1930 afin d'expliquer le spectre continu en énergie des électrons produits par radioactivité β [Pa30]. En 1934, Fermi [Fe34] proposa la première théorie de la désintégration β dans laquelle il inclua le neutrino proposé par Pauli. Cependant, le neutrino ne fut découvert expérimentalement qu'en 1956 par Cowan et Reines [Re56] par l'observation de la capture d'un antineutrino par un proton auprès d'un réacteur nucléaire.

Trois saveurs de neutrinos existent dans la nature : le neutrino électron ν_e , le neutrino muon ν_μ , et le neutrino tau ν_τ . L'interaction du neutrino ν_μ a été observée en 1962, et celle du neutrino ν_τ en 2000 grâce à l'expérience DONUT. En 1991, la mesure de la largeur invisible du Z^0 par le LEP [Ba96] a montré qu'il n'y avait que trois neutrinos légers.

1.1 Propriétés du neutrino

1.1.1 Dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard a permis avec grand succès l'unification des forces faibles et électromagnétiques construite sur le groupe $SU(2) \times U(1)$ [Gl80], [We80], [Sa74]. Ses constituants sont les champs fermioniques groupés en trois familles de leptons et de quarks, les champs de jauge qui sont les bosons échangés lors des interactions et le boson de Higgs qui génère les masses des particules.

Dans la théorie Standard, les fermions sont couplés aux bosons W^\pm par courants V-A et au boson Z^0 par courants V-A et V+A. Les fermions ont des composantes gauche et droite les transformant respectivement en des doublets et des singlets sous $SU(2)$.

Dans ce cadre, le neutrino est un lepton de charge électrique nulle, sensible seulement à l'interaction faible. Par couplage au boson W , les neutrinos sont associés aux leptons de même saveur. Ils portent de plus un nombre quantique spécifique : le nombre leptonique (L_e, L_μ, L_τ) égal à 1 pour chaque saveur de neutrino correspondante, et à -1 pour l'antineutrino. Ce nombre est conservé selon le Modèle Standard.

Pour les équations suivantes, on a posé :

- célérité de la lumière $c=1$;

– constante de Planck réduite $\hbar=1$.

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

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi = 0 \quad (1.1)$$

où m représente la masse de la particule.

Les quadrivecteurs impulsion et gradient sont définis tel que :

$$p_\mu = i\partial_\mu = (i\partial_0; i\partial_i) = (i\partial/\partial t; i\vec{\nabla}) \quad (1.2)$$

Les matrices γ^μ de Dirac sont définies avec la convention suivante :

$$\gamma^\mu \partial_\mu = \gamma^0 \partial_0 + \gamma^i \partial_i \quad (1.3)$$

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

$$\gamma^0 = \gamma_0, \gamma^i = -\gamma_i \quad (1.5)$$

où σ^i sont les matrices de Pauli, et I la matrice identité.

L'équation de Dirac admet quatre solutions pour une impulsion donnée : deux solutions linéairement indépendantes à énergie positive et à énergie négative associées chacune aux deux états de polarisation du spin (spin haut et spin bas).

Le champ Ψ peut être décomposé suivant ses composantes chirales :

$$\Psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi \quad (1.6)$$

$$\Psi_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi \text{ et } \Psi_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi \quad (1.7)$$

L'opérateur de chiralité γ_5 est défini par :

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Ψ_R et Ψ_L sont les 2 composantes chirales droite et gauche qui sont images l'une et l'autre par parité. Notons qu'un champ de chiralité gauche (respectivement droite) est la superposition de deux états d'hélicité gauche et droite, où l'hélicité est la projection du spin selon la direction du mouvement.

Une autre façon d'obtenir des états de chiralité droite et gauche est d'utiliser l'opération de conjugaison de charge qui change une particule en son antiparticule.

Le champ Ψ est transformé tel que :

$$\Psi^C = C(\bar{\Psi})^T = \eta_C i\gamma_2 \Psi^* \quad (1.9)$$

$$\text{où } \bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0 \quad (1.10)$$

C est la matrice de conjugaison de charge, T est la transposition, et η_C est une phase.

Ainsi, l'opération de conjugaison de charge permet de représenter l'antiparticule suivant 2 composantes de chiralité droite et gauche : $\overline{\Psi}_R$ et $\overline{\Psi}_L$. Finalement, il y a 4 solutions à l'équation de Dirac.

Le champ Ψ réduit le nombre leptonique, c'est-à-dire qu'il détruit des fermions ou crée des anti-fermions. Le champ $\overline{\Psi}$ (et par conséquent Ψ^C) augmente le nombre leptonique.

Dans le cas du neutrino, sa masse est très faible comparée à celle des autres leptons, et les expériences n'ont conduit qu'à l'observation du neutrino de chiralité gauche et à l'antineutrino de chiralité droite. Pour prendre en compte l'expérience et satisfaire la symétrie $SU(2) \times U(1)$, le Modèle Standard a donc imposé que la masse du neutrino soit nulle. Par conséquent, pour le neutrino, seules deux solutions indépendantes à l'équation de Dirac sont utiles, et pour tenir compte de l'expérience, ces solutions sont les deux états : ν_L et $\overline{\nu}_R$.

De plus, pour un champ de chiralité gauche la composante droite est atténuée par un facteur m/E où m est la masse de la particule et E son énergie, par conséquent en supposant une masse nulle pour le neutrino, l'état de chiralité gauche (respectivement droite) est assimilable à un état pur d'hélicité gauche (respectivement droit). Ce neutrino à 2 états est le neutrino de Weyl [We29].

Par conséquent, avec une masse nulle, le neutrino ne possède pas de moment magnétique, le mélange leptonique dans le secteur des neutrinos est interdit, et il n'existe pas d'analogie entre l'interaction faible des quarks et l'interaction faible des leptons.

1.1.2 Au-delà du Modèle Standard

Le postulat du Modèle Standard qui impose une masse du neutrino nulle n'est posé que pour rendre compte de l'expérience. Toute indication d'une masse non nulle pour le neutrino montrerait que le Modèle Standard de la physique des particules n'est qu'une approximation devant être incluse dans un cadre plus général.

Terme de masse de Dirac et de Majorana

Le neutrino étant électriquement neutre, il peut être défini par un champ de Dirac ou de Majorana. Dans le cas d'une description par un champ de Majorana, la particule est identique à son antiparticule [Ma37].

À partir de l'équation (1.1), le terme de masse usuel pour un neutrino de Dirac est défini par le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_D = m_D(\overline{\nu}_L \nu_R + \overline{\nu}_R \nu_L) \quad (1.11)$$

ν_L et ν_R sont les états de chiralité gauche et droite du neutrino comme défini en (1.7). m_D se réfère à la masse de Dirac.

Il existe une autre façon de produire un champ de type droit (R) à l'aide de l'opérateur de conjugaison de charge :

$$(\nu_L)^C = \nu_R \quad (1.12)$$

$$\text{et de la même façon } (\nu_R)^C = \nu_L \quad (1.13)$$

les neutrinos satisfaisant la relation (1.12) ou (1.13) sont des neutrinos de type Majorana.

Ainsi un terme du type $\overline{\nu}_L(\nu_L)^C$ dans le lagrangien peut parfaitement convenir au même titre que le terme $\overline{\nu}_L \nu_R$. On peut généraliser le terme de Dirac de la façon suivante :

$$\mathcal{L} = m_D(\overline{\nu_L}\nu_R + \overline{\nu_R}\nu_L) + \frac{1}{2}m_L(\overline{\nu_L}(\nu_L)^C + (\nu_L)^C\nu_L) + \frac{1}{2}m_R(\overline{(\nu_R)^C}\nu_R + \overline{\nu_R}(\nu_R)^C) \quad (1.14)$$

$$\mathcal{L} = m_D\overline{\nu_L}\nu_R + \frac{1}{2}m_L\overline{\nu_L}(\nu_L)^C + \frac{1}{2}m_R\overline{(\nu_R)^C}\nu_R + \text{h.c} \quad (1.15)$$

où h.c signifie conjugué hermitique.

m_L et m_R sont les termes de masse de Majorana.

Le premier terme du lagrangien \mathcal{L} est celui de Dirac et les deux autres sont les termes de Majorana. Le terme de Dirac conserve le nombre de particules, tandis que ceux de Majorana violent la conservation du nombre de particules par 2 unités. Or, dans le Modèle Standard le nombre leptonique est conservé, et les termes de Majorana sont interdits. Mais, la conservation du nombre leptonique n'est liée qu'au choix du groupe de symétrie de jauge et ce n'est donc pas une propriété intrinsèque des théories de jauge.

L'équation (1.15) peut s'exprimer de façon matricielle :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\overline{\nu_L}, \overline{(\nu_L)^C}) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\nu_R)^C \\ \nu_R \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où apparaît la matrice de masse :

$$\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Mécanisme du see-saw

Le mécanisme du see-saw (balançoire) a pour but de générer des masses très faibles pour les neutrinos. C'est un modèle artificiel, mais il permet d'attribuer très facilement les masses. Il se base sur l'hypothèse qu'il n'y a pas de couplage gauche de Majorana, le terme m_L est nul, et la matrice de masse devient :

$$\begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

où M se réfère à la masse de Majorana (couplage des neutrinos droits).

La diagonalisation de la matrice conduit aux 2 valeurs propres :

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(M \pm \sqrt{M^2 + 4m_D^2}) \quad (1.19)$$

Les 2 masses $|\lambda_{\pm}|$ sont de Majorana. Si maintenant, on pose $M \gg m_D$, alors un des neutrinos de Majorana est plus lourd que l'autre, et on obtient :

$$m_{\text{lourd}} \rightarrow M, m_{\text{léger}} \rightarrow \frac{m_D^2}{M} \quad (1.20)$$

Ces valeurs propres suivent un modèle de balançoire : en effet en augmentant M , le neutrino le plus lourd devient encore plus lourd, et le plus léger voit sa masse diminuer. Le produit des deux masses reste une constante :

$$m_{\text{lourd}}m_{\text{léger}} = m_D^2 \quad (1.21)$$

En prenant M très grand, le neutrino gauche qui participe aux interactions faibles est essentiellement composé du neutrino léger avec une faible composante lourde, et la masse du neutrino

est inférieure à m_D qui est l'ordre de grandeur de la masse des fermions. Ainsi, la petitesse de la masse du neutrino peut être comprise comme étant la conséquence de la grande taille de l'échelle de cette nouvelle physique.

1.2 La décroissance $\beta\beta 0\nu$

En 1939, Furry [Fu39] montra qu'un neutrino de type Majorana pouvait donner lieu à un nouveau processus : la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$). Ce processus est interdit par le Modèle Standard car il viole la conservation du nombre leptonique. Cependant, il est permis dans certains modèles d'unification, et sa recherche est une étude de physique au-delà du Modèle Standard.

Cette décroissance se manifeste par l'émission de deux électrons dont la somme en énergie est égale à l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$ (figure 1.3). Ainsi, pour un noyau ${}^A_Z X$, le processus $\beta\beta 0\nu$ est :



Le nombre leptonique n'est pas conservé puisque dans l'état initial de la réaction il vaut 0, et dans l'état final il est égal à 2. Le processus $\beta\beta 0\nu$ permet de mettre en évidence la nature Majorana du neutrino. Mais il a la particularité de pouvoir aussi tester l'existence de l'interaction faible par courant droit (V+A), des modèles supersymétriques et d'améliorer l'évaluation du coefficient de couplage entre neutrinos et Majoron. Or, jusqu'à présent, seuls les courants gauches (V-A) de l'interaction faible ont été observés, et différents modes sont possibles.

Expérimentalement, le spectre en énergie de la somme des 2 électrons émis permettra de différencier les processus.

1.2.1 Courants gauches

Dans le cadre de courants gauches, on peut détailler le processus $\beta\beta 0\nu$ comme représenté sur la figure 1.1. À l'un des vertex, un boson W^- échange un électron ainsi qu'un antineutrino

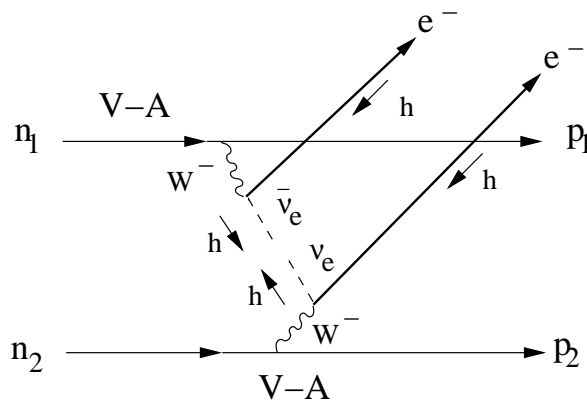


FIG. 1.1 : Processus de décroissance $\beta\beta(0\nu)$ dans le cas de courants leptoniques gauches de type V-A. h représente l'hélicité de la particule.

droit (comme pour la désintégration β simple), tandis qu'au second vertex, un boson W^- absorbe un neutrino gauche pour émettre un électron. Ce schéma n'est réalisable que si et seulement si

l'antineutrino émis au premier vertex est reconnu comme un neutrino pour être absorbé au second vertex, cela n'est possible que si le neutrino est de Majorana ($\nu=\bar{\nu}$). De plus, si l'antineutrino est émis au premier vertex avec une hélicité droite due au couplage purement V-A, il sera absorbé en tant que neutrino d'hélicité gauche, et ceci est possible par transformation de Lorentz seulement s'il est massif. Ainsi, la mise en évidence de la double désintégration β interdite révélerait que le neutrino est massif et qu'il est décrit par un champ de Majorana et non de Dirac.

Dans ce cadre, l'inverse de la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ s'exprime comme :

$$(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu})^{-1} = |M_{GT}^{0\nu} - (\frac{g_V}{g_A})^2 M_F^{0\nu}|^2 C_{0\nu} \langle m_\nu \rangle^2 \quad (1.23)$$

$\langle m_\nu \rangle$ est la masse effective du neutrino.

$C_{0\nu}$ est le terme d'espace de phase proportionnel à $Q_{\beta\beta}^5$.

$M_{GT}^{0\nu}$ et $M_F^{0\nu}$ sont les éléments de matrice nucléaire des transitions de Gamow-Teller et de Fermi, g_V et g_A sont les constantes de couplage vectoriel et axial. Les éléments de matrice nucléaire sont difficiles à calculer car il faut prendre en compte tous les états du noyau intermédiaire. Actuellement, les calculs sont réalisés en faisant un certain nombre d'approximations. Deux formalismes sont utilisés : le modèle en couches et le formalisme QRPA (Quasi Random Phase Approximation). Mais ces calculs sont très complexes et les résultats peuvent varier de plus d'un facteur 10 selon les auteurs.

1.2.2 Courants droits

Dans ce processus (figure 1.2), l'antineutrino droit est réabsorbé au second vertex en tant que neutrino droit. Ce phénomène est possible seulement si le neutrino est massif, par contre le renversement d'hélicité n'est plus nécessaire.

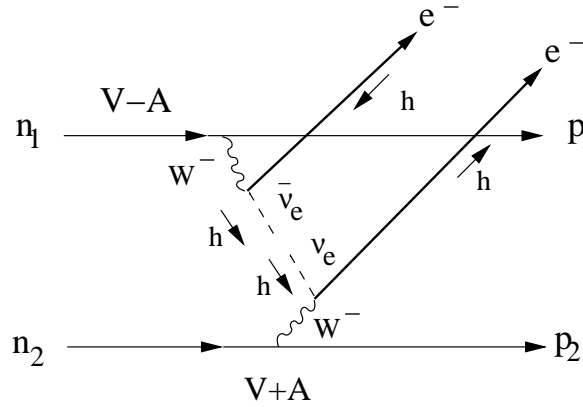


FIG. 1.2 : Processus de décroissance $\beta\beta(0\nu)$ dans le cas d'une contribution de courants leptoniques droits de type V+A.

L'inverse de la demi-vie du processus s'exprime :

$$(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu})^{-1} = C_{mm} \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2} + C_{\eta\eta} \langle \eta \rangle^2 + C_{\lambda\lambda} \langle \lambda \rangle^2 + C_{m\eta} \langle \eta \rangle \frac{m_\nu}{m_e} + C_{m\lambda} \langle \lambda \rangle \frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} + C_{\eta\lambda} \langle \eta \rangle \langle \lambda \rangle \quad (1.24)$$

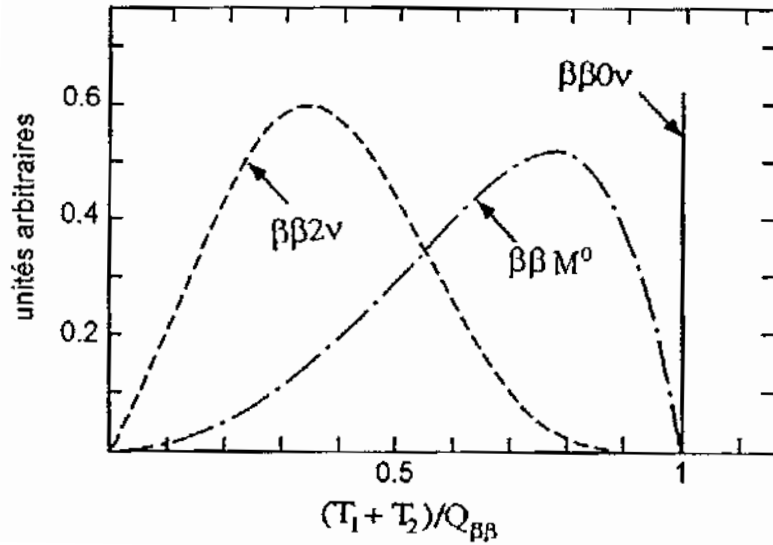


FIG. 1.3 : Spectre de la somme en énergie des deux électrons émis pour les processus : $\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta M^0$, et $\beta\beta 0\nu$. T_1 et T_2 sont les énergies des 2 électrons émis, et $Q_{\beta\beta}$ est l'énergie de la transition. Il faut noter que les intensités relatives des 3 processus ne sont pas correctement représentées. Plusieurs ordres de grandeur sont attendus entre le processus $\beta\beta 2\nu$ et les 2 autres.

Les termes C_{**} contiennent les éléments de matrice nucléaire et le terme d'espace de phase.

Les termes qui interviennent dans le calcul de la demi-vie du processus sont ceux qui contiennent les paramètres λ et η . Pour que les termes contenant la masse du neutrino $\langle m_\nu \rangle$ ne soient pas nuls, les éléments de matrice nucléaire doivent respecter des conditions d'orthogonalité [Do85].

L'existence des courants droits peut être mise en évidence par l'observation de la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ qui est impossible dans le cas des courants gauche [Do85]. Cette transition peut être vue en recherchant l'émission de deux électrons dont la somme en énergie est égale à $Q_{\beta\beta} - E_{2^+}$, (avec E_{2^+} l'énergie de l'état 2^+) en coïncidence avec le rayonnement γ issu du niveau 2^+ .

1.2.3 Avec émission de Majoron

La décroissance $\beta\beta 0\nu$ peut aussi se produire avec l'émission d'un Majoron [Ge81], qui est le boson de Goldstone associé à une brisure spontanée de symétrie du nombre leptonique. Le processus $\beta\beta M^0$ est :



La période du processus s'exprime :

$$(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu M^0})^{-1} = |M_{GT}^{0\nu}|^2 - \left(\frac{g_V}{g_A}\right)^2 |M_F^{0\nu}|^2 C_{0\nu M^0} \langle g_M \rangle^2 \quad (1.26)$$

$\langle g_M \rangle$ est une moyenne du couplage entre neutrinos et Majoron.

Sur la figure 1.3 est représenté le spectre continu en énergie cinétique des 2 électrons émis pour le processus $\beta\beta$ avec émission d'un Majoron.

1.2.4 Violation de la R-parité

Les modèles de supersymétrie SUSY fournissent une symétrie entre les fermions et les bosons, et les modèles SUSY contiennent donc des particules supplémentaires. Dans une extension du Modèle Standard Minimal Supersymétrique (MSSM) en prenant en compte la violation de la R-parité, de nouvelles contributions au mécanisme de décroissance $\beta\beta 0\nu$ apparaissent [Hi95].

La R-parité est une symétrie discrète associée à un nombre quantique R_p défini par : $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ où S, B et L sont le spin, les nombres baryoniques et leptoniques. Pour toute particule du Modèle Standard, $R_p=1$, et pour les particules supersymétriques, $R_p=-1$.

Pour produire la décroissance $\beta\beta 0\nu$, on se place dans un cadre de violation de la R-parité avec violation du nombre leptonique mais conservation du nombre baryonique. La décroissance $\beta\beta 0\nu$ peut résulter de l'échange de particules supersymétriques comme les gluinos, neutralinos, et ce processus a exactement la même signature expérimentale que la décroissance $\beta\beta 0\nu$ par échange de neutrinos légers. Néanmoins, on peut différencier les processus pour certains noyaux. En effet, le rapport des périodes des décroissances vers l'état fondamental et vers le premier état excité peut être différent si les particules échangées sont supersymétriques. En écrivant le lagrangien de l'interaction des fermions avec le gluino et les neutralinos et le lagrangien dû à la violation de la R-parité, on détermine les diagrammes de Feynman qui décrivent la contribution de la violation de la R-parité dans le MSSM au processus $\beta\beta 0\nu$. L'observation de limites inférieures sur la période de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ donne accès à des diagrammes d'exclusion qui sont fonction des constantes de couplage et de la masse des squarks. Le processus $\beta\beta 0\nu$ ne peut donner accès qu'à une seule constante de couplage car seule la première génération de fermions (les 2 quarks u et d, et l'électron) est impliquée dans ce processus.

1.2.5 États excités

L'observation de la décroissance $\beta\beta$ vers les états excités du noyau fils, et la mesure de la demi-vie pour ce processus, va permettre d'obtenir des informations complémentaires sur les éléments de matrice nucléaire.

Les états excités accessibles sont le premier état excité 0^+ ou alors l'état 2^+ , mais pour celui-ci, la transition n'est possible que dans le cadre de courant V+A.

L'observation de la décroissance vers l'état excité 0^+ est signée par la détection en coïncidence des 2 électrons et des 2 rayonnements γ de désexcitation. Expérimentalement, la détection de 4 particules en coïncidence s'affranchit d'une bonne partie du bruit de fond, mais la valeur de l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$ est plus faible que dans le cas de la décroissance vers l'état fondamental. L'espace de phase (proportionnel à $Q_{\beta\beta}^5$) se trouve diminué, et la demi-vie du processus est plus longue.

1.3 Observation du processus $\beta\beta 0\nu$

1.3.1 Choix du noyau

Pour pouvoir observer le processus $\beta\beta 0\nu$, il faut sélectionner un noyau pour lequel la transition β est interdite. La recherche expérimentale du processus $\beta\beta 0\nu$ conduit à la mesure de la demi-vie qui s'exprime de la façon suivante :

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\ln 2 N_A}{A} \left(\frac{Me t}{N_S} \right) \quad (1.27)$$

avec M la masse de l'isotope, N_S le nombre d'événements de signal $\beta\beta 0\nu$ observés pendant le temps t avec une efficacité de détection ϵ . A est la masse atomique de l'isotope, et N_A le nombre d'Avogadro.

Dans le cadre de 0 événement de bruit de fond et 0 événement de décroissance $\beta\beta 0\nu$, $N_S = N_{\text{exclus}} = 2,3$ à 90% C.L. (Confidence Level). Dans ce cas, on obtient une limite sur la demi-vie du processus et sur la masse effective du neutrino :

$$(T_{1/2}^{0\nu}) > \frac{\ln 2 N_A}{A} \left(\frac{M \epsilon t}{2,3} \right) \quad (1.28)$$

Pour améliorer la limite sur la masse effective du neutrino, on doit réussir à mesurer des périodes les plus longues possibles, et pour cela, il faut :

- posséder une grande masse d'isotope émetteur ;
- diminuer le bruit de fond ;
- choisir un noyau pour lequel l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ est grande de façon à augmenter l'espace de phase.

De plus, le calcul des éléments de matrice nucléaire étant difficile, il est intéressant de pouvoir étudier plusieurs noyaux.

Les conditions d'abondance isotopique et de bruit de fond pour le choix du noyau sont détaillées ci-dessous.

Abondance isotopique

Une abondance isotopique d'au moins quelques % est nécessaire pour pouvoir atteindre des enrichissements proches de 100%. Le tableau 1.1 donne l'abondance isotopique pour différents émetteurs double bêta.

Le bruit de fond

La radioactivité naturelle

Le bruit de fond de l'expérience est un des paramètres les plus importants sur la limite de la demi-vie. Ce paramètre contraint le choix portant sur le candidat émetteur, mais aussi sur tous les matériaux utilisés dans la construction du détecteur. Étant donné que la plus grande transition gamma de la radioactivité naturelle est le rayonnement de 2614 keV émis par le ^{208}Tl , il est intéressant de choisir des isotopes pour lesquels l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ est supérieure à cette valeur de façon à limiter le bruit de fond dans la région du signal $\beta\beta 0\nu$. Les isotopes satisfaisant ce critère sont : ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{96}Zr , ^{150}Nd , ^{48}Ca , ce sont ceux séparés par une double ligne sur le tableau 1.1.

Le processus permis $\beta\beta 2\nu$

Une autre source de bruit de fond au processus est due à la décroissance $\beta\beta 2\nu$. La désintégration double β avec émission de neutrinos fut envisagée en 1935 par Goeppert-Mayer [Go35], c'est un processus du second ordre de l'interaction faible, donc peu fréquent. Cette désintégration fut mise en évidence en 1968 [Ki68], les périodes sont toujours très grandes ($\sim 10^{18}$ - 10^{21} ans), ce sont les plus longues mesurées dans la nature.

Ce processus consiste en la désintégration simultanée β^- de deux neutrons, il peut être observé pour les noyaux pair-pair. Certains noyaux (A, Z) instables ne peuvent se désintégrer par émission β^- , ce qui peut arriver si le noyau $(A, Z+1)$ a son niveau fondamental plus élevé en énergie ou si la transition est très fortement supprimée pour des raisons de conservation du moment angulaire.

Isotopes	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance(%)
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	56 ± 5	17
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112 ± 7	24
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	130 ± 9	50
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	364 ± 4	4,6
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	416 ± 2	7
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	417 ± 4	41
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	490 ± 2	29
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	534 ± 4	29
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$	654 ± 2	15
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	847 ± 10	10
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	858 ± 6	100
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	868 ± 4	32
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	987 ± 4	-
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001 ± 3	0,6
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	1048 ± 4	7
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	1079 ± 3	13
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	1145 ± 2	99
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	1145 ± 2	17
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	1252 ± 2	23
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	1256 ± 5	17
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	1299 ± 4	19
$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	1418 ± 3	11
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	1729 ± 1	22
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	1928 ± 2	6
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2013 ± 19	12
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2040 ± 1	8
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2288 ± 2	6
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2479 ± 8	9
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2533 ± 4	34
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2802 ± 4	7
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995 ± 6	9
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034 ± 6	10
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350 ± 3	3
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3667 ± 2	6
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271 ± 4	0,2

TAB. 1.1 : Émetteurs $\beta\beta$, énergie de transition associée, et abondance isotopique. Les isotopes ont été classés en fonction de l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$. Seuls les 6 derniers noyaux ont un $Q_{\beta\beta}$ supérieur à 2614 keV, énergie la plus élevée produite par la radioactivité naturelle.

Ainsi pour un noyau A_ZX émetteur $\beta\beta$, on a la décroissance suivante :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2\beta^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.29)$$

Ces transitions ont été étudiées théoriquement et expérimentalement, et la période de ce processus s'exprime :

$$(T_{\frac{1}{2}}^{2\nu})^{-1} = C^{2\nu} (M_{GT}^{2\nu})^2 \quad (1.30)$$

où $C^{2\nu}$ est l'espace de phase bien connu théoriquement ($\propto Q_{\beta\beta}^{11}$)

$M_{GT}^{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire de Gamow-Teller.

Le processus $\beta\beta 2\nu$ ne passe que par le niveau 1^+ du noyau intermédiaire. Cet élément de matrice est calculé par les mêmes méthodes que les éléments de matrice nucléaire intervenant dans l'expression de la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$.

La désintégration $\beta\beta 2\nu$ a maintenant été observée pour de nombreux noyaux : ${}^{76}\text{Ge}$, ${}^{82}\text{Se}$, ${}^{100}\text{Mo}$, ${}^{116}\text{Cd}$, ${}^{128}\text{Te}$, ${}^{130}\text{Te}$, ${}^{150}\text{Nd}$, ${}^{238}\text{U}$.

Une mesure du processus $\beta\beta 2\nu$ sert essentiellement à avaliser les calculs de l'élément de matrice $M_{GT}^{2\nu}$. Mais du point de vue expérimental, la mesure de la demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ est absolument nécessaire pour déterminer avec précision le bruit de fond ultime à une expérience $\beta\beta 0\nu$. En effet, le spectre théorique de l'énergie cinétique des 2 électrons émis lors du processus $\beta\beta 0\nu$ est une raie discrète à l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$, alors que le spectre pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$ est continu jusqu'à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ (figure 1.3). En fonction de la résolution en énergie des détecteurs, cette source de bruit de fond peut ne pas être négligeable. Pour le limiter, il faut donc choisir un noyau pour lequel la période $T_{1/2}^{2\nu}$ soit la plus grande possible.

1.3.2 Expériences sur la détection $\beta\beta 0\nu$

Dans le tableau 1.2 sont présentées les expériences les plus sensibles à la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Pour chaque expérience sont donnés : l'isotope mesuré et sa masse, le principe de détection de l'expérience, la résolution en énergie, le bruit de fond dans la région en énergie où est attendu le signal, et la limite sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ [Tr02].

Source et détecteur identiques

La source et le détecteur étant identiques, ces expériences ont la particularité d'avoir une très bonne efficacité de détection.

L'étude du processus $\beta\beta 0\nu$ pour le ${}^{76}\text{Ge}$ se fait par cette méthode. Le ${}^{76}\text{Ge}$ sous forme de cristaux est un semi-conducteur et peut-être utilisé comme détecteur, de plus le cristal est très pur du point de vue de la radioactivité. La très bonne résolution des détecteurs germanium permet de différencier le signal à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ (~ 2040 keV) du bruit de fond de la radioactivité naturelle. Les inconvénients de ces expériences sont l'impossibilité d'identifier l'origine des électrons, la difficulté pour déconvoluer toutes les raies gamma ainsi que leurs fronts Compton, et la soustraction du bruit de fond dû à l'émission de particules α . Deux expériences actuellement en cours utilisent cette technique, l'expérience Heidelberg-Moscou [Gu97], et l'expérience IGEX (International Germanium Experiment) [Aa99].

Les expériences avec des bolomètres détectent la traversée des particules par le réchauffement du milieu maintenu à une température de quelques dizaines de millikelvin [Al00]. Les bolomètres avec des cristaux de TeO_2 étaient au stade de prototype pour la mesure du processus $\beta\beta 0\nu$ du

Isotope	Masse	Expérience	Principe de détection	Résolution en énergie	Bruit de fond (coups/an.kg.fwhm) dans région d'intérêt	Limite sur $T_{1/2}^{0\nu}$ (ans) (90% C.L.)
^{100}Mo ^{82}Se ^{116}Cd ^{96}Zr	172 g 156,6 g 143 g 6,8 g	NEMO2	détecteur de traces et scintillateurs plastiques	18% à 1 MeV	0,9	$> 6.10^{21}$ $> 9,5.10^{21}$ $> 5.10^{21}$ $> 1.10^{21}$
^{130}Te	6,8 kg	Groupe de Milan	bolomètres : 20 cristaux de TeO_2 refroidis à 10 mK	9 keV à 2615 keV	3,5	^{130}Te : $> 1,44.10^{23}$ ^{128}Te : $> 8,6.10^{22}$
^{136}Xe	3,3 kg	Caltech-Neuchatel collaboration	TPC contenant du gaz Xe	6,6% à 2468 keV	3	$> 4,4.10^{23}$
^{76}Ge	8,87 kg	IGEX	3 détecteurs HP-Ge de 2 kg	4 keV à 2039 keV	0,24	$> 1,57.10^{25}$
	10,96 kg	Heidelberg-Moscou	5 détecteurs HP-Ge	4 keV à 2039 keV	0,24	$> 1,6.10^{25}$

TAB. 1.2 : Revue des expériences de recherche de décroissance $\beta\beta 0\nu$ [Tr02].

^{130}Te . Après plusieurs années de Recherche et Développement, l'expérience CUORECINO [Ge00] (prototype de CUORE) (constitué de 100 bolomètres de cristaux de tellure naturel) cherchant à atteindre une limite sur la masse effective du neutrino de l'ordre de 0,1 eV est actuellement en cours de construction.

Source et détecteur distincts

Ce type d'expérience permet non seulement une mesure de l'énergie cinétique des particules, mais aussi la reconstruction de la trajectoire des électrons. Ainsi, l'origine des électrons est parfaitement connue, et le rejet de la composante du bruit de fond devient beaucoup plus facile, mais la résolution en énergie est moins bonne. Les expériences utilisant cette méthode sont des détecteurs universels qui permettent l'étude sur différents noyaux émetteurs.

Une expérience sur le ^{82}Se a été réalisée par le groupe d'Irvine [El87], ce fut la première observation directe en laboratoire de la décroissance $\beta\beta 2\nu$, elle utilisait une TPC (Time Projection Chamber) avec au centre une source de 14 grammes de ^{82}Se métallique enrichie isotopiquement à 97%.

Une expérience similaire avec du ^{136}Xe a été réalisée au tunnel du Gothard par la collaboration Caltech-Neuchatel-PSI. La limite sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ du ^{136}Xe est $4,4.10^{23}$ ans.

L'expérience NEMO2 [Ne92] (prototype de NEMO3) était constituée d'un détecteur de traces et d'un calorimètre. Elle a étudié les processus $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ pour les noyaux ^{100}Mo [Ar95], ^{82}Se [Ar98], ^{116}Cd [Ar96] et ^{96}Zr [Ar99]. Les limites de la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ sont données dans le tableau 1.2, et les périodes du processus permis dans le tableau 2.1 page 26.

1.4 Décroissance $\beta\beta 0\nu$ et oscillations de neutrinos

1.4.1 Oscillations de neutrinos

Historique : le problème des neutrinos solaires

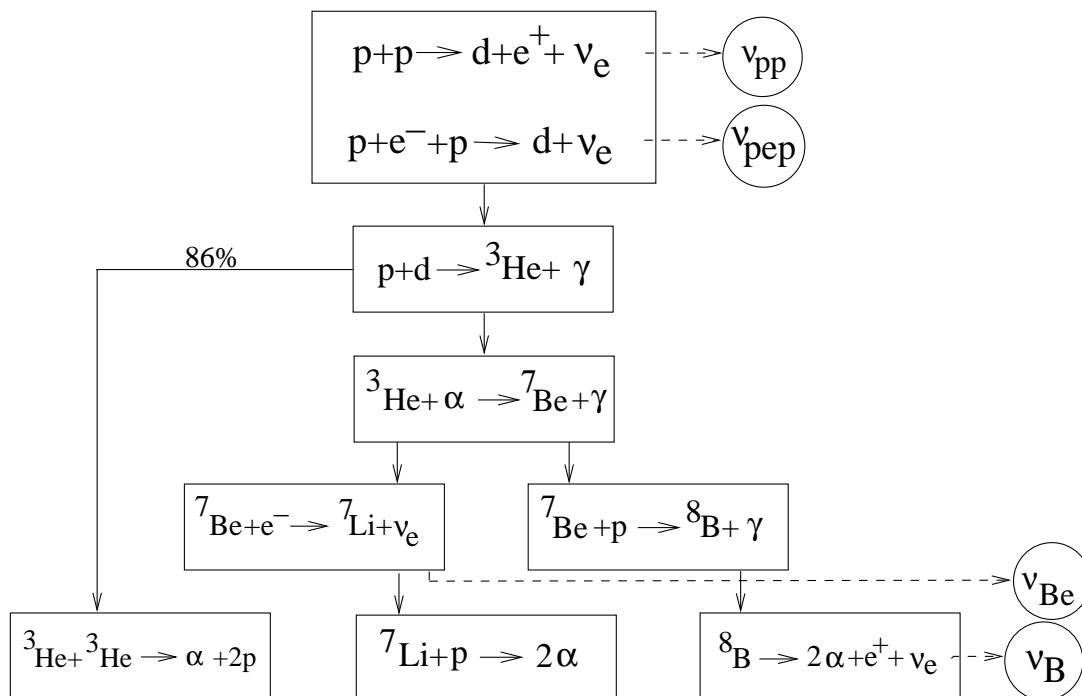


FIG. 1.4 : Schéma simplifié des réactions nucléaires dans le Soleil.

Le Soleil est une source intense de neutrinos ν_e . En effet, la combustion de l'hydrogène dans le soleil produit des neutrinos électrons appelés ν_{pp} et ν_{pep} par les réactions respectives (figure 1.4) : $p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$, et $p+e^-+p \rightarrow d+\nu_e$. Ces réactions initient le cycle de production de ^4He . Les réactions de fusion de ^3He avec ^4He produisent du ^7Be . Le ^7Be se désexcite en ^7Li par une capture électronique en émettant un neutrino monoénergétique appelé ν_{Be} . Avec une probabilité beaucoup plus faible, le ^7Be peut capturer un proton pour former un noyau de ^8B qui se désintègre en émettant un neutrino (ν_B) dont le spectre en énergie s'étend jusqu'à 40 MeV (figure 1.5). Pour comprendre le fonctionnement et l'évolution du Soleil, les astrophysiciens ont élaboré un Modèle Standard du Soleil qui tient compte de ces réactions nucléaires. Ce modèle reproduit d'une manière précise toutes les caractéristiques du Soleil (masse, température, rayon, âge) ; et prédit entre autre combien de neutrinos sont émis par les différentes réactions.

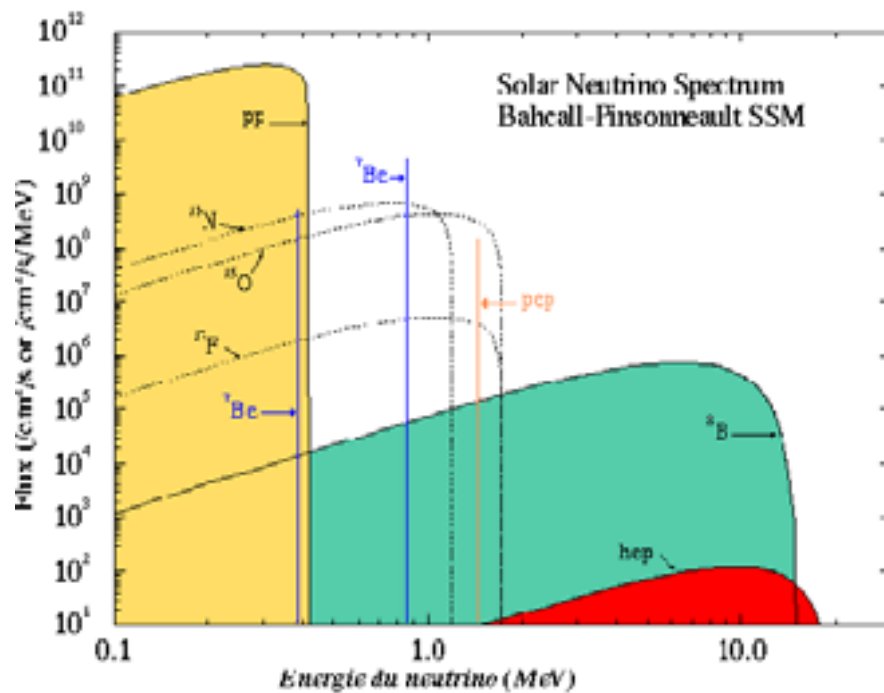


FIG. 1.5 : Flux et énergie des neutrinos solaires.

La première expérience de détection des neutrinos solaires fut construite en 1968 dans la mine de Homestake [Da68], le principe de l'expérience consistait en la détection de l'argon formé par la réaction : $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$. Le nombre d'interactions observées était trois fois plus faible qu'attendu.

L'expérience temps réel Kamiokande constituée de 50000 tonnes d'eau ultra-pure est fondée sur la diffusion élastique des neutrinos : $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. La lumière Tchérenkov émise par l'électron diffusé est détectée en temps réel par des photomultiplicateurs. La distribution en $\cos\theta$ où θ est l'angle entre la trajectoire de l'électron et la direction du Soleil, révèle un excès vers $\cos\theta=1$, ce qui constitue la première détection directe des neutrinos en provenance du Soleil.

Les expériences radiochimiques GALLEX [Ha99] et SAGE [Ga00], et l'expérience Kamiokande [Fu98] montrèrent elles aussi que les flux de neutrinos solaires détectés au niveau de la Terre étaient inférieurs à ceux prédits par les modèles solaires. Ce déficit constitue le problème des neutrinos solaires. L'analyse des résultats provenant des trois expériences Gallex, Homestake, Kamiokande (tableau 1.3) nécessite la suppression totale du flux de neutrinos ν_{Be} et une réduction importante du flux de neutrinos ν_{B} au niveau de la Terre.

Solutions

Dès 1957, Pontecorvo [Po58] avait fait l'hypothèse des oscillations de neutrinos. En 1976 ces oscillations étaient considérées dans le schéma général d'un mélange de neutrinos basé sur l'analogie avec les quarks [Bi76]. Si on suppose qu'il existe une matrice de mélange semblable à celle des quarks, les neutrinos de saveur seraient une combinaison linéaire de neutrinos états propres

Expérience	Méthode	Seuil en énergie (MeV)	Expérience Prédictions	Sensibilités		
				ν_{pp}	ν_{Be}	ν_B
Gallex	Radiochimique au Gallium	0,233	~60%	60%	30%	10%
Homestake	Radiochimique au chlore	0,814	~30%		20%	80%
Kamiokande	Détecteur Tcherenkov	6,5	~50%			100%

Tab. 1.3 : Premières expériences de détection des neutrinos solaires, méthodes employées et comparaison entre prédiction et observation.

de masse. Dans ce schéma, les neutrinos de saveur ν_l (où $l=e, \mu, \tau$) se décomposent comme :

$$\nu_l = \sum_{i=1}^3 U_{li} \nu_i \quad (1.31)$$

Les neutrinos ν_i sont les états propres de masse m_i , et U_{li} sont les termes de la matrice de mélange.

Le problème des neutrinos solaires peut être résolu par différents scénarios d'oscillations.

Le premier scénario est le phénomène d'oscillation dans le vide appelé Vacuum Oscillation (V.O.) ou « just so » [Ha97]. En supposant un mélange leptonique (1.31), le neutrino d'énergie E qui parcourt une distance L dans le vide peut osciller d'une saveur l à une saveur l' avec la probabilité :

$$P_{\nu_l \rightarrow \nu_{l'}} = |\delta_{ll'} + \sum_{k=2}^n U_{l'k} U_{lk}^* [\exp(-i \frac{\Delta m_{k1}^2 L}{2E}) - 1]|^2 \quad (1.32)$$

L est la distance en mètre, E l'énergie du neutrino en MeV.

$\Delta m_{k1}^2 = m_k^2 - m_1^2$ est la différence des carrés des masses des neutrinos en eV^2 .

$U_{l'k}$ et U_{lk}^* sont les éléments de matrice, et $\delta_{ll'}$ est le delta de Kronecker.

On remarque que la probabilité de transition est une fonction périodique du paramètre $\frac{L}{E}$.

Dans le cas simple d'une transition entre deux saveurs différentes de neutrinos, la matrice de mélange s'écrit :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta e^{i\varphi} \\ -\sin\theta e^{-i\varphi} & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

où θ est l'angle de mélange, les termes $e^{i\varphi}$ et $e^{-i\varphi}$ correspondent aux termes de violation de CP. Dans ce cadre, et si on admet qu'il n'y a pas de violation de CP, la probabilité d'oscillation dans le vide devient :

$$P_{\nu_l \rightarrow \nu_{l'}} = P_{\nu_{l'} \rightarrow \nu_l} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2E}) \quad (1.34)$$

L'autre scénario est l'oscillation des neutrinos dans la matière, puisque les neutrinos peuvent diffuser avec les électrons, c'est l'effet MSW (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) [Wo78], [Mi85]. L'indice de réfraction est différent pour toutes les variétés de neutrinos, et les neutrinos ν_e ont des interactions supplémentaires avec les électrons de la matière par rapport aux neutrinos ν_μ et ν_τ .

Lors de leur parcours en direction de la Terre, les neutrinos ν_e produits au coeur du Soleil vont osciller (en ν_μ ou ν_τ) en traversant la matière du Soleil. De plus, lors de l'observation des oscillations des neutrinos, on peut distinguer les oscillations dans le Soleil ou dans la Terre grâce

à l'effet jour/nuit. En effet, de nuit le neutrino ν_x ($x=\mu$ ou τ) aura traversé la Terre, avant d'atteindre le détecteur, et aura pu de nouveau osciller par effet MSW, ce qui peut amener à une régénération (partielle) du flux des neutrinos ν_e . Une différence jour-nuit permettrait de signer cette régénération.

Sur l'équation (1.34), on voit que la probabilité d'oscillation dépend de deux variables libres : Δm^2 et $\sin^2 2\theta$. Pour la solution des oscillations dans la matière MSW, il existe trois jeux de paramètres possibles qui sont : Small Mixing Angle (SMA), Large Mixing Angle (LMA), et LOW (petit Δm^2). Les régions permises par les données des expériences pour ces solutions sont représentées sur les diagrammes Δm^2 en fonction de $\sin^2 2\theta$ (figure 1.6).

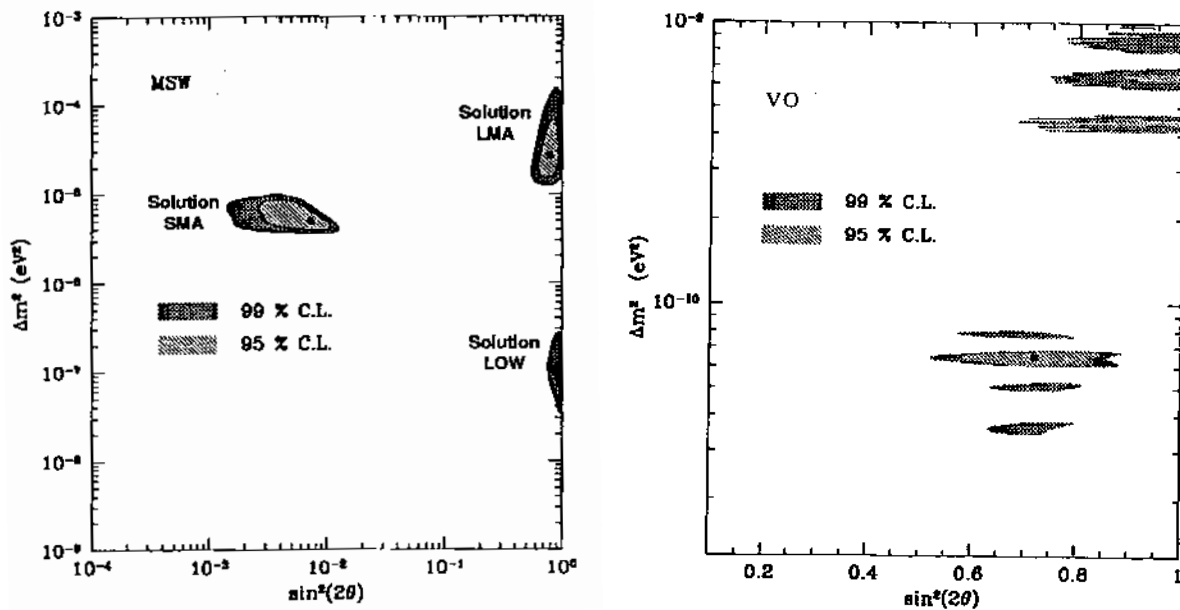


FIG. 1.6 : Régions permises par les données des expériences de neutrinos solaires pour l'oscillation par effet MSW et pour les oscillations dans le vide (V.O.).

Les valeurs que peuvent prendre Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ sont données dans le tableau 1.4. Elles ont été calculées en supposant un mélange à 3 neutrinos massifs avec un spectre de masse tel que : $m_1 < m_2 < m_3$. Les résultats des expériences SuperKamiokande et SNO (Sudbury Neutrino Observatory) ont exclu une grande partie de la solution SMA pour les oscillations, tandis que la solution LMA est celle qui offre la meilleure description [Ba99], [Be01].

Chaque expérience définit un contour dans le plan $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ pour les oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_x$. La probabilité de survie d'un neutrino ν_e est différente selon les solutions SMA, LMA, LOW et VO et selon son énergie. Par conséquent, les flux prédits et attendus des neutrinos ν_{pp} , ν_{Be} , et ν_B au niveau de la Terre sont dépendants des solutions d'oscillation.

Autres expériences d'oscillations

Le détecteur de lumière Tchérenkov SNO constitué de 1000 tonnes d'eau lourde détecte les neutrinos solaires ν_B par les réactions :

Scénarios	Δm_{\odot}^2 (eV ²)	$\sin^2 2\theta$
LMA	$1,6 \cdot 10^{-5} - 2,0 \cdot 10^{-4}$	0,5-1,0
SMA	$4,0 \cdot 10^{-6} - 9,0 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-3}$
LOW-VO	$8,0 \cdot 10^{-9} - 3,0 \cdot 10^{-8}$	0,7-0,8

Tab. 1.4 : Valeurs de Δm_{\odot}^2 et de $\sin^2 2\theta$ obtenues par les données des expériences de neutrinos solaires pour les différents scénarios d'oscillations. [Go01]

- $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (courant chargé)
- $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ (courant neutre)
- $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ (diffusion élastique)

La réaction par courant chargé n'est sensible qu'aux neutrinos ν_e , alors que les diffusions élastiques et les réactions par courant neutre impliquent les 3 saveurs de neutrinos ($x=e, \mu, \tau$). La sensibilité de SNO à ces 3 réactions permet de déterminer la composante de neutrinos ν_e au flux de neutrinos solaires au niveau de la Terre.

Les résultats récents ont montré une différence dans les flux de neutrinos mesurés par diffusion élastique et courant chargé indiquant ainsi que le flux de neutrinos solaires n'est pas uniquement constitué de la saveur ν_e et prouvant ainsi l'existence des oscillations des neutrinos solaires. La mesure du flux donnée pour les réactions par courant neutre a confirmé ce résultat [Ba02].

Les oscillations de neutrinos peuvent être observées dans d'autres régions de Δm^2 . En effet, selon l'énergie du neutrino et la distance séparant la source et le détecteur, on peut observer des oscillations dans le domaine Δm^2 si $\Delta m^2 \geq \frac{E}{L}$. Le tableau 1.5 donne le domaine d'observation de Δm^2 en fonction de la source de neutrinos. Ces observations sont des mesures complémentaires aux expériences d'oscillation des neutrinos solaires. L'expérience sur les neutrinos atmosphé-

Source	Énergie	Distance	Δm^2 (eV ²)
Accélérateur	1 GeV	1 km	2,5
Réacteur	4 MeV	100 km	0,1
Atmosphère	400 MeV	10 km	0,1
		10000 km	10^{-4}
Soleil	1 MeV	10^8 km	10^{-11}

Tab. 1.5 : Sources de neutrinos avec leur énergie d'émission, et la valeur de Δm^2 correspondant à une distance d'observation L.

riques SuperKamiokande a donné un domaine d'observation de l'oscillation $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_x$ dans le diagramme $\Delta m^2 / \sin^2 2\theta$ [Na98]. Or, l'expérience CHOOZ (auprès du réacteur de la centrale de Chooz) exclut (figure 1.7) l'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu}$ dans le domaine autorisé par les résultats de SuperKamiokande [Fo98].

Les limites expérimentales en faveur d'une oscillation $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ (et $\bar{\nu}_{\mu} \leftrightarrow \bar{\nu}_{\tau}$) sont représentées sur la figure 1.8, elles sont égales à :

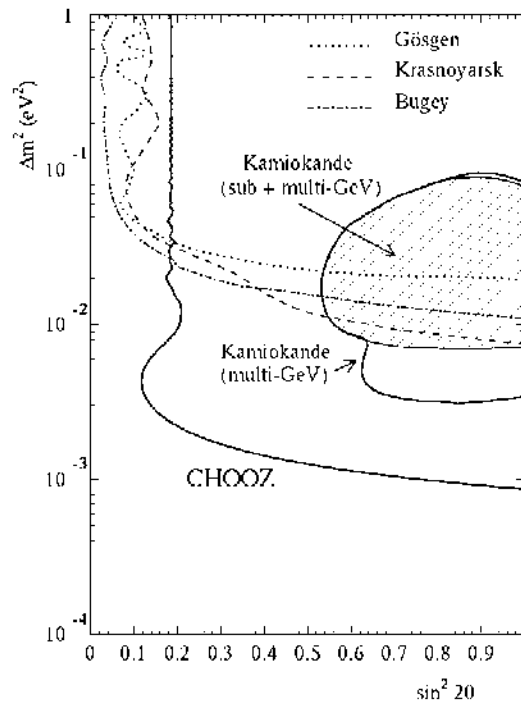


FIG. 1.7 : Contour d'exclusion pour l'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ de l'expérience CHOOZ comparé aux limites expérimentales autorisées par l'expérience Kamiookande.

$$2.10^{-3} \leq |\Delta m_{\text{atm}}^2| \leq 6,6.10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (1.35)$$

et la meilleure valeur est : $|\Delta m_{\text{atm}}^2| = 3,2.10^{-3} \text{ eV}^2$

$$0,87 \leq \sin^2 2\theta_{\text{atm}} \leq 1 \quad (1.36)$$

Le signe de Δm_{atm}^2 n'est pas donné par les expériences. L'expérience LSND [At97] auprès d'un accélérateur a observé un signal en faveur de l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$, mais l'expérience KARMEN a exclu une grande partie de la région déterminée par LSND (figure 1.9) [Ja00]. L'expérience BOONE va bientôt permettre de tester les résultats de LSND [St98].

Autres expériences

La mesure directe de la masse du neutrino ν_e est possible par l'analyse cinématique de la désintégration β du Tritium. En effet, une masse non nulle du neutrino va entraîner une déformation du spectre β au niveau de l'énergie de la transition Q_β . Actuellement, la meilleure limite est celle donnée par l'expérience Mainz :

$$m_{\nu_e} < 2,2 \text{ eV (95\% C.L.) [Bo01]} \quad (1.37)$$

En détectant les anisotropies du fond cosmologique micro-onde (CMB), des expériences de cosmologie et d'astrophysique peuvent donner une information sur la somme des masses des neutrinos, à l'heure actuelle, la meilleure valeur est : $\sum_j m_j \leq 5,5 \text{ eV [Ga99]}$.

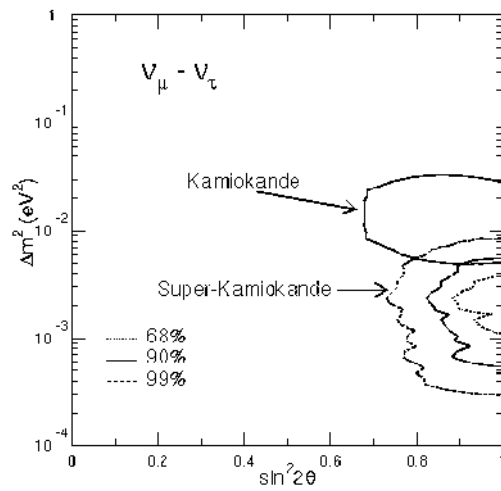


FIG. 1.8 : Contours obtenus par Kamiokande et SuperKamiokande pour l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.

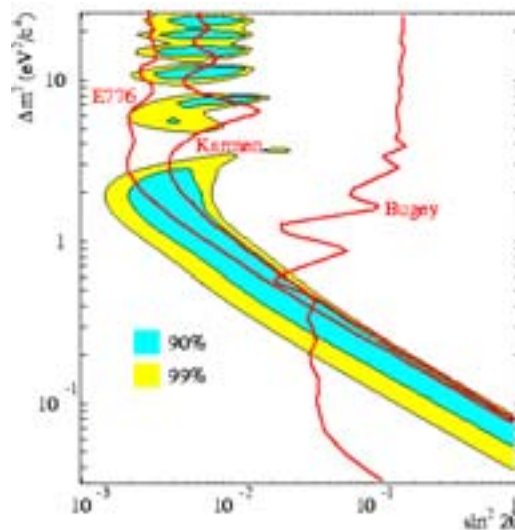


FIG. 1.9 : Régions favorables aux oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ à 90% et 99% C.L. pour l'expérience LSND. Contour d'exclusion des expériences Karmen, E776, et Bugey.

1.4.2 Masse effective du neutrino selon les scénarios de masse

Les expériences d'oscillation donnent une information sur les différences de masse au carré (Δm^2) et sur les angles de mélange, mais ne permettent pas de répondre à la question concernant la nature (Dirac ou Majorana) du neutrino massif ni même de parvenir à la valeur de sa masse.

Seules les expériences de mesure directe ou de recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ permettent d'obtenir une information sur la masse du neutrino ν_e . De plus, dans la matrice de mélange des neutrinos, les termes de masse de Majorana contiennent les phases de violation de CP (pour un neutrino de Majorana, les valeurs propres de CP sont $\pm i$) et seule la décroissance $\beta\beta 0\nu$ est sensible à ces termes. Mais ceci n'est valable que si la décroissance $\beta\beta 0\nu$ est générée par l'échange de trois neutrinos légers.

Selon différentes hypothèses, et en utilisant les résultats des expériences sur les oscillations, la valeur de la masse du neutrino de Majorana peut être prédite. En se plaçant dans le cadre d'un mélange de trois neutrinos massifs, on peut supposer plusieurs scénarios (explicités dans le tableau 1.6) pour le spectre de masse : hiérarchie, hiérarchie inverse, dégénérescence, hiérarchie partielle, ou hiérarchie inverse partielle. Pour chacun de ces scénarios, on utilise les résultats de l'expérience SuperKamiokande pour l'oscillation des neutrinos atmosphériques, avec la contrainte de CHOOZ, et les trois solutions (LMA, SMA, VO) d'oscillation des neutrinos solaires. Ainsi on peut déduire un intervalle de valeurs pour la masse effective du neutrino de Majorana. De plus, chaque fois deux cas se présentent : les neutrinos états-propres de masse peuvent avoir des phases de violation de CP égales ou opposées. En tenant compte de ces deux cas, la masse du neutrino peut prendre des valeurs différentes, et le processus $\beta\beta 0\nu$ est par conséquent sensible, selon les scénarios de masse, à des zones de violation de CP dans le secteur leptonique.

Pour conclure, la mise en évidence du processus $\beta\beta 0\nu$ est très importante pour identifier le spectre de masse des neutrinos.

Pour accéder à la masse effective du neutrino ν_e , on se place dans le cadre d'un mélange de 3 neutrinos massifs de Majorana :

$$\nu_e = \sum_{i=1}^3 U_{ei} \nu_i \quad (1.38)$$

la masse effective du neutrino de Majorana s'exprime :

$$| \langle m \rangle | \equiv \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.39)$$

et les éléments de matrice satisfont la condition :

$$\sum_{j=1}^3 |U_{ej}|^2 = 1 \quad (1.40)$$

Les éléments de matrice U_{e2} et U_{e3} contiennent les termes de phase de Majorana de violation de CP.

Pour établir une relation directe entre les angles de mélange contraints par les données des neutrinos solaires et par CHOOZ, les éléments de matrice peuvent se mettre sous la forme [Bi01] :

$$|U_{e1}| = \cos\varphi \sqrt{1 - |U_{e3}|^2}, \quad |U_{e2}| = \sin\varphi \sqrt{1 - |U_{e3}|^2} \quad (1.41)$$

avec $\varphi = \theta_\odot$ et $|U_{e3}|^2 = \sin^2\theta$ contraint par CHOOZ.

Scénarios	$ \langle m \rangle $ (eV) Conservation de CP	$ \langle m \rangle $ (eV) Non conservation de CP
Hiérarchie de masse $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{32}^2$ $m_1^2 \ll \Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$	$0 - 7,4 \cdot 10^{-3}$ LMA $0 - 1,9 \cdot 10^{-3}$ SMA $0 - 3,5 \cdot 10^{-3}$ LOW-VO	
Hiérarchie de masse inverse $m_1 \ll m_2 \sim m_3$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{32}^2$ $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{31}^2$ $m_1^2 \ll \Delta m_{32}^2 \ll \Delta m_{21}^2$	$0 - 4,8 \cdot 10^{-2}$ LMA $3,7 \cdot 10^{-2} - 6,8 \cdot 10^{-2}$ SMA $0 - 3,4 \cdot 10^{-2}$ LOW-VO	
quasi-dégénérescence $m_1 \sim m_2 \sim m_3 \sim m_t(*)$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{32}^2$ $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2 \ll m_1$	$0 - 0,7 m_t$ LMA $0,9 m_t - m_t$ SMA $0 - 0,5 m_t$ LOW-VO	$0 - m_t$ LMA $0,9 m_t - m_t$ SMA $0 - m_t$ LOW-VO
Hiérarchie de masse partielle $m_1 \sim m_2 < m_3$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{32}^2$ $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2 \sim O(m_1^2)$	$8,0 \cdot 10^{-4} - 1,2 \cdot 10^{-1}$ LMA $1,6 \cdot 10^{-2} - 2,0 \cdot 10^{-1}$ SMA $0 - 5,0 \cdot 10^{-2}$ LOW-VO	
Hiérarchie de masse inverse partielle $m_1 < m_2 \sim m_3$ $\Delta m_{\odot}^2 = \Delta m_{32}^2$ $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{21}^2$ $\Delta m_{32}^2 \ll \Delta m_{21}^2 \sim O(m_1^2)$	$0 - 1,4 \cdot 10^{-1}$ LMA $2,8 \cdot 10^{-2} - 2,1 \cdot 10^{-1}$ SMA $0 - 1,0 \cdot 10^{-1}$ LOW-VO	

TAB. 1.6 : Valeur de la masse effective du neutrino de Majorana en fonction des différents scénarios de masse, des solutions des neutrinos solaires, et de la conservation ou non de CP [Bi01]. Ces valeurs sont calculées en prenant Δm_{\odot}^2 et $\sin^2 2\theta_{\odot}$ données dans le tableau 1.4 [Go01].

(*) m_t est la masse du neutrino déterminée par les mesures du spectre β du Tritium.

Pour les scénarios de masse hiérarchie partielle et hiérarchie inverse partielle, m_1 a été pris dans l'intervalle $[0,02-0,2]$ eV.

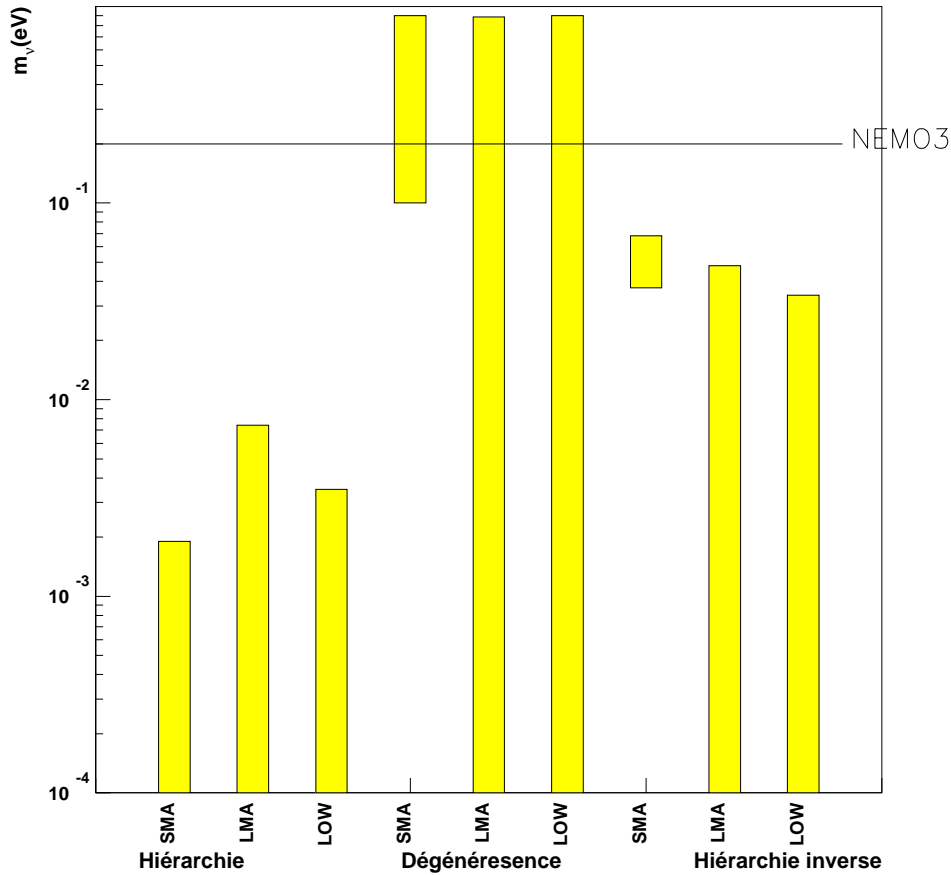


FIG. 1.10 : Valeur de la masse effective du neutrino de Majorana en fonction des différents scénarios de masse et des solutions des oscillations des neutrinos solaires. Le trait à la valeur $m_\nu=0,2$ eV représente le domaine de sensibilité de NEMO3.

Selon les scénarios de masse, il peut être plus pratique d'utiliser la même relation mais entre $|U_{e2}|$ et $|U_{e3}|$. Sur les trois termes de masse, deux paramètres Δm^2 sont indépendants : Δm_{21}^2 et Δm_{32}^2 , et nous pouvons poser :

$$m_2 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2} \quad (1.42)$$

$$m_3 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2} \quad (1.43)$$

Le tableau 1.6 donne pour chaque scénario les valeurs que peut prendre la masse effective du neutrino de Majorana ($\langle m \rangle$) pour les trois solutions des neutrinos solaires, et dans le cas de conservation ou violation de CP. Les résultats ont été calculés [Bi01] en prenant les valeurs de Δm_{\odot}^2 données dans le tableau 1.4 et la valeur (relation 1.35) pour Δm_{atm}^2 . La masse m_t est celle du neutrino qui peut-être déterminée par les mesures du spectre β du Tritium. Les résultats sont résumés sur la figure 1.10 qui donne les valeurs de la masse effective du neutrino de Majorana pour les trois spectres de masse : hiérarchie, dégénérescence et hiérarchie inverse.

1.5 Conclusions

Les conclusions ci-dessous sont valables si le processus $\beta\beta 0\nu$ est généré par un échange de neutrinos légers.

Au vu des résultats sur la valeur de la masse du neutrino de Majorana en fonction des spectres de masse et des résultats des expériences d'oscillations, l'expérience NEMO3 pourrait observer un signal dû à la décroissance $\beta\beta 0\nu$ seulement si les neutrinos ont un spectre de masse dégénéré. La mise en évidence d'une masse effective du neutrino de l'ordre de $[0,2-0,7]$ eV par NEMO3 serait une très forte preuve en faveur d'un spectre dégénéré pour les neutrinos, et elle permettrait d'éliminer pratiquement les autres scénarios. Mais, la conclusion précédente est valide seulement si la décroissance $\beta\beta 0\nu$ est générée par une interaction courant chargé gauche et par l'échange d'un neutrino massif de Majorana.

L'amélioration de la sensibilité des expériences par mesure directe est cruciale pour le test d'un spectre à trois neutrinos dégénérés. La prochaine génération d'expérience cherche à atteindre la sensibilité $m_{\nu_e} \sim 0,35$ eV.

Si le spectre de masse n'est pas dégénéré, il faudra attendre la prochaine génération d'expériences de recherche du processus $\beta\beta 0\nu$ avec plusieurs centaines de kilogramme d'isotope pour gagner un ordre de grandeur sur la valeur de la masse effective du neutrino de Majorana.

De plus, il est important d'obtenir une mesure précise de l'angle de mélange solaire et de réduire les incertitudes nucléaires pour obtenir de plus amples informations sur la masse du neutrino. Les expériences d'oscillation SNO, KamLAND, et Borexino vont permettre prochainement de réduire les incertitudes sur l'angle θ_{\odot} .

Le détecteur NEMO3

2.1 Introduction

2.1.1 Principe de fonctionnement

Le signal attendu pour la mise en évidence de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ est l'émission simultanée de deux électrons dont la somme en énergie est égale à l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$.

Pour observer un tel signal, la collaboration NEMO a développé l'expérience NEMO3 dans laquelle la source et le détecteur sont distincts. La source est en position centrale, de part et d'autre se trouve le détecteur de traces permettant de reconstruire la trajectoire des électrons et de déterminer avec précision leur vertex d'émission. Les énergies et les temps de vol des particules sont mesurés par le calorimètre. Le principe de détection est représenté sur la figure 2.1.

Le détecteur a été conçu pour fonctionner en continu, et pour être contrôlé à distance.

2.1.2 Description générale

Le détecteur NEMO3 (figure 2.2) est un détecteur à symétrie cylindrique composé de 20 secteurs indépendants (figure 2.3). Il mesure 4 mètres de hauteur et 6 mètres de diamètre, le rayon intérieur est de 50 cm, et le rayon extérieur (hors blindage) de 250 cm. La partie verticale intérieure (extérieure) est appelée le mur interne (externe), la surface externe en haut (bas) du détecteur est le pétale haut (bas). La source émettrice $\beta\beta$ forme un cylindre de 3,1 mètres de diamètre et de 2,5 mètres de hauteur, elle est placée à mi-distance entre le mur interne et le mur externe. On dispose au total de 11,575 kg de source. Le détecteur étant constitué de 20 secteurs, il a été possible d'installer plusieurs isotopes émetteurs $\beta\beta$. De part et d'autre de la source se trouve le détecteur de traces, constitué de 6180 cellules Geiger baignant dans un mélange contenant 95,5% d'hélium et 4,5% d'alcool éthylique. Le volume du détecteur de traces est complètement fermé par le calorimètre de façon à optimiser l'efficacité de détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Le calorimètre est constitué de 1940 scintillateurs plastiques couplés à des photomultiplicateurs.

Le nombre d'événements attendus pour le processus $\beta\beta 0\nu$ étant très faible, il a été impératif de minimiser toutes les sources de bruit de fond. La description des bruits de fond et des développements réalisés pour les réduire sera exposée dans la partie suivante. D'un point de vue mécanique,

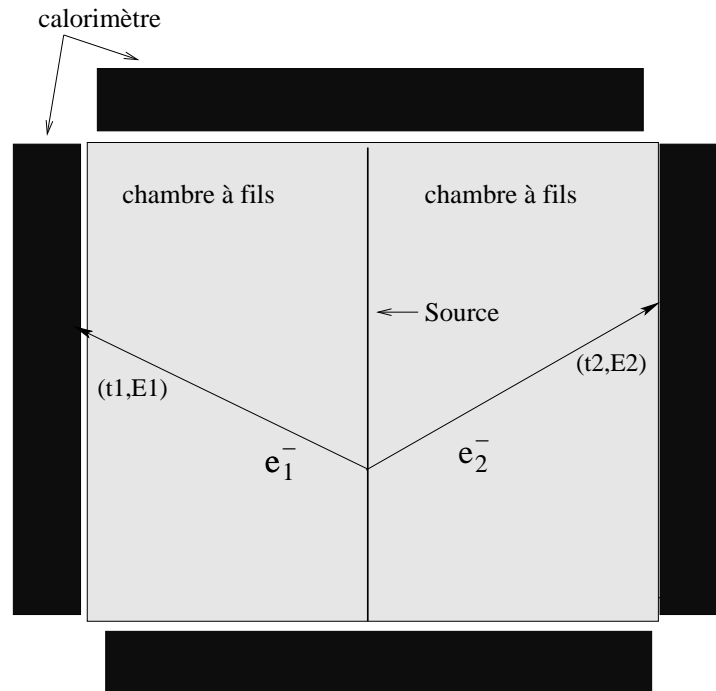


FIG. 2.1 : Principe de fonctionnement du détecteur NEMO3. On distingue au centre la source, de part et d'autre la chambre à fils du détecteur de traces et le calorimètre qui ferme complètement le volume du détecteur de traces.

le détecteur est aussi équipé d'une bobine pour discriminer les paires (e^+e^-), d'un blindage de fer contre le rayonnement γ , et d'un blindage d'eau et de bois contre les neutrons.

Deux prototypes NEMO1 et NEMO2 [Ne93] ont étudié la faisabilité technique de NEMO3 (résolution du détecteur de traces, reconstruction en 3 dimensions des traces des particules chargées, et optimisation des scintillateurs), mais ils ont surtout permis de comprendre les différentes sources de bruit de fond. De plus, NEMO2 a mesuré la durée de vie du processus $\beta\beta 2\nu$ (bruit de fond ultime à la décroissance $\beta\beta 0\nu$) pour les isotopes ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{82}Se , et ^{96}Zr (tableau 2.1).

Source	$T_{1/2}$ (ans)
^{100}Mo	$(0,95 \pm 0,04 \pm 0,09) \cdot 10^{19}$ [Ar95]
^{82}Se	$(0,83 \pm 0,1 \pm 0,07) \cdot 10^{20}$ [Ar98]
^{116}Cd	$(3,75 \pm 0,35 \pm 0,21) \cdot 10^{19}$ [Ar96]
^{96}Zr	$(2,1^{+0,8}_{-0,4} \pm 0,2) \cdot 10^{19}$ [Ar99]

TAB. 2.1 : Périodes du processus $\beta\beta 2\nu$ mesurées par le détecteur NEMO2 pour différents isotopes.

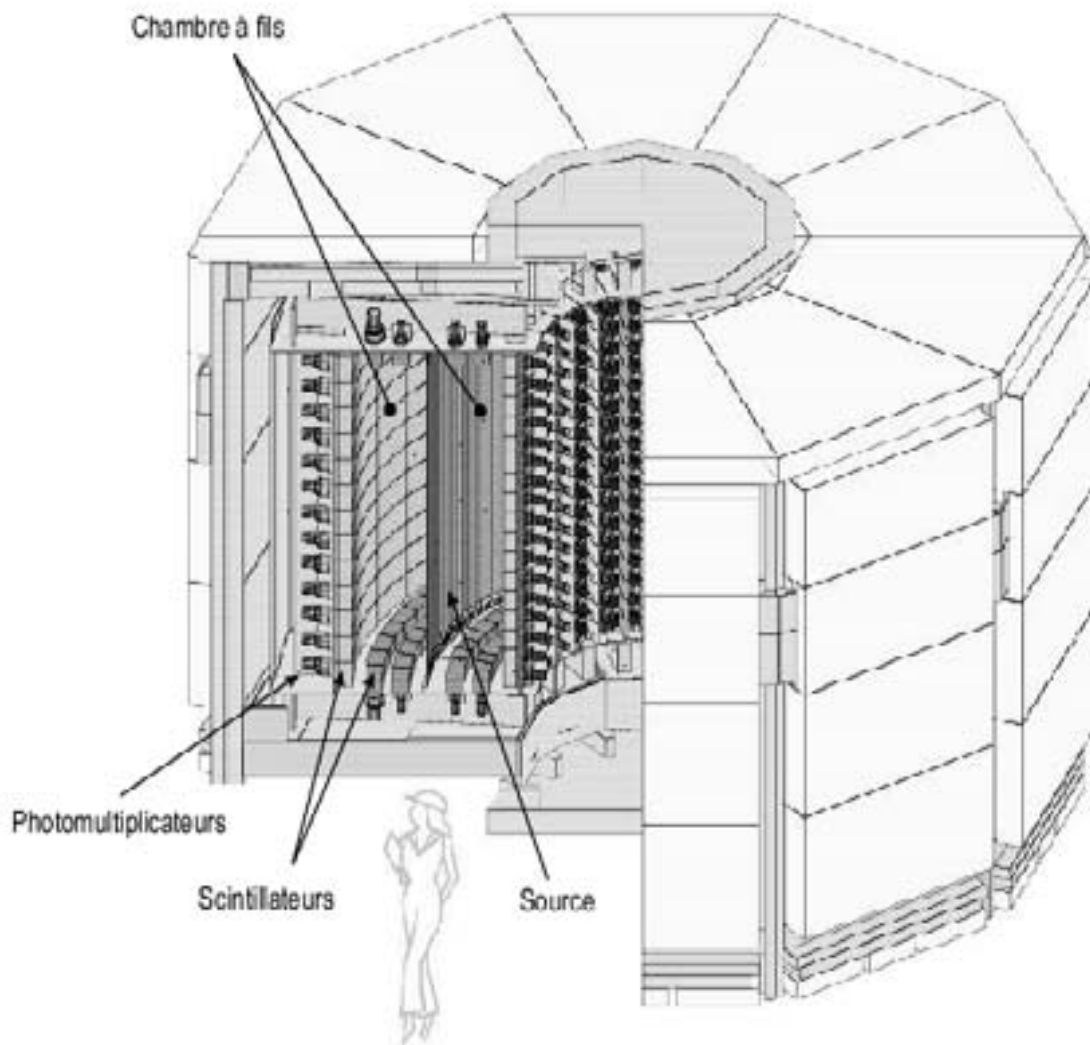


FIG. 2.2 : Schéma du détecteur NEMO3 avec une partie de son blindage.

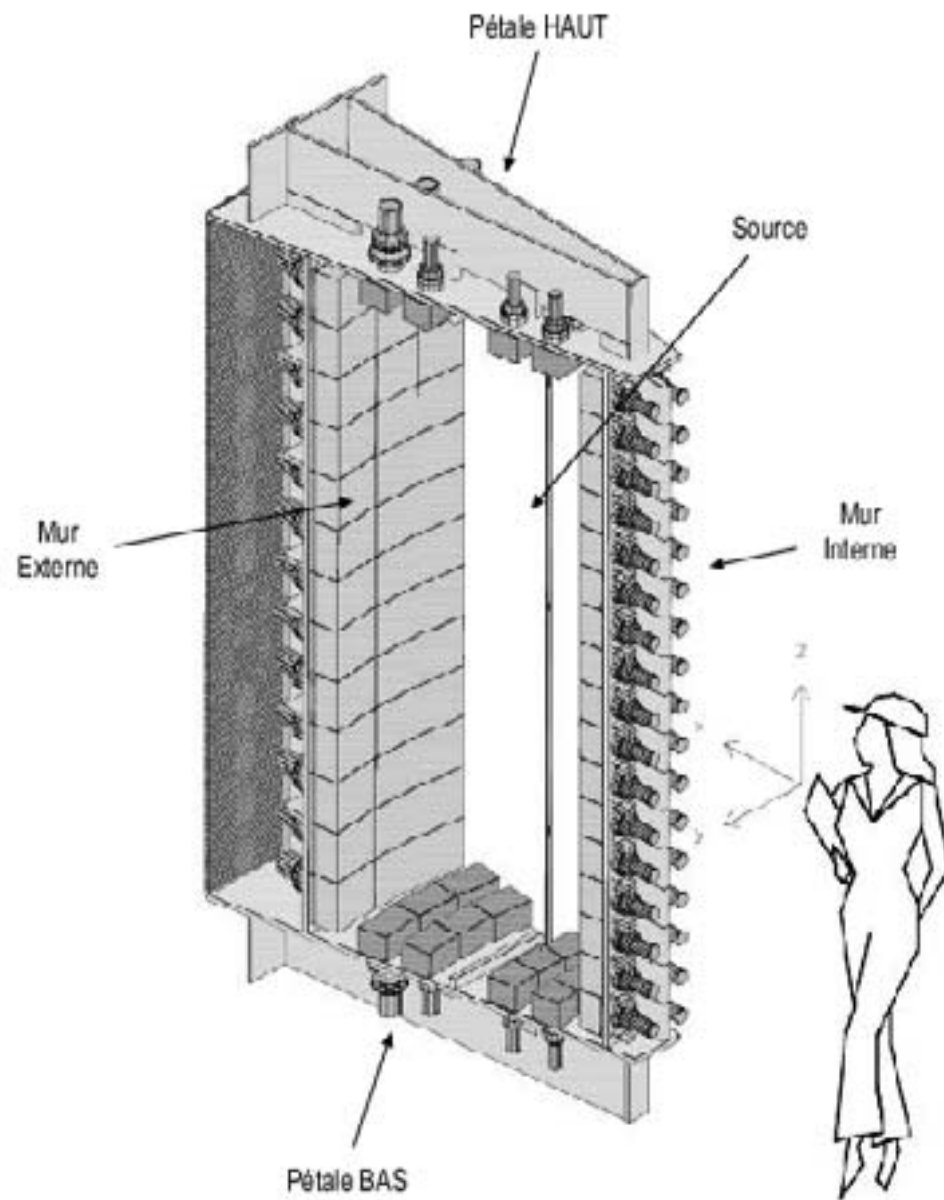


FIG. 2.3 : Schéma d'un secteur du détecteur NEMO3.

2.2 Les sources de bruit de fond de la décroissance $\beta\beta\nu$

Pour être sensible à une masse effective d'environ 0,1 eV pour le neutrino de Majorana, l'expérience NEMO doit mesurer des périodes de l'ordre de 10^{25} ans, ce qui implique une très bonne maîtrise du bruit de fond.

Dans la suite, on va différencier deux origines de bruit de fond : le bruit de fond provenant de la source qu'on appellera le bruit de fond interne, et le bruit de fond externe à la source qu'on notera bruit de fond externe.

2.2.1 Le bruit de fond interne

Contaminations radioactives de la source

Le signal de la décroissance $\beta\beta\nu$ est attendu à 3 MeV pour le ^{100}Mo . C'est un domaine en énergie où la radioactivité naturelle peut être une source de bruit de fond, et deux isotopes en particulier vont y contribuer, ce sont le ^{214}Bi et le ^{208}Tl . Ces deux isotopes sont issus des chaînes radioactives naturelles de l'uranium et du thorium (figure 2.7 page 34) et sont donc présents dans les sources et dans les matériaux. Ces deux isotopes ont une énergie de transition Q_β supérieure à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ du ^{100}Mo : $Q_\beta=3,2$ MeV pour le ^{214}Bi , et $Q_\beta=5,0$ MeV pour le ^{208}Tl .

Si les isotopes ^{214}Bi et ^{208}Tl sont présents dans la source, leurs décroissances peuvent simuler le signal $\beta\beta$ attendu par les interactions suivantes (figure 2.4) :

- émission d'un rayonnement β suivi, soit d'un électron de conversion, soit d'une diffusion Möller ;
- cascade $\beta - \gamma$ suivie d'une interaction Compton dans la source.

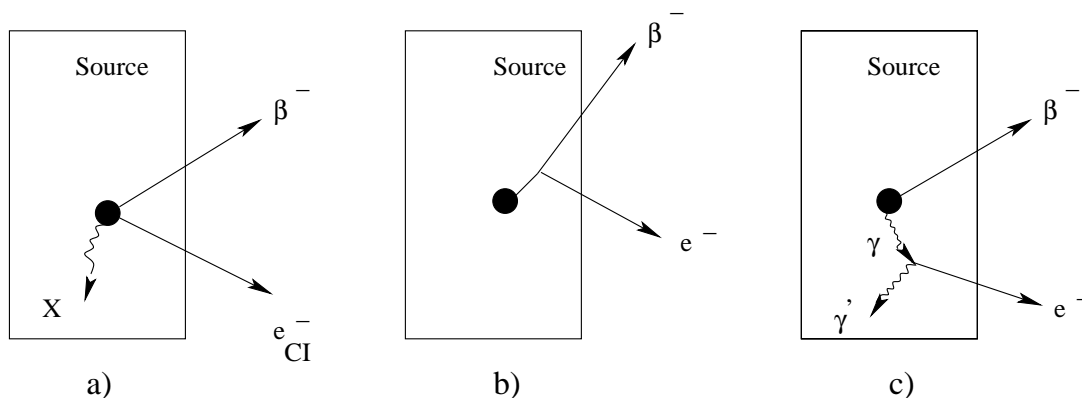


FIG. 2.4 : Différents processus simulant un événement $\beta\beta$ dus à la présence de ^{208}Tl et ^{214}Bi dans la source émettrice.

- a) rayonnement β suivi d'un électron de conversion avec émission d'un rayonnement X ;
- b) rayonnement β et diffusion Möller ;
- c) cascade β - γ , le rayonnement γ produisant un électron par effet Compton.

Ces événements ne peuvent pas être discriminés par une sélection sur les temps de vol, et l'efficacité de détection des rayonnements γ et X n'est pas de 100%. Le seul moyen de limiter cette

source de bruit de fond est donc de purifier les sources. Les méthodes de purification et les limites sur les contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl seront exposées au paragraphe 2.3.2.

Décroissance $\beta\beta 2\nu$

Selon la résolution en énergie du détecteur, l'ultime source de bruit de fond interne est la désintégration permise $\beta\beta 2\nu$. En effet, le processus interdit est attendu en bout de spectre d'énergie totale des deux électrons émis par le processus permis. La seule manière de limiter ce bruit de fond est de choisir un noyau pour lequel le rapport des demi-vies $\frac{T_{1/2}^{0\nu}}{T_{1/2}^{2\nu}}$ est le plus petit possible. Les résultats des mesures des périodes $\beta\beta 2\nu$ par NEMO2 pour plusieurs noyaux sont donnés dans le tableau 2.1.

2.2.2 Le bruit de fond externe

La composante γ : rayonnement cosmique et neutron

Une des origines du bruit de fond externe est l'interaction des rayonnements γ de haute énergie avec la source. Haute énergie signifie ici supérieure à 2,6 MeV qui est l'énergie γ la plus élevée de la radioactivité naturelle. Un photon externe peut produire sur la source des événements simulant la désintégration $\beta\beta$. Les différents processus sont présentés figure 2.5 :

- la création de paires e^+e^- ;
- un effet Compton suivi d'une diffusion Möller ;
- la succession de deux effets Compton.

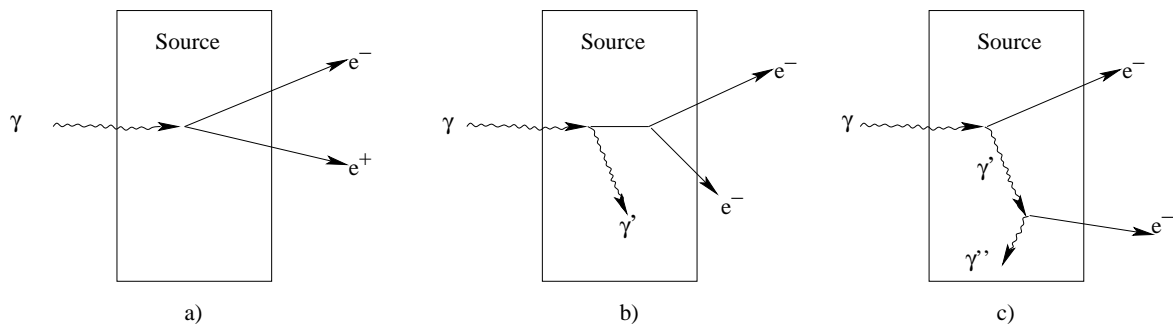


FIG. 2.5 : Différents processus simulant un événement $\beta\beta$ dus à l'interaction d'un rayonnement γ de haute énergie avec la source.

- a) création de paires e^+e^- ;
- b) effet Compton suivi d'une diffusion Möller ;
- c) succession de deux effets Compton.

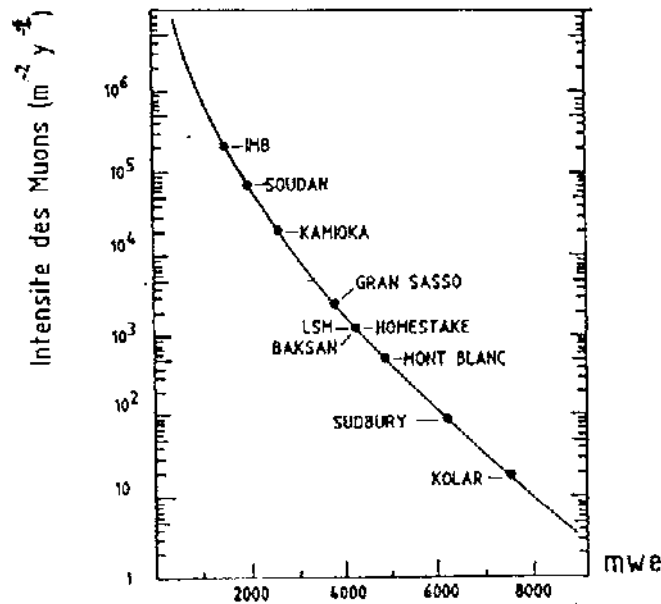
Ces rayonnements γ peuvent être créés par interaction des neutrons avec la matière ou par bremsstrahlung des muons.

Le détecteur a été installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM situé dans le tunnel routier du Fréjus à la frontière italienne) qui, grâce à sa couverture rocheuse, assure une protection très efficace contre le rayonnement cosmique. En effet, le laboratoire est protégé par 1700 mètres de roche ce qui est équivalent à 4800 mètres d'eau. À cette profondeur, le flux de muons est réduit

	Énergie	Flux ($s^{-1}.cm^{-2}$)
neutrons thermiques	$\approx 0,025$ eV	$(1,6 \pm 0,1).10^{-6}$
neutrons rapides	> 1 MeV	$(4,0 \pm 1,0).10^{-6}$

TAB. 2.2 : Flux des neutrons rapides et thermiques mesurés dans le LSM [Ch96].

d'un facteur 3.10^6 par rapport au niveau de la mer, soit un flux d'environ 4 muons par jour et par m^2 dans le LSM (figure 2.6). Le flux de neutrons rapides est réduit d'un facteur 10^3 .

FIG. 2.6 : Flux de muons (en m^2/an) dans différents laboratoires souterrains en fonction de leur profondeur en mètre équivalent eau (mwe).

Les neutrons du laboratoire sont issus des réactions (α,n) , de la fission spontanée de l'uranium et de l'interaction des muons avec la roche. Au LSM, en tenant compte de la radioactivité de la roche et du béton [Hu96], les réactions (α,n) et la fission spontanée de l'uranium contribuent de façon équivalente au flux de neutrons. Par contre, avec un flux de muons de $5.10^{-9}.s^{-1}.cm^{-2}$ [Be88], la production de neutrons due aux muons est négligeable comparée à celle due aux autres sources. Le flux de neutrons thermiques (d'énergie $\approx 0,025$ eV) a été mesuré au moyen d'un détecteur à hélium, et celui des neutrons rapides ($E > 1$ MeV) par un scintillateur liquide [Ch96], les valeurs sont données dans le tableau 2.2.

Pour les énergies intermédiaires, il n'y a pas eu de mesure au LSM mais celles réalisées dans différents laboratoires souterrains (Gran Sasso et Broken Hill) ont montré que le flux de neutrons épithermiques était environ 1,25 fois plus faible que celui des neutrons thermiques [Ri88]. On supposera que cette conclusion est valable aussi pour le LSM.

Le flux de rayonnement γ du LSM a été mesuré par un détecteur NaI bas bruit de fond. Le spectre obtenu se divise en plusieurs parties [Oh02] :

- entre 6 MeV et 10 MeV, la principale source de rayonnement γ du laboratoire est due aux captures radiatives des neutrons. Le flux γ mesuré est :

$$\Phi_{\gamma}=(3,2\pm 0,9).10^{-6} \text{ s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$$

- au dessus de 10 MeV, le taux de comptage chute rapidement car le rayonnement γ a pour origine les muons dont le flux dans le laboratoire est faible. Entre 10 et 32 MeV, le flux γ mesuré est :

$$\Phi_{\gamma}=(1,1\pm 0,3).10^{-8} \text{ s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$$

Radioactivité des matériaux du détecteur

Les contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl dans les matériaux à proximité de la source peuvent simuler un bruit de fond au signal $\beta\beta 0\nu$.

D'une manière générale, pour faire une mesure précise de la période du processus $\beta\beta 2\nu$, il faut avoir un faible taux de bruit de fond, et par conséquent, tous les matériaux du détecteur doivent avoir une faible teneur en ^{214}Bi , ^{208}Tl et ^{40}K .

Le radon et le thoron

Le radon (^{222}Rn) et le thoron (^{220}Rn) sont deux isotopes gazeux produits dans les chaînes de la radioactivité naturelle ^{238}U et ^{232}Th . Ils ont respectivement pour descendants le ^{214}Bi , et le ^{208}Tl qui sont les deux isotopes gênants pour NEMO3 (figure 2.7). Ces deux gaz radioactifs sont créés en permanence par la roche du laboratoire. Le radon décroît avec une période de 3,8 jours en un ion $^{218}\text{Po}^+$, et le thoron ($T_{1/2}= 55,6$ secondes) en $^{216}\text{Po}^+$. Ces ions polonium vont se déposer sur les poussières qui peuvent se fixer sur les surfaces du détecteur et les contaminer. L'air du laboratoire étant entièrement renouvelé deux fois par heure, un moniteur de radon détectant les particules α émises lors des décroissances des ions polonium a mesuré une concentration de l'ordre de 10 Bq/m³.

Pour limiter la présence de radon dans le détecteur, on a veillé à réduire les espaces libres. La teneur en radon envoyée dans la chambre à fils avec l'hélium sera contrôlée par un détecteur ayant une sensibilité de 1 mBq/m³ développé pour l'expérience Kamiokande [Ta99]. Elle sera mesurée aussi en sortie du détecteur, et on pourra corrélérer cette teneur avec une mesure du taux de ^{214}Bi présent dans le volume du détecteur par effet Bi-Po (détection du rayonnement β émis par le ^{214}Bi , et d'une particule α « retardée » émise par le ^{214}Po) [Ar97]. À cause de sa période très courte, la mesure de la concentration en thoron est difficile et ne pourra être réalisée précisément.

2.3 Les sources de NEMO3

2.3.1 Sources présentes dans le détecteur

Le détecteur étant constitué de 20 secteurs, plusieurs sources ont pu être installées. Dans chaque secteur, la source est constituée de 7 bandes indépendantes, la répartition des sources dans le détecteur est donnée sur la figure 2.8. Toutes les sources ont une densité de surface comprise entre 30 et 60 mg/cm². Les masses, la valeur de l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$, ainsi que les processus qui peuvent être étudiés sont présentés dans le tableau 2.3. Au total, on dispose de :

- 6,9 kg de ^{100}Mo et 0,93 kg de ^{82}Se pour étudier les processus $\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta M^0$;
- 0,4 kg de ^{116}Cd , 9,43 g de ^{96}Zr , 36,5 g de ^{150}Nd , 6,99 g de ^{48}Ca , et 0,45 kg de ^{130}Te pour mesurer avec précision la période du processus $\beta\beta 2\nu$.
- 0,62 kg de Cu qui est une source très pure (exempte de bruit de fond interne) pour étudier le bruit de fond externe de l'expérience. On dispose aussi de 0,61 kg de $^{nat}\text{TeO}_2$ très pur qui permettra comme le cuivre d'étudier le bruit de fond externe. Étant donné que le $^{nat}\text{TeO}_2$ contient également 33,8% de ^{130}Te , il contribuera aussi à l'étude du processus permis du ^{130}Te .

Source	Masse	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Étude
^{100}Mo	6,9 kg	3043±6	$\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta M^0$
^{82}Se	0,93 kg	2995±6	$\beta\beta 2\nu$, $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta M^0$
^{116}Cd	0,40 kg	2802±4	$\beta\beta 2\nu$
^{96}Zr	9,43 g	3350±3	
^{150}Nd	36,5 g	3667±2	
^{48}Ca	6,99 g	4271±4	
^{130}Te	0,45 kg	2533±4	
Cu	0,62 kg		bruit de fond externe
$^{nat}\text{TeO}_2$	0,61 kg		bruit de fond externe et $\beta\beta 2\nu$

Tab. 2.3 : Caractéristiques et intérêt physique des sources présentes dans le détecteur NEMO3.

2.3.2 Purification et enrichissement

Enrichissement

Les sources installées dans NEMO3 ont été enrichies en Russie pour l'Institut de Physique Théorique et Expérimentale (ITEP) de Moscou. Les méthodes d'enrichissement employées sont différentes selon les isotopes.

Le ^{100}Mo , émetteur double bêta, représente 9,6% des isotopes naturels du molybdène, et le ^{82}Se 9,2% des isotopes du sélénium. Les sources de ^{100}Mo installées dans NEMO3 ont été enrichies avec un facteur de 95% à 99%, et le ^{82}Se avec un facteur de 97%. Les facteurs d'enrichissement de chaque source sont donnés dans le tableau A.6 de l'annexe A.

Le principe de l'enrichissement pour le molybdène est le suivant : sous l'action du fluor, le molybdène naturel passe en phase gazeuse MoF_6 . Le MoF_6 ainsi formé va passer dans une série de centrifugeuses permettant d'isoler le ^{100}Mo . Le gaz enrichi $^{100}\text{MoF}_6$ est ensuite oxydé et réduit, ce qui permet d'obtenir une poudre métallique de ^{100}Mo . Grâce à l'action du fluor, et à la centrifugation, cette procédure d'enrichissement permet de purifier la source par l'extraction du ^{232}Th . Or, après enrichissement, le taux de pureté demandé n'a pas été atteint, et il restait une contamination en radioactivité naturelle dans le ^{100}Mo . Celle-ci a pu avoir lieu lors des

^{238}U						^{232}Th						
^{238}U $4,47 \cdot 10^9 \text{ a}$		^{234}U $2,45 \cdot 10^5 \text{ a}$						^{232}Th $1,40 \cdot 10^{10} \text{ a}$		^{228}Th $1,913 \text{ a}$		
↓		↓						↓		↓		
	^{234}Pa $1,17 \text{ m}$								^{228}Ac $6,15 \text{ h}$			
^{234}Th $24,1 \text{ j}$		^{230}Th $7,54 \cdot 10^4 \text{ a}$						^{228}Ra $5,75 \text{ a}$		^{224}Ra $3,64 \text{ j}$		
		↓								↓		
		^{226}Ra 1600 a								^{220}Rn $55,6 \text{ s}$		
		↓								↓		
		^{222}Rn $3,8235 \text{ j}$								^{216}Po $0,145 \text{ s}$		^{212}Po $3,10^{-7} \text{ s}$
		↓								↓		↓
		^{218}Po $3,10 \text{ m}$		^{214}Po $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ s}$		^{210}Po $138,4 \text{ j}$				^{212}Bi $60,5 \text{ m}$		^{208}Pb stable
		↓	^{214}Bi $19,9 \text{ m}$	↓	^{210}Bi 5 j	↓				↓	^{212}Pb $10,6 \text{ h}$	↓
		^{214}Pb $26,8 \text{ m}$	↓	^{210}Pb $22,3 \text{ a}$	↓	^{206}Pb stable				^{208}Tl $3,1 \text{ m}$		
			^{210}Tl $1,3 \text{ m}$		^{206}Tl $4,19 \text{ m}$							

FIG. 2.7 : Filiation des familles radioactives naturelles ^{238}U et ^{232}Th [Fi96]. Les cases noircies correspondent aux isotopes du radon et aux 2 noyaux dangereux pour la recherche du signal $\beta\beta 0\nu$: le ^{214}Bi et le ^{208}Tl .

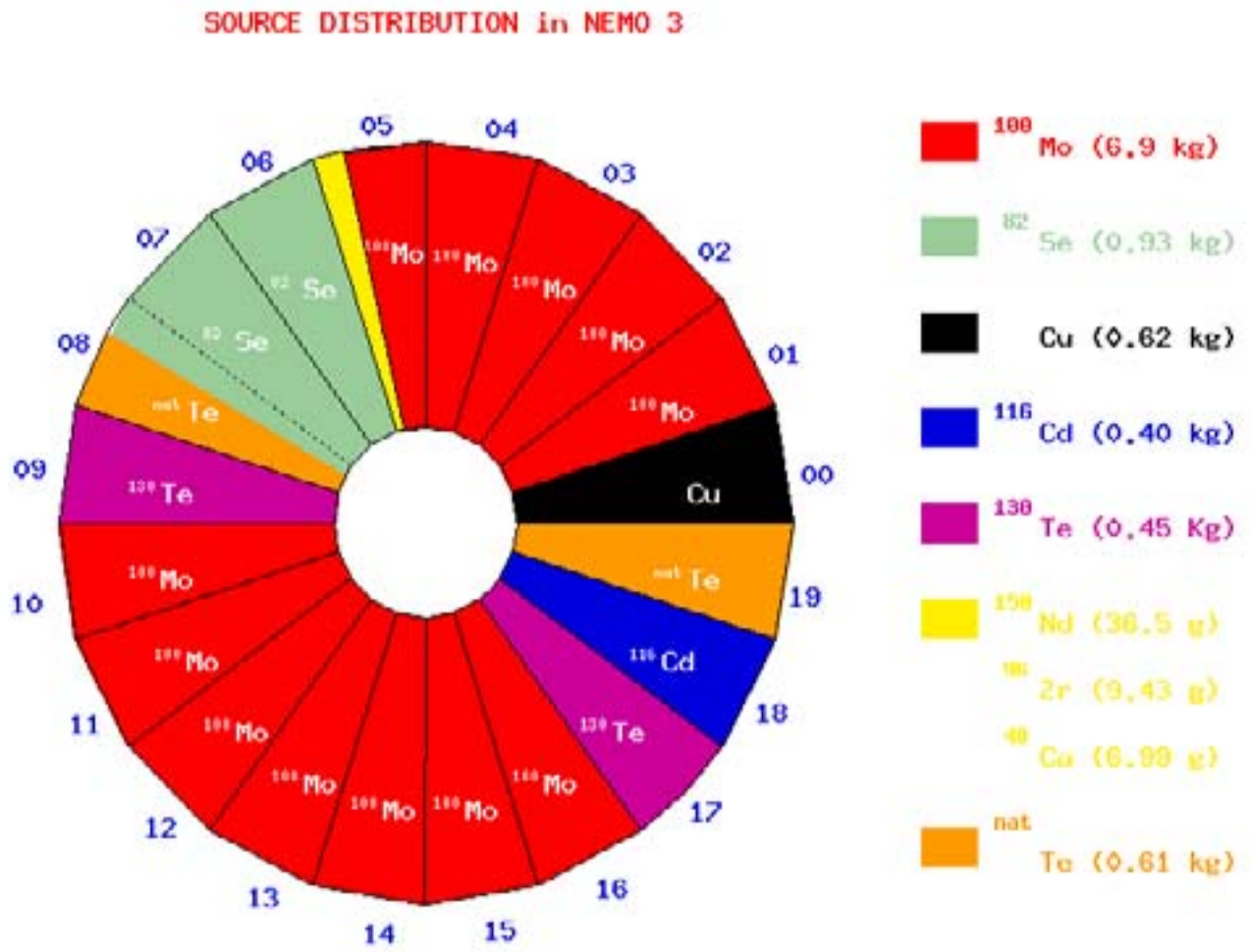


FIG. 2.8 : Répartition des sources dans NEMO3.

manipulations de la poudre à la suite de l'opération d'enrichissement. On peut supposer aussi que les centrifugeuses aient été contaminées.

Une spécification raisonnable de pureté des sources consiste à demander au maximum le même nombre d'événements de bruit de fond dus à la contamination en ^{214}Bi et ^{208}Tl qu'à la décroissance $\beta\beta 2\nu$. C'est ainsi qu'ont été fixées les limites sur les teneurs en ^{214}Bi et ^{208}Tl pour le ^{100}Mo .

En effet, pour le ^{100}Mo au dessus de 2,8 MeV :

- on attend 1 événement venant du processus $\beta\beta 2\nu$;
- on accepte 0,4 événement venant du ^{214}Bi , et 0,4 du ^{208}Tl .

Les limites requises sur les activités en ^{214}Bi et ^{208}Tl pour les sources de ^{100}Mo sont alors :

- $\mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 0,3 \text{ mBq/kg}$;
- $\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 0,02 \text{ mBq/kg}$.

Pour atteindre ces limites il a fallu, après enrichissement, procéder à la purification des sources. La collaboration a décidé d'utiliser deux processus de purification en parallèle : l'un physique, l'autre chimique.

Purification physique du molybdène et réalisation des feuilles métalliques.

Cette méthode a été réalisée pour l'ITEP de Moscou.

La poudre de ^{100}Mo est balayée par un faisceau d'électrons sous vide. L'action du faisceau va faire fondre localement le molybdène, transformant ainsi la poudre en un monocristal. Les impuretés dues aux chaînes radioactives sont plus solubles dans la zone de fusion et vont migrer grâce à un champ électrique vers les extrémités du cristal. En coupant ces extrémités, les impuretés sont éliminées. Le processus est répété plusieurs fois pour augmenter le degré de pureté de l'échantillon. Une fois le monocristal purifié, des actions de chauffage et de laminage sous vide sont répétées plusieurs fois pour obtenir des bandelettes de largeur 63 à 65 mm et de longueur variable qui vont constituer les sources de NEMO3.

Purification chimique du molybdène et réalisation des feuilles composites.

Cette méthode [Ar01] a été réalisée à l'INEEL Idaho Falls aux États-Unis en collaboration avec le Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE, France).

Pour extraire le ^{214}Bi et le ^{208}Tl , il faut retirer leurs parents à vie longue dans la chaîne radioactive, c'est-à-dire les noyaux de ^{226}Ra et le ^{228}Ra . Étant donné les propriétés chimiques identiques entre baryum et radium, la méthode d'extraction du radium par coprécipitation avec le baryum a été utilisée. Cette méthode connue pour des quantités pondérables de radium a été développée à l'INEEL pour atteindre des teneurs radioactives de l'ordre du mBq/kg.

La poudre de ^{100}Mo est dissoute dans l'acide nitrique, puis du sel de baryum est rajouté pour fixer le radium. Après dissolution, la solution est chauffée, et du MoO_3 est obtenu par précipitation. Le baryum contenu dans la solution va entraîner le radium et donc bloquer sa fixation sur le molybdène. Pour retirer les impuretés, la solution est rincée avec de l'eau ultrapure, elle est ensuite séchée, et réduite pour garder une poudre de molybdène métallique. Pour fabriquer les sources de NEMO3, cette poudre est renvoyée en Russie où elle est finement moulue, mélangée à un liant puis collée sur des feuilles de mylar ultrapures qui ont été trouées pour assurer un bon collage.

2.3.3 Radiopureté des sources

Les activités des sources ont été mesurées avec des détecteurs HPGe (High Purity Germanium) au Laboratoire Souterrain de Modane. Les mesures des activités en ^{214}Bi et ^{208}Tl des sources de NEMO3 avant et après purification sont données dans le tableau A.5 de l'annexe A. Les erreurs sont statistiques à 1σ près et les limites sont données à 90% C.L.. Une erreur systématique de l'ordre de 10% est associée aux calculs d'efficacité du détecteur Germanium par Monte-Carlo.

2.4 Radioactivité des matériaux

Les activités de tous les matériaux constituant le détecteur ont été mesurées avec des détecteurs Germanium bas bruit de fond au Laboratoire Souterrain de Modane et au CENBG.

De tous les matériaux, la principale source de contamination provient du verre des photomultiplicateurs (PMs) qui a contraint les teneurs en ^{214}Bi , ^{208}Tl et ^{40}K des autres constituants du détecteur. Il a été décidé que l'activité des autres matériaux ne devait pas dépasser 10% de l'activité des PMs. La société Hamamatsu et la collaboration NEMO ont conjointement développé des PMs bas bruit de fond. Le verre de ces PMs est d'une excellente radiopureté, et les autres composants du PM ont soigneusement été sélectionnés. Le tableau 2.4 montre la comparaison de la teneur en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl entre un verre normal et le verre d'un PM de NEMO3. L'activité de ces PMs est de trois ordres de grandeur au dessous de celle d'un PM standard, l'activité totale est : 300 Bq en ^{214}Bi , 18 Bq en ^{208}Tl , et 830 Bq en ^{40}K pour les 600 kg de photomultiplicateurs de l'expérience (cf tableaux A.3 et A.4 de l'annexe A).

	Activité (Bq/kg)		
	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl
Verre normal	1700	75	13
Verre d'un PM de NEMO3	~1	~0,9	~0,03

TAB. 2.4 : Comparaison de l'activité en ^{40}K , ^{214}Bi , ^{208}Tl entre un verre normal et le verre d'un PM de NEMO3.

Les mesures par spectroscopie γ ont permis de rejeter de nombreux échantillons (colles, plastiques, métaux) ne satisfaisant pas les limites imposées. Les contraintes sont de l'ordre de 20 mBq/kg pour l'activité en ^{214}Bi et ^{208}Tl . On peut comparer ces valeurs à celles que l'on rencontre couramment dans la nature qui sont de l'ordre de 30 Bq/kg. Le bilan des activités en ^{214}Bi , ^{208}Tl et ^{40}K mesurées pour les différents constituants du détecteur est donné dans le tableau A.1 en annexe A.

2.5 Le détecteur de traces

2.5.1 Description

Le détecteur de traces de NEMO3 est constitué de 309 cellules Geiger par secteur, soit un total de 6180 cellules pour l'ensemble du détecteur. Une cellule mesure environ 2,7 mètres de long

et a un diamètre de 3 cm. Chacune est constituée d'un fil central anodique entouré de 9 ou 10 fils de champ reliés à la masse, les fils sont en acier inoxydable et ont un diamètre d'environ $50 \mu\text{m}$. Deux anneaux cathodiques en cuivre d'une hauteur de 3 cm reliés à la masse se trouvent à chaque extrémité de la cellule sur les pétales haut et bas. Une haute tension d'environ 1800 volts est appliquée sur le fil anodique (figure 2.9). Cette haute tension sur un fil va modifier le champ électrostatique de la cellule voisine, elle-même portée à un potentiel de 1800 volts, avec pour conséquence de modifier la dérive des électrons. C'est pourquoi chaque fil anodique est entouré de plusieurs fils reliés à la masse qui ont pour but de faire un écran électrostatique entre les différentes cellules. Les cellules fonctionnent en régime Geiger dans un mélange gazeux He (95,5%)+alcool (4,5%).

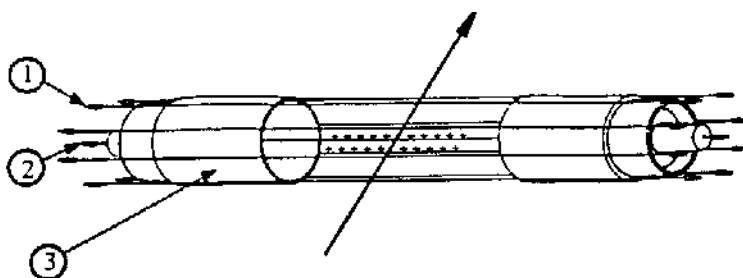


FIG. 2.9 : Schéma d'une cellule Geiger traversée par une particule chargée : (1) fils de masse, (2) fil anodique, (3) anneau cathodique.

Dans chaque secteur, les cellules sont disposées en 9 rangées de part et d'autre de la source, soit un total de 18 rangées par secteur. La configuration consiste en 4 rangées près de la source, 2 rangées au milieu du secteur, et 3 rangées proche du calorimètre, ces ensembles étant séparés par des scintillateurs sur les pétales. Cette configuration 4-2-3 (figure 2.10) optimise la reconstruction des trajectoires. En effet, les quatre premières rangées permettent de localiser avec précision la position du vertex sur la source, et les 3 dernières rangées donnent le point d'impact de la particule sur le scintillateur.

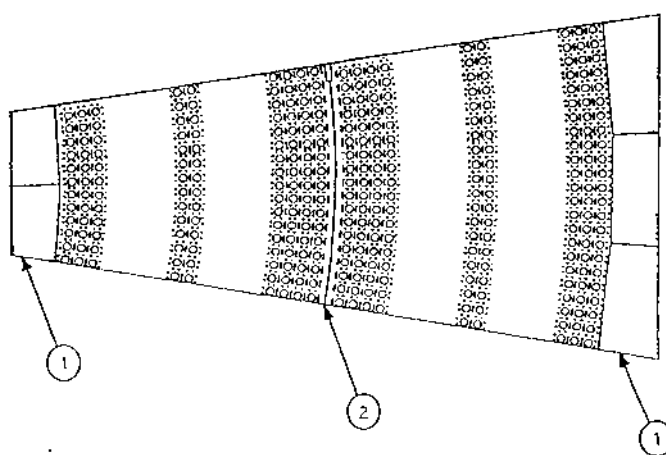


FIG. 2.10 : Schéma d'un pétale d'un secteur de NEMO3 où on peut voir la configuration 4-2-3 des cellules Geiger avec : 1) scintillateurs, 2) source.

2.5.2 Principe de fonctionnement

Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur, elle ionise le gaz, et crée des paires électrons-ions à raison de 6 paires par cm d'hélium. Ces particules à leur tour ionisent le gaz, et tous les électrons créés dérivent vers le fil anodique avec une vitesse moyenne de 1 cm/ μ s. Lorsque les électrons arrivent à proximité du fil central, le champ électrostatique est très intense, et les électrons qui avaient l'énergie d'ionisation acquièrent une énergie suffisante pour à leur tour ioniser le gaz, ce qui déclenche une réaction en chaîne, qu'on appelle avalanche primaire, dans laquelle les atomes et les ions sont excités. Ceci constitue un plasma qui va se propager le long du fil vers ses deux extrémités avec une vitesse de l'ordre de 7 cm/ μ s, jusqu'à ce qu'il soit détecté par les anneaux cathodiques. Le temps de dérive des électrons d'ionisation permet de mesurer la position transverse de la trajectoire, et le temps de propagation du plasma aux deux extrémités de la cellule donne la position longitudinale. Ainsi, ce mode de fonctionnement permet bien de reconstruire la trajectoire des particules chargées en trois dimensions.

Or, la présence des ions positifs crée une charge d'espace qui va entraîner une diminution du champ électrique. L'adjonction d'un gaz absorbant les photons de désexcitation sans création d'un photoélectron évite qu'une autre décharge ne s'amorce avant la fin de la première, c'est pourquoi l'hélium est mélangé avec de l'alcool éthylique (qu'on appelle le quencher). Pour réaliser le mélange et pour assurer un débit de gaz de l'ordre de 130 litres/heure (car le volume de la chambre à fils est renouvelé régulièrement), une « usine » à gaz est installée dans le LSM. L'hélium passe dans un premier bain d'alcool à température ambiante, et ce gaz est ensuite envoyé dans un deuxième bain à 14°C de façon à régler plus finement la quantité d'alcool. Le mélange gazeux est très transparent et permet d'être sensible aux particules α et aux électrons de basse énergie.

La haute tension est distribuée à l'ensemble des cellules par le biais de cartes « répartiteurs », ces mêmes cartes récupérant les signaux, c'est à dire un signal anodique et deux signaux cathodiques (cathode haute et cathode basse). Ces signaux sont ensuite envoyés vers les cartes d'acquisition qui les amplifient, discriminent le signal et exécutent le comptage grâce à des TDC.

Les résolutions transverse et longitudinale ont été mesurées sur 3 secteurs, fonctionnant au LSM, en utilisant des électrons d'au moins 3,5 MeV afin de limiter la diffusion multiple dans le gaz. Les résultats sont les suivants : 0,5 mm pour la résolution transverse, et 0,8 cm pour la résolution longitudinale moyenne [Er01].

2.6 Description générale du calorimètre

Le calorimètre de NEMO3 est constitué de 1940 compteurs à scintillation, chaque compteur étant formé d'un scintillateur plastique associé à un photomultiplicateur. Le principe est de convertir l'énergie déposée dans le détecteur en une impulsion électrique. Les compteurs à scintillation ont quatre fonctions : la mesure de l'énergie de l'électron dans le domaine [150 keV, 12 MeV], l'étiquetage des rayonnements γ dans le domaine d'énergie [80 keV, 12 MeV], la mesure du temps de vol et la contribution à un signal de déclenchement rapide.

De part et d'autre de la chambre à fils, les 1940 compteurs à scintillation forment deux murs cylindriques : interne et externe, et ils couvrent aussi le haut et le bas du détecteur. Pour chaque secteur, 2 rangées de 17 scintillateurs de dimension (≈ 15 cm \times 15 cm \times 10 cm) associés à des photomultiplicateurs de taille 3" forment le mur interne. Le mur externe est constitué de 3 rangées de 13 scintillateurs de dimension (≈ 20 cm \times 20 cm \times 10 cm) associés à des photomultiplicateurs 5". Les pétales sont constitués chacun de 12 compteurs à scintillation répartis en 4 rangées dont 3

rangées sont formées de compteurs de dimensions proches à ceux du mur interne, et 1 rangée où les compteurs ont une taille voisine de ceux du mur externe.

Les propriétés des scintillateurs plastiques et des photomultiplicateurs seront développées dans le chapitre 3.

Les liaisons signaux-PMs pour un secteur se subdivisent en deux ensembles : un demi secteur intérieur avec 46 PMs, et un demi secteur extérieur avec 51 PMs. Chacun de ces ensembles aboutit à une carte mère VME9U, soit deux cartes VME par secteur. Le signal arrive sur une des cartes fille de la carte mère d'acquisition. Les câbles côté secteur sont soudés directement sur le pont diviseur de tension des PMs, et aboutissent à des connecteurs multicoaxiaux Nicomatic côté acquisition.

2.7 Déclenchement et acquisition des données

Les systèmes de déclenchement et d'acquisition des données doivent permettre, en plus des prises de données $\beta\beta$, toutes les opérations de tests et d'étalonnage. Ils sont répartis en deux sous-ensemble indépendants (correspondant au calorimètre et au détecteur de traces). Par conséquent, le déclencheur permet de donner l'ordre d'acquisition dans les cas suivants :

- un événement provenant seulement du calorimètre ;
- un événement provenant seulement du détecteur de traces ;
- un événement provenant du calorimètre et du détecteur de traces s'ils ont une corrélation spatiale et temporelle.

Le système de déclenchement du calorimètre donne un ordre d'acquisition lorsqu'un nombre suffisant de photomultiplicateurs a détecté une particule d'énergie minimum (fixée par le seuil haut). Pour déterminer la multiplicité, le système de déclenchement reçoit sur 40 lignes indépendantes (une par demi-secteur) une impulsion de courant calibrée qui est produite chaque fois qu'un signal provenant d'un PM franchit le seuil haut. Les impulsions de courant sont additionnées de manière analogique pour savoir si le seuil de multiplicité est dépassé.

Le système de déclenchement du détecteur de traces ne voit que des plans touchés par demi-secteur interne ou externe, soit 9 plans par demi-secteur. Des conditions sont définies par l'utilisateur pour définir les traces (nombre de rangées par secteur ayant au moins une cellule touchée) : si la configuration mesurée sur les cellules Geiger correspond à ces conditions, alors il y a un envoi d'ordre d'acquisition (figure 2.11).

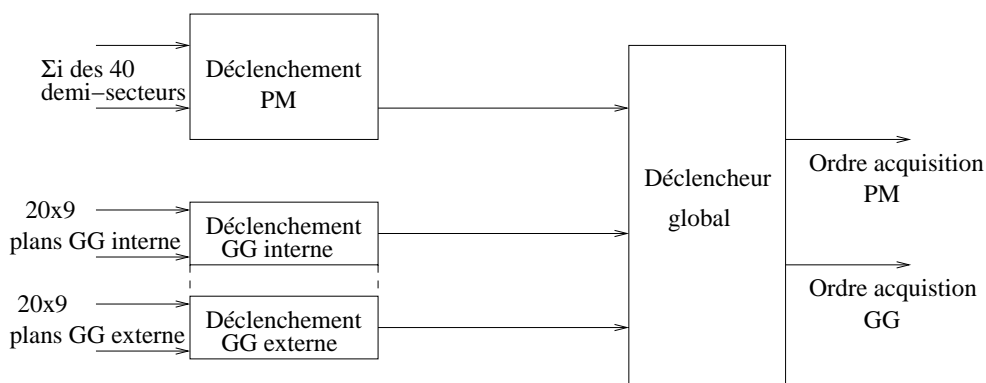


FIG. 2.11 : Système de déclenchement de NEMO3.

Système d'acquisition du calorimètre

Pour chaque photomultiplicateur, on définit un seuil bas pour le déclenchement et un seuil haut pour l'acquisition. Lorsqu'un PM franchit le seuil bas, la mesure du temps (codage TDC) débute, et la porte d'intégration de la charge s'ouvre pour une durée de 80 ns. Au bout de 330 ns, si cette voie électronique PM n'a pas reçu de signal STOP PM, elle est automatiquement remise à zéro.

Si les conditions de déclenchement sont remplies (multiplicité), alors le signal STOP PM est envoyé, et celui-ci est commun à toute l'électronique du calorimètre. L'arrivée de ce signal arrête toutes les mesures de temps en cours, et le codage numérique des informations temps et énergie de toutes les voies qui ont franchi le seuil bas est lancé. L'ordre d'acquisition est envoyé au processeur du calorimètre (CALO) qui va lire les temps et les charges numérisés de toutes les voies touchées.

Système d'acquisition du détecteur de traces

Un seuil anodique et un seuil cathodique sont définis. Lorsqu'un signal anodique dépasse le seuil, les mesures de temps (TDC anodique et les 2 TDC cathodiques) démarrent. Le TDC anodique est lié au temps de propagation transverse. Les deux TDC cathodiques correspondent aux temps de propagation longitudinale du plasma Geiger.

Le signal STOP PM retardé de $6\mu\text{s}$ envoie le signal STOP ANODE, et retardé de $700\mu\text{s}$, fournit le signal STOP ALPHA. Ce signal STOP ALPHA intervient après une période pendant laquelle les particules α ont pu être détectées. Les 2 TDC cathodiques sont arrêtés par les 2 signaux cathodiques, et le TDC anodique est arrêté par le signal STOP ANODE (figure 2.12). Après l'envoi du signal STOP ANODE commun à toutes les voies du détecteur de traces, le déclencheur envoie un signal au processeur Geiger qui prend en charge l'acquisition des résultats.

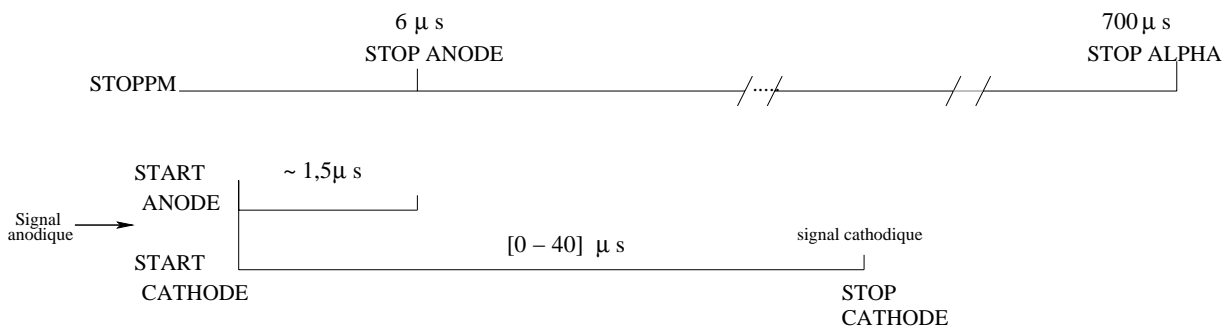


FIG. 2.12 : Schéma des mesures de TDC des signaux cathodiques et anodiques après déclenchement.

Le temps de $6\mu\text{s}$ est à comparer au temps maximum de dérive transverse d'une cellule Geiger qui est de $1,5\mu\text{s}$.

Les deux branches calorimètre et détecteur de traces sont indépendantes et un troisième processeur (Event Builder) est nécessaire pour obtenir à partir des sous-événements CALO et GEIGER les événements $\beta\beta$ de NEMO (figure 2.13) [Ne98].

Les ADC et les TDC sont codés sur 4096 canaux de façon à mesurer des énergies jusqu'à 12 MeV, un temps maximum pour les PMs de 200 ns, des temps anodiques et cathodiques allant jusqu'à $82\mu\text{s}$. L'acquisition prévoit la détection des particules α retardées pendant $700\mu\text{s}$.

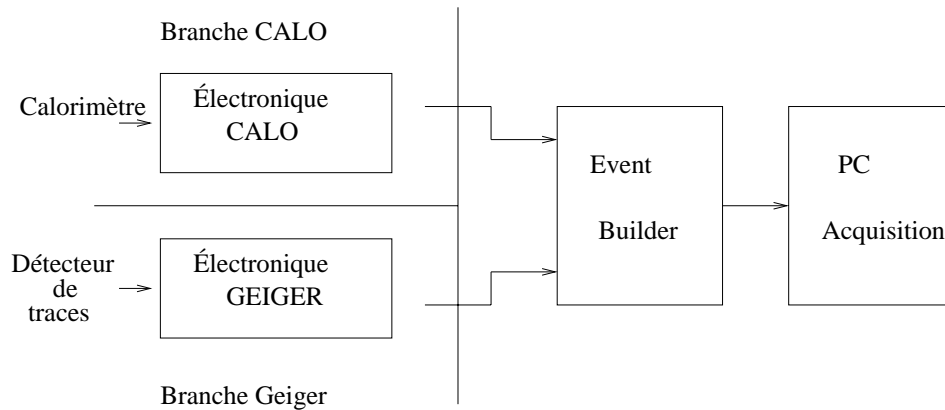


FIG. 2.13 : Système d'acquisition de NEMO3.

2.8 La bobine

Pour déterminer la charge des particules, la collaboration a installé autour du calorimètre une bobine qui applique un champ magnétique de l'ordre de 30 Gauss parallèle à l'axe de symétrie du détecteur. La valeur finale du champ magnétique fera partie de la discussion du chapitre 6.

Ce champ permet de distinguer les paires (e^+e^-) des événements $\beta\beta 0\nu$ grâce à la courbure des trajectoires. La bobine est installée entre le blindage de fer et le mur externe de scintillateurs. Elle est constituée de portions d'un anneau en cuivre dont chacun a la largeur de 2 secteurs. Pour refermer les lignes de champ, les pétales sont en fer et non pas en cuivre comme le sont les murs interne et externe, et tous les secteurs sont reliés entre eux par du fer.

Le champ magnétique va faire spiraler les électrons d'énergie inférieure à 100 keV qui ne seront plus détectés, ce qui a pour conséquence de diminuer les efficacités de détection des processus $\beta\beta 2\nu$ $\beta\beta 0\nu$. Il faut donc déterminer la valeur du champ magnétique à appliquer qui représente le meilleur compromis entre efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$, et réduction du bruit de fond externe.

2.9 Le blindage

L'expérience NEMO2 a montré que le flux de photons provenant du laboratoire était fortement atténué avec 18 cm de fer. Un blindage de 18 cm de fer est donc installé autour de NEMO3, il est constitué de 10 éléments couvrant chacun 2 secteurs, et repose sur une structure métallique.

Or, il reste la composante neutron qui n'est pas arrêtée par ce seul blindage de fer [Ma01]. Le blindage neutron choisi par la collaboration résulte d'un compromis entre coût et efficacité. Il est constitué de :

- 30 cm d'eau contenue dans des réservoirs en inox qui recouvrent le mur externe. Chaque réservoir de forme incurvée recouvre deux secteurs. Il est possible de rajouter du bore dans l'eau qui permettra de capturer les neutrons thermiques ;
- 28 cm de bois pour les pétales haut et bas. Des mesures ont montré que cette épaisseur de bois était équivalente à 14 cm d'eau [St02].

2.10 Performances attendues

Des simulations ont montré que, compte tenu de la résolution du détecteur et de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ (bruit de fond ultime), la fenêtre optimale d'observation du processus $\beta\beta 0\nu$ était l'intervalle [2,75-3,2] MeV.

La sensibilité que NEMO3 devrait permettre d'atteindre après 5 ans de prise de données a été calculée avec 7 kg de ^{100}Mo et 1 kg de ^{82}Se . Après 5 ans, dans la fenêtre en énergie [2,75-3,2] MeV, un total de 6 événements de bruit de fond est attendu pour 7 kg de ^{100}Mo , et aucun pour 1 kg de ^{82}Se . Ce bruit de fond ne concerne que celui d'origine interne, car grâce aux blindages, on n'attend aucun événement de bruit de fond externe. L'efficacité de détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ dans cette même fenêtre en énergie est de 14%. Les sensibilités attendues à 90% C.L. sont résumées dans le tableau 2.5. L'intervalle sur les valeurs de la masse effective dépend des éléments de matrice nucléaire.

	7kg de ^{100}Mo	1kg de ^{82}Se
Nombre d'événements dans la fenêtre en énergie [2,75-3,2] MeV	6 événements de fond attendus 6 événements observés 5 événements $\beta\beta 0\nu$ exclus	0 événement de fond attendu 0 événement observé 2,5 événements $\beta\beta 0\nu$ exclus
$T_{1/2}^{0\nu}$	$> 4.10^{24}$ ans	$> 1,5.10^{24}$
$\langle m_{\nu} \rangle$	$< 0,25-0,7$ eV	$< 0,6-1,2$ eV

Tab. 2.5 : Performances attendues (à 90% C.L.) avec le détecteur NEMO3 après 5 ans de prise de données pour 7kg de ^{100}Mo et 1kg de ^{82}Se .

2.11 Conclusions

La construction et l'installation du détecteur sur le site du LSM a duré 3 ans, soit toute la période de ma thèse. Une première étape du fonctionnement du détecteur a été réalisée avec 3 secteurs de façon à étudier les caractéristiques du calorimètre, de la chambre à fils, et de l'acquisition. Une partie de mon travail de thèse a été la participation aux tests de l'ensemble du détecteur au fur et à mesure de son installation. La bobine et le blindage de fer ont été installés en avril 2002, et le blindage neutron est en cours de réalisation.

Le calorimètre de NEMO3

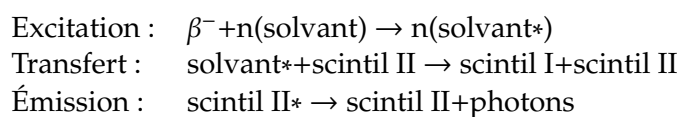
La description générale du calorimètre de NEMO3 est présentée au paragraphe 2.6. Le calorimètre est constitué d'un couplage scintillateurs plastiques - photomultiplicateurs. Ce type de calorimètre a été choisi car la source et le détecteur sont distincts. Il a été décidé d'utiliser des scintillateurs plastiques car ils ont un très bon niveau de radiopureté et la rétrodiffusion des électrons y est faible par rapport aux autres types de scintillateurs.

3.1 Les scintillateurs plastiques

3.1.1 Principe de fonctionnement

Les scintillateurs plastiques [Le87] font partie de la famille des scintillateurs organiques qui sont des composés aromatiques (formés à partir de cycles benzéniques). Le processus de réémission de la lumière est un phénomène quantique et statistique régi par la structure exacte du milieu luminescent. L'émission de lumière résulte de l'excitation des électrons délocalisés (électrons sur les orbitales π) suivie d'une désexcitation très rapide (\approx ns) accompagnée de luminescence. Dans ces matériaux, la luminescence est une propriété intrinsèque de la molécule (figure 3.1).

Le transfert d'énergie de la particule incidente à la molécule scintillante peut avoir lieu directement ou par l'intermédiaire d'une molécule constituant un solvant. En général, un scintillateur plastique possède un polymère de base comme solvant et deux solutés. Lorsqu'une particule traverse le milieu scintillant, elle excite les molécules du solvant, celui-ci réémet de la lumière mais dont la longueur d'onde est trop courte pour être bien détectée. On provoque l'absorption de cette lumière par un premier soluté, dissout en faible proportion, qui réémet de la lumière à une autre longueur d'onde plus grande que la première mais encore trop courte pour le détecteur. On utilise alors un deuxième soluté qui sert d'accepteur de fluorescence. Il réémet lui-même à une longueur d'onde plus facile à utiliser compte tenu de la région de plus grande sensibilité du PM utilisé. Schématiquement, le transfert d'énergie peut être représenté ainsi :



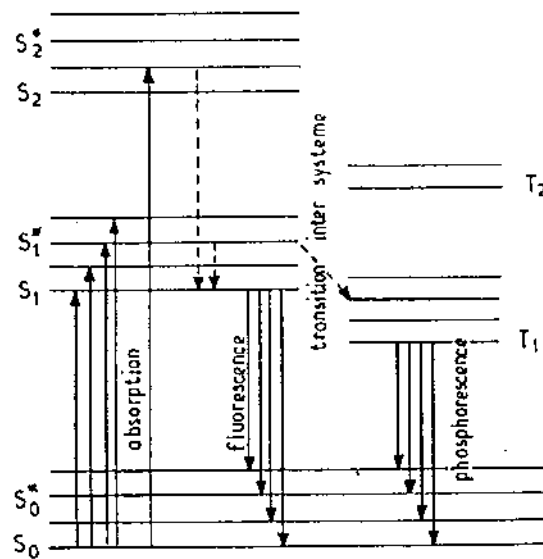


FIG. 3.1 : Schéma d'absorption et d'émission de la lumière dans un scintillateur organique.

3.1.2 Les scintillateurs de NEMO3

Caractéristiques

Les scintillateurs plastiques des murs externes et internes de NEMO3 ont été fabriqués au JINR de Dubna, et ceux des pétales en Ukraine par la société AMCRYS de Kharkov. Ils sont formés de styrène auquel deux types de molécules scintillantes ont été ajoutées : 1,5% de PTP (p-Terphényl) et 0,01% de POPOP (1.4 Bis (5-phényl2 oxazolyl) benzène). Différentes études sur l'effet de la concentration plus ou moins élevée de molécules scintillantes, sur les effets de la température et de la durée des cycles de prépolymérisation, de chauffage, d'ébullition, de polymérisation et de refroidissement ont été effectuées. Les propriétés de luminescence et de transparence (figure 3.2) des scintillateurs sont données dans les figures ci-jointes. Le spectre d'émission du scintillateur est centré sur 425 nm [Ko99].

La résolution en énergie des scintillateurs a été mesurée à l'aide d'un spectromètre à électrons au CENBG et à l'IREs de Strasbourg : elle est de 12 à 14% à 1 MeV.

La taille des scintillateurs plastiques a été optimisée de façon à tenir compte de la résolution en énergie, et le choix de l'épaisseur (10 cm) pour obtenir une bonne efficacité de détection des rayonnements γ (50 % à 500 keV).

Du point de vue de la radioactivité, plusieurs mesures ont été effectuées avec les détecteurs germanium du LSM et aucune pollution n'a été observée (les valeurs sont données dans le tableau A.2 en annexe A).

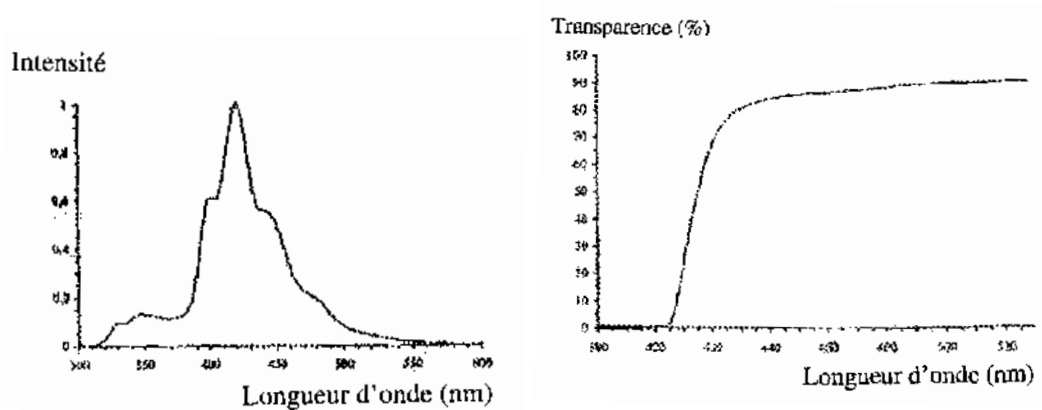


FIG. 3.2 : Spectre de luminescence et région de transparence des scintillateurs plastiques.

Habillage

Un développement particulier a été réalisé pour optimiser l'habillage des scintillateurs. Toutes les faces des scintillateurs sont recouvertes de 2 feuilles de 6 μm de mylar aluminisé afin de réfléchir la lumière de scintillation interne au bloc. Sur les faces latérales, 5 couches de 70 μm de téflon blanc (qui est un diffuseur) ont été disposées pour augmenter l'efficacité de collection de la lumière de scintillation.

3.2 Les photomultiplicateurs

3.2.1 Principe de fonctionnement

Un photomultiplicateur [Ph81] est un tube électronique sous vide constitué d'une photocathode, d'une optique de guidage, d'une structure amplificatrice et d'une électrode de collection (figure 3.3).

La photocathode permet la conversion des photons de scintillation en électrons par effet photoélectrique. Elle est constituée d'un dépôt de matériau semi-conducteur photoémissif dont la sensibilité spectrale doit être adaptée à la lumière émise par le scintillateur. Son épaisseur est optimisée de manière à absorber le maximum de photons tout en permettant aux électrons d'atteindre sa surface et de s'échapper.

À la sortie de la photocathode, les électrons sont accélérés par une électrode de focalisation. Ils sont ensuite collectés sur la première dynode où ils subissent un processus d'émission secondaire et produisent ainsi de nouveaux électrons de basse énergie. Ces électrons sont eux-même accélérés par le potentiel existant entre la première et la deuxième dynode où se reproduit le même phénomène d'émission secondaire. Il en est ainsi pour l'ensemble des dynodes qui constitue le multiplicateur d'électrons. Les matériaux utilisés sont des couches minces de semi-conducteurs ou d'isolants.

Après la dernière dynode, les électrons se dirigent vers l'anode collectrice qui transmet le signal vers le circuit extérieur. Le gain G est défini par la contribution de chacune des structures du PM, il s'exprime de la façon suivante :

$$G = \eta \prod_{i=1}^N \delta_i \eta_i \quad (3.1)$$

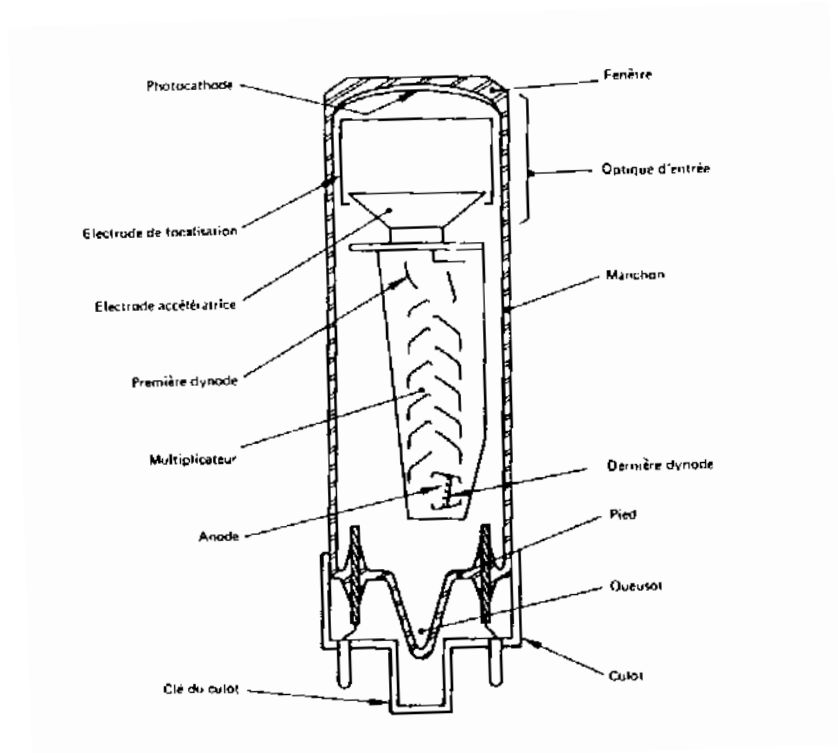


FIG. 3.3 : Constitution générale d'un photomultiplicateur [Ph81].

avec N =nombre total de dynodes

δ_i : coefficient d'émission secondaire d'une dynode de rang i

η_i : efficacité de collection sur les dynodes

η : efficacité de collection sur la première dynode

3.2.2 Caractéristiques fondamentales

Sensibilités spectrales

Les caractéristiques spectrales concernent la photocathode, le multiplicateur d'électrons et l'anode du photomultiplicateur.

Les sensibilités énergétiques et lumineuses de la photocathode dépendent de la composition spectrale de la lumière incidente. Par conséquent, selon les applications, l'utilisateur choisira un PM dont la sensibilité lumineuse de la photocathode caractérise plus particulièrement un type de lumière.

L'efficacité de collection est le rapport entre le nombre moyen d'électrons atteignant la première dynode et le nombre moyen d'électrons quittant la photocathode. Cette efficacité est fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente puisque celle-ci détermine la vitesse des photoélectrons. L'efficacité de collection dépend également de la tension appliquée entre cathode et première dynode.

La sensibilité anodique s'exprime par le rapport du courant d'anode sur le flux incident, ceci implique que le photomultiplicateur est un convertisseur linéaire.

Caractéristiques temporelles

La réponse en temps d'un phototube est principalement dominée par la structure des dynodes et la valeur de la haute-tension appliquée.

Les propriétés temporelles d'un PM se caractérisent par trois paramètres :

- **Temps de montée** : c'est le temps nécessaire pour que le signal de sortie augmente de 10% à 90% de sa valeur maximale. Ce temps est différent selon la structure des dynodes du multiplicateur d'électrons.
- **Temps de transit** : c'est le temps séparant l'illumination de la photocathode de l'arrivée du signal correspondant à l'anode. Ce temps est d'autant plus petit que la haute-tension appliquée, et par conséquent la vitesse des électrons, est grande. D'une façon générale, ce temps est de l'ordre de plusieurs dizaines de nanosecondes, et il varie comme l'inverse de la racine carrée de la haute-tension.
- **Résolution temporelle** : elle varie en fonction du nombre d'électrons émis par la photocathode. Elle dépend de la surface et du lieu de la zone de la photocathode qui ont été éclairées, ainsi que de la valeur de la haute-tension appliquée.

Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est le courant électrique observé à l'anode du tube en l'absence de tout rayonnement éclairant le photomultiplicateur. Ce courant a plusieurs origines :

- l'émission thermoélectrique de la photocathode ;
- des fuites ohmiques entre l'anode et les électrodes du multiplicateur ;
- la scintillation due aux éléments radioactifs naturels constituant le phototube ;
- la présence de radiations et les rayonnements cosmiques ;
- une exposition prolongée à une source de lumière intense.

Ce courant dépend principalement des caractéristiques de la photocathode et du gain du photomultiplicateur. Le courant d'obscurité varie proportionnellement avec le gain. Idéalement, il doit avoir la plus faible intensité possible.

Hystérésis du gain

Si des paramètres sont modifiés (flux lumineux, arrêt puis application de la haute-tension, cycle de température), le gain du PM peut ne pas retrouver sa valeur initiale. Des phénomènes complexes peuvent se produire au niveau de la photocathode changeant sa structure, ainsi que des phénomènes d'espace de charge au niveau des dynodes.

Linéarité

Le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons recueillis à l'anode sont proportionnels caractérisant ainsi les PMs comme des convertisseurs linéaires. Or, cette propriété de linéarité peut disparaître à partir d'une certaine intensité. En effet, pour des courants très élevés, les électrons transitant entre les dernières dynodes et l'anode vont créer une charge (appelée charge d'espace)

qui va s'opposer à la différence de potentiel appliquée. Ainsi, il va se produire une répulsion entraînant une perte de collection et, par conséquent, une saturation du courant anodique. À partir d'une certaine énergie, le PM va saturer et ne sera plus linéaire. La courbe de linéarité doit donc être déterminée avec précision pour chaque tube.

3.2.3 Causes d'instabilités d'un photomultiplicateur

Pour diverses raisons [Ph81], [Ha94], les photomultiplicateurs peuvent subir des instabilités entraînant des variations de leurs gains. L'objet de cette partie est de recenser différents phénomènes entraînant l'instabilité des compteurs.

Variation de la sensibilité anodique

- Dans le cas de courants anodiques élevés ($\geq 10 \mu\text{A}$), le photomultiplicateur connaît une phase de perturbation qui peut être considérée comme une période de vieillissement.
- Si, à un instant donné, le flux lumineux est brutalement porté à une valeur différente, le courant anodique du tube va commencer une nouvelle phase de dérive pour se stabiliser à une autre valeur. Pour la plupart des PMs, le temps nécessaire à la stabilisation du gain après un changement de l'éclairement est très faible, de l'ordre de la seconde. Mais dans quelques cas, ce temps peut être plus important.
- Lorsque le PM est mis sous tension, il a besoin d'un certain temps pour que son gain se stabilise. Selon le type de phototube, le gain peut évoluer pendant quelques heures ou plusieurs jours avant de se stabiliser. Il se trouve que la rapidité de la stabilisation est d'autant plus grande que le courant anodique est élevé.
- Dû à l'effet d'hystérésis, le gain ne retrouvera pas exactement sa valeur initiale après un cycle complet de variations du flux éclairant le PM.

Variation de la haute tension

Le gain G s'exprime en fonction de la haute tension V par la relation suivante :

$$G = \alpha V^\beta \quad (3.2)$$

α et β sont des grandeurs déterminées à partir de deux points de fonctionnement correspondant à 2 valeurs de haute-tension.

En différenciant l'équation (3.2), les variations de gain ΔG par rapport aux variations de la haute tension ΔV sont données par la relation :

$$\frac{\Delta G}{G} = \beta \frac{\Delta V}{V} \quad (3.3)$$

Contraintes liées à l'environnement

La température

De part la nature de sa couche photoémissive, le photomultiplicateur est sensible à la température, les trois principales caractéristiques affectées sont :

- La réponse spectrale. Pour chaque type de photocathode, un coefficient de température proportionnel à la variation de sensibilité de photocathode observée pour un intervalle de température est défini. Généralement, le coefficient de température varie de façon continue avec la longueur d'onde, mais cette dépendance peut être fortement différente selon la structure interne du tube.
- Le courant d'obscurité. Le courant d'obscurité et la fréquence des impulsions d'obscurité obéissent à une loi fortement croissante en fonction de la température et qui dépend de la nature de la couche photoémissive constituant la photocathode.
- La sensibilité anodique et le gain. Le coefficient de température du multiplicateur dépend de la nature du matériau constituant les dynodes. Il existe donc des variations du coefficient d'émission secondaire en fonction de la température, mais celles-ci sont moins importantes que pour l'émission photoélectrique.

Pour comprendre ce phénomène et se prévenir contre l'action de la température sur les compteurs de NEMO3, des thermomètres seront installés à plusieurs endroits du détecteur.

Les post-impulsions

Ce sont des signaux parasites qui peuvent apparaître à l'anode à la suite des impulsions qui leur ont donné naissance.

Une cause de ces post-impulsions est l'ionisation des gaz dans le phototube. Ces gaz peuvent provenir du PM lui-même si son vide est de mauvaise qualité. Les ions habituellement responsables des post-impulsions sont l'hydrogène, l'hélium, et le méthane. Si le PM est soumis à une atmosphère riche en hélium, son verre lui étant perméable, le taux de pénétration d'hélium peut être important. La pression d'hélium dans le tube augmente le taux de post-impulsions (retardées de $0,3\mu\text{s}$) et le courant d'obscurité, par conséquent la durée de vie du tube se trouve diminuée.

Étant donnée que la chambre à fils de NEMO3 est remplie d'hélium, le risque de vieillissement des PMs dû à l'hélium doit être pris en compte. Un système de balayage d'air autour du détecteur a donc été mis en place.

Les champs magnétiques

La trajectoire des électrons est influencée par la présence d'un champ magnétique. En effet, en présence d'un champ, les trajectoires des électrons seront d'autant plus courbées que leur énergie est faible, et par conséquent la focalisation sur la première dynode du PM sera plus difficile. De même, la modification des trajectoires électroniques sous l'influence du champ produit une diminution des efficacités de collection entre les électrodes du tube. Ainsi, le fonctionnement d'un photomultiplicateur est affecté par la présence d'un champ magnétique même d'aussi faible intensité que le champ terrestre.

Les PMs pour lesquels la distance entre la photocathode et la première dynode est grande, ou ceux pour lesquels la surface de la première dynode est faible, seront plus vulnérables aux effets du champ. Les tubes pour lesquels les dynodes sont focalisées sont plus sensibles au champ, car les surfaces d'impact des électrons sur les dynodes, notamment la première, sont relativement petites.

Pour remédier aux effets du champ, on peut augmenter la valeur de la haute-tension appliquée au PM, ainsi la vitesse des électrons est accélérée, et le temps passé dans l'espace photocathode-première dynode est plus court.

Tous les photomultiplicateurs de NEMO3 ont été entourés d'un blindage magnétique constitué de mumétal pour les protéger du champ créé par la bobine.

Action des rayonnements

La présence de sources radioactives ou le rayonnement cosmique vont entraîner une augmentation du courant d'obscurité, induisant par la même occasion une croissance du gain.

Dans le cas d'une exposition prolongée à une radiation importante, non seulement le courant d'obscurité va augmenter, mais les propriétés d'émission secondaire des dynodes et la transmission optique de la photocathode vont être modifiées. Ceci a pour conséquence une diminution de la sensibilité de la photocathode à certaines longueurs d'onde et donc une diminution du gain.

3.2.4 Caractéristiques et performances des photomultiplicateurs de NEMO3

Deux types de photomultiplicateurs de tailles différentes sont présents dans le détecteur : des photomultiplicateurs Hamamatsu 5" de type R6594 à photocathode sphérique avec 10 dynodes, et des photomultiplicateurs Hamamatsu 3" de type R6091 à photocathode plate et contenant 12 dynodes. La photocathode est de type D (bialcaline), et les dynodes sont montées avec une structure linéaire focalisante.

La principale caractéristique de ces photomultiplicateurs est leur faible taux de radioactivité en ^{40}K , ^{214}Bi , et ^{208}Tl (cf tableau A.3 en annexe A).

Des mesures sur tous les PMs ont été réalisées à l'IREs pour vérifier qu'ils répondaient aux critères suivants :

- la valeur nominale des haute-tensions à appliquer a été déterminée pour que la charge collectée à 1 MeV soit de 125 pC. Les valeurs sont de l'ordre de 1800V pour les PMs 3", et 1350V pour les 5" ;
- le bruit doit être au maximum de 10 Hz pour un seuil de détection de 10mV (33 keV). Il a pour origine le bruit électronique provenant de la thermoémission de la photocathode ou des dynodes ;
- l'électronique choisie permet de mesurer une énergie maximale de 12 MeV. Les défauts de linéarité doivent être inférieurs à 1% jusqu'à 4 MeV ;
- le profil de la photocathode doit être symétrique, car il a été démontré qu'un profil asymétrique détériorait la résolution si l'électron arrivait avec une position aléatoire sur le scintillateur ;
- la résolution en énergie est de 9% pour un éclaircissement équivalent à 1 MeV, et la résolution en temps est de 250 ps à 1 MeV.

3.3 Association scintillateur-photomultiplicateur

3.3.1 Caractéristiques

Pour adapter le scintillateur avec le photomultiplicateur, un guide de lumière a été utilisé. Le choix s'est porté sur le PMMA (polyméthacrylate de méthyle) qui est une substance voisine du

scintillateur mais non luminescente, ainsi il n'y a pas de discontinuité d'indice lumineux entre le scintillateur et la photocathode.

Une caractéristique importante de l'ensemble scintillateur+photomultiplicateur est sa résolution en énergie. Celle-ci mesure les fluctuations d'énergie autour de la valeur moyenne, elle est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'énergie déposée dans le scintillateur. Sa valeur dépend à la fois du scintillateur, du PM et de leur couplage.

L'ensemble scintillateur+photomultiplicateur a les caractéristiques suivantes :

- résolution en énergie comprise entre 12 et 14,5% à 1 MeV.
- résolution en temps de l'ordre de 250 ps à 1 MeV.

La coupe verticale d'un PM avec son équipement est représentée sur la figure 3.4.

3.3.2 Haute-tension

La distribution de la haute tension des photomultiplicateurs se fait par 3 châssis qui contiennent au total 28 cartes haute-tension de la société CAEN de 24 voies chacune. Les 24 sorties se font sur un connecteur AMP multicontacts. Pour réduire les coûts, il a été décidé d'avoir une voie haute-tension pour 3 photomultiplicateurs. Ceci a impliqué de faire des groupes de 3 PMs ayant chacun, pour un même gain, une haute tension très proche l'une de l'autre. Le partage d'une voie haute-tension en trois distributions HT-PM se fait grâce à des cartes de répartition. Ces cartes sont équipées de 2 résistances en série par voie PM qui peuvent être modifiées de façon à équilibrer les gains.

Les tensions à appliquer sur les dynodes du photomultiplicateur sont obtenues par un diviseur aux bornes duquel est connectée la haute tension. Nous avons trois types de pont diviseur de tension qui se différencient par la valeur de la résistance entre la photocathode et la première dynode de façon à avoir à peu près la même tension de fonctionnement.

3.4 Montage au LSM

3.4.1 Procédure de tests

Une fois les photomultiplicateurs collés sur le secteur, une première observation des signaux est effectuée grâce à un banc de test. Cette étape permet de contrôler la qualité du collage des PMs sur les scintillateurs, et de s'assurer de son fonctionnement.

Lorsque le secteur est installé sur la charpente et que les photomultiplicateurs sont câblés, les premiers tests réalisés concernent la continuité des câbles signaux et des câbles haute-tension, pour vérifier la qualité des connections, et détecter d'éventuelles inversions dans les branchements.

Après avoir testé cette continuité, et en se plaçant dans l'obscurité pour protéger les PMs de la lumière, une première tension inférieure de 300 volts à la tension nominale est appliquée. Le signal est observé à l'oscilloscope. S'il est de forme et d'amplitude correctes, la tension nominale est appliquée. À cette tension, on visualise la hauteur du signal en plaçant à proximité du PM une source de ^{207}Bi : si elle est à la valeur attendue, on peut valider la chaîne électronique-photomultiplicateur.

3.4.2 Alignement des gains

Pour pouvoir ajuster les gains de chaque PM, on dispose d'un diviseur de tension entre la résistance du pont du PM et les résistances sur les cartes de répartition.

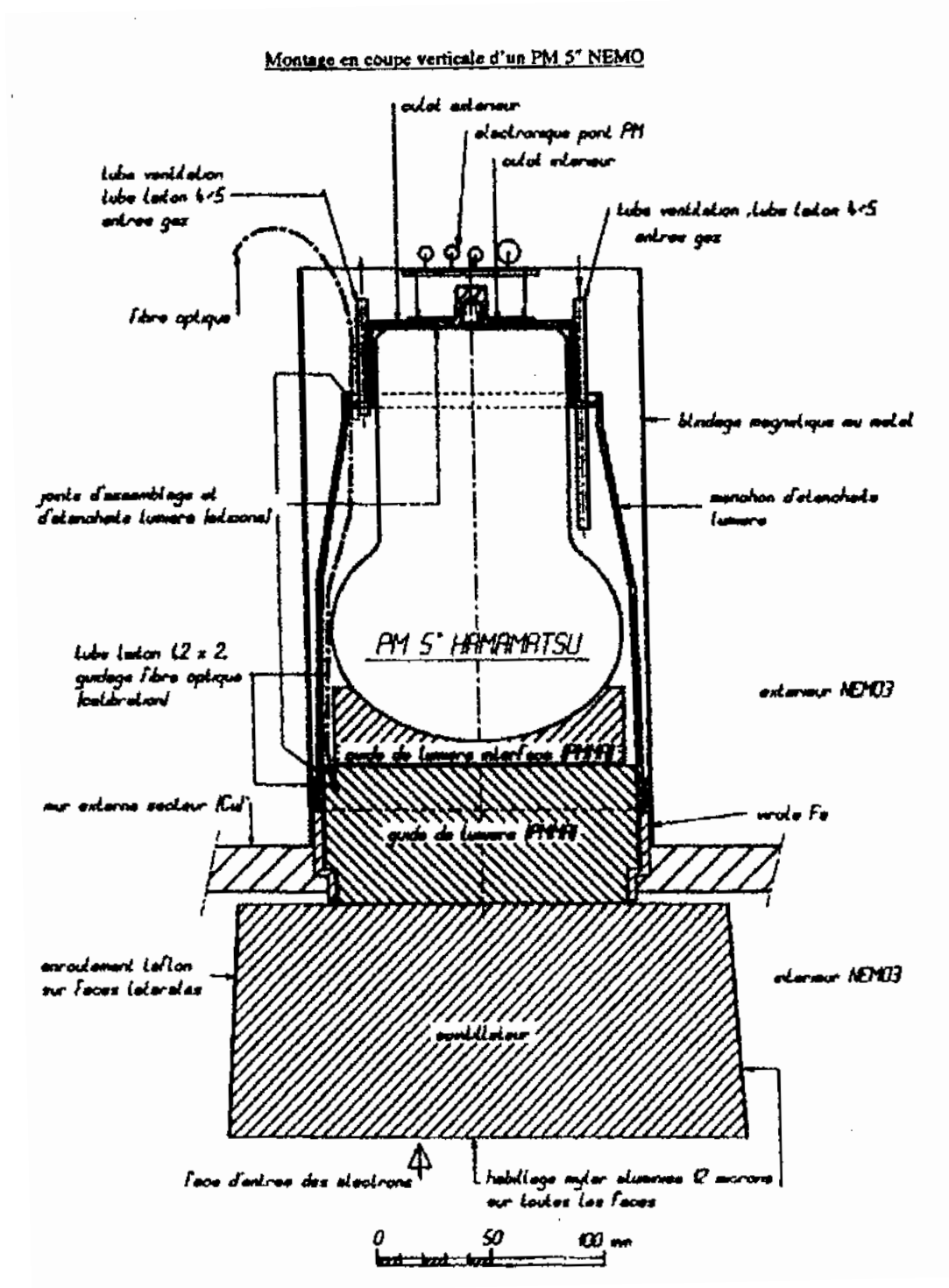


FIG. 3.4 : Coupe verticale d'un photomultiplicateur 5" avec l'ensemble de son équipement.

La procédure d'alignement est réalisée en utilisant des sources de ^{207}Bi . Le ^{207}Bi décroît par capture électronique vers le ^{207}Pb en émettant des électrons de conversion interne. Les énergies des rayonnements γ et des électrons émis par le ^{207}Bi sont indiquées dans le tableau 3.1.

E_γ (keV)	I_γ (%)	E_{e^-} (keV)	I_{e^-} (%)
570	97,74	482K	1,5
		555L	0,4
1064	75,50	976K	7,4
		1048L	1,9
1770	6,95	1682K	0.024

TAB. 3.1 : Énergies des rayonnements gamma et des électrons de conversion interne des couches K et L émis par une source de ^{207}Bi , avec les intensités relatives associées normalisées à 100 décroissances.

Pour cette procédure, l'activité des sources utilisées étaient de l'ordre de $5\mu\text{Ci}$, le détecteur de traces n'était pas sous tension. Les spectres mesurés sont donc la superposition du front Compton, et des électrons de conversion interne.

Pour la première prise de données, les haute-tensions appliquées sont proches des valeurs de fonctionnement déterminées lors des tests des PMs à l'IREs. Cette première acquisition donne la position du pic, correspondant au Compton du rayonnement γ de 1064 keV et à l'électron de conversion interne d'énergie 976 keV, pour chaque groupe de 3 PMs. Dans un premier temps, on augmente la haute-tension pour faire croître le gain du PM qui a la position la plus faible (relation 3.2). Ensuite la tension des deux autres PMs est ajustée par de nouvelles résistances sur les cartes de répartition. La tension réellement appliquée sur le PM ($V_{\text{appliquée}}$) en fonction de la haute-tension calculée pour le groupe de 3 PMs s'exprime par la relation :

$$V_{\text{appliquée}} = \frac{R}{R + r} V_{\text{HT}} \quad (3.4)$$

R est la résistance du pont et r est la résistance variable obtenue en sommant les valeurs des 2 résistances de la carte répartiteur.

Après modification de la haute-tension commune et remplacement des résistances sur la carte, une nouvelle acquisition est lancée pour vérifier la position des pics. En général, deux itérations suffisent pour ajuster les gains. La méthode pour déterminer automatiquement la position de l'électron de 976 keV est représentée sur la figure 3.5. Dans un premier temps, on détermine le premier maximum du spectre qui représente le Compton du rayonnement γ de 570 keV et l'électron de conversion de 482 keV, ce pic est ajusté par une courbe de forme gaussienne. À partir de cette position, on détermine le deuxième maximum qui correspond à l'électron de 976 keV, son pic est aussi ajusté par une gaussienne, et si le χ^2 est correct, alors la position est enregistrée. Dans le cas contraire, la détermination des intervalles pour les ajustements est de nouveau effectuée manuellement.

Étalonnage du calorimètre

4.1 Importance de l'étalonnage

Le nombre d'événements attendus pour atteindre une sensibilité de l'ordre de 0,1 eV sur la masse effective du neutrino est très faible, par conséquent l'ensemble du détecteur doit être parfaitement connu.

Le signal est recherché dans un intervalle en énergie, par exemple [2,75-3,2] MeV pour le ^{100}Mo , ce qui implique un étalonnage précis en énergie. Pour différencier les événements émis simultanément depuis la source, pour lesquels la différence des temps de vol Δt est voisin de zéro, des événements où un électron traverse le détecteur ($\Delta t \sim 4$ ns), un étalonnage en temps du détecteur est nécessaire.

La durée de l'expérience est prévue pour au moins 5 ans, et on a montré au paragraphe 3.2.3 qu'il existait de nombreux paramètres entraînant des variations (taux de comptage, haute-tension, environnement) de la réponse des compteurs à scintillations. Pour toutes ces raisons, il est primordial de suivre l'étalonnage du calorimètre au jour le jour.

Les étalonnages absolus en énergie et en temps se font en utilisant des sources radioactives. Or, pour ne pas endommager la chambre à fils, les sources utilisées sont de faible activité, ce qui induit de longs temps d'acquisition, de l'ordre de quelques jours, et ces étalonnages ne seront donc réalisés qu'une à deux fois par an. Pour obtenir un suivi de l'étalonnage avec une précision de 1%, il faut, par conséquent, faire un suivi journalier qui consiste en un étalonnage relatif en énergie et en temps à l'aide d'une lumière laser. De plus, les discriminateurs utilisés sont à front de montée, c'est-à-dire que le seuil du discriminateur dépend de l'amplitude des impulsions (leading-edge) [La93]. La mesure du temps dépend alors de la charge collectée : il est donc indispensable d'effectuer une correction du signal temps en fonction de l'amplitude. La dépendance temps-énergie a été estimée lors des tests à l'IReS de Strasbourg, et elle sera déterminée grâce au système d'étalonnage relatif, car il a été prévu plusieurs filtres permettant d'atténuer la lumière laser.

Les paragraphes suivants exposent les procédés des étalonnages absolus, le système d'étalonnage par lumière laser, les méthodes de calcul des corrections à appliquer sur l'étalonnage, la caractérisation des spectres laser et l'étude des comportements des compteurs à scintillation sur une longue durée.

4.2 Étalonnage absolu en énergie et en temps

Les étalonnages absolus sont réalisés par les membres de la collaboration de l'IREs.

4.2.1 Énergie

Méthode

Dans chaque secteur est installé un tube en cuivre percé de 6 fenêtres (3 de chaque côté disposées en bas, milieu et haut du tube) pour insérer des sources radioactives servant à l'étalonnage absolu.

La charge intégrée dans un convertisseur analogique-digital est numérisée en canaux (1 canal=0,375 pC), elle est reliée à l'énergie déposée dans le compteur à scintillations par la relation :

$$E = \alpha C^2 + aC + b \quad (4.1)$$

avec une zone de linéarité pour des énergies inférieures à 4 MeV (là où le signal $\beta\beta 0\nu$ est attendu). Sur cette zone, la relation canal-énergie s'exprime :

$$E = aC + b = a(C - P) \quad (4.2)$$

$$\text{avec } P = -\frac{b}{a} \quad (4.3)$$

P est le piédestal, c'est-à-dire la réponse du convertisseur à énergie nulle, ce qui représente le bruit électronique.

a et b sont les constantes d'étalonnage absolu en énergie du détecteur, elles sont déterminées à partir de deux énergies connues d'une source radioactive. La constante α est fixée grâce aux différents filtres du système d'étalonnage par lumière laser qui assurent une variation du flux lumineux de 150 keV à 12 MeV.

Sources

Pour déterminer les constantes a et b, on utilise des sources de ^{207}Bi et de ^{90}Sr .

Le ^{207}Bi décroît par capture électronique vers le ^{207}Pb en émettant des électrons de conversion interne. Les énergies des rayonnements γ et des électrons émis par le ^{207}Bi sont indiquées dans le tableau 3.1 55.

On utilise aussi des sources de ^{90}Sr car celui-ci décroît par désintégration β^- vers l' ^{90}Y ($Q_\beta \sim 500$ keV) lui-même émetteur β^- vers le ^{90}Zr avec une énergie de transition Q_β de 2,28 MeV (figure 4.1).

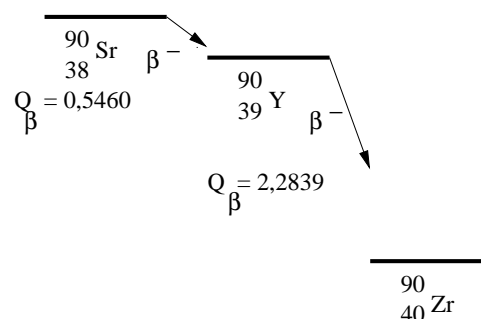


FIG. 4.1 : Schéma de niveaux du ^{90}Sr .

Les constantes d'étalonnage en énergie peuvent être calculées à partir des positions des 2 électrons de conversion interne du ^{207}Bi mais aussi par l'énergie maximale du spectre β de ^{90}Y qui donne une valeur à 2,28 MeV.

En supposant que le piédestal correspond bien à une énergie nulle, il pourra être utilisé pour l'étalonnage absolu.

En présence de la source de ^{90}Sr , le taux de comptage est trop élevé pour la chambre à fils, et par conséquent, celle-ci n'est pas mise sous tension. Par contre, l'étalonnage avec la source de ^{207}Bi sera fait en utilisant la chambre à fils de façon à reconstruire les trajectoires des électrons.

Résultats

La première procédure de l'étalonnage en énergie se fait avec les sources de ^{207}Bi . Le spectre obtenu (figure 4.2) correspond aux 2 pics des électrons de conversion interne de 482 keV et 976 keV. Chaque pic est ajusté par 3 gaussiennes de façon à tenir compte de la contribution des électrons des couches K, L et M. Au résultat de l'ajustement, on soustrait les pertes d'énergies (calculées via le code GEANT) pour déterminer le canal en énergie de chacun des pics. À partir de ces 2 points, les paramètres de la droite d'étalonnage sont calculés. Une contrainte supplémentaire peut être demandée en imposant de faire passer cette droite par le piédestal [Arn02].

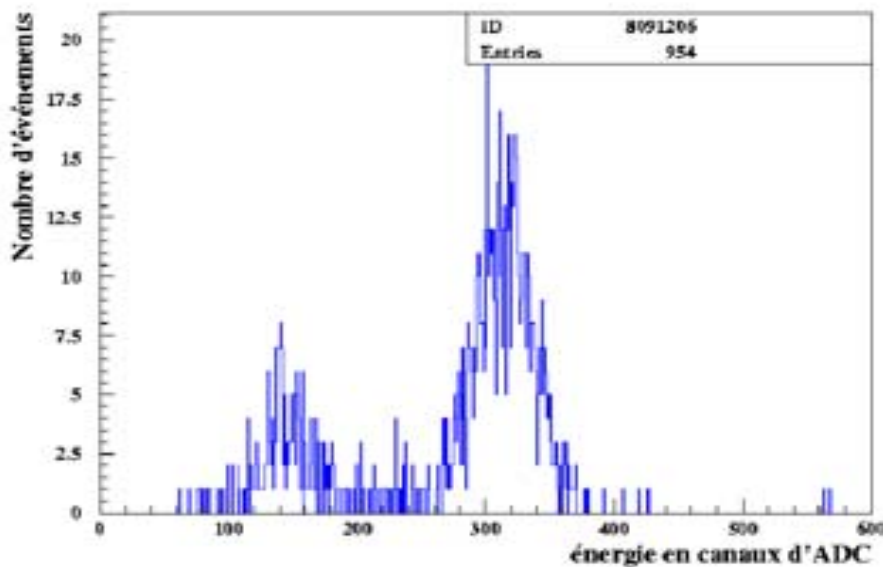


FIG. 4.2 : Spectre en énergie des électrons de la source ^{207}Bi mesuré lors des étalonnages absolus sur un compteur à scintillation.

Le spectre β de ^{90}Y mesuré lors de l'étalonnage avec les sources de ^{90}Sr est donné sur la figure 4.3. La queue du spectre corrigée par les pertes en énergie et soustraite du bruit de fond mesuré est ajustée par le spectre β théorique convolué de la résolution. Le paramètre initial de l'ajustement est la pente de la droite d'étalonnage déterminée avec les sources de ^{207}Bi . Sur le deuxième spectre de la figure 4.3, on voit l'intersection du spectre β avec le fond qui donne l'énergie de transition Q_β de ^{90}Y , on détermine ainsi une nouvelle valeur de la pente d'étalonnage. Celle-ci

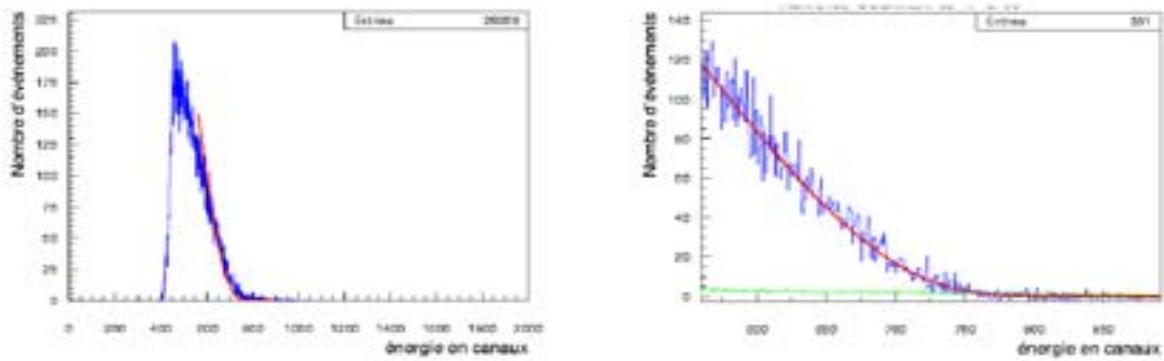


FIG. 4.3 : Spectre β pris avec les sources de ^{90}Sr . Sur le deuxième spectre, le bruit de fond est soustrait, et l'ajustement permet de déterminer la pente de l'étalonnage absolu.

doit être en accord avec celle trouvée en présence des sources de ^{207}Bi . La moyenne de ces 2 valeurs est donnée comme constante d'étalonnage absolu en énergie [Arn02].

4.2.2 Temps

Méthode

L'étalonnage absolu permet de faire un calage en temps de tous les compteurs de NEMO3. En effet, le temps mesuré dépend de plusieurs paramètres qui sont :

- le temps de propagation de la lumière dans le scintillateur ;
- le temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur ;
- le temps de propagation du signal électrique dans les câbles ;
- le délai d'arrivée du signal commun STOP au tdc.

Tous ces temps sont différents d'un compteur à un autre. Il faut donc calculer le calage en temps entre chaque compteur deux à deux, ceci peut être réalisé en déterminant la distance entre la source et les 2 compteurs touchés en utilisant une source qui émet simultanément deux rayonnements.

Source

La source utilisée est le ^{60}Co qui émet en coïncidence deux rayonnements γ de 1173 keV et 1332 keV. La détection de ces deux rayonnements γ permet de mesurer les différences des temps de vol entre deux compteurs.

Le point d'interaction du rayonnement γ dans le scintillateur n'étant pas connu, une mesure supplémentaire est réalisée en déplaçant les sources de ^{60}Co dans les tubes d'étalonnage. Les sources sont placées de façon à ce que le rayonnement γ interagisse avec le tube en cuivre, créant ainsi un électron Compton. Les deux électrons Compton identifiés par la chambre à fils doivent être détectés en coïncidence pour assurer l'étalonnage absolu en temps.

Résultats

La figure 4.4 montre la différence de temps de vol mesuré avant et après la correction par l'étalonnage absolu. On voit donc que la distribution se rétrécit après avoir corrigé les décalages

en temps [Ko02].

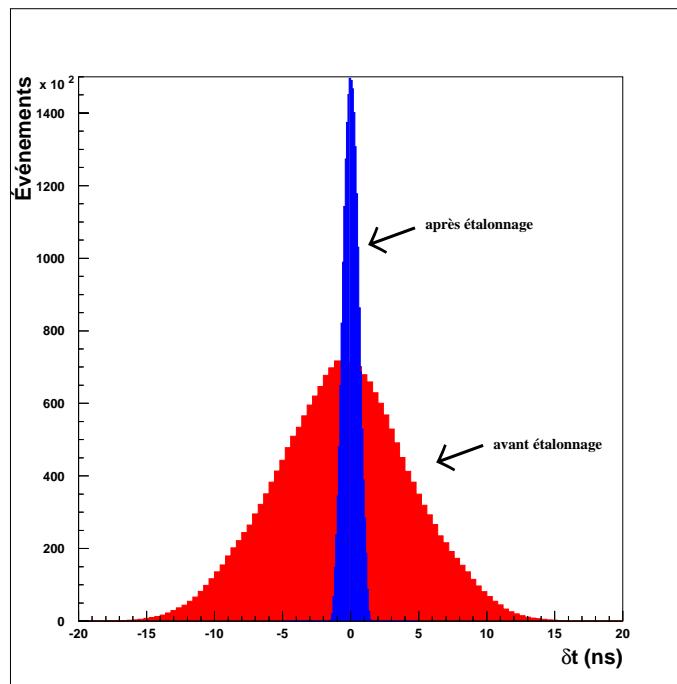


FIG. 4.4 : Différence de temps de vol mesuré avant et après le résultat de l'étalonnage.

4.3 Le système d'étalonnage laser

4.3.1 Description

Le principe de l'étalonnage relatif est d'utiliser une lumière laser et de la rendre comparable à la lumière produite par les photons et les particules chargées. Ce système doit permettre de surveiller l'étalonnage absolu avec une précision de l'ordre de 1%. Il doit aussi assurer une surveillance à long terme de l'étalonnage en énergie et du calage en temps de chaque compteur. Dans ce but, le dispositif a été étudié et conçu par les membres de la collaboration NEMO de l'IREs.

Le système d'étalonnage laser est représenté sur la figure 4.5. Il se divise en deux ensembles : une première partie où le flux de lumière laser est contrôlé et corrigé si besoin par un système d'asservissement, et une deuxième partie où la lumière est envoyée vers les compteurs de NEMO3.

Les différents éléments du système d'étalonnage sont décrits dans la suite.

Le laser

La lumière choisie doit pouvoir être comparable à la lumière produite par les photons et les particules chargées. La résolution en temps des scintillateurs est de 250 ps à 1 MeV, le choix s'est donc porté sur une lumière laser car la durée des impulsions est de cet ordre de grandeur. Le laser utilisé est à azote (N_2) pulsé avec une fréquence de 10 Hz, la durée de ses impulsions est de 700 ps, et la longueur d'onde d'émission est de 337,1 nm, avec une largeur de la bande

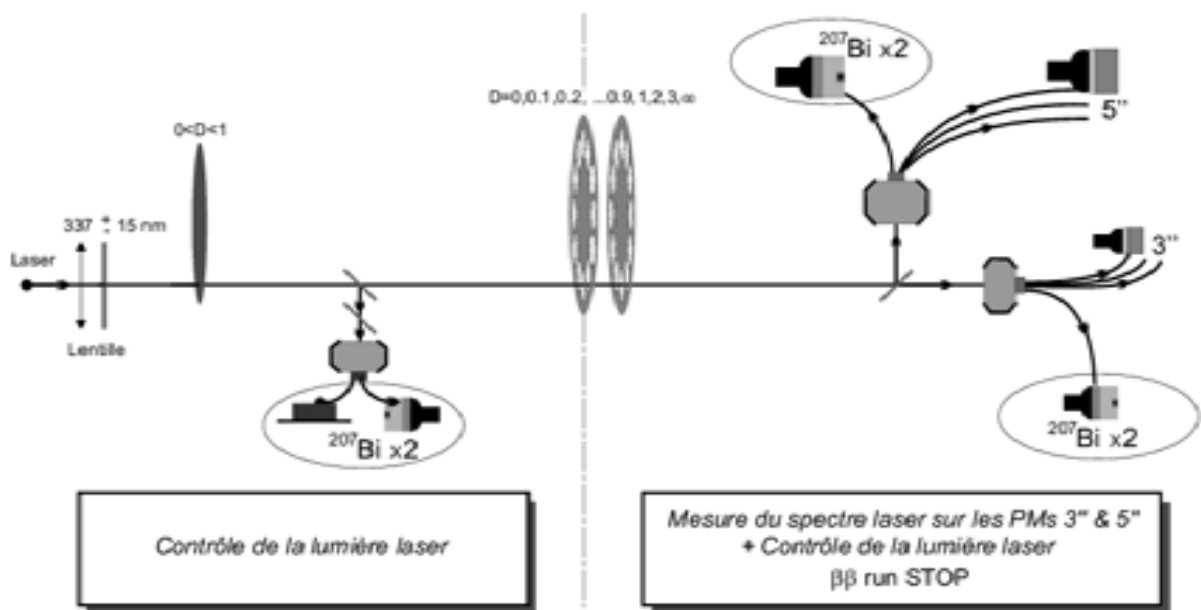


FIG. 4.5 : Principe de l'étalonnage relatif par lumière laser.

spectrale de 0,1 nm. Pour adapter la lumière au détecteur, il faut décaler la longueur d'onde d'émission monochromatique de 337 nm vers 425 nm, ce qui est fait grâce à des scintillateurs. Le laser fonctionne sous une tension de 230 V. La pression de fonctionnement en azote (très pur) se situe entre 2 et 2,5 bars, avec un flux moyen de gaz de 5 litres/heure.

Pour atteindre une énergie de 12 MeV sur les 1940 compteurs de NEMO3, et en tenant compte des efficacités de collection des scintillateurs, des filtres placés sur le système laser, et des diverses pertes, le laser doit pouvoir émettre 4.10^{10} photons par impulsion. Or, l'énergie délivrée à chaque impulsion est de $130 \mu\text{J}$, et le nombre de photons émis par impulsion est de 2.10^{14} , ce qui est supérieur à notre besoin. La durée de vie du laser est de l'ordre de 5.10^7 impulsions, soit environ 10 ans pour un fonctionnement de l'ordre de 20 minutes par jour. Le laser de NEMO3 est un MNL 200 (Midi-Nitrogenlaser) de la société Lasertechnik Berlin.

Le système d'asservissement

La quantité de lumière délivrée (nommé le flux initial Φ_0) à chaque séquence de contrôle ne doit pas avoir de variations supérieures à quelques ‰ (le temps du réglage du Φ_0 , soit environ 150 secondes) par rapport à une consigne fixée à l'avance. Pour contrôler ce flux, la lumière est envoyée sur une photodiode utilisée comme référence absolue, car c'est un capteur supposé avoir une très bonne stabilité à long terme. Si le flux est égal à celui demandé, alors la procédure de contrôle des compteurs de NEMO3 peut commencer. Dans le cas contraire un ordre est envoyé à

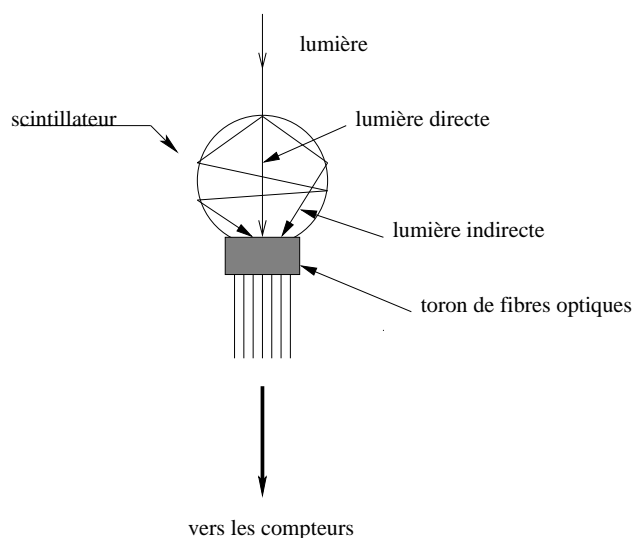


FIG. 4.6 : Représentation schématique de la distribution de lumière.

l'atténuateur optique variable qui corrige le flux. Cet atténuateur est constitué d'un disque en verre de diamètre 75 mm sur lequel est déposée une couche d'aluminium dont l'épaisseur augmente avec l'angle. Tourner l'atténuateur linéaire entraîne donc une modification du flux de lumière, son mouvement de rotation étant assuré par un moteur pas à pas de précision angulaire $0,1^\circ$.

La distribution de lumière

À la sortie du laser, la lumière est focalisée par une lentille, et atténuée par un filtre prévu pour les hauts flux. La longueur d'onde ($337 \text{ nm} \pm 15 \text{ nm}$) est ensuite sélectionnée par un filtre passe-bande.

Des filtres sont disposés de façon à séparer le faisceau en trois parties : la lumière est dirigée vers la photodiode pour le contrôle du Φ_0 , et vers les deux ensembles de compteurs de NEMO3 (3" et 5").

Pour la mesure de la linéarité jusqu'à 12 MeV et la détermination de la relation temps-énergie, il a été prévu deux disques dans lesquels des filtres de densités optiques différentes sont insérés dans 12 trous circulaires. Chacun de ces disques est motorisé par un moteur pas à pas.

Lorsque la lumière a traversé les 2 atténuateurs discrets, elle est séparée en 2 parties, une qui va sur les compteurs 3" et l'autre sur les 5". Pour que l'étalonnage relatif ait un sens, il faut que les signaux électriques obtenus avec le laser soient de forme identique (temps de montée $\sim 6 \text{ ns}$, largeur à mi-hauteur $\sim 16 \text{ ns}$) à ceux produits par des électrons dans le bloc scintillateur. Par conséquent, avant d'atteindre le guide d'onde des PMs, les deux groupes de lumière passent à travers un scintillateur (figure 4.6). Celui-ci distribue isotropiquement la lumière aux fibres et déplace la longueur d'onde de 337 nm à 425 nm. Sa géométrie a été optimisée pour « mettre en forme » les signaux, ce qui signifie que les signaux dus aux électrons du ^{207}Bi et à la lumière laser doivent être semblables. Ce scintillateur est recouvert de téflon et d'aluminium afin d'augmenter les réflexions.

Les références absolues

Pour corriger l'étalonnage des compteurs à scintillations, il faut s'affranchir de la dérive à long terme de la lumière laser et des éventuelles variations, même si celles-ci sont normalement corrigées par le système d'asservissement. Des photomultiplicateurs équipés d'une source de ^{207}Bi ont été utilisés à cet effet, ils mesurent à la fois l'énergie des impulsions lumineuses issues du laser et les électrons de conversion interne de 976 keV du ^{207}Bi . On utilise au total 6 photomultiplicateurs, deux d'entre eux reçoivent la même quantité de lumière que la photodiode, et permettent un contrôle absolu du Φ_0 dans le cas d'éventuelles variations de gain de la photodiode. Les autres PMs sont placés après les boules de scintillateur (2 PMs 5" et 2 PMs 3") et contrôlent la lumière qui est directement reçue par les compteurs du détecteur. Par précaution, on a choisi d'utiliser deux PMs pour chaque groupe. Ces photomultiplicateurs sont installés dans une armoire placée sous le détecteur.

Les fibres

Les fibres optiques de NEMO3 sont des fibres plastiques provenant de la société TORAY. L'expérience n'impliquant pas de contraintes de température, elles sont tout à fait adaptées. Le diamètre du coeur de la fibre est de 0,5 mm, et le diamètre extérieur de la protection en plastique est de 1 mm. Le coefficient d'atténuation des fibres est inférieur à 0,2 dB/m à 425 nm, leur longueur maximale étant de l'ordre de 10 mètres, cette atténuation n'est pas gênante.

Les équilibreurs individuels

La lumière laser est envoyée sur les photomultiplicateurs par le biais de deux fibres : une première fibre provenant du laser, collée sur un embout en laiton, et une deuxième en contact avec la première connectée sur le guide de lumière du photomultiplicateur. Due à la répartition spatiale dans le toron, les fibres ne vont pas toutes recevoir exactement la même quantité de lumière, de plus les contacts entre les fibres et les compteurs sont inhomogènes. La différence d'intensité lumineuse reçue par les compteurs doit être corrigée et on utilise dans ce but des équilibreurs individuels (figure 4.7) qui agissent sur la distance séparant les deux fibres. Les 1946 équilibreurs (PMs de NEMO3 et PMs de référence absolue) ont été réglés pour ajuster la lumière à une énergie de l'ordre de 1 MeV.

Électronique et acquisition

L'électronique installée pour le système laser doit être indépendante de l'électronique de NEMO3 de façon à régler le Φ_0 et à actionner les moteurs des disques discrets et variable sans arrêter la prise de données $\beta\beta$. Pour ce faire, l'électronique de la photodiode est constituée de deux cartes : l'une qui effectue la conversion de la charge électrique en tension électrique, et l'autre qui possède un ADC.

Le déclenchement est lui aussi différent de celui d'une prise de données $\beta\beta$ puisqu'il utilise la photodiode. Pour pouvoir comparer les mesures du tdc d'un jour à l'autre, il faut que le STOP de l'acquisition laser soit le plus stable possible pour toutes les prises de données, c'est pourquoi il est généré par la photodiode recevant la lumière laser en coïncidence avec les photomultiplicateurs, et supposée avoir un gain stable dans le temps. En effet, le temps de montée de l'impulsion laser sur la photodiode est de 1,5 ns, alors qu'il est de 6 ns pour un photomultiplicateur. Par conséquent, la précision en temps sera meilleure si on utilise la photodiode pour le déclenchement. Le STOP commun est généré par l'électronique spéciale DecLaser.

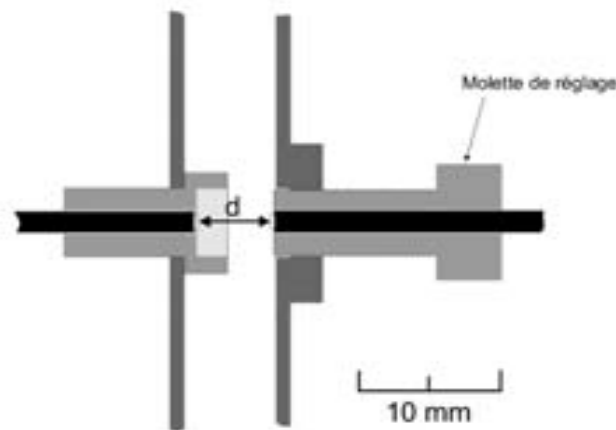


FIG. 4.7 : Schéma d'un atténuateur permettant d'équilibrer la quantité de lumière sur les photomultiplicateurs.

4.3.2 Procédure

La séquence journalière de contrôle a été automatisée à l'IREs, elle est représentée par l'organigramme suivant :

1. vérification de la position des 2 disques discrets pour couper le faisceau car le « run $\beta\beta$ » fonctionne toujours ;
2. mise en route du laser :
 - attente de 20 minutes pour que la lumière laser se stabilise ;
 - contrôle des paramètres du laser :
 - présence de la haute-tension ;
 - la pression doit être comprise entre 2 et 2,5 bars ;
 - la fréquence doit être de 10 Hz et le laser en mode de fonctionnement ;
3. mesure du piédestal de la photodiode ;
4. mesure du Φ_0 sur la photodiode :
 - acquisition de 1500 événements laser ;
 - analyse de cette acquisition ;
 - calcul de la variation d'angle ($\Delta\theta$) dont il faut tourner le disque variable pour atteindre le Φ_0 ;
 - si $\Delta\theta \neq (0^\circ \pm 3^\circ)$, rotation du disque variable et retour en 4.
5. stop du « run $\beta\beta$ » et changement du déclencheur ;
6. mesure des piédestaux des 1946 photomultiplicateurs ;
7. rotation des 2 disques discrets afin d'obtenir une atténuation permettant de produire un flux lumineux d'énergie équivalente à 1 MeV ;

8. acquisition des événements laser et ^{207}Bi (pour les compteurs munis d'une source) ;
9. arrêt du laser ;
10. rotation des deux disques discrets pour couper le faisceau ;
11. changement du déclencheur ;
12. retour en mode « run $\beta\beta$ ».

4.4 Les corrections journalières

Chaque jour, l'étalonnage en énergie et en temps des 1940 compteurs à scintillations est étudié. La programmation pour l'étude des corrections journalières a été basée sur les 3 points suivants :

- étude automatique des spectres laser ;
- calcul des coefficients de correction de l'étalonnage en énergie et en temps ;
- attribution d'un degré de confiance ou critère de qualité sur les corrections calculées.

4.4.1 Méthode d'analyse pour l'étude des spectres laser

Les variations du gain des photomultiplicateurs, les dérives et les « accidents » de l'électronique qui peuvent se produire vont être détectés grâce à l'étude des spectres laser pris chaque jour. Pour analyser de façon automatique les spectres laser et piédestaux, il a fallu déterminer les variables les plus significatives. Pour cela, un générateur d'erreurs sur les spectres a été construit et introduit dans le programme de simulation de NEMO3, les erreurs simulées étant inspirées des données de NEMO2 [La93].

En effet, dans l'expérience NEMO2 (qui utilisait un système d'étalonnage par la lumière laser semblable au nôtre), des variations du gain des compteurs avaient été détectées. Celles-ci pouvaient avoir plusieurs causes :

- un suivi de la haute-tension d'alimentation avait permis de mettre en évidence les corrélations entre l'instabilité des gains des compteurs et celle de la haute-tension (figure 4.8.a) ;
- des chutes brutales du gain avaient été provoquées par un mauvais contact électronique (figure 4.8.b) ;
- une instabilité électronique entraînait aussi une dérive du gain des photomultiplicateurs (figure 4.8.c).

Bien que l'électronique et la haute-tension soient plus stables et plus fiables sur NEMO3 que sur NEMO2, il est possible d'avoir le même type d'instabilité sur NEMO3. Par conséquent, il est important de chercher comment les reproduire et les détecter automatiquement de façon à établir rapidement un diagnostic.

Le générateur d'erreur construit a induit les accidents suivants :

- un compteur peut saturer, provoquant des coups au canal 4096 de l'ADC ;
- lié à des problèmes d'électronique ou de gain, des événements sont au canal 0 ;
- si le gain a chuté, ou si il y a un problème de transmission de la lumière laser, le nombre d'entrées sur le spectre n'est pas celui demandé par l'acquisition ;
- le spectre laser est déformé, et l'ajustement par une gaussienne n'est plus correct ;
- des coups sont en dehors du spectre laser.

Ce type d'erreurs a été simulé, et on s'est assuré de pouvoir les détecter en analysant les spectres laser.

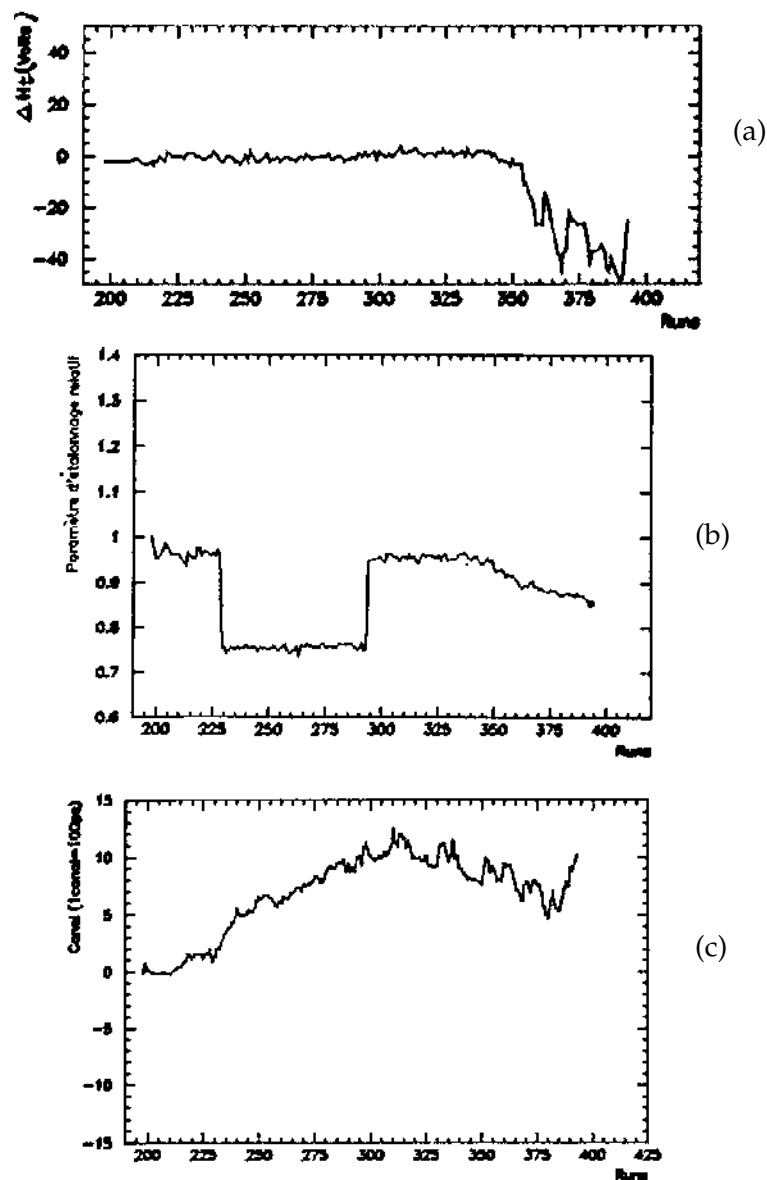


FIG. 4.8 : Variations du gain des PMs de NEMO2 dues à [La93] :

- (a) l'instabilité de la haute-tension ;
- (b) un mauvais contact électronique ;
- (c) l'instabilité d'un module électronique sur un compteur.

Ainsi, les paramètres de contrôle, leurs sensibilités, et les coupures à appliquer permettant de qualifier les spectres ont été déterminés. Étant donné les mesures de linéarité, la lumière laser a été simulée sur une gamme de 1 à 12 MeV. Sur la figure 4.9, on voit l'allure des spectres laser pour différentes intensités lumineuses.

Après lecture des données, le programme exécute une étude statistique des spectres laser en énergie et en temps, ces spectres sont ensuite ajustés par une gaussienne qui est la forme normale du signal laser en sortie du photomultiplicateur. Le résultat de l'ajustement est comparé avec l'étude

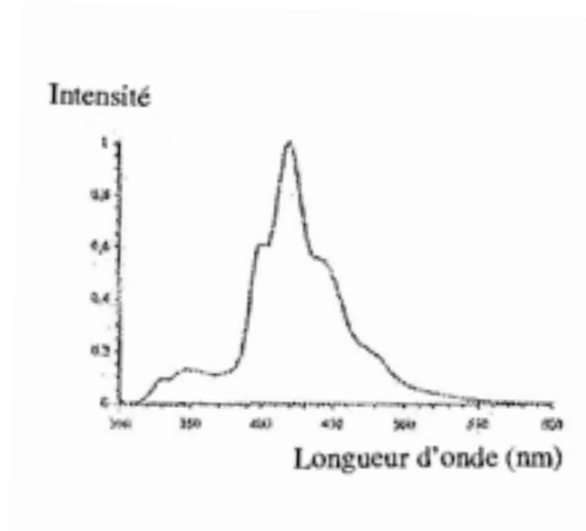


FIG. 4.9 : Spectres laser simulés pour différentes intensités lumineuses.

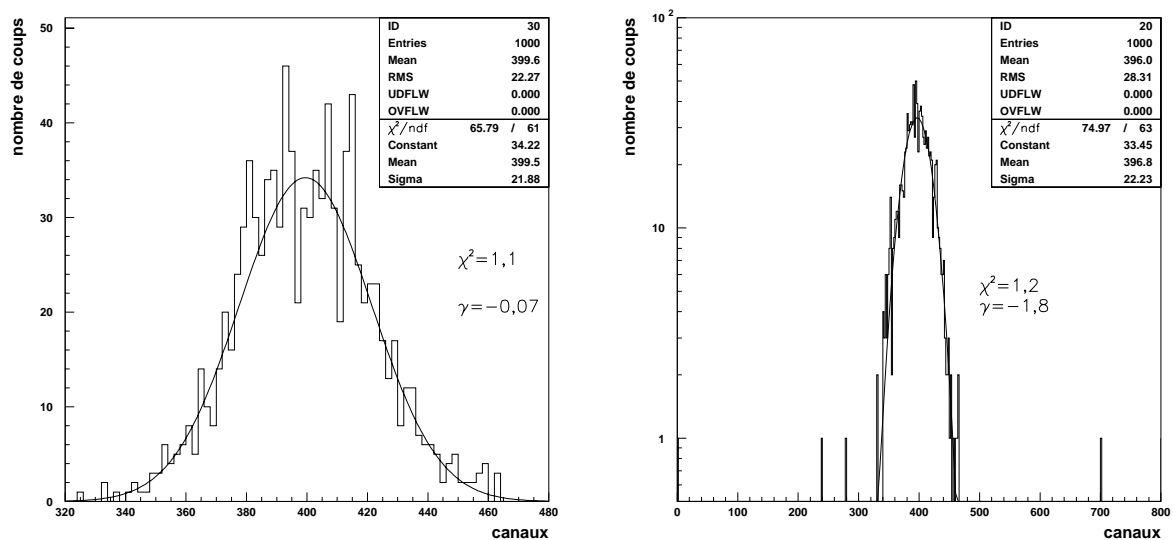


FIG. 4.10 : Spectres générés : a) sans erreur, b) avec 4 coups en dehors de la gaussienne. Le χ^2 est le χ^2 réduit, et γ est l'asymétrie.

statistique, et une étude sur le χ^2 permet de qualifier la forme du spectre. Pour une gaussienne de largeur σ , si des événements sont présents à 5σ de la gaussienne, ils seront considérés hors du spectre laser. Le nombre d'événements à 5σ de la gaussienne et l'asymétrie (notée γ) (eq 4.4) sont calculés.

$$\gamma = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^3}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} (x_i - \bar{x})^2\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.4)$$

Sur la figure 4.10 sont représentés un spectre laser généré sans erreur (a) et un spectre simulé

avec 4 coups parasites en dehors de la gaussienne (b). Ces deux spectres ont un nombre d'événements égal à 1000, l'ajustement par la gaussienne donne une valeur du χ^2 du même ordre de grandeur, mais l'asymétrie est égale à -0,07 pour le spectre sans erreur et à -1,8 pour celui avec des coups en dehors de la gaussienne.

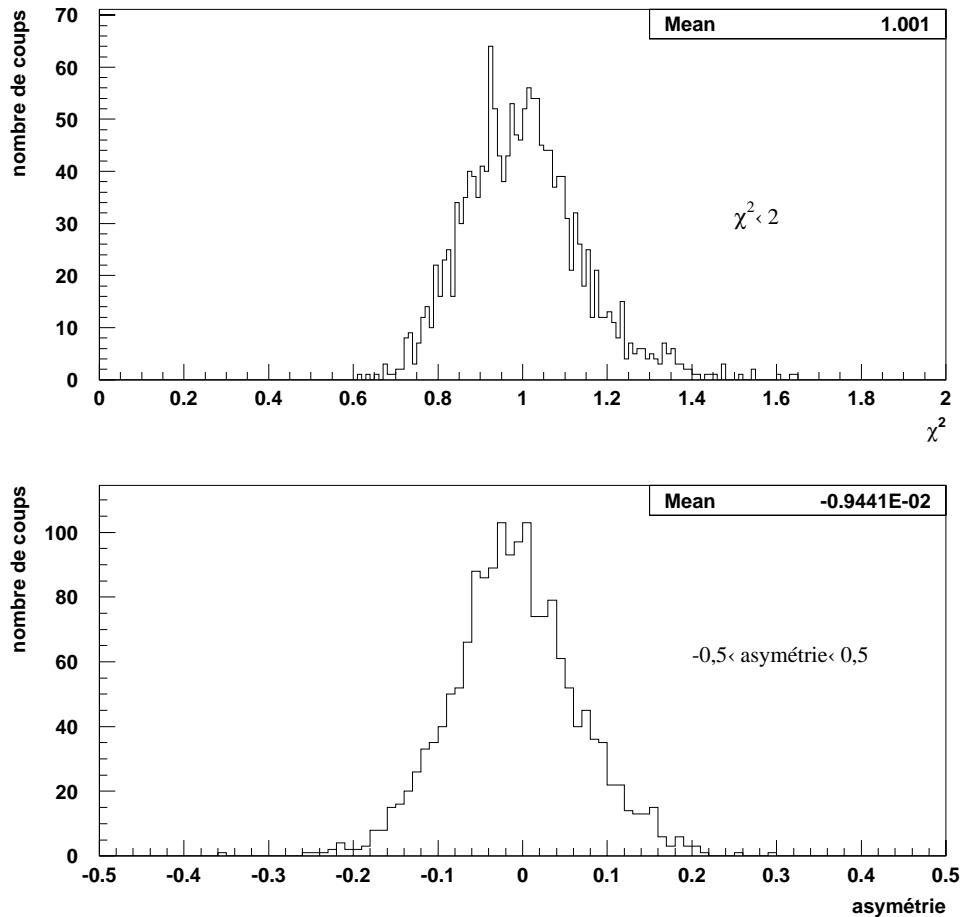


FIG. 4.11 : Distribution du χ^2 et de l'asymétrie pour des spectres laser réels.

À partir des résultats des simulations, les coupures sur les paramètres de contrôle ont été déterminées, et elles ont été redéfinies par les premières prises de données. Les sélections déterminées sont identiques entre les simulations et les résultats expérimentaux. Les distributions du χ^2 et de l'asymétrie déterminées à partir de spectres laser réels sont présentées sur la figure 4.11, elles permettent de définir les coupures à réaliser. Les critères sur les spectres laser en énergie et en temps sont les suivantes :

- le nombre d'entrées par spectre doit être celui demandé par l'acquisition ;
- 0 coup au canal 0 ;
- 0 coup au canal 4096 (aucun événement saturé) ;

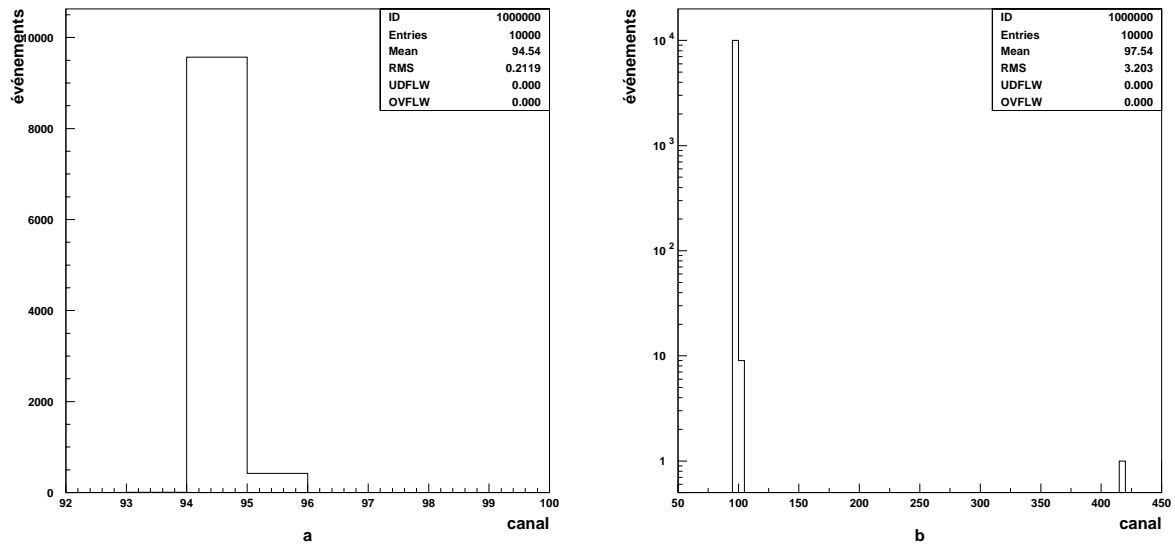


FIG. 4.12 : Spectres piédestaux simulés : a) sans erreur, b) avec un coup parasite.

- $\chi^2 < 2$;
- $-0,5 < \text{asymétrie} < 0,5$
- 0 coup à 5σ de la gaussienne.

Les spectres des piédestaux sont aussi étudiés, ils ne doivent pas avoir d'événement ni au canal 0 ni au canal 4096. Lors de l'acquisition piédestal, les PMs sont sous tension, ainsi ils peuvent être déclenchés par une particule induisant un coup parasite. Bien entendu, ces situations sont très rares et en général ces événements ne sont pas en temps avec ceux du piédestal. De plus, si des événements sont acquis en dehors de l'intervalle en canaux (80-120), alors ils sont directement rejetés. Par conséquent, il peut arriver que le nombre d'événements acquis ne soit pas celui demandé. Sur la figure 4.12 est représenté un spectre piédestal satisfaisant nos conditions, et un spectre piédestal simulé qui comporte un événement parasite au-delà du canal 120.

Différentes topologies d'erreurs ont été prises en compte pour caractériser les spectres laser et piédestal. Ainsi, si une des sélections précédemment définies n'est pas remplie, un critère de qualité doit être appliqué pour prévenir l'utilisateur.

Lorsque toutes les conditions sur les spectres laser et piédestaux en énergie et en temps sont respectées, le critère de qualité (c_qual) est égal à 0. Dans le cas contraire, le critère de qualité attribué prend les valeurs données dans le tableau 4.1. Ainsi, l'attribution de c_qual avertit l'utilisateur sur quels spectres on a détecté des défauts. Par exemple, si le spectre laser ne satisfait pas les coupures à la fois en énergie et en temps, on posera : $c_qual=5+500=505$.

Un journal quotidien (dont un exemple est présenté sur la figure 4.13) qui contient l'énumération des « défauts » ($c_qual \neq 0$) sur les spectres laser ou piédestal est créé. De plus, tous ces spectres sont rangés dans un fichier de façon à pouvoir être réétudiés ultérieurement. Les paramètres de contrôle, la valeur du piédestal, la position du pic laser ainsi que le critère de qualité des 1940 compteurs sont conservés dans une base de données de type ntuple.

c_qual	défaut
5	énergie du spectre laser
50	énergie du piédestal
500	temps du spectre laser
5000	temps du piédestal

TAB. 4.1 : Valeurs du critère de qualité en fonction des problèmes rencontrés sur les spectres. Si plusieurs défauts sont détectés, le critère de qualité est la somme des nombres présentés [Jo00].

```

E_laser: 1001 Pas d'entrees sur le PM : 0.1.0.0
E_laser: 1027 PM: 0.1.2.0 n'a que: 11 entrees
E_laser: 1027 PM: 0.1.2.0 chi2= 9999.
E_laser: 1857 PM: 19.1.0.1 a: 51 overflow
E_laser: 1858 Pas d'entrees sur le PM : 19.1.0.2
E_laser: 1859 PM: 19.1.0.3 n'a que: 22 entrees
E_laser: 1859 PM: 19.1.0.3 a: 36 overflow
E_laser: 1860 PM: 19.1.0.4 n'a que: 58 entrees
E_laser: 1862 PM: 19.1.0.6 n'a que: 2 entrees
E_laser: 1856 PM: 19.1.0.0 a 116 coups a 5 sigma
E_laser: 1892 PM: 19.1.2.10 a 56 coups a 5 sigma
E_laser: 1027 PM: 0.1.2.0 assymetrie = -2.15361452
E_laser: 1892 PM: 19.1.2.10 assymetrie = 141649.297
E_laser: 2943 PM: 19.3.3.5 assymetrie = -0.571928978
E_pied: 8931 PM: 19.2.2.2 a un pied sur: 11 canaux
E_pied: 8932 PM: 19.3.0.0 a un pied sur: 9 canaux

```

FIG. 4.13 : Exemple d'un journal quotidien créé après étude des spectres laser.

4.4.2 Résultats expérimentaux sur l'étude des spectres laser

Les prises de données du détecteur ont permis de tester si les variables et les coupures déterminées par les simulations étaient significatives. La figure 4.14 montre un spectre laser mesuré par un photomultiplicateur de NEMO3, celui-ci est en bon accord avec nos simulations.

Plusieurs spectres laser acquis ne satisfont pas les conditions imposées et décrites dans le paragraphe 4.4.1. L'objectif de cette partie est de tenter de donner une explication pour différents cas rencontrés.

Événements à 5σ de la gaussienne

Pour certains spectres, des événements étaient hors de la gaussienne (c'est-à-dire au-delà de 5σ), et l'asymétrie calculée n'appartenait pas à l'intervalle $[-0,5 - 0,5]$. Trois exemples avec de tels événements ont été étudiés.

Le spectre laser d'un compteur possédait un coup en dehors de la gaussienne en énergie et un coup en dehors de la gaussienne en temps. En traçant (figure 4.15) l'énergie en fonction du temps des événements acquis, on s'aperçoit que ces deux événements sont distincts.

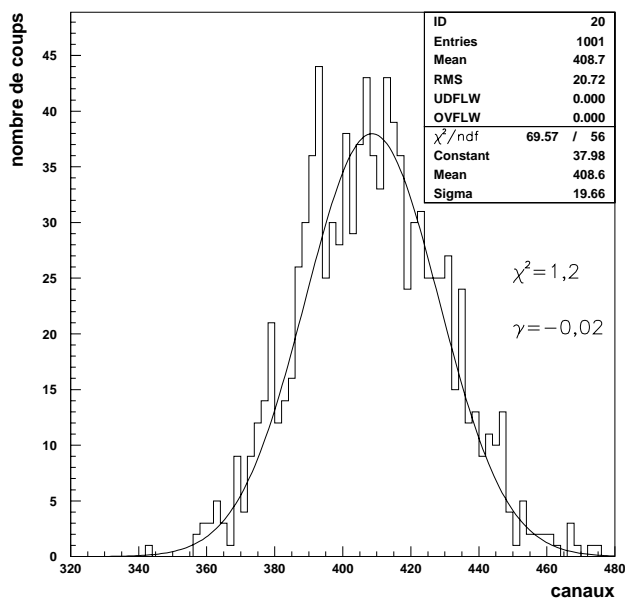


FIG. 4.14 : Spectre laser acquis par un PM de NEMO3. L'asymétrie calculée est $\gamma=-0,02$.

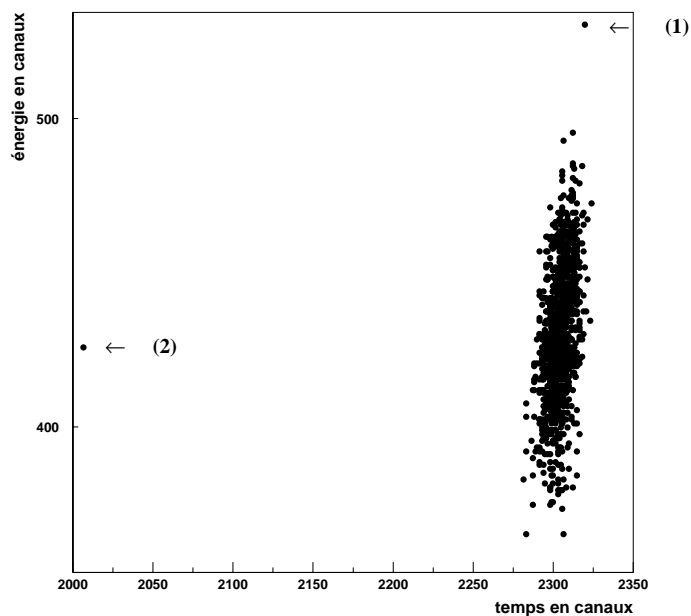


FIG. 4.15 : Temps d'intégration en fonction de la charge déposée pour le spectre laser acquis d'un PM.

En effet, l'événement numéro 1 de la figure 4.15 est en temps avec les autres événements laser mais son énergie est supérieure à l'énergie déposée par la lumière laser. On peut supposer que cet événement est la somme d'une impulsion laser et d'une particule qui a été détectée en même temps. Cette acquisition a été réalisée avant la pose du blindage de fer. La probabilité d'une telle accumulation peut être calculée en tenant compte du taux de comptage hors blindage (20 Hz), de la fréquence du laser (10 Hz) et du temps d'acquisition (80 ns). Soit, dans ces conditions, pour une acquisition de 5 minutes et 1940 PMs, la probabilité d'avoir de tels événements est de 9 par prise de données. Sur plusieurs acquisitions, nous en avons trouvé en moyenne 12.

Pour l'événement numéro 2 de la figure 4.15, l'énergie est identique à celle délivrée par le laser mais le temps d'intégration de la charge est plus court. Pour expliquer cet événement, nous pouvons faire l'hypothèse suivante : une particule est détectée par le PM et le seuil bas est franchit provoquant ainsi un START du TDC. Après 330 ns, le seuil haut n'est pas franchi, et cette voie électronique est remise à zéro. Pendant la remise à zéro de la voie (qui dure quelques ns), l'impulsion laser arrive sur l'ensemble des PMs. Le deuxième START de l'acquisition de cette voie électronique est lancé alors que l'impulsion laser a déjà commencé, induisant ainsi un temps d'intégration plus court. Ce propos est illustré sur la figure 4.16.

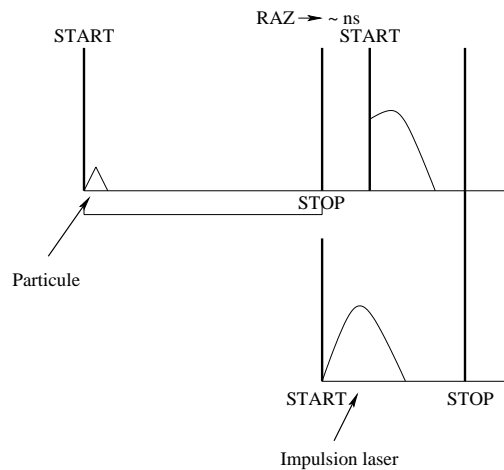


FIG. 4.16 : Événement pour lequel l'énergie est semblable à celle de l'impulsion laser, mais le temps d'intégration est plus court.

Le premier START est provoqué par une particule, 330 ns après, il n'y a pas de STOP de l'acquisition, alors la voie est inhibée. La remise à zéro de cette voie prend quelques nanosecondes. Pendant ce même temps, l'impulsion laser arrive, et par conséquent le deuxième START arrive alors que l'impulsion est déjà commencée, entraînant ainsi un temps d'intégration plus court.

Un autre type de spectre laser pour lequel un événement est en dehors de la gaussienne en énergie est présenté sur la figure 4.17. Dans ce cas, l'événement a une énergie supérieure à celle du laser, et le temps d'intégration est plus long.

Pour cet événement, on peut supposer que le déclenchement du PM s'est fait par une particule, mais l'impulsion laser est arrivée avant la remise à zéro de cette voie (figure 4.18). Ainsi, l'énergie déposée est la somme de l'énergie de la particule et de celle de la lumière laser, et le temps d'intégration est plus long.

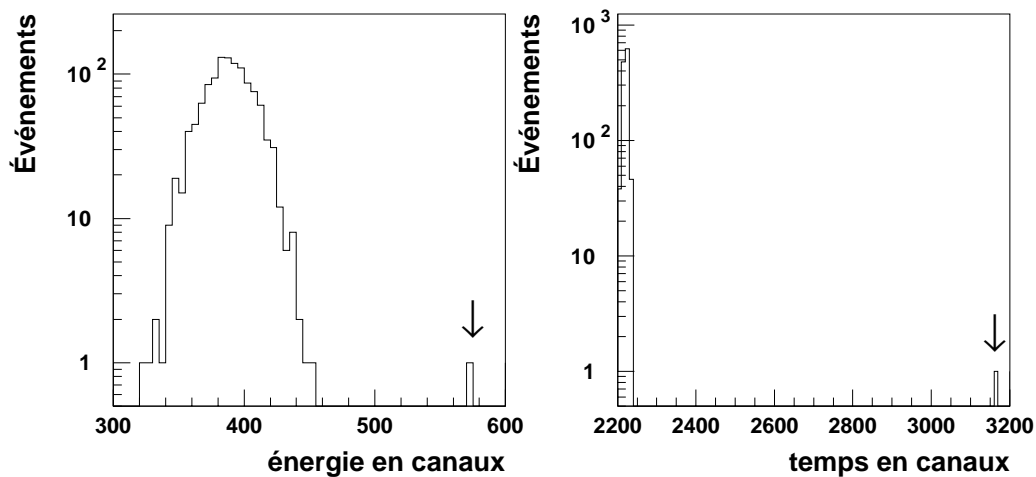


FIG. 4.17 : Énergie et temps en canaux d'un spectre laser possédant 1 coup en dehors des événements laser.

Nombre d'entrées inférieur à celui demandé par l'acquisition

Il peut se présenter plusieurs cas où le nombre d'impulsions laser acquis est inférieur à celui demandé :

- si la lumière laser sur un compteur est de trop faible intensité, le PM peut ne pas toujours déclencher ;
- la présence de bruit électronique sur les cartes d'acquisition a entraîné une augmentation du temps mort sur certaines voies, et donc une perte dans la détection de quelques événements laser.

4.4.3 Calcul des coefficients de correction

Le programme calculant les coefficients de correction en énergie et en temps ainsi que les erreurs associées relit la base de données ntuple décrite précédemment (cf paragraphe 4.4.1). Le résultat du calcul est envoyé à la base de données de NEMO3, ce qui permet la mise à jour de l'étalonnage des compteurs.

Énergie

Juste après ou pendant la procédure d'étalonnage absolu où sont déterminées les constantes a et b , on effectue une prise de données laser qui constitue la référence en temps par rapport à laquelle on calculera les coefficients de correction sur l'étalonnage absolu.

À l'instant t_0 , l'énergie E_0 délivrée par la lumière laser à laquelle est associée la réponse du convertisseur C_0 est donnée par la relation :

$$E_0 = a_0(C_0 - P_0) \quad (4.5)$$

où P_0 est la valeur du piédestal à l'instant t_0 ,
 a_0 est la constante de l'étalonnage absolu.

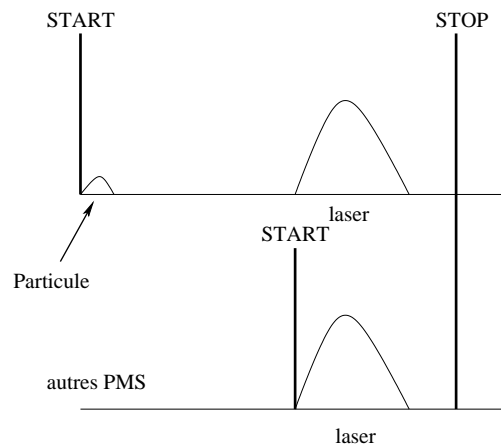


FIG. 4.18 : Événement pour lequel la charge et le temps d'intégration sont supérieurs à ceux des impulsions laser.

Le START est provoqué par une particule. Avant 330 ns, l'impulsion laser arrive, et par conséquent le temps d'intégration et l'énergie sont supérieurs à ceux des autres PMs.

À un temps t ultérieur, l'énergie délivrée par le laser dans un compteur est :

$$E_t = a_t(C_t - P_t) = e_corr.a_0(C_t - P_t) \quad (4.6)$$

où e_corr est le coefficient de correction au temps t à appliquer sur l'étalonnage absolu. Il représente l'évolution de la pente de l'étalonnage d'un phototube entre les instants t_0 et t . En faisant le rapport des énergies aux temps t_0 et t , il s'exprime comme :

$$e_corr = \frac{a_t}{a_0} = \frac{E_t}{E_0} \cdot \frac{C_0 - P_0}{C_t - P_t} \quad (4.7)$$

Bien que le flux Φ_0 soit réglé à chaque séquence de contrôle par le système d'asservissement, le laser n'est pas une source constante dans le temps et l'intensité d'émission laser peut quand-même varier d'une quantité $\frac{E_t}{E_0}$ entre les temps t_0 et t . Cette variation peut être déterminée par plusieurs méthodes :

- les 6 photomultiplicateurs équipés d'une source de ^{207}Bi permettent d'estimer les variations de la lumière laser chaque jour puisque les éventuelles fluctuations du gain de ces PMs sont corrigées par la position de l'énergie de l'électron de conversion interne de 976 keV du ^{207}Bi . Pour résumer, la position du pic laser des PMs de NEMO3 est mesurée relativement à la position du pic laser sur les PMs dits de référence tandis que leurs gains absolus sont mesurés par la source de ^{207}Bi . La variation d'intensité laser s'exprime donc par la relation :

$$\frac{E_t}{E_0} = \frac{C_{\text{laser}t} - P_t}{C_{\text{laser}0} - P_0} \times \frac{C_{\text{Bi}0} - P_0}{C_{\text{Bi}t} - P_t} \quad (4.8)$$

où C_{laser} et C_{Bi} sont respectivement les positions des pics laser et des électrons de 976 keV du ^{207}Bi pour le PM de référence.

La position de l'électron de 976 keV du ^{207}Bi est déterminée par un ajustement du pic (figure 4.19) qui tient compte de l'électron de 1048 keV de la couche L, de l'électron de

976 keV de la couche K, et du front Compton du rayonnement γ de 1064 keV (tableau 3.1). L'erreur associée au résultat de la position est de 0,1%.

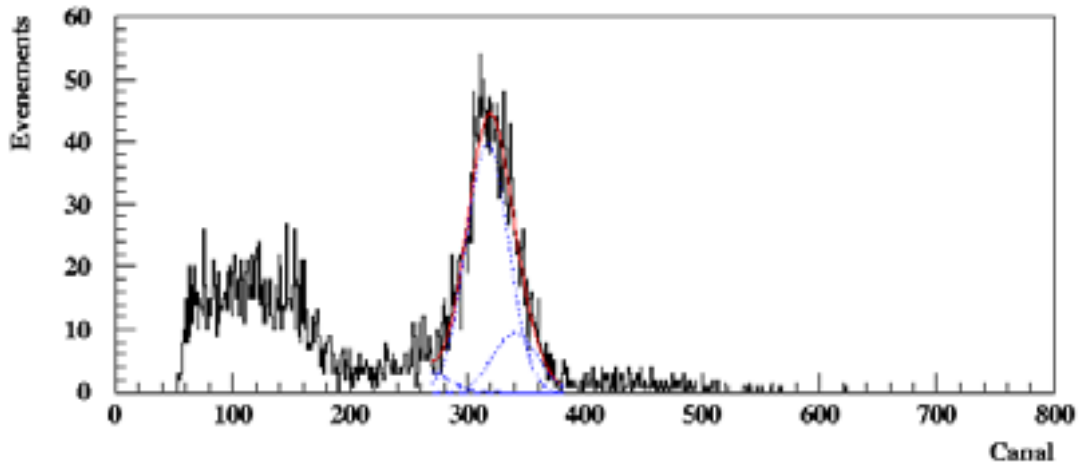


FIG. 4.19 : Ajustement de la position de l'électron de 976 keV du ^{207}Bi .

- la photodiode est supposée avoir un gain stable au cours du temps, et on a par conséquent une deuxième relation :

$$\frac{E_t}{E_0} = \frac{C_{\text{photot}} - P_t}{C_{\text{photo0}} - P_0} \quad (4.9)$$

- la moyenne des positions des pics laser sur les compteurs peut aussi constituer une référence absolue, et le coefficient de correction sur les variations de la lumière laser est alors :

$$\frac{E_t}{E_0} = \frac{\sum_{i=1}^N \left(\frac{C_{ti} - P_{ti}}{C_{0i} - P_{0i}} \right)}{N} \quad (4.10)$$

où N est le nombre de compteurs de NEMO3 servant au calcul de la moyenne. Ce nombre peut varier car seuls les compteurs satisfaisant des conditions imposées (paragraphe 4.4.1) sont utilisés. Dans le cas où les 1940 compteurs ont simultanément des variations de gain dans le même sens, cette correction n'est pas utilisable.

Les coefficients de correction sont calculés par ces trois méthodes et la cohérence de ces coefficients les uns par rapport aux autres est systématiquement vérifiée. Ces coefficients sont rangés dans un fichier qui sert à l'étude du suivi à long terme, mais un seul d'entre eux, toujours calculé par la même référence, est transmis à la base de données.

Temps

L'utilisation de discriminateurs à front de montée implique une correction à effectuer sur la mesure du temps en fonction de l'énergie déposée, cette relation étant déterminée grâce au système laser. Dans NEMO2, la dépendance du signal temps tdc en fonction du signal amplitude adc était paramétrisée par l'expression [La93] :

$$tdc = f(adc) = p_1 - \frac{p_2}{adc} - \frac{p_3}{adc} e^{-\frac{p_4}{adc}} \quad (4.11)$$

Par conséquent, le vrai temps servant au calcul du temps de vol des particules est :

$$t_{\text{vrai}} = tdc - f(\text{adc}) \quad (4.12)$$

Au cours du temps, les gains des photomultiplicateurs et les modules électroniques peuvent subir des dérives entraînant des variations du calage en temps déterminé lors de l'étalonnage absolu. Celui-ci doit donc être corrigé, ce qui est fait grâce aux mesures journalières avec la lumière laser. Le temps t_0 de référence est associé à la prise de données laser correspondant à la procédure d'étalonnage absolu. À t_0 , la mesure du signal temps donne un tdc_0 pour chaque compteur, et au temps t , on mesure tdc_t .

$$tdc_t = tdc_0 + t_{\text{corr}} \quad (4.13)$$

t_{corr} est le facteur de correction à appliquer sur le temps mesuré avec les sources de ^{60}Co , il peut être positif ou négatif. L'énergie mesurée à chaque prise de données risque d'être différente, par conséquent il faut chaque fois corriger le temps mesuré par la relation temps-amplitude. Finalement, le coefficient de correction sur la mesure du temps s'exprime :

$$t_{\text{corr}} = (tdc_t - f(\text{adc})_t) - (tdc_0 - f(\text{adc})_0) \quad (4.14)$$

4.5 Le suivi à long terme

Chaque jour, un facteur de correction sur l'étalonnage est calculé et attribué à chaque photomultiplicateur. Cette correction peut cependant ne pas être totalement significative. En effet, le gain du PM peut subir des variations lentes ou brutales sur une période plus ou moins longue, et sur cette durée, la correction appliquée ne permet pas de caractériser complètement le statut du PM. C'est pourquoi une étude du suivi de chaque compteur sur un long terme doit être réalisée. Le suivi à long terme doit être capable de détecter toute variation de gain des compteurs supérieures à 1%, et doit donner un degré de confiance sur le coefficient de correction de l'étalonnage en énergie, ainsi que sur la fiabilité du photomultiplicateur pour l'analyse.

Méthode

Le programme de suivi à long terme consiste en la détection automatique de toutes variations supérieures à 1% du coefficient de correction en énergie sur les 1940 compteurs.

Soit $x(\text{PM}_\lambda, i)$ la valeur du coefficient de correction du PM numéro λ au jour i . Les variations du gain devant être inférieures à 1%, on cherche les zones allant du jour i au jour j telles que :

$$\frac{|x(\text{PM}_\lambda, i) - x(\text{PM}_\lambda, j)|}{x(\text{PM}_\lambda, i)} < 0,01 \quad (4.15)$$

Ce test est effectué pour tous les points i et j deux à deux.

$(j-i)$ est le nombre de jours sur lequel on peut définir une zone où les variations entre chaque coefficient de correction sont inférieures à 1%.

La détection des zones de stabilité est illustrée par la figure 4.20. L'écart (relation 4.15) est d'abord calculé entre les points 1 et 2, celui-ci est inférieur à 1%, par conséquent, on recommence entre les points 1 et 3, comme la variation est aussi plus petite que le %, le calcul est réalisé entre les points 1 et 4. Mais cette fois, l'écart est supérieur à 1%, et par conséquent la zone comprenant les points 1 à 4 n'est pas une zone de stabilité. Pour savoir si la zone comprenant les points 1-2-3 est

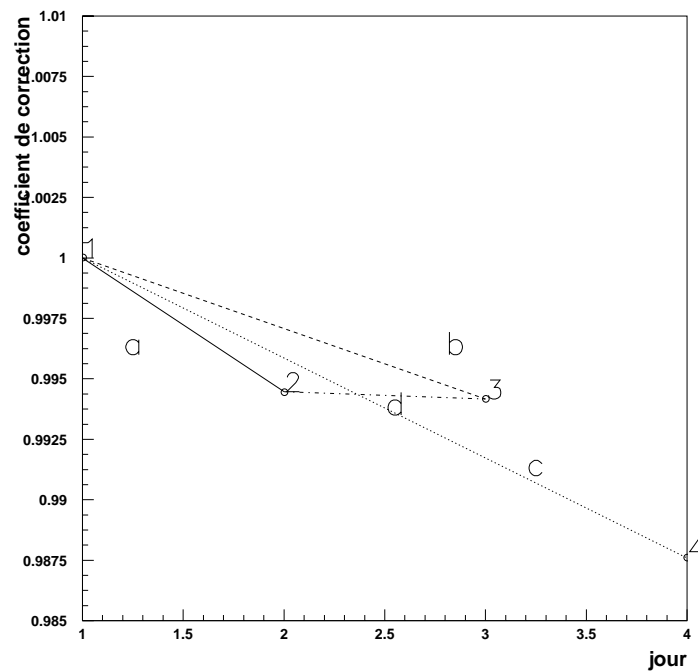


FIG. 4.20 : Méthode de détection des zones d'instabilité pour le suivi à long terme.

- des points 1 à 2 : écart inférieur à 1% ;
- 1 à 3 : écart inférieur à 1% ;
- 1 à 4 : écart supérieur à 1% ;
- 2 à 3 : écart inférieur à 1%.

par conséquent la zone 1-2-3 correspond à une zone où les variations sont inférieures à 1%.

stable, on calcule les variations entre les points 2 et 3. Sur notre exemple, il est inférieur à 1%, par conséquent la zone 1-2-3 correspond à 3 prises de données laser pendant lesquelles le compteur avait des variations inférieures à 1%.

Sur chaque zone, on définit la position moyenne du coefficient de correction, et à partir de cette valeur, on peut calculer la pente entre chaque zone. Pour caractériser le compteur sur un long terme, plusieurs critères ont été définis en fonction de la pente calculée entre 2 zones.

Selon les caractéristiques des variations du coefficient de correction, on met les numéros 2^0 , 2^1 , 2^2 , 2^3 , 2^4 à 0 ou 1 (tableau 4.2). Le critère de qualité sur le suivi à long terme (c_{long}) est la somme de ces nombres, ce qui définit complètement le diagnostic.

Lorsque le coefficient de correction a des variations inférieures à 1% sur n jours, mais qu'au jour $(n+1)$ la variation est supérieure, on applique 1 au nombre 2^0 sur les jours n et $n+1$. La prise de données laser caractérise les jours n et $n+1$ à un instant donné, mais on ne connaît pas le comportement du PM entre les deux prises de données, ainsi le critère c_{long} permet de mentionner une variation de gain.

Pour un écart important entre deux zones de stabilité, on applique 2^1 s'il est compris entre 1,2%

c_long	Diagnostic
2^0	zone stable sur n jours, cette valeur est appliquée sur les jours n et n+1.
2^1	si la pente entre deux zones est comprise entre 1,2% et 2%, alors le dernier jour de la zone précédente et le premier jour de la nouvelle zone se voient attribuer cette valeur.
2^2	pente entre deux zones supérieure à 2%, donc le dernier jour de la zone précédente et le premier jour de la nouvelle zone se voient attribuer cette valeur.
2^3	allure du spectre globalement croissante
2^4	allure du spectre globalement décroissante

TAB. 4.2 : Valeurs du critère de qualité (c_long) sur le long terme en fonction des variations rencontrées sur les coefficients de correction.

et 2^2 , et 2^2 si l'écart est supérieur à 2% sur le dernier jour de la zone précédente et le premier jour de la nouvelle zone. Enfin on peut déterminer si l'évolution de e_corr est globalement croissante (2^3) ou globalement décroissante (2^4).

Le nombre de zones constitue aussi un critère sur la stabilité des PMs sur une période.

La figure 4.21 représente pour 3 compteurs (a, b et c) les valeurs simulées du coefficient de correction sur une période correspondant à 30 jours.

Sur le compteur a, les variations sont inférieures à 1% sur toute la période, par conséquent le critère c_long attribué est 0 pour chaque jour.

Sur le compteur b, on différencie 6 zones pour lesquelles les variations de gain sont inférieures à 1%. La valeur de c_long attribuée chaque jour est donnée dans le tableau 4.3.

Sur le compteur c, on différencie 16 zones pour lesquelles les variations de gain sont inférieures à 1%. La valeur de c_long attribuée chaque jour est donnée dans le tableau 4.4.

Ainsi, pour chaque prise de données, on peut attribuer un critère qualifiant le PM après avoir étudié son comportement sur plusieurs jours.

Ce coefficient c_qual doit être enregistré dans la base de données. Il permettra à l'utilisateur de sélectionner les PMs sur lesquels il veut faire l'analyse.

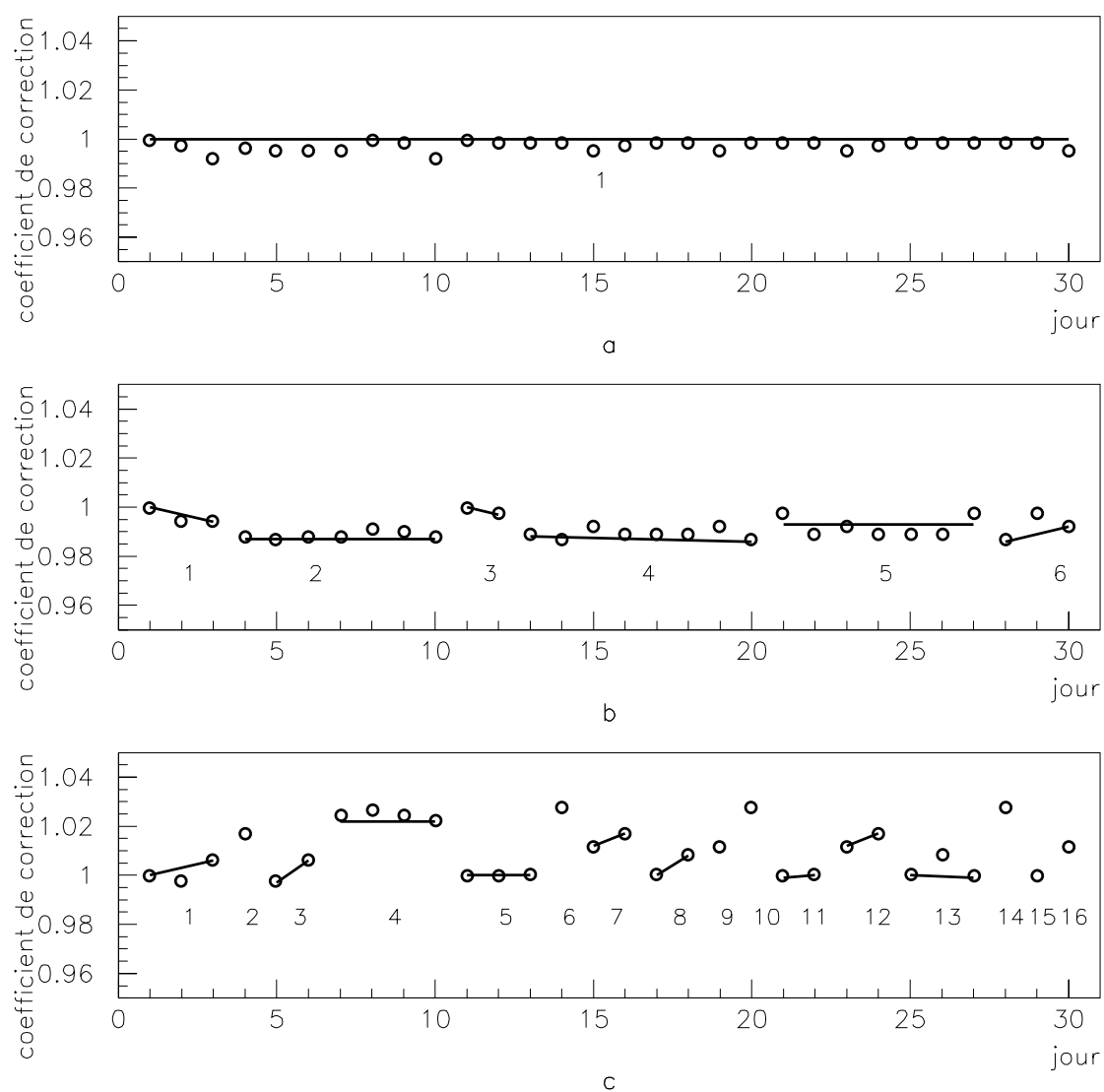


FIG. 4.21 : Valeurs des coefficients de correction simulés sur plusieurs jours pour différents compteurs. Les traits représentent les zones où les variations sont inférieures à 1%.

jour	2 ⁴	2 ³	2 ²	2 ¹	2 ⁰	c_long	Diagnostic
1	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 1
2	0	0	0	0	1	1	zone de stabilité à 3 points
3	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 1
4	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 2
5	0	0	0	0	0	0	
6	0	0	0	0	0	0	
7	0	0	0	0	0	0	
8	0	0	0	0	0	0	
9	0	0	0	0	0	0	
10	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 2
11	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 3
12	0	0	0	0	1	1	zone de stabilité à 2 points
13	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 4
14	0	0	0	0	0	0	
15	0	0	0	0	0	0	
16	0	0	0	0	0	0	
17	0	0	0	0	0	0	
18	0	0	0	0	0	0	
19	0	0	0	0	0	0	
20	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 4
21	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 5
22	0	0	0	0	0	0	
23	0	0	0	0	0	0	
24	0	0	0	0	0	0	
25	0	0	0	0	0	0	
26	0	0	0	0	0	0	
27	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 5
28	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 6
29	0	0	0	0	1	1	zone de stabilité à 3 points
30	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 6

TAB. 4.3 : Valeur du critère de qualité attribué pour chaque jour après une étude sur le suivi à long terme du compteur b (figure 4.21).

jour	2 ⁴	2 ³	2 ²	2 ¹	2 ⁰	c_long	Diagnostic
1	0	0	0	0	0	0	
2	0	0	0	0	1	1	zone de stabilité à 3 points
3	0	0	0	1	1	3	dernier point de la zone 1, et $p(1,2)=1,5\%$
4	0	0	0	1	1	3	premier et dernier point de la zone 2, et $p(1,2)=1,5\%$
5	0	0	0	1	1	3	premier point de la zone 3 et $p(2,3)=-1,5\%$
6	0	0	1	0	1	5	dernier point de la zone 3, et $p(3,4)=2,3\%$
7	0	0	1	0	1	5	premier point de la zone 4, et $p(3,4)=2,3\%$
8	0	0	0	0	0	0	
9	0	0	0	0	0	0	
10	0	0	1	0	1	5	dernier point de la zone 4, et $p(4,5)=-2,4\%$
11	0	0	1	0	1	5	premier point de la zone 5, et $p(4,5)=-2,4\%$
12	0	0	0	0	1	1	zone de stabilité à 3 points
13	0	0	1	0	1	5	dernier point de la zone 5, et $p(5,6)=2,7\%$
14	0	0	1	1	1	7	premier et dernier point de la zone 6, et $p(5,6)=2,7\%$, $p(6,7)=-1,2\%$
15	0	0	0	1	1	3	premier point de la zone 7, et $p(6,7)=-1,2\%$
16	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 7
17	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 8
18	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 8
19	0	0	0	1	1	3	premier et dernier point de la zone 9, et $p(9,10)=1,5\%$
20	0	0	1	1	1	7	premier et dernier point de la zone 10, et $p(9,10)=1,5\%$, $p(10,11)=-2,6\%$
21	0	0	1	0	1	5	premier point de la zone 11, et $p(10,11)=2,6\%$
22	0	0	0	1	1	3	dernier point de la zone 11, et $p(11,12)=1,4\%$
23	0	0	0	1	1	3	premier point de la zone 12, et $p(11,12)=1,4\%$
24	0	0	0	0	1	1	dernier point de la zone 12
25	0	0	0	0	1	1	premier point de la zone 13
26	0	0	0	0	1	1	zone de stabilité à 3 points
27	0	0	1	0	1	5	dernier point de la zone 13, et $p(13,14)=1,4\%$
28	0	0	1	0	1	5	premier et dernier point de la zone 14, et $p(13,14)=1,4\%$
29	0	0	1	1	1	7	premier et dernier point de la zone 15, et $p(14,15)=-$ $2,7\%$, $p(15,16)=1,2\%$
30	0	0	0	1	1	3	premier et dernier point de la zone 16, et $p(15,16)=1,2\%$

Tab. 4.4 : Valeur du critère de qualité attribué pour chaque jour après une étude sur le suivi à long terme du compteur c (figure 4.21).

Étude du comportement du calorimètre par l'étude des prises de données laser

Dans le chapitre 3, les causes d'instabilité des PMs ont été énumérées montrant ainsi qu'il est important de surveiller leur gain. Le système de lumière laser permet de suivre l'évolution des gains des compteurs et par conséquent de caractériser l'ensemble du calorimètre. On présentera ici le suivi des gains des PMs dans les conditions normales de l'expérience, pour différents taux de comptage et à plusieurs valeurs de champ magnétique ainsi que le comportement de PMs particuliers. Ces études ont permis de déterminer la sensibilité du dispositif laser et de l'analyse pour surveiller le calorimètre et de vérifier qu'on était capable de détecter les interventions humaines.

5.1 Méthodes d'analyse

Les variations du gain des compteurs à scintillation sont détectées en étudiant l'évolution du facteur de correction e_corr calculé (cf paragraphe 4.4.3) entre deux prises de données laser. Une correction à appliquer supérieure à 1 traduit une diminution du gain, par contre, si e_corr est inférieur à 1 alors le gain a augmenté entre les 2 prises de données.

Pour étalonner la quantité de lumière envoyée chaque jour sur les compteurs, nous disposons de 7 références décrites au paragraphe 4.4.3. Ces références sont les 6 photomultiplicateurs équipés d'une source de ^{207}Bi (eq 4.8), et la moyenne sur l'ensemble des compteurs (eq 4.10). Les corrections sur les variations du gain des PMs sont calculées par chacune de ces références de façon à vérifier la cohérence des résultats. Pour étudier les variations des gains de l'ensemble du calorimètre, on analysera l'évolution de la position moyenne et de la largeur σ des distributions du coefficient e_corr calculé par chaque référence.

Dans la suite, les 6 PMs de référence seront nommés comme indiqué dans le tableau 5.1. Les corrections calculées par la moyenne sur les compteurs sont appelées moy_5" et moy_3" lorsque les PMs pris en compte sont les 5" et 3" respectivement.

Boule scintillateur	Numéro du PM	Nom
Φ_0	1	Ph_1
	2	Ph_2
3"	1	3''_1
	2	3''_2
5"	1	5''_1
	2	5''_2

TAB. 5.1 : Dénomination des PMs de référence.

5.2 Erreurs statistiques et systématiques

5.2.1 Erreur statistique

Le temps d'acquisition des prises de données laser, et par conséquent le nombre d'événements dans le spectre, est un compromis entre précision statistique et durée de vie du laser.

Dans un premier temps, pour le réglage des équilibreurs de chaque PMs, et pour les premiers tests laser, une statistique de 1000 entrées par spectre avait été choisie de façon à économiser le laser.

Rappelons que l'objectif de l'étalonnage par lumière laser est de suivre l'évolution des gains des compteurs avec une précision inférieure ou de l'ordre de 1%. Pour voir quelle était la précision qu'on pouvait atteindre, plusieurs prises de données laser ont été réalisées en augmentant le temps d'acquisition et par conséquent la statistique.

Le résultat de l'évolution de la moyenne de la distribution de e_{corr} pour un suivi des compteurs avec une statistique de 1000 événements par spectre est donné pour chaque référence sur les figures 5.1 et 5.2 pour les compteurs 5" et 3" respectivement.

À partir de ces résultats, on remarque que l'erreur statistique tracée est de l'ordre de 1% lorsque e_{corr} est calculé par un PM de référence et de l'ordre de 0,7% par la moyenne sur les compteurs. Cette différence est due à l'erreur sur l'ajustement des pics Bismuth et laser. Il est donc impossible, avec une telle statistique, de suivre l'étalonnage avec une précision de l'ordre de 1%. En tenant compte des barres d'erreur, les coefficients de correction sont tous compatibles entre eux, permettant ainsi de corriger les compteurs par chacune des références.

Pour réduire les fluctuations statistiques, un suivi à la même intensité lumineuse a été réalisé avec une prise de données permettant d'avoir 3000 coups par spectre laser. La figure 5.3 donne l'évolution de la moyenne de la distribution des coefficients de correction calculés pour les compteurs 5", les résultats sont similaires pour les PMs 3".

Avec 3000 coups par spectre laser, l'erreur statistique est de 0,6%, et les fluctuations entre les coefficients calculés par les différentes méthodes sont beaucoup plus faibles. On remarque que toutes les distributions sont centrées sur 1, et qu'il ne semble pas y avoir d'effets systématiques entre les différents facteurs e_{corr} . Le choix de cette statistique semblerait meilleure pour atteindre les objectifs demandés, et le temps d'acquisition reste encore très court (~5 minutes). Le laser va subir un vieillissement 3 fois plus rapide, et le nombre d'impulsions demandés devient donc 10^7 sur une période de 10 ans ce qui correspond à sa durée de vie. Ce facteur 3 nous permet donc de garder quand-même ce laser sur la durée de l'expérience.

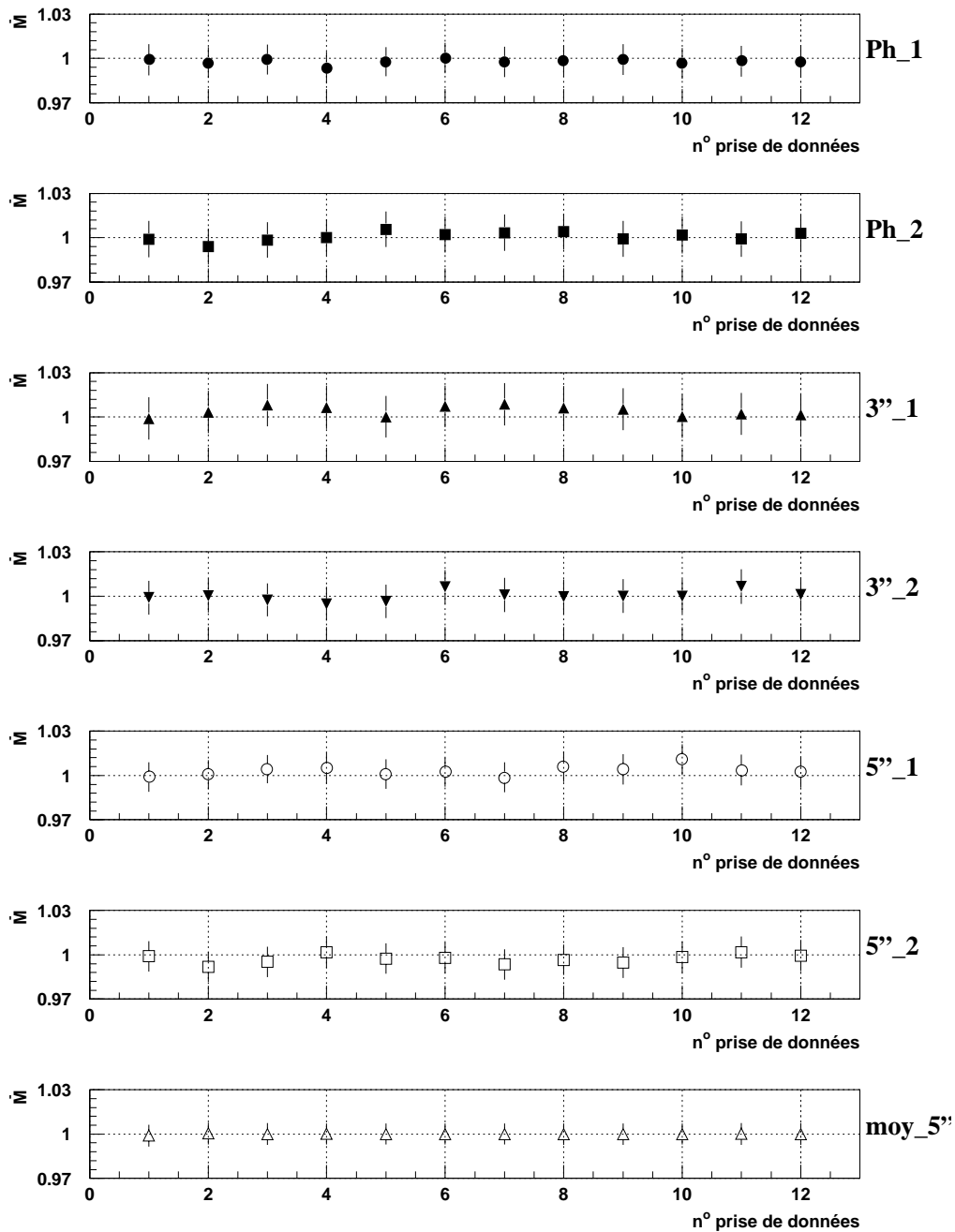


FIG. 5.1 : Évolution de la moyenne (\bar{M}) des distributions des facteurs de correction calculés par les 7 méthodes sur 12 prises de données laser pour les compteurs 5''. La statistique est de 1000 coups par spectre, et la prise de données numéro 1 sert de référence.

Ph_1 et Ph_2 : PMs contrôlant le flux Φ_0 ;

3''_1 et 3''_2 : PMs contrôlant la lumière sur les PMs 3'' ;

5''_1 et 5''_2 : PMs contrôlant la lumière sur les PMs 5'' ;

et moy_5'' : moyenne sur l'ensemble des compteurs 5''.

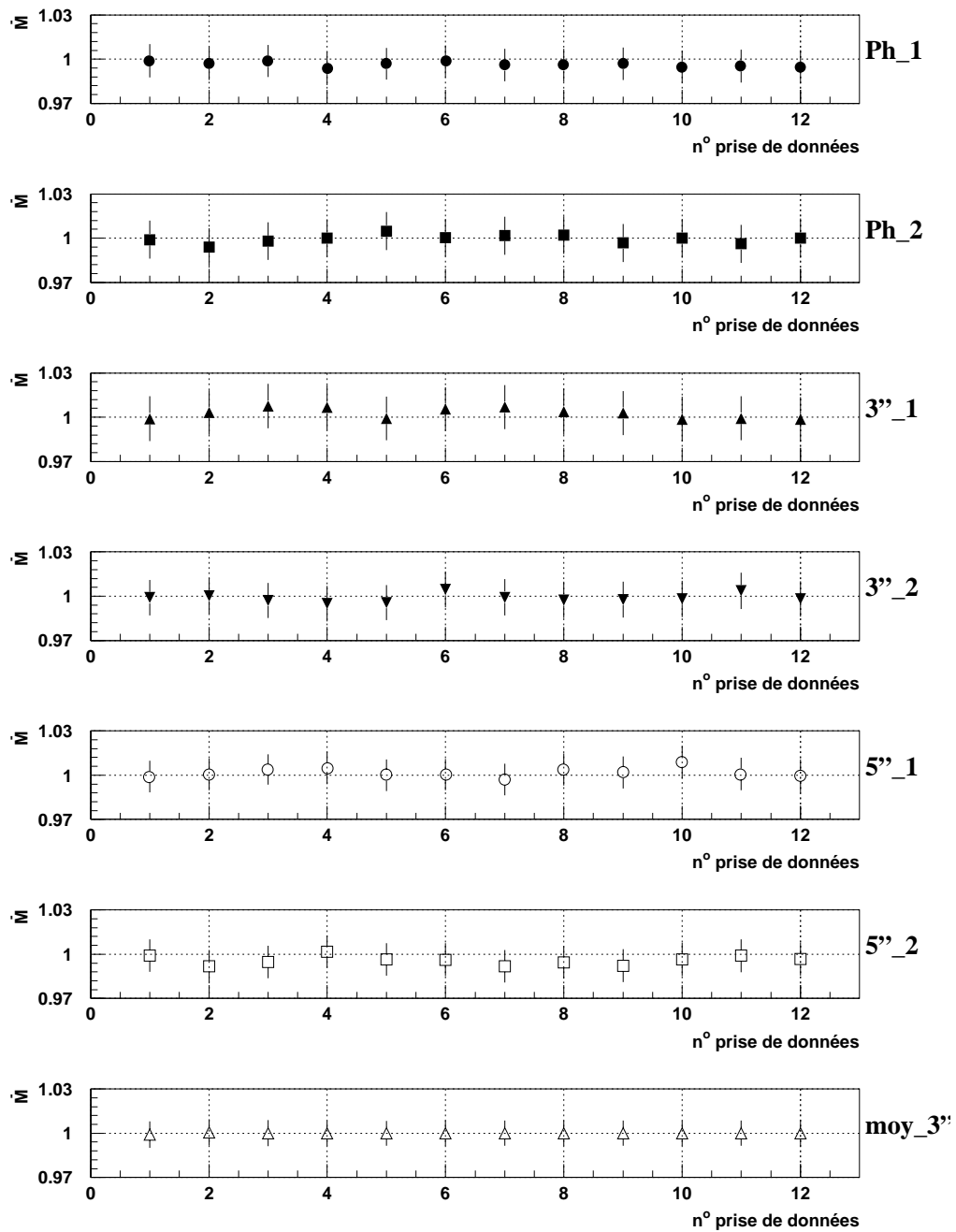


FIG. 5.2 : Évolution de la moyenne des distributions des facteurs de correction calculés par les 7 méthodes sur 12 prises de données laser pour les compteurs 3''. La statistique est de 1000 coups par spectre, et la prise de données numéro 1 sert de référence.

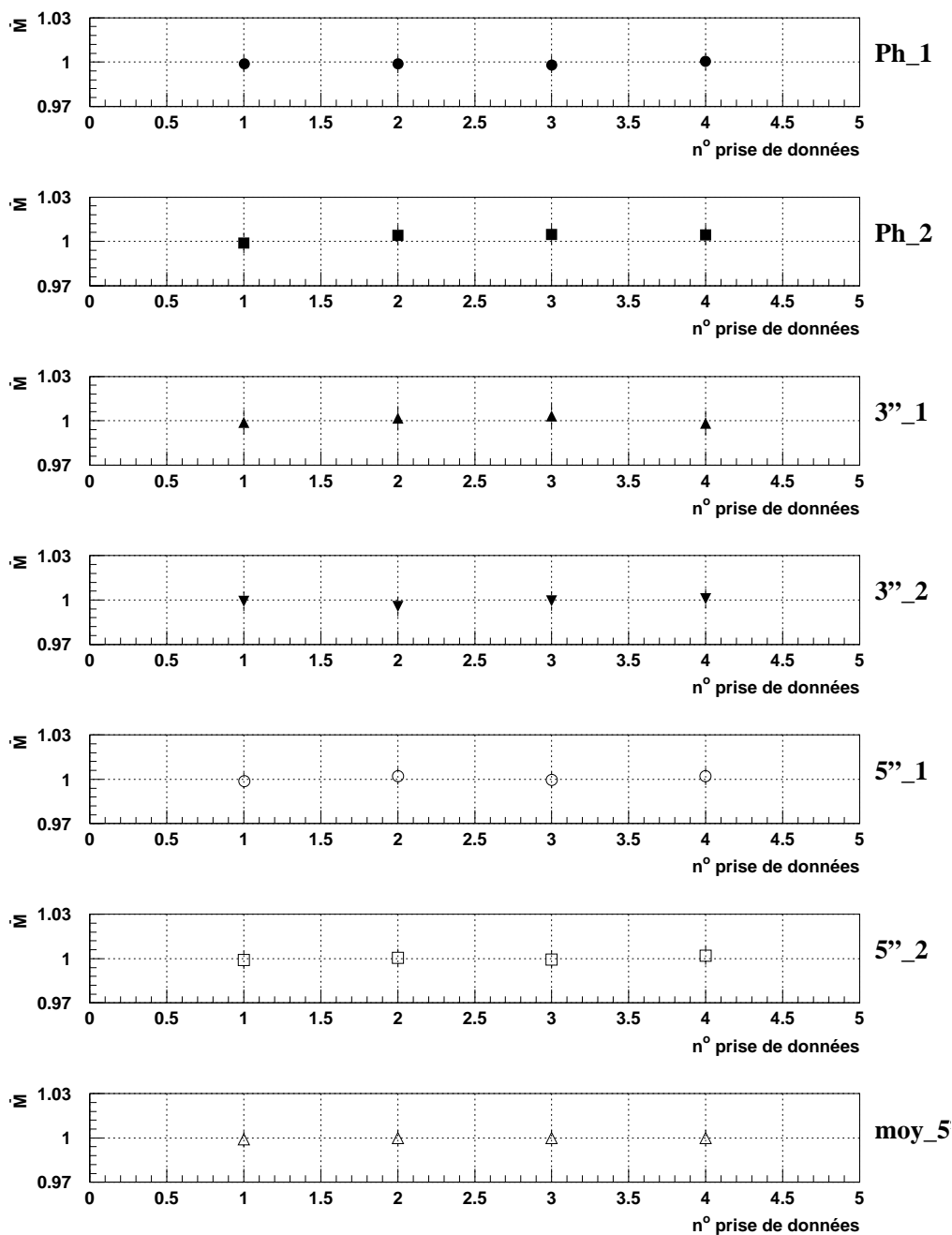


FIG. 5.3 : Évolution de la moyenne des distributions des facteurs de correction calculés par les 7 méthodes sur 4 prises de données laser pour les compteurs 5''. La statistique est de 3000 coups par spectre, et la prise de données numéro 1 sert de référence.

5.2.2 Erreur systématique

L'étalonnage relatif est basé sur un système optique, l'appareillage peut donc impliquer des effets systématiques sur la quantité de lumière délivrée. L'objectif de cette partie est d'étudier les différents paramètres qui peuvent entraîner des erreurs systématiques sur le calcul des coefficients de correction, et de donner une estimation de cette erreur.

Suivi à différentes intensités lumineuses

Plusieurs suivis des compteurs à des intensités lumineuses différentes ont été réalisés.

Le flux de lumière a d'abord été divisé par 2, un des PMs de référence (3''_1) a systématiquement attribué une correction inférieure à 1 (figure 5.4.a) ; en prenant une statistique de 3000 coups par spectre, cette systématique n'a pas disparu (figure 5.4.b). Or, le PM de référence 3''_1 recevait la lumière laser avec une intensité voisine de 150 keV ce qui était bien inférieur à celle des autres PMs pour lesquels l'intensité lumineuse était voisine de 500 keV.

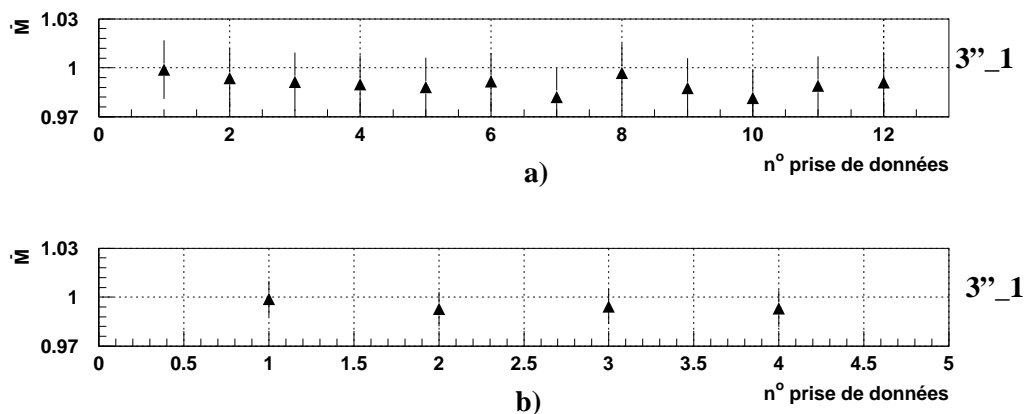


FIG. 5.4 : Évolution de la moyenne de la distribution du facteur de correction calculé par la référence 3''_1 pour les compteurs 5'' avec :

- (a) 1000 coups/spectre laser ;
- (b) 3000 coups/spectre laser.

En multipliant par 2 l'intensité lumineuse délivrée par le laser, aucun effet systématique n'a été noté, les coefficients de correction calculés par chaque méthode étaient cohérents entre eux.

Il est donc important pour le suivi de l'étalonnage que l'intensité laser sur chaque PM soit dans un domaine de linéarité et dans une zone où les variations du laser ne se fassent pas sentir trop fortement (c'est à dire que le canal correspondant à l'intensité laser doit être très supérieur au piédestal). C'est pour cette raison que l'étalonnage relatif se fait avec une intensité lumineuse voisine correspondant à environ 1 MeV sur chaque compteur.

Variations d'intensité lumineuse sur chaque boule

Pour pouvoir corriger les compteurs de NEMO3 par n'importe quel PM de référence, il faut que les variations de lumière soient les mêmes sur chaque boule scintillateur. Sur les suivis présentés sur les figures 5.1, 5.2, et 5.3, on remarque que tous les coefficients de correction sont compatibles entre

eux. Or, lors des tests du système laser, il avait été observé que les variations d'intensité lumineuse sur chaque boule scintillateur pouvaient présenter jusqu'à 5% de différence. Sur plusieurs suivis, on a pu constater que les corrections appliquées par les PMs Ph_1 et Ph_2, qui servent au réglage du flux Φ_0 n'étaient pas toujours cohérentes avec celles données par les 4 autres PMs de référence. Les variations de lumière reçues sur la boule Φ_0 étaient très différentes de celles des boules 5" et 3".

De telles différences peuvent s'expliquer par le dispositif optique. Si la direction du faisceau varie, celui-ci peut ne pas interagir au même endroit sur le filtre envoyant la lumière vers la photodiode (figure 4.5), le filtre n'étant pas homogène, la lumière peut être plus ou moins diffusée. Le faisceau possède aussi une certaine largeur, et une quantité de lumière peut être perdue selon l'impact du faisceau sur le filtre.

Le faisceau traverse ensuite un filtre séparateur pour que la lumière soit envoyée sur les 2 boules scintillateurs 5" et 3". Si la surface traversée est différente (due aux variations de direction ou à la largeur du faisceau), la quantité de lumière reçue par les 2 scintillateurs sera aussi différente. Par conséquent, dans la suite, on prendra un PM de référence sur la boule 3" pour corriger les PMs 3", et la même chose sera faite pour les PMs 5".

Estimation de l'erreur systématique

Le suivi à 1 MeV avec 3000 coups/spectre a été réalisé sur un temps court. Dans de telles conditions, on s'attend à une situation stable des compteurs. Par conséquent, le résultat de ce suivi nous permet de connaître les ordres de grandeur des fluctuations inhérentes au système et à l'analyse.

Pour en déduire l'erreur systématique, on utilise les valeurs des coefficients de correction de la figure 5.3. L'erreur est déduite en comparant, pour un même compteur, le coefficient de correction le plus faible et le plus élevé. Par cette méthode, on détermine une erreur systématique de l'ordre de 0,5%.

Entre deux prises de données laser successives, on ne s'attend pas à avoir de variations de gains des compteurs. La largeur σ de la distribution de e_{corr} entre ces 2 acquisitions donne l'élargissement systématique de la distribution, il est égal à 0,003.

5.3 Stabilisation du gain après mise sous tension

Le temps nécessaire pour que le gain des photomultiplicateurs se stabilise après leur mise sous tension est très différent selon les PMs.

Pour déterminer ce temps, les PMs de NEMO3 ont été mis sous tension pendant deux jours, et des prises de données laser ont été effectuées régulièrement. La haute-tension a ensuite été coupée sur tous les PMs pendant une durée d'environ 4 heures. Une fois, la haute-tension de nouveau installée, un suivi avec le laser a été réalisé pour observer l'évolution des gains. Sur les figures 5.5 et 5.6 sont données les distributions des coefficients de correction calculés par une référence 90 minutes, 3 heures, 5 heures et 20 heures après la remise sous tension. Ces coefficients sont calculés en prenant comme gain initial celui donné par les acquisitions laser prises avant la coupure de la haute-tension. Cette mesure a été réalisée sur 267 PMs.

Cinq heures après la remise sous tension, 139 PMs 3" (soit 94%) et 123 PMs 5" (100%) ont retrouvé leur gain initial à moins de 1%. Les compteurs 5" se stabilisent beaucoup plus rapidement que les 3", en effet 90 minutes après la remise sous tension, les PMs 5" ont pratiquement tous retrouvé leur gain initial. La différence de comportement entre les deux types de photomul-

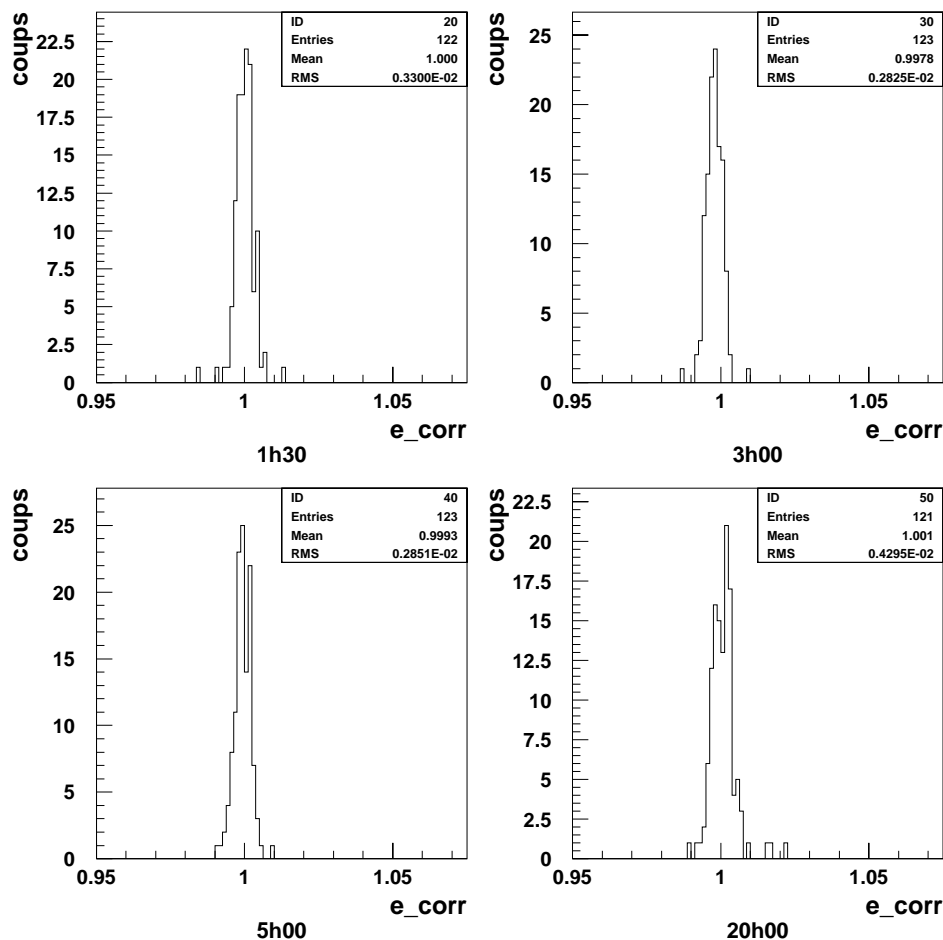


FIG. 5.5 : Distribution du coefficient e_corr pour les compteurs 5'' pour des prises de données laser réalisées 1h30, 3h00, 5h00 et 20h00 après remise sous tension des PMs.

tiplicateurs (3'' et 5'') n'est pas expliquée par la société Hamamatsu. La distribution donnée 20 heures après la remise sous-tension montre que plusieurs compteurs ont des variations de gain supérieures à 1%. Ces comportements ne sont pas liés à la haute-tension, mais doivent être compris par une étude de ces PMs sur une période plus longue.

Lors du fonctionnement du détecteur, un des châssis haute-tension a dû être coupé plusieurs fois. La première coupure a eu lieu alors que les PMs étaient sous-tension depuis 2 jours. La prise de données réalisée 6 heures après la remise sous-tension a montré que l'ensemble des gains des compteurs 3'' alimentés par ce châssis avait augmenté. Aucune variation du gain des compteurs 5'' n'a été observée (figure 5.7). Deux jours après puis 4 jours après, ce même châssis a été de nouveau arrêté, mais les variations décrites précédemment n'ont pas été observées une nouvelle fois. Le temps de stabilisation des compteurs après une coupure de la tension est différent selon la durée depuis laquelle ils sont en fonctionnement.

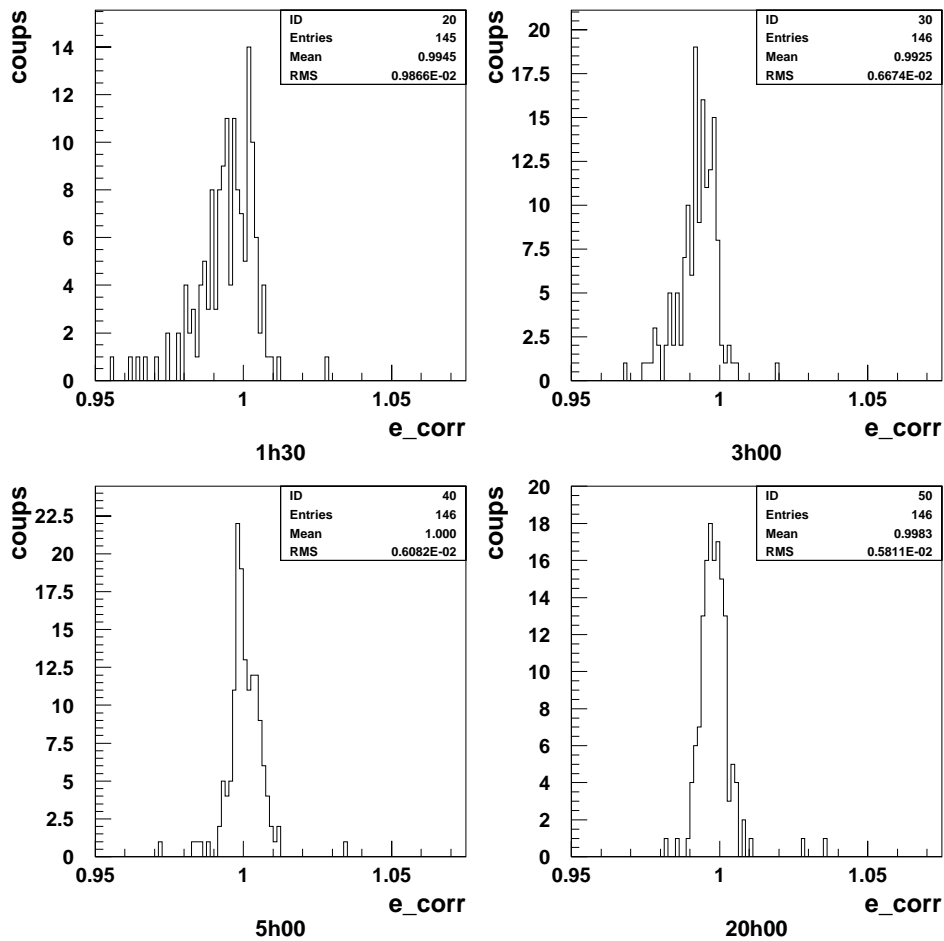


FIG. 5.6 : Distribution du coefficient e_corr pour les compteurs 3'' pour des prises de données laser réalisées 1h30, 3h00, 5h00 et 20h00 après remise sous tension des PMs.

5.4 Variation du gain en fonction du taux de comptage

5.4.1 Introduction

Les photomultiplicateurs subissent 2 phénomènes d'instabilité au niveau de la sensibilité anodique ou de leur gain qui sont :

- la dérive à long terme qui est une variation du gain à éclaircissement constant en fonction du temps ;
- la dérive à court terme qui est une variation du gain en fonction du temps se produisant par un changement de courant moyen débité par le tube.

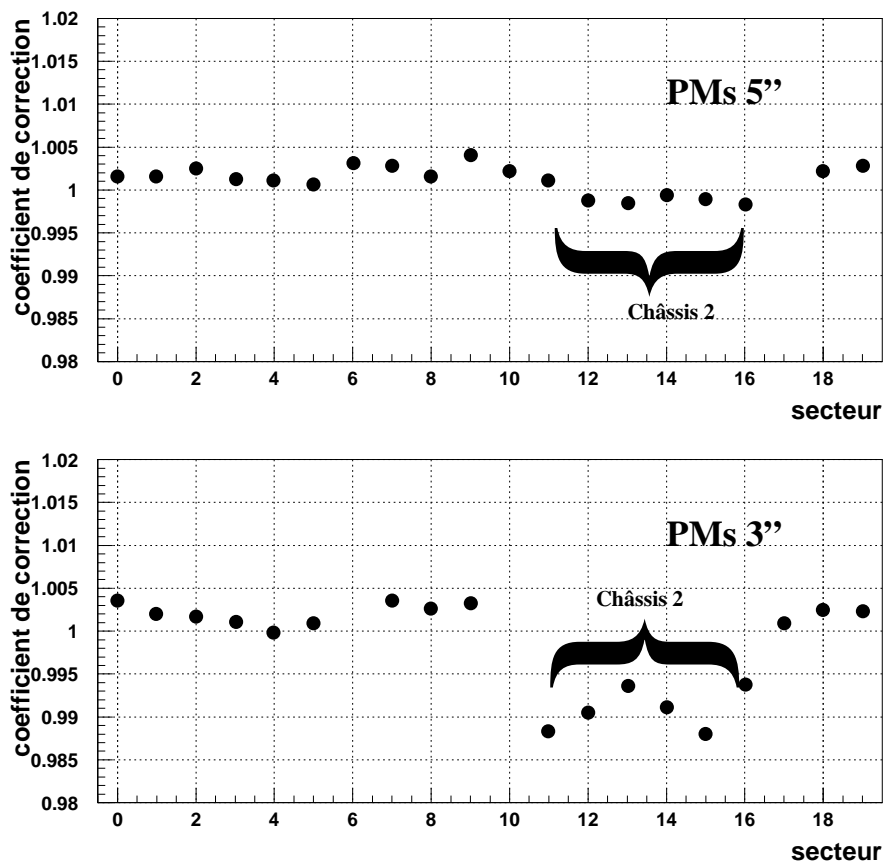


FIG. 5.7 : Variation du gain des compteurs après la coupure du châssis haute-tension numéro 2. On aperçoit une augmentation du gain des compteurs 3'' situés sur les secteurs 11, 12, 13, 14 et 15 alimentés par le châssis 2. Des variations inférieures à 0,5% peuvent être observées sur les 5'' de ces mêmes secteurs, mais elles ne sont pas significatives.

Les PMs de NEMO3 ont un très faible taux de radioactivité naturelle, et en présence du blindage de fer, les taux de comptage sont très faibles (0,2 Hz) (tableau 5.2).

Configuration	Seuil Haut (mV)	Taux de comptage (Hz)
sans blindage	60	20
blindage de fer	50	0,2

TAB. 5.2 : Taux de comptage du calorimètre.

Par conséquent, dans les conditions de l'expérience, le courant anodique fourni est faible. Lorsque les PMs reçoivent une quantité de lumière plus importante (sources radioactives ou haut flux lumineux), le courant anodique va commencer une nouvelle phase de dérive pour se

stabiliser à une autre valeur. Cette dérive n'est pas encore complètement comprise, mais on peut tenter plusieurs explications [Ya78]. Par l'augmentation du taux de comptage, les électrons diffusés vont modifier les charges électriques sur les isolants des dynodes, ce qui a pour conséquence de modifier la focalisation entre les étages. Il existe probablement aussi des phénomènes au niveau de la couche émissive entraînant des variations d'émission secondaire.

Une illustration des variations de gain par le changement du courant anodique et aussi à courant constant est donnée sur la figure 5.8. Après avoir fait décrire un cycle de variations au courant anodique, le gain ne retrouve pas tout à fait sa valeur initiale et il persiste un écart d'hystérésis. Au cours d'un fonctionnement prolongé, l'hystérésis a tendance à diminuer d'autant plus vite que le courant est plus important. Un vieillissement accéléré à haut courant aura un effet favorable sur l'hystérésis. On remarque aussi qu'après 2 heures et pour un courant anodique de l'ordre de $0,1\mu\text{A}$, le PM a subi une dérive de l'ordre de $0,1\%$.

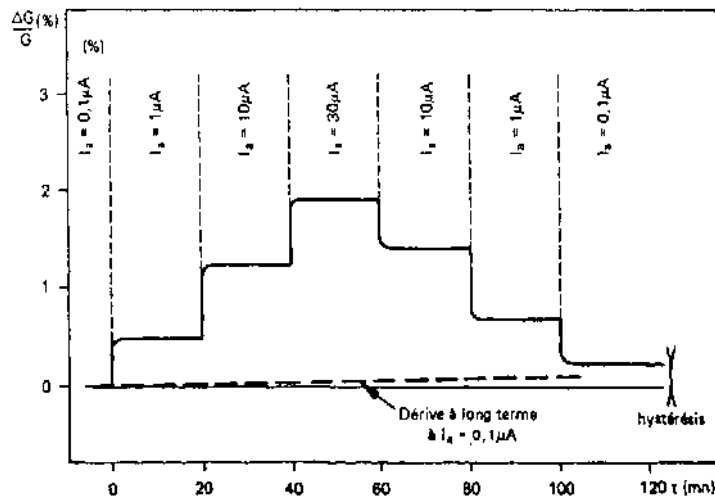


FIG. 5.8 : Variation du gain en fonction du courant anodique, et dérive à long terme du gain [Ph81].

Plusieurs prises de données laser ont été réalisées lors des étalonnages absolus, des acquisitions avec la source neutron, et après avoir délivré une lumière laser d'intensité 12 MeV. Ces mesures ont permis d'étudier le comportement du calorimètre lors de ces changements de taux de comptage.

5.4.2 Sources radioactives

Étalonnages absolus

Pour les étalonnages absolus en énergie et en temps du calorimètre, des sources de ^{207}Bi , ^{90}Sr et ^{60}Co sont introduites dans le détecteur. Pour cette procédure, on a attendu que le calorimètre soit sous-tension depuis plusieurs jours et on s'est assuré grâce aux prises de données laser que les compteurs étaient stables. Ensuite, 60 sources de ^{207}Bi ont été introduites dans le détecteur, 2 jours après, l'acquisition laser montre que le gain a sensiblement diminué ($\sim 0,5\%$). Les sources

sont restées dans le détecteur une journée, et une fois retirées, le gain des compteurs a continué à baisser pendant 1 journée. La chute de gain est en moyenne de l'ordre de 2% pour les 5" et de 1% pour les 3". Des sources de ^{60}Co et de ^{90}Sr ont ensuite été installées, et les gains n'ont pas varié de façon significative. Une fois les sources retirées, les gains se sont stabilisés mais à une valeur différente de celle précédant l'introduction des sources ^{207}Bi . Ce suivi est donné sur la figure 5.9 où on a tracé l'évolution de la moyenne et de la largeur (σ) de la distribution du coefficient e_{corr} en fonction du temps.

Sur la figure 5.9.a, on voit clairement 3 périodes pour les compteurs 5" : une première zone stable avant l'introduction des sources, une phase de dérive des gains correspondant à l'augmentation du taux de comptage en présence des sources puis une deuxième zone de stabilité pendant 5 jours.

Pour les compteurs 3", on aperçoit aussi une dérive du gain dans le temps, mais celle-ci ne semble pas être corrélée à l'introduction des sources.

En étudiant l'évolution de la largeur de la distribution de e_{corr} , et par conséquent la proportion de PMs dont le gain varie, on remarque, pour les 3" comme pour les 5", que cette largeur a doublé entre la prise de données précédant l'introduction des sources et celle réalisée 3 jours après les avoir retirées. La largeur de la distribution ne varie plus ensuite traduisant la stabilité des compteurs.

On remarque d'une part, une sensibilité des PMs aux variations de taux de comptage entraînant des fluctuations de gain. Après avoir retiré les sources de ^{207}Bi , les gains continuent d'évoluer pour tendre vers de nouvelles valeurs de stabilité. Contrairement à la figure 5.8 sur laquelle les gains retrouvent leurs valeurs initiales (avec un écart d'hystérésis) après des variations du courant anodique, les PMs de NEMO3 se sont stabilisés à une nouvelle valeur. Rappelons que les taux de comptage dans les conditions normales de l'expérience sont très faibles et qu'un PM se stabilise d'autant plus rapidement qu'il est soumis à un courant anodique élevé. Ainsi, la source de ^{207}Bi aide peut-être les PMs à atteindre leur gain de fonctionnement.

Pour conclure, on voit que l'étalonnage relatif par lumière laser est indispensable pour suivre avec précision l'évolution des gains du calorimètre. En effet, la procédure d'étalonnage absolu crée elle-même une perturbation par le changement du taux de comptage.

L'installation des sources a d'une façon globale entraîné une diminution des gains (95% des compteurs), mais sur certains compteurs, on a pu noter une augmentation du gain et pour d'autres aucune variation.

On a également examiné l'évolution des gains en présence de 4 sources de ^{90}Sr d'activité 100 nCi avant l'installation du blindage. Les 4 sources étaient installées dans le détecteur à des positions opposées, puis elles ont été déplacées de façon à étalonner l'ensemble du détecteur. Des acquisitions laser ont été réalisées avant l'installation des sources, pour les 4 déplacements des sources, et après les avoir retirées. L'étude de l'évolution des gains montre des variations de l'ordre de 1% à 1,5% sur l'ensemble des compteurs. La distribution s'élargit sensiblement traduisant des changements de gain. L'évolution de la largeur σ des distributions (figure 5.10) montre un effet plus important pour les 3" par rapport aux 5". Ces variations sont cependant bien plus faibles que celles rencontrées avec les 60 sources ^{207}Bi .

Source neutron

Une source de neutrons a été placée pendant une journée à proximité du détecteur, à 80 cm du mur externe entre les secteurs 15 et 16, pour les études de fonctionnement du détecteur. Cette source avait une activité de 100 mCi, et le flux était de $2,2 \cdot 10^5$ neutrons/seconde. Trois prises de données laser ont été réalisées : la première avant l'arrivée de la source dans le laboratoire, la

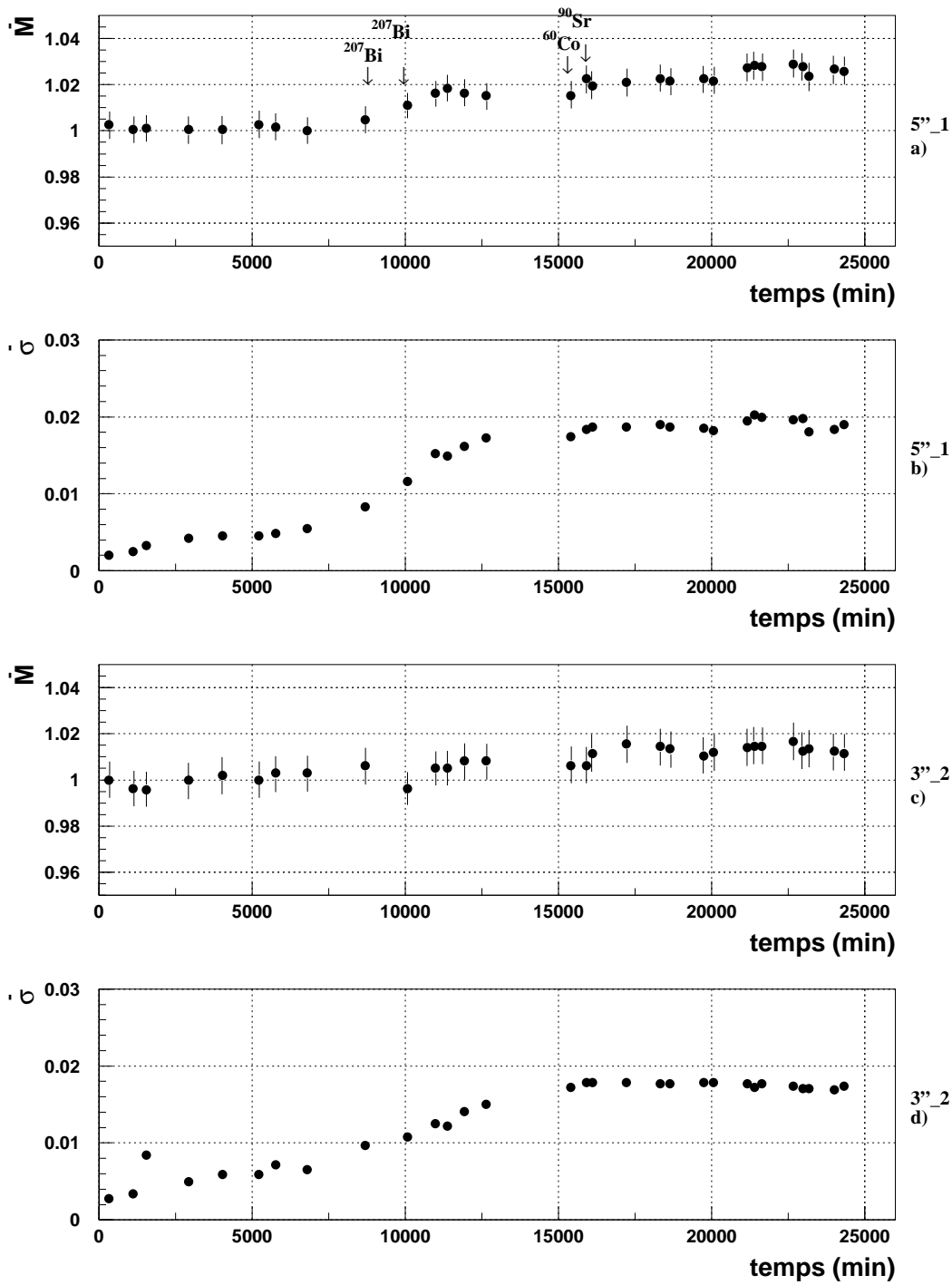


FIG. 5.9 : Évolution des gains et de la largeur de la distribution de e_{corr} pour les 5'' (a et b) et 3'' (c et d) pendant 16 jours. On note une période stable précédant l'introduction des sources. Après avoir retiré les sources, l'ensemble du calorimètre se stabilise de nouveau mais à une autre valeur du gain.

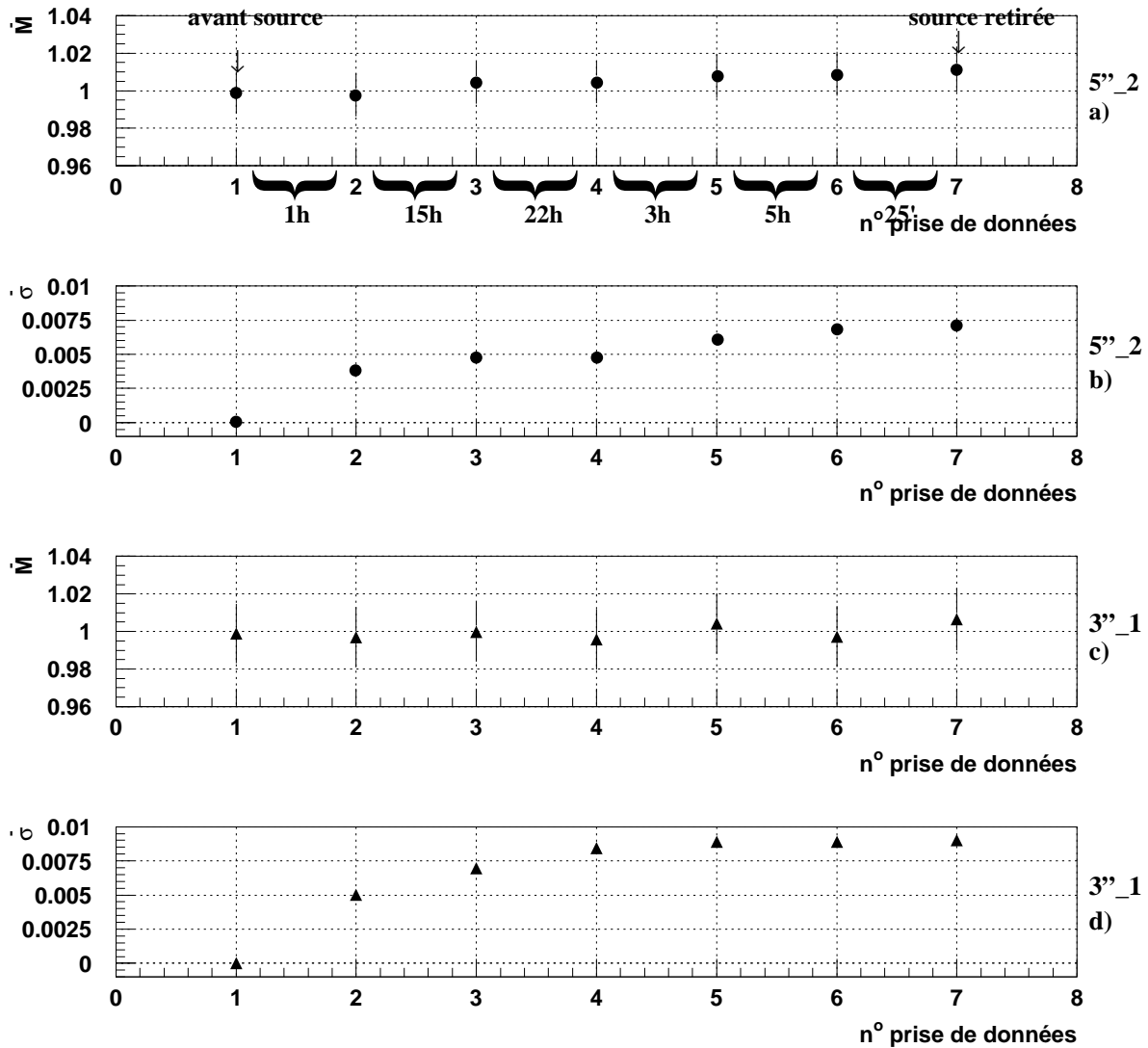


FIG. 5.10 : Évolution de la moyenne et de la largeur σ de la distribution du coefficient e_{corr} pour les compteurs 5'' et 3'' pendant les étalonnages avec la source de ^{90}Sr .

La prise de données numéro 1 a été réalisée avant l'introduction des sources. Les données n° 2 et 3 ont été prises pour une position des 4 sources dans le détecteur, et les n° 4, 5 et 6 pour 3 positions des sources. La prise de données n° 7 a été réalisée 25 minutes après avoir retiré les sources.

deuxième pendant que la source était près du détecteur, et la troisième après que la source ait quitté le laboratoire.

La figure 5.11 donne la distribution de la variation du gain pour les compteurs 5'' et 3'' lorsque la source était sur le détecteur (a et b) puis une fois sortie du laboratoire (c et d) par rapport à la situation avant son arrivée.

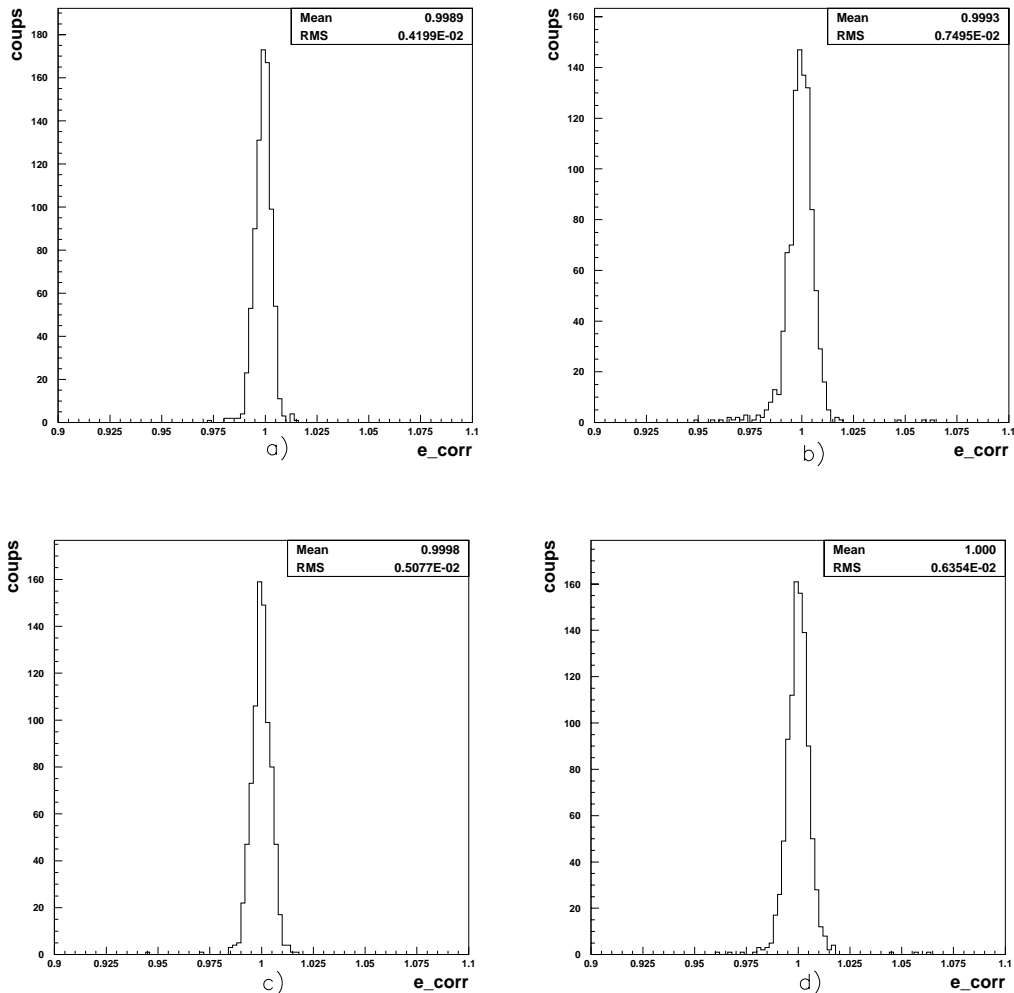


FIG. 5.11 : Distribution du coefficient e_corr calculé pour les compteurs :

- a- 5'' en présence de la source neutron ;
- b- 3'' en présence de la source neutron ;
- c- 5'' source neutron sortie du laboratoire ;
- d- 3'' source neutron sortie du laboratoire.

Lorsque la source est près du détecteur, on remarque que la variable e_corr est centrée sur 1 pour les compteurs 5'' (fig 5.11.a) et 3'' (fig 5.11.b) avec une queue de distribution qui tend vers les valeurs inférieures à 1. Ceci signifie que pour certains compteurs (et le phénomène est plus important pour les 3'' que pour les 5'') le gain a eu tendance à augmenter en présence de la source

neutron. Mais ces fluctuations sont faibles puisque seuls 1 compteur 5", et 14 compteurs 3" ont des variations supérieures à 1%. Sur les 14 compteurs 3" subissant une augmentation du gain, 10 sont placés sur les secteurs 14 et 15. Rappelons que la source était positionnée entre les secteurs 15 et 16. Ceci semble confirmer un effet du taux de comptage de la source sur les compteurs 3". En étudiant les PMs 5" des secteurs 15 et 16 (les plus proches de la source neutron), aucune variation sensible du gain n'est observée.

Une fois la source neutron sortie du laboratoire, la distribution de e_{corr} se rétrécit pour les 3". Par contre, les compteurs qui avaient eu des variations importantes n'ont pas eu le temps de retrouver leur gain initial.

5.4.3 Flux lumineux

Une mesure de linéarité des compteurs à scintillations est effectuée par le système d'étalonnage laser qui assure une variation du flux lumineux jusqu'à 12 MeV. Un flux de 12 MeV va saturer la plupart des compteurs, et après une telle intensité, le comportement des PMs doit être étudié.

Sur la figure 5.12 est représentée l'évolution de la moyenne et de la largeur σ de la distribution du coefficient e_{corr} pour les compteurs 5" (5.12.a et 5.12.b) et 3" (5.12.c et 5.12.d).

Les prises de données numéro 1 et 2 ont été réalisées juste avant la mesure de linéarité, la n° 1 nous sert de référence. Les points 3 à 11 ont été pris à 5 minutes d'intervalle chacun, juste après la mesure de linéarité, le dernier point, le numéro 12 a été acquis une journée après. Sur ces figures, on peut faire les remarques suivantes :

- pour les données prises juste après les mesures de linéarité, la moyenne de la distribution des PMs 5" est systématiquement supérieure à 1 semblant indiquer une diminution générale des gains. Cette variation est faible puisqu'elle est de l'ordre de 1%. La distribution de e_{corr} sur la figure 5.13.a confirme cette observation ;
- pour les compteurs 3", la correction à appliquer est centrée sur 1, et ne présente pas d'effet systématique. Sur la figure 5.13.b, la distribution de e_{corr} (calculée entre la prise de donnée laser précédant la mesure de linéarité et celle réalisée juste après) tend vers des valeurs inférieures à 1. Ainsi, il semblerait que l'augmentation du taux de comptage due à la mesure de linéarité entraînerait une augmentation du gain sur quelques PMs 3" ;
- les distributions s'élargissent pour les PMs 5" et 3" traduisant des variations du gain ;
- pour les 5", la distribution continue de s'élargir et ne se resserre qu'une journée après la mesure de linéarité. Par contre pour les 3", la distribution se rétrécit beaucoup plus rapidement traduisant un retour à la stabilité des compteurs ;
- une journée après la mesure de linéarité, la largeur σ n'a pas retrouvé sa valeur initiale. Si on compare les prises de données n° 2 et 12, il subsiste un écart supérieur à 0,003 qui est l'écart systématique.

On note ici encore un comportement légèrement différent entre les PMs 3" et 5".

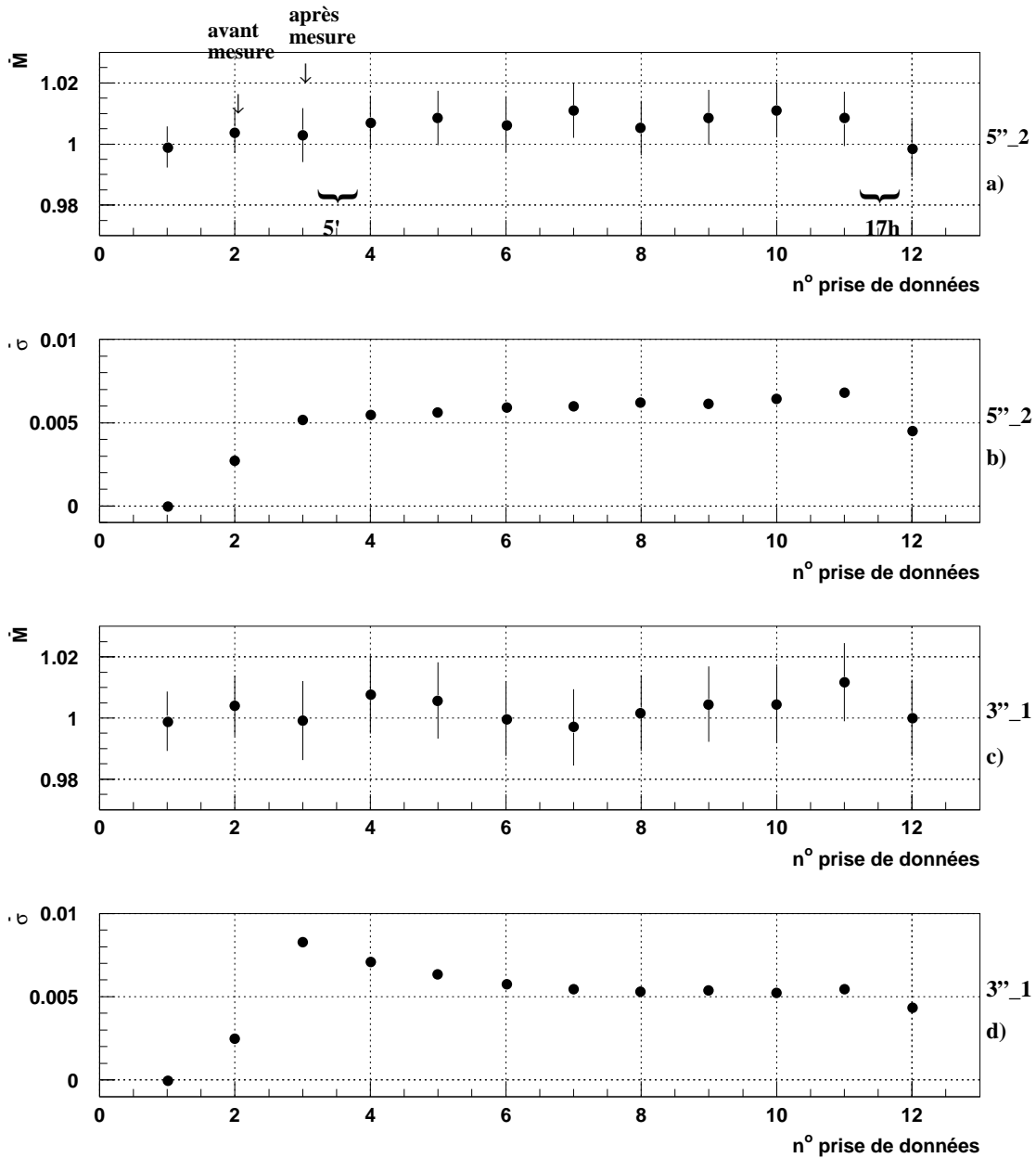


FIG. 5.12 : Évolution de la position moyenne et de la largeur σ de la distribution de e_{corr} pour les compteurs 5'' et 3'' après une mesure de linéarité. Les points 1 et 2 ont été pris avant la mesure, les points 3 à 11 après la mesure à 5 minutes d'intervalle chacun. Le point 12 a été acquis 17 heures après la mesure 11.

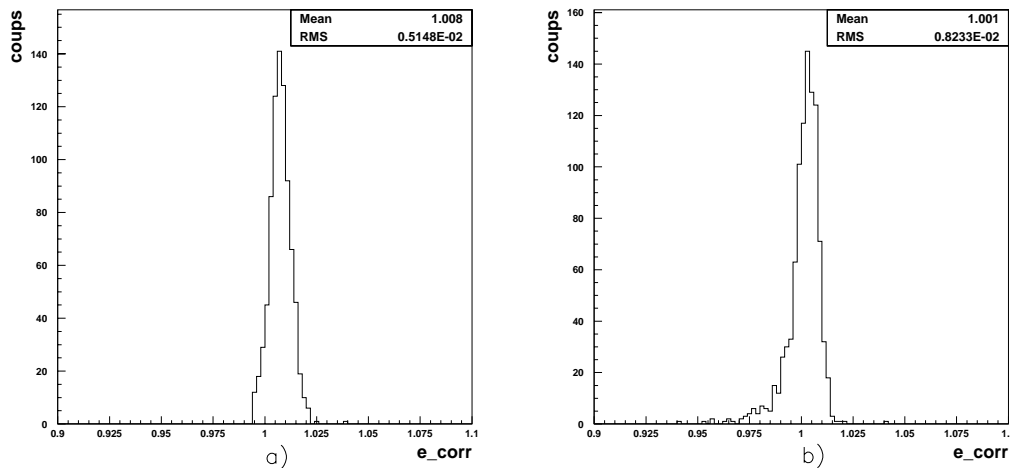


FIG. 5.13 : Distribution du coefficient de correction e_corr calculé juste après une mesure de linéarité pour les compteurs 5'' (a) et 3'' (b).

5.4.4 Conclusions

Sur chaque résultat présenté ici, on peut noter une sensibilité du calorimètre en fonction du taux de comptage, mais il est difficile de comparer les effets de chaque source. Le tableau 5.2 montre un facteur 100 entre les taux de comptage mesurés avant et après installation du blindage de fer.

Il semble qu'en moyenne les compteurs 5'' aient une diminution du gain lorsque le taux de comptage augmente, alors que pour les compteurs 3'', on a observé des diminutions et des augmentations du gain. D'une façon générale, les variations induites se sont faites sentir sur un plus grand nombre de compteurs 3'' que 5''. L'ampleur des variations et le nombre de compteurs touchés à la suite d'une augmentation du taux de comptage dépendent du temps d'exposition à une source (ou à un haut flux lumineux) et du temps depuis lequel les PMs sont sous tension.

Notons quand-même que ces variations sont prises en compte lors des calculs des constantes d'étalonnage absolu. De plus, dans ce cas précis où beaucoup de PMs ont des variations de gain, la moyenne des compteurs pour s'affranchir des variations lumineuses pour le calcul de e_corr ne peut pas être utilisée.

5.5 Effet du champ magnétique

Les photomultiplicateurs sont très sensibles au champ magnétique et celui délivré par la bobine, étant de forte intensité (de l'ordre de 30 Gauss), peut les perturber très fortement. C'est pourquoi chaque PM est entouré d'un blindage magnétique étudié de façon à optimiser son action [Gu98].

Une fois la bobine installée, on a étudié le comportement des compteurs de NEMO3 sous l'action du champ magnétique qu'on a fait varier. Pour chaque valeur du champ, deux acquisitions laser ont été réalisées, les valeurs appliquées étaient : 0, 15, 20, 25, 30 et 35 Gauss. L'analyse a été faite en corrigeant les variations du gain des compteurs par rapport à une prise de données laser où le champ magnétique était nul. La statistique prise est de 1000 entrées par spectre. En tenant

compte de l'erreur statistique, les coefficients de correction attribués par chaque référence sont cohérents. Les résultats montrés sont calculés en prenant les PMs de référence 3''_2 et 5''_1 pour corriger respectivement les compteurs 3'' et 5''.

Les résultats de ces prises de données sont présentés sur la figure 5.14. Les observations sont les suivantes :

- la moyenne de la distribution de e_{corr} est systématiquement au dessus de 1 pour les compteurs 5'' (fig 5.14.a) et 3'' (fig 5.14.b). Ceci montre une tendance générale des compteurs à une diminution de leur gain en présence du champ magnétique ;
- que ce soit pour les 5'' (fig 5.14.c) ou les 3'' (fig 5.14.d), la largeur σ de la distribution croît au fur et à mesure qu'on augmente le champ magnétique.

On remarque que la largeur σ évolue par palier, c'est à dire qu'elle augmente à chaque valeur du champ. Cet élargissement de la distribution traduit des variations du gain des compteurs de plus en plus nombreuses et importantes en fonction du champ magnétique. Cet effet est plus important pour les compteurs 3''.

Dans le tableau 5.3 est donnée la proportion de compteurs 5'' et 3'' ayant une diminution de gain supérieure à 1% en fonction de la valeur du champ magnétique. Ces chiffres sont évalués en faisant la moyenne sur les 2 prises de données réalisées avec la même valeur du champ magnétique. Cette étude était faite sur 826 compteurs 5'' et 1038 PMs 3''.

Valeur de \vec{B}	Diminution du gain >1%	
	PMs 5'' (%)	PMs 3'' (%)
0	0	0
15	0,1	1
20	0,5	6
25	3	10
30	5	15
35	21	23

TAB. 5.3 : Proportion des compteurs 5'' et 3'' qui ont une diminution du gain supérieure à 1% en fonction du champ magnétique.

On remarque que le nombre de PMs 3'', pour lesquels le gain varie, semble être croissant avec la valeur du champ. Pour les compteurs 5'', au contraire, c'est lors de l'application d'un champ de haute intensité qu'une plus grande quantité de PMs subissent une diminution du gain traduisant ainsi un effet de seuil.

Notons aussi qu'à partir de 20 Gauss, 2 compteurs 3'' ont des variations supérieures à 3%, et qu'à 35 Gauss, ce sont 15 compteurs 5'' et 40 compteurs 3'' qui ont de telles variations.

Pour comprendre comment agit le champ magnétique sur les compteurs, le suivi de plusieurs PMs a été tracé. Certains ont des variations par palier, c'est à dire que la diminution du gain est proportionnelle à la valeur du champ, tandis que pour d'autres, la diminution du gain peut être très brutale à partir d'une certaine valeur du champ. Le comportement des PMs situés sur les pétales est similaire à celui des PMs des murs.

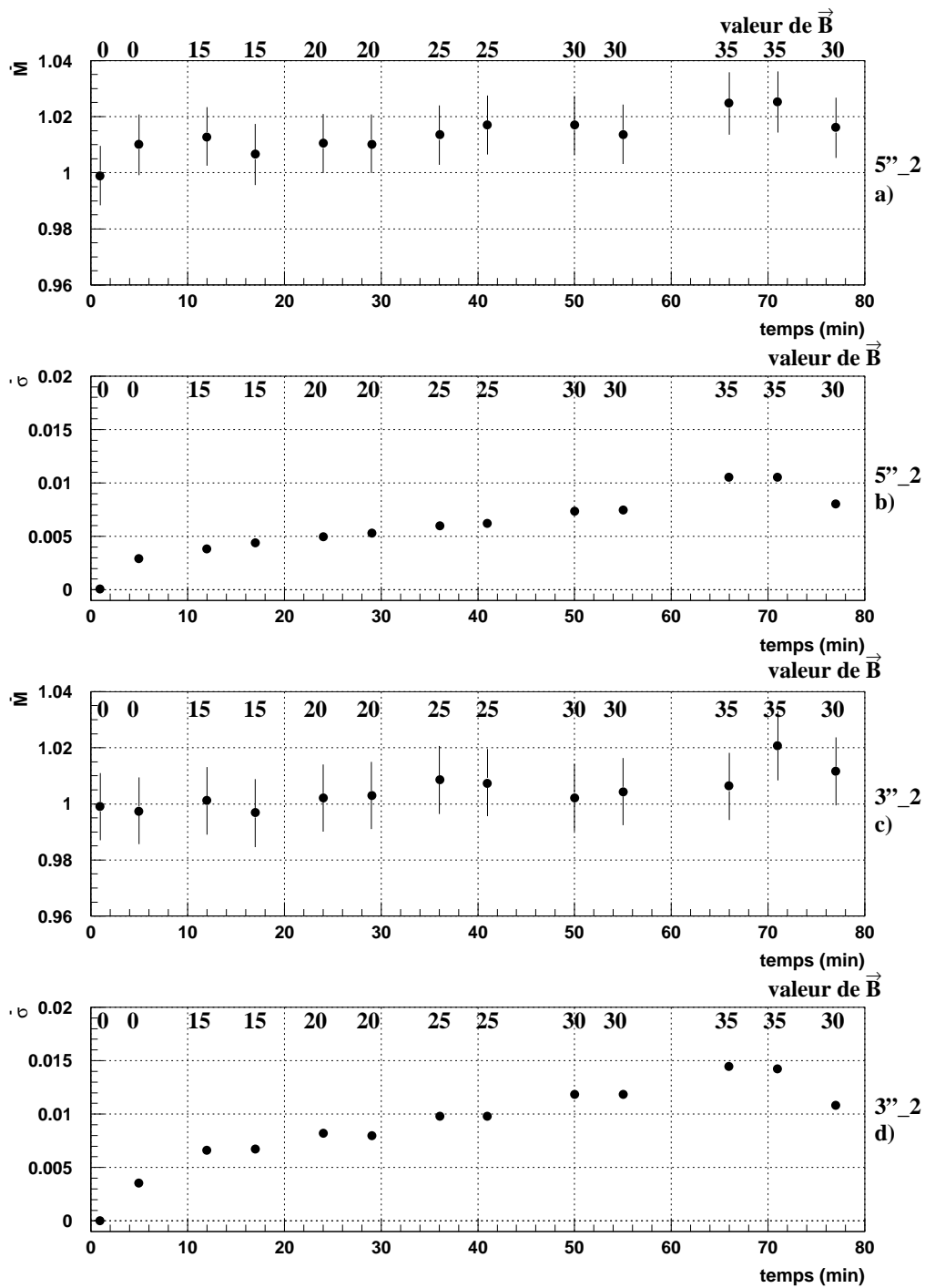


FIG. 5.14 : Évolution de la moyenne et de la largeur σ de la distribution de e_{corr} pour les compteurs 5'' (a et b) et 3'' (c et d) en faisant varier la valeur du champ magnétique. La valeur du champ magnétique appliqué est donnée pour chaque point.

Jusqu'à 30 Gauss, le nombre de PMs ayant des variations supérieures à 1% est faible, et c'est à 35 G qu'on détecte des variations plus intenses et plus nombreuses. Les blindages magnétiques dimensionnés pour 30 G sont donc efficaces.

Tous les compteurs ont été orientés dans la même direction de façon à avoir le même comportement en fonction du champ magnétique (terrestre et appliqué). On peut émettre l'hypothèse d'une erreur dans l'orientation de certains PMs. Les blindages magnétiques ont tous été testés, ils ont été optimisés pour un champ de 30 Gauss, ce qui peut expliquer le plus grand nombre de variations à 35 Gauss.

La différence de la sensibilité au champ entre les compteurs 3" et 5" s'explique difficilement. La surface de la première dynode des 3" est plus petite que pour les 5" ce qui amoindrit la surface d'impact des électrons, mais la distance entre la photocathode et la première dynode est plus courte pour les 3" réduisant ainsi le temps de parcours des électrons et par conséquent leur sensibilité au champ magnétique.

5.6 Suivi du calorimètre sur un long terme

La surveillance des gains des compteurs a été réalisée pendant 3 semaines après installation du blindage de fer. Le suivi des gains de l'ensemble du calorimètre a été présenté sur la figure 5.9.

Deux zones de stabilité du calorimètre se dégagent, elles correspondent à deux périodes où il n'y a pas eu d'interventions sur le détecteur. Si on observe la moyenne de la distribution du coefficient e_{corr} de l'ensemble des compteurs sur les 5 jours précédant l'installation des sources de ^{207}Bi , on n'observe pas de variations supérieures à 1% pour 62% des PMs. Le programme de suivi à long terme montre que 97% des compteurs 5" et 85% des 3" ont des variations inférieures à 2%.

Après avoir retiré les sources de l'étalonnage absolu, les gains des PMs se stabilisent de nouveau mais à une autre valeur. Sur cette nouvelle période et sur 5 jours 90% des PMs n'ont pas eu de variations supérieures à 2%.

Le comportement à long terme de plusieurs PMs est représenté sur les différentes figures suivantes. Une haute-tension alimente 3 PMs (ou 2 PMs dans certains cas), ainsi le suivi du gain d'un compteur particulier doit être étudié en observant le comportement des PMs associés de façon à corréliser les variations avec les éventuelles fluctuations de la haute-tension.

Le compteur numéroté « 2.0.2.16 » de la figure 5.15 (PM 3" du mur interne) subit au cours des 5 premiers jours de prise de données une augmentation du gain qui atteint 10%. Une fois les sources de ^{207}Bi introduites, le gain se stabilise. Le compteur « 10.1.2.10 » (figure 5.16) qui est un 5" a un comportement similaire. Ce PM avait toujours été détecté comme instable même sur des périodes très courtes. Ce PM voit son gain diminuer de 10%, puis se stabiliser après l'introduction des sources. Les 2 autres PMs alimentés par la même haute-tension n'ont pas de telles variations. Il semble donc que l'augmentation du taux de comptage a permis aux PMs « 2.0.2.16 » et « 10.1.2.10 » d'atteindre plus rapidement la stabilité.

Le PM « 18.0.0.1 » (figure 5.17) a quant à lui de nombreuses variations d'un jour sur l'autre. On détecte successivement des augmentations et des diminutions de gain de l'ordre de 3%. Ces variations ne sont corrélées ni avec le changement de taux de comptage, ni avec des fluctuations de la haute-tension.

Les comportements particuliers présentés montrent qu'il est très important de tenir compte de ces variations pour l'analyse des données. Par exemple, un signal détecté sur le compteur « 18.0.0.1 » pourra-t-il être utilisé en toute confiance pour l'analyse ?

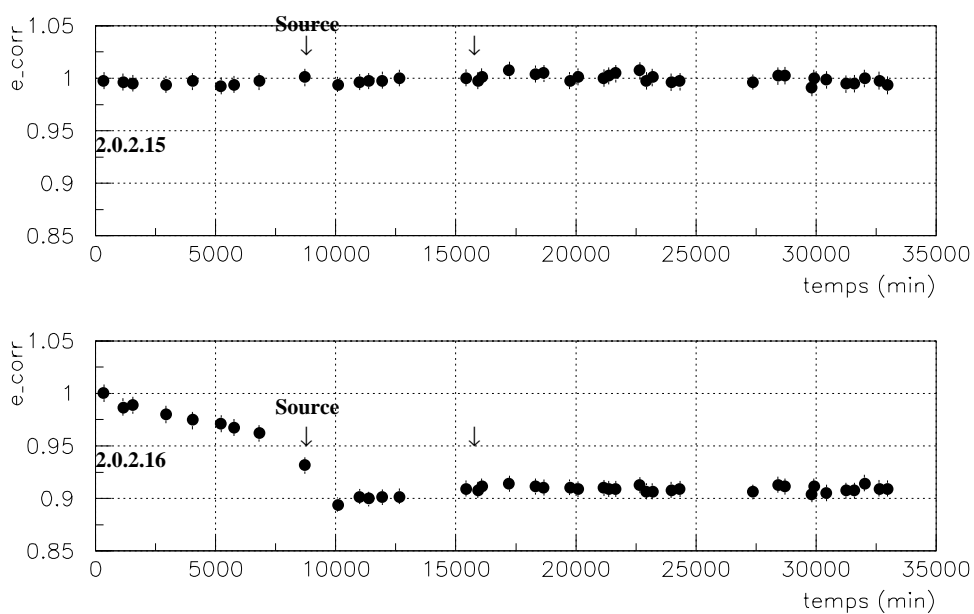


FIG. 5.15 : Suivi d'un compteur de NEMO3. La première flèche indique l'introduction des sources de ^{207}Bi et la deuxième le retrait de la dernière source.

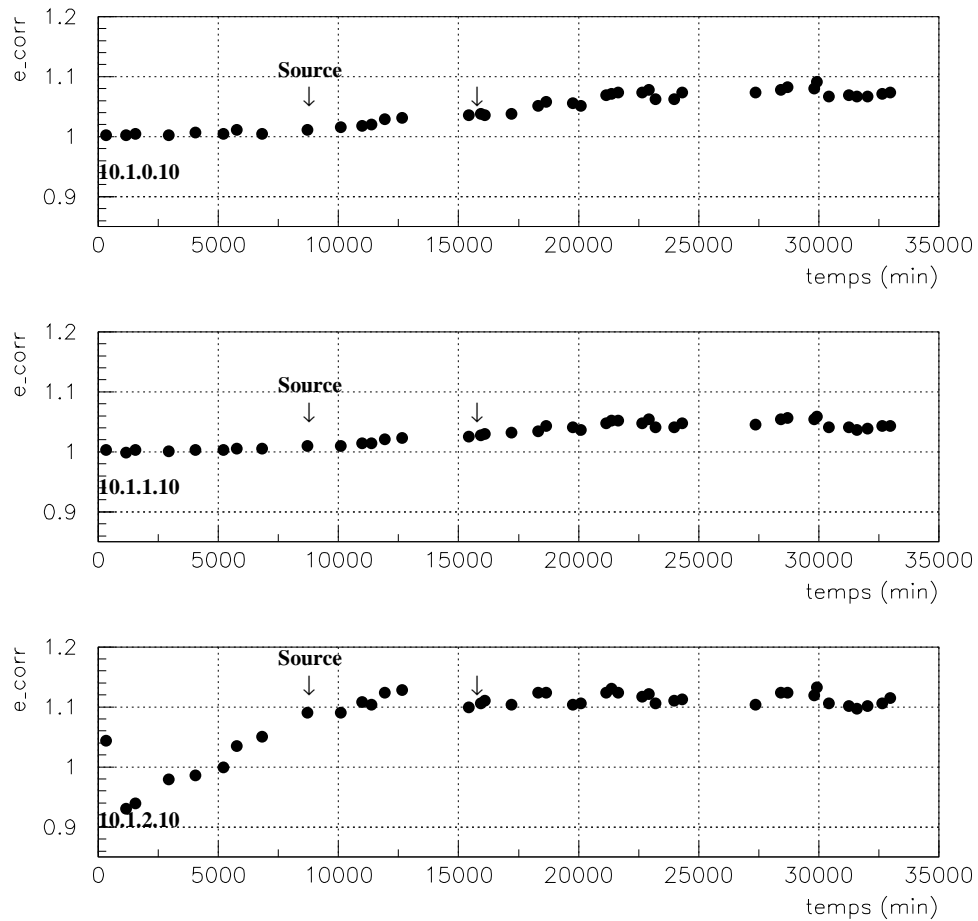


FIG. 5.16 : Suivi d'un compteur de NEMO3. La première flèche indique l'introduction des sources de ^{207}Bi et la deuxième le retrait de la dernière source.

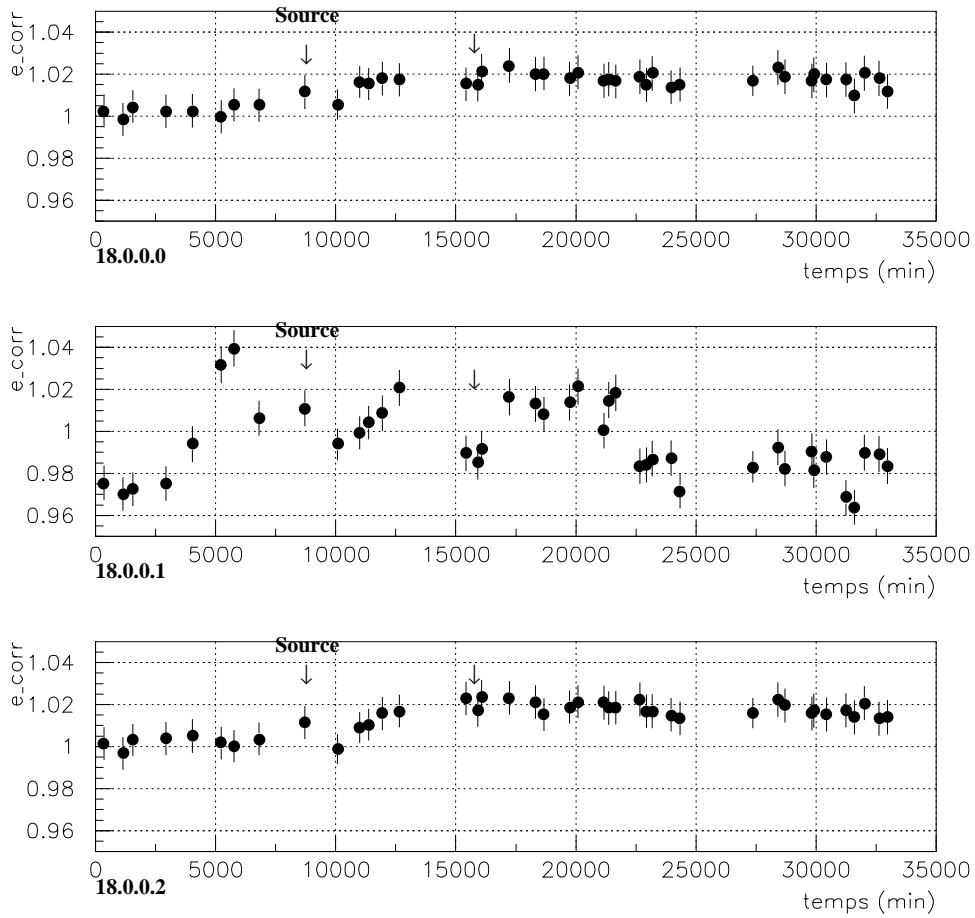


FIG. 5.17 : Suivi d'un compteur de NEMO3. La première flèche indique l'introduction des sources de ^{207}Bi et la deuxième le retrait de la dernière source.

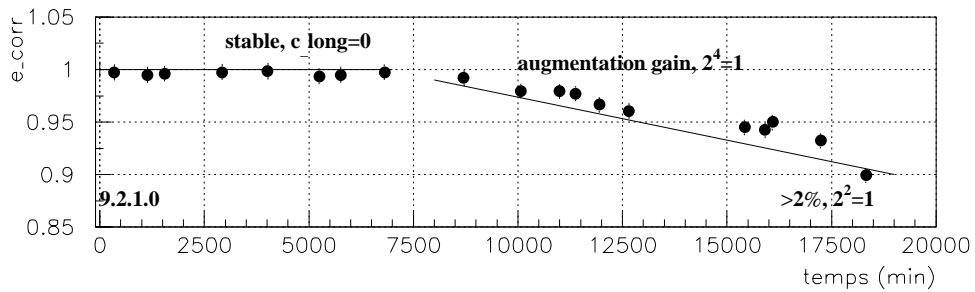


FIG. 5.18 : Suivi d'un compteur de NEMO3.

En effet bien que corrigé quotidiennement par le laser, le gain du PM peut varier entre 2 prises de données, et les constantes d'étalonnage calculées ne seront pas correctes.

L'étude du suivi à long terme, dont la méthode a été décrite au chapitre 4 dans le paragraphe 4.5, permet de qualifier les spectres. Le PM sur la figure 5.18 n'a pas de variations supérieures à 1% pendant les 9 premières prises de données laser, et le critère c_long est égal à 0. À partir de la prise de données numéro 10, l'évolution de la correction journalière est décroissante (et donc le gain augmente), le nombre 2^4 est donc attribué et c_long est au moins égal à 16 sur cette période. De plus, entre plusieurs prises de données, les variations sont supérieures à 1% ou à 2% (entre les points 19 et 20), c'est pourquoi les nombres 2^1 et 2^2 sont parfois mis à 1. Les valeurs du critère c_long attribué pour chaque acquisition laser sur ce PM sont données sur la figure 5.19.

```

PM: 9 2 1 0
periode globalement décroissante
run: 1-> 0 0 0 0 0= 0
run: 2-> 0 0 0 0 0= 0
run: 3-> 0 0 0 0 0= 0
run: 4-> 0 0 0 0 0= 0
run: 5-> 0 0 0 0 0= 0
run: 6-> 0 0 0 0 0= 0
run: 7-> 0 0 0 0 0= 0
run: 8-> 0 0 0 0 0= 0
run: 9-> 0 0 0 0 0= 0
run: 10-> 1 0 0 1 1= 19
run: 11-> 1 0 0 1 1= 19
run: 12-> 1 0 0 0 1= 17
run: 13-> 1 0 0 1 1= 19
run: 14-> 1 0 0 1 1= 19
run: 15-> 1 0 0 1 1= 19
run: 16-> 1 0 0 1 1= 19
run: 17-> 1 0 0 0 1= 17
run: 18-> 1 0 0 1 1= 19
run: 19-> 1 0 1 1 1= 23
run: 20-> 1 0 1 0 1= 21
*****

```

FIG. 5.19 : Attribution du critère de qualité sur le suivi à long terme c_long du PM donné en figure 5.18.

5.7 Conclusions

Le système d'étalonnage relatif par lumière laser permet de détecter avec une précision de l'ordre de 1% les variations de gain du calorimètre. Le comportement de chaque PM peut-être déterminé de façon précise, puisqu'on a pu détecter les coupures de la haute-tension et l'effet de l'augmentation du taux de comptage.

Sur les mesures réalisées avec les sources radioactives, on a observé des variations de gain sur l'ensemble du calorimètre. La procédure d'étalonnage absolu implique une variation du taux de comptage, perturbant ainsi le calorimètre. Il est donc essentiel de corriger cet étalonnage pour garder une précision sur la mesure de l'énergie. Les compteurs se stabilisent plus rapidement si le PM est fortement éclairé, et nous l'avons constaté sur plusieurs PMs et sur l'ensemble du

calorimètre. Ainsi, pour les prochaines procédures d'étalonnages absolus, il sera certainement plus prudent de laisser les sources plus longtemps dans le détecteur de façon à permettre aux PMs de se stabiliser.

Le programme du suivi à long terme construit permet de caractériser chaque PM tous les jours. Le critère de qualité attribué donnera une information sur l'état du calorimètre pour l'analyse des données.

Nous voyons aussi que sans aucune intervention sur le détecteur, le calorimètre est stable puisqu'on détecte peu de PMs (10%) ayant des variations supérieures à 1%. Certains PMs au comportement pathologique doivent être étudiés pour comprendre les fluctuations observées. Différentes causes peuvent être mises en jeu : les soudures des câbles haute-tension ou signaux, le pont diviseur de tension, le contact de la fibre ou le photomultiplicateur lui-même sont peut-être de mauvaise qualité. Actuellement aucun diagnostic n'est donné pour les PMs ayant des variations importantes.

La haute-tension sera prochainement enregistrée journalièrement à l'instant de l'acquisition laser. Ainsi les variations de gain pourront être comparées à la valeur de la haute-tension de façon à mettre en évidence des corrélations éventuelles.

Les blindages magnétiques protégeant les PMs sont efficaces puisque jusqu'à 30 Gauss, le nombre de compteurs ayant des variations de gain supérieures à 1 % est faible.

Les PMs sont aussi très sensibles aux changements de température, entraînant de fortes variations sur le courant d'obscurité et le gain. Des thermomètres seront installés à divers endroits du détecteur. Ainsi, les possibles variations de température pourront être comparées aux gains des compteurs du calorimètre.

Premiers résultats sur les composantes neutron et gamma du bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Optimisation de la valeur du champ magnétique.

Les premières données de NEMO3 vont permettre de mesurer la contribution réelle des neutrons et du rayonnement γ de haute énergie au bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Les événements de bruit de fond externe à la source sont les électrons traversant le détecteur, la création dans la source de paires (e^+e^-), d'un électron Compton suivi soit d'une diffusion Möller soit d'un deuxième électron Compton (paragraphe 2.2.2). Les électrons traversant sont rejetés par la mesure des temps de vol, et les paires (e^+e^-) sont différenciées des événements (e^-e^-) en appliquant un champ magnétique qui courbe les trajectoires.

La détermination de la valeur optimale du champ magnétique résulte d'un compromis entre capacité de rejet des paires (e^+e^-) et efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$. Pour estimer cette valeur, les simulations sont dans un premier temps comparées aux premières données du détecteur. On recherche plusieurs canaux d'analyse afin de tester leur sensibilité. Par exemple, les paires créées dans la source peuvent être détectées dans plusieurs canaux, et la connaissance de cette répartition est importante. La confrontation simulation-expérience permet de comparer le nombre d'événements générés et la répartition dans chaque canal d'analyse. Des prises de données avec une source de neutrons permettra de tester les simulations.

Pour différentes acquisitions et simulations, on a fait varier la valeur du champ magnétique de façon à connaître l'efficacité de courbure des traces. De plus, la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo a été simulée pour plusieurs valeurs du champ afin de calculer chaque fois l'efficacité de détection.

6.1 Méthodes d'analyse

6.1.1 Sélection des événements

Le détecteur NEMO3 permet de différencier les électrons, les photons, et les particules alpha. À partir du nombre et de la topologie des cellules Geiger déclenchées, un programme [Ki97] permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées. Les particules sont ensuite définies par les critères suivants :

- électron : une trace associée à un scintillateur.
- photon : un ou deux scintillateurs contigus ayant déclenché mais sans trace associée.
- particule α : 1 trace (plus courte que celle d'un électron) enregistrée dans un intervalle de 0 à 700 μs après le déclenchement d'un événement, caractérisant l'effet Bi-Po.

De plus, une trace électron est validée si elle satisfait la topologie suivante : elle doit commencer dans les deux premières rangées de cellules Geiger proches de la source et atteindre les deux dernières rangées avant de déposer son énergie dans le scintillateur.

L'énergie déposée dans le scintillateur doit être supérieure à 200 keV pour un électron et supérieure à 80 keV pour un photon. Pour une énergie inférieure à 200 keV, la fonction de correction temps-énergie n'est pas bien définie, ainsi cette sélection en énergie est nécessaire pour avoir une meilleure définition du temps de vol.

événements (e,e)

Ces événements sont définis par deux traces partant de la source et deux scintillateurs différents associés à chacune des traces. Des conditions sur le vertex commun entre les 2 traces, et sur les temps de vol sont imposées pour sélectionner les événements. Ce canal est celui de l'analyse du processus $\beta\beta$, il va permettre d'étudier aussi le bruit de fond, en particulier celui d'origine externe à la source.

Les figures 6.1 et 6.2 représentent une vue de dessus du détecteur NEMO3 avec 2 topologies d'événements (e,e). Selon la différence des temps de vol entre les deux scintillateurs déclenchés, ce type d'événement peut être attribué à un signal $\beta\beta$ ou à la traversée du détecteur par un électron.

Le champ magnétique courbe les trajectoires des particules en fonction de leur charge, permettant ainsi de différencier les événements (e^-e^-) des paires (e^+e^-) (figure 6.3).

Les événements pour lesquels les 2 électrons sont émis de la source seront notés $(e,e)_{\text{int}}$, et ceux où 1 électron traverse le détecteur seront appelés (e_{trav}) .

événements (e,n γ)

Ce type d'événement est composé de n scintillateurs déclenchés et d'un associé à une trace. Ce canal est particulièrement intéressant pour l'étude des contaminations internes à la source en isotopes ^{208}Tl et ^{214}Bi [Er01], car ils émettent un électron accompagné d'un ou plusieurs photons.

Le ^{208}Tl décroît par émission β^- , en émettant toujours un rayonnement γ de 2,615 MeV. Dans 51% des cas le β est émis avec une énergie cinétique de 1,8 MeV, et il est accompagné d'un photon de 583 keV. Le ^{214}Bi émet un électron suivi d'un ou plusieurs photons dont les énergies les plus probables sont 609 keV, 1120 keV, 1764 keV, et 2204 keV. La figure 6.4 illustre un événement (e, $\gamma\gamma$) représenté sur une vue de dessus du détecteur.

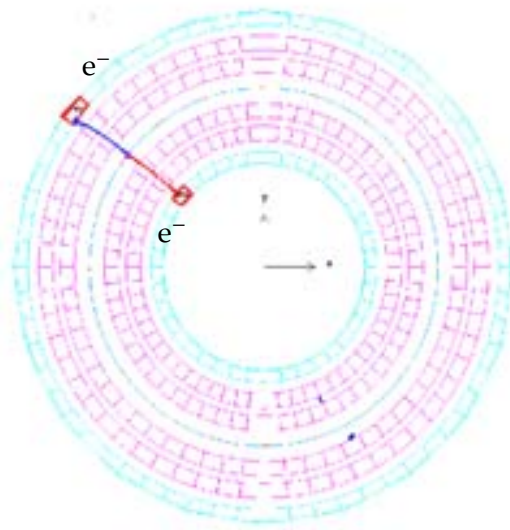


FIG. 6.1 : Événement (e,e) sur une vue de dessus du détecteur. On distingue au centre la source, et de part et d'autre les scintillateurs des pétales et des murs.

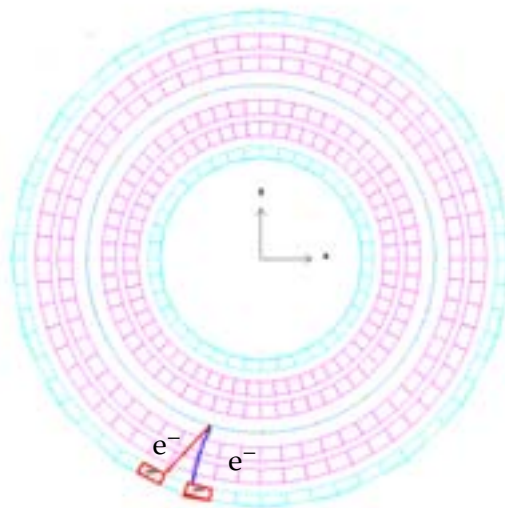


FIG. 6.2 : Événement (e,e) sur une vue de dessus du détecteur où les 2 électrons déposent leur énergie dans le calorimètre externe.

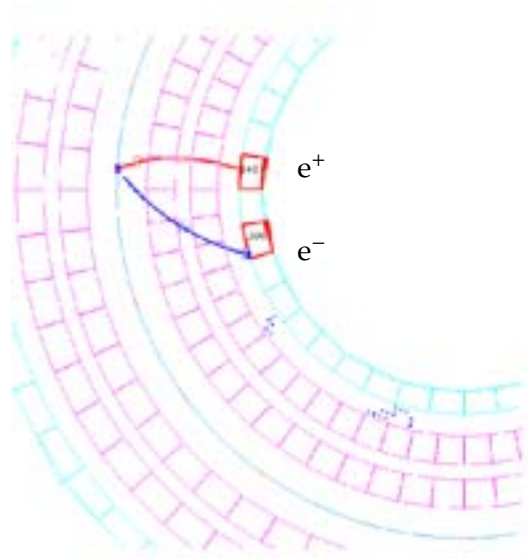


FIG. 6.3 : Paire (e^+e^-) sur une vue de dessus du détecteur identifiable grâce à la courbure des traces.

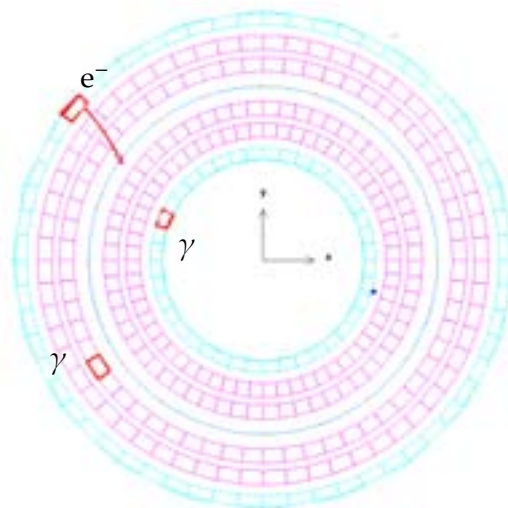


FIG. 6.4 : Événement de type ($e,\gamma\gamma$) sur une vue de dessus du détecteur.

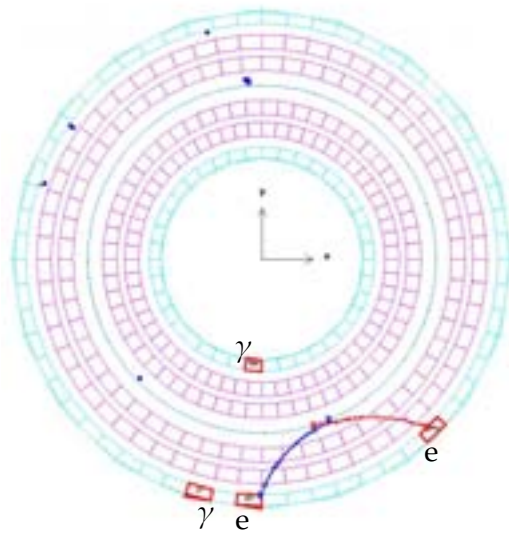


FIG. 6.5 : Événement de type (e, e, γ, γ) sur une vue de dessus du détecteur.

événements $(e, e, n\gamma)$

Ce canal (figure 6.5) est très utile pour l'étude du bruit de fond externe. Après des études par simulation, il a été montré qu'environ 65% des événements à un électron traversant le détecteur sont accompagnés du déclenchement d'au moins un scintillateur par le photon diffusé. Ces événements seront notés $(e_{\text{trav}}, n\gamma)$. Ce canal est utilisé pour signer l'interaction des neutrons dans NEMO3.

Ces événements peuvent aussi être dus à une création de paire (e^+e^-) dans la source. L'annihilation du positron conduit à l'émission de deux rayonnements γ pouvant être détectés. Il en est de même pour les événements à 2 électrons issus des processus double Compton ou Compton+Möller, car les photons associés peuvent être détectés. Dans la suite, ils seront définis par $(ee\gamma)_{\text{int}}$.

6.1.2 Coupures sur le temps de vol

Le calorimètre permet de mesurer la différence de temps de vol des particules. Cette information est très importante puisqu'elle permet de différencier deux électrons issus de la source (événement dit interne) d'un électron traversant le détecteur (événement externe).

Afin de discriminer les événements, on détermine la différence de temps de vol des particules dans l'hypothèse interne et externe. Pour ce calcul, on a besoin de connaître la longueur de la trace, et l'énergie de la particule à son point d'émission. En effet, avant d'être détectée par le scintillateur, la particule a perdu de l'énergie en traversant le gaz de la chambre à fils et la source. Les pertes d'énergie dans chaque matériau traversé sont calculées via le code GEANT.

Le temps de vol t_i d'un électron d'énergie cinétique initiale E_i ayant parcouru une distance l_i est calculé par la relation :

$$t_i = \frac{l_i}{\beta_i c} \text{ où } \beta_i = \frac{\sqrt{E_i(E_i + 2m_0c^2)}}{(E_i + m_0c^2)} \quad (6.1)$$

et m_0 est la masse au repos de l'électron.

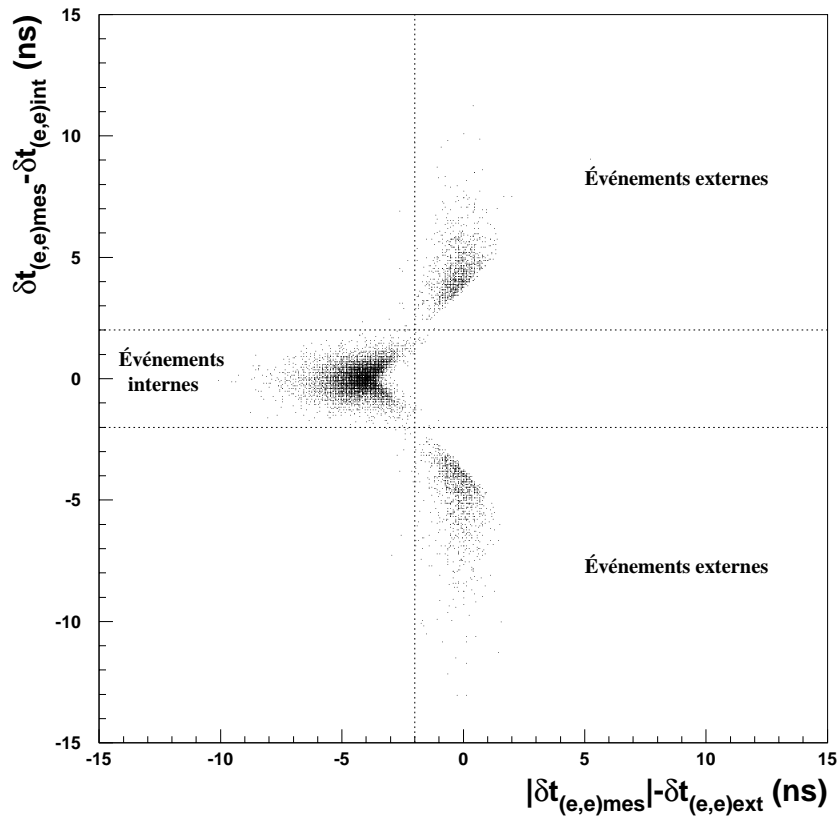


FIG. 6.6 : Comparaison de la différence des temps de vol mesurés ($\delta t_{(e,e)mes}$) et calculé dans les hypothèses interne ($\delta t_{(e,e)int}$) et externe ($\delta t_{(e,e)ext}$) pour des événements $\beta\beta 0\nu$ et électron traversant simulés.

La différence des temps de vol mesurés est comparée à celles calculées dans les hypothèses interne et externe (figure 6.6). On remarque que 3 groupes se séparent différenciant ainsi les événements de type interne et ceux de type externe.

Les sélections en temps suivantes permettent de distinguer les événements :

$$\begin{aligned} |\delta t_{(e,e)mes} - \delta t_{(e,e)int}| > 2 \text{ ns} & : \text{événement externe} \\ |\delta t_{(e,e)mes} - \delta t_{(e,e)int}| < 2 \text{ ns} & : \text{événement interne} \end{aligned} \quad (6.2)$$

De la même façon une sélection telle que :

$$|\delta t_{(e,e)mes}| - \delta t_{(e,e)ext} > -2 \text{ ns} \quad (6.3)$$

définit un événement externe.

Cette coupure permet de discriminer complètement les électrons traversant le détecteur. Or, dans le cas où un électron Compton, créé sur la face avant d'un scintillateur, est détecté par un scintillateur d'un pétale, la différence des temps de vol n'est pas toujours significative. Par conséquent, les événements où un électron est détecté sur un pétale devront être utilisés avec prudence.

6.1.3 Topologie de la trace

Le point d'impact de chaque trace sur la source émettrice est reconstruit et calculé. Pour qu'un événement à 2 traces soit considéré comme un événement $(e, e)_{\text{int}}$ et (e_{trav}) , les traces doivent avoir un vertex commun et satisfaire des conditions sur l'écart entre les points d'impact. La figure 6.7 montre la différence entre les vertex reconstruits de 2 traces dans les plans longitudinal et transversal pour des événements $\beta\beta$ simulés. À partir de cette figure, nous pouvons déterminer des

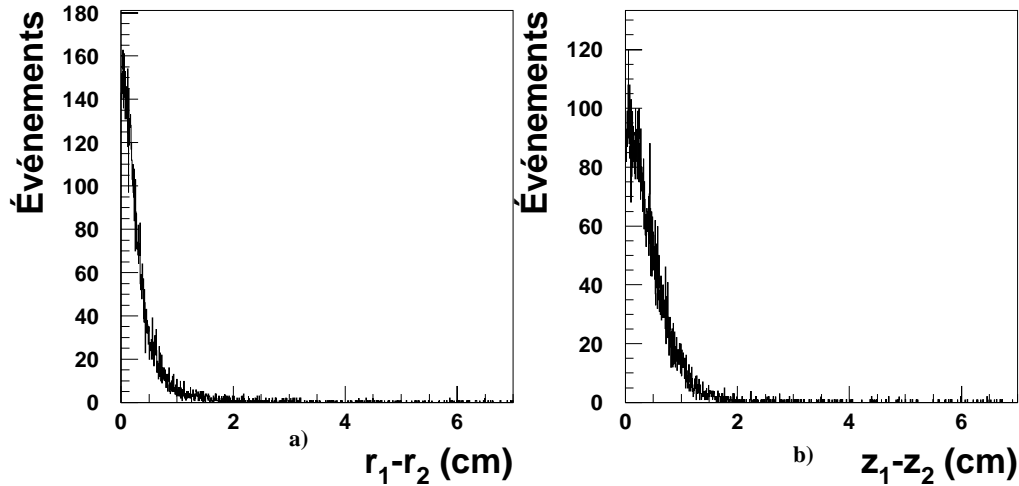


FIG. 6.7 : Différence entre les coordonnées des deux traces dans les plans longitudinal (a) et transversal (b) pour des événements $\beta\beta\nu$ simulés.

conditions sur la différence des coordonnées du point d'impact sur la source, et nous éliminerons les événements ne satisfaisant pas :

$$\begin{aligned} |r_1 - r_2| &< 4 \text{ cm (plan transversal)} \\ |z_1 - z_2| &< 5 \text{ cm (plan longitudinal)} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Des conditions sur la corrélation angulaire entre les 2 traces pourront aussi être appliquées.

6.1.4 Courbure des trajectoires

Le champ magnétique permet de courber la trajectoire des particules et de discriminer ainsi les événements par la charge de chaque trace. Cette charge est attribuée avec l'hypothèse que la trace part de la source. Pour une création de paire (e^+e^-) , le produit des charges doit être égal à -1 puisque les 2 particules sont de signes opposés. Si les 2 électrons sont émis de la source, le signe des deux trajectoires est égal à -1 et le produit des charges à +1. Dans le cas d'un électron traversant, la courbure de l'électron est la même de chaque côté de la source et le produit des charges des deux traces est aussi égal à -1. Par conséquent, si le champ magnétique est complètement efficace, il permet de différencier les événements $\beta\beta$ des paires (e^+e^-) et des électrons traversant. Les courbures des trajectoires pour les différents types d'événements sont données sur la figure 6.8.

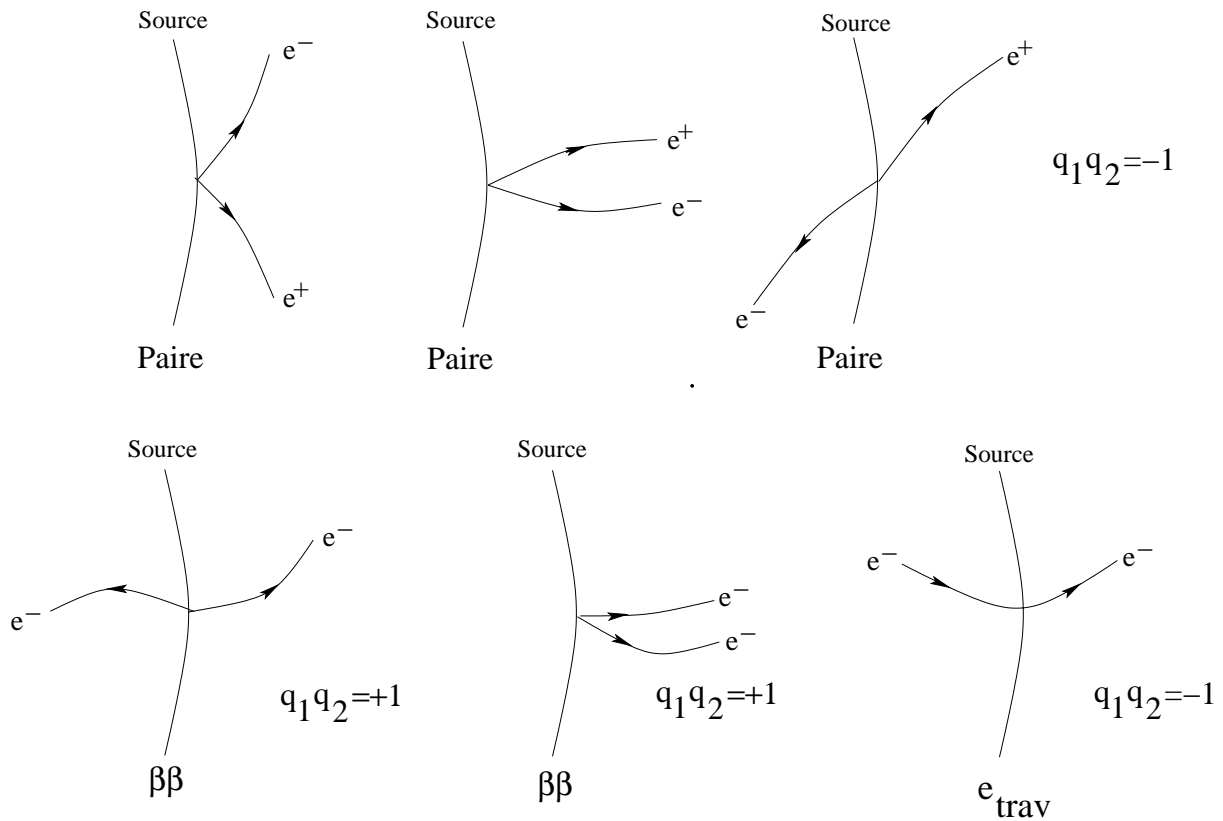


FIG. 6.8 : Courbure des trajectoires et produit des charges pour les événements de type : paire (e^+e^-), $\beta\beta$ et électron traversant (e_{trav}).

De plus, lors de la reconstruction des traces chargées, un χ^2 est attribué sur les traces dans les plans radial et longitudinal. Les traces ne satisfaisant pas les sélections suivantes sur la probabilité de χ^2 sont mal définies et par conséquent seront éliminées.

$$P(\chi^2) > 0,01 \text{ dans le plan radial} \\ \text{et } P(\chi^2) > 0,01 \text{ dans le plan longitudinal} \quad (6.5)$$

6.2 Canaux d'analyse des événements de bruit de fond externe

Les événements les plus sensibles à la composante neutron du bruit de fond [Ma99] sont les électrons traversant seuls ou accompagnés de rayonnement γ ((e_{trav}) et $(e_{trav}\gamma)$), ces canaux vont permettre de vérifier les simulations. Pour étudier les paires, on a regardé leur répartition dans les canaux $(e^+e^-)_{int}$ et $(e^+e^-\gamma)_{int}$. La comparaison avec les données permettra de voir si les simulations sont capables de reproduire les événements dans chaque canal d'analyse.

Toutes les simulations sont réalisées à l'aide du code GEANT 3.21 qui décrit le passage des particules dans la matière. Il permet la représentation graphique du détecteur, de générer et de traiter les événements en suivant les particules jusqu'à 10 keV.

6.2.1 Simulation de l'interaction du rayonnement γ sur les feuilles source

La proportion d'événements (e,e) et $(e,e\gamma)$ créés par un rayonnement γ interagissant dans la source émettrice a tout d'abord été étudiée. Le spectre γ généré (figure 6.9) est celui mesuré par NEMO3 sans blindage et sans le détecteur de traces. Ainsi, le spectre de rayonnement γ obtenu est très proche de celui qui arrive directement sur la source, il est aussi en très bon accord avec celui mesuré par le détecteur NaI [Oh02].

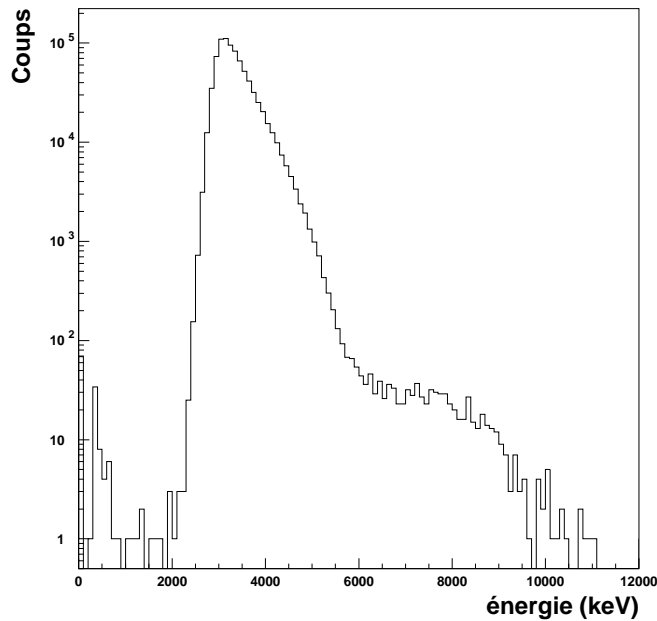


FIG. 6.9 : Spectre mesuré par le calorimètre de NEMO3 sans le détecteur de traces lors de prises de données sans blindage de fer.

Parmi les événements générés par la simulation du rayonnement γ sur la source $\beta\beta$, seuls les processus conduisant à la création d'événements $(e,e)_{\text{int}}$ ont été gardés, c'est-à-dire la création de paire (e^+e^-) ou d'un électron Compton (suivi d'un électron) sur la source. Cette simulation a été réalisée avec un champ magnétique de 25 Gauss. La proportion d'événements correspondant à la création d'une paire dans les canaux (e^+e^-) et $(e^+e^-,n\gamma)$ est donnée dans le tableau 6.1. On peut noter que seules 15% des paires (e^+e^-) ne sont pas accompagnées de rayonnement γ .

e^+e^-	$e^+e^-\gamma$	$e^+e^-2\gamma$	$e^+e^-3\gamma$
15%	32%	32%	21%

TAB. 6.1 : Répartition des paires dans les canaux (e^+e^-) et $(e^+e^-,n\gamma)$ pour 100 événements, déterminée par la simulation du rayonnement γ sur les sources de NEMO3.

ee	ee γ	ee2 γ	ee3 γ
6%	7%	4%	0,4%

TAB. 6.2 : Proportion d'événements ($e^-e^-n\gamma$) confondus avec des paires ($e^+e^-n\gamma$) pour un champ magnétique de 25 Gauss.

Certains événements (e^-e^-) qui résultent de la création d'un électron Compton créé dans la source suivi d'un deuxième électron Compton ou d'une diffusion Möller peuvent être pris pour des événements (e^+e^-). Le taux d'erreur dans la détermination des événements par la sélection sur la courbure des trajectoires (tableau 6.2) est de l'ordre de 5% à 25 G dans les canaux (ee), (ee γ) et (ee2 γ).

6.2.2 Simulation de l'interaction du rayonnement γ sur le détecteur sans blindage

Le rayonnement γ simulé à partir du spectre 6.9 a été généré de façon isotrope tout autour du détecteur. Les simulations ont été réalisées à plusieurs valeurs du champ magnétique : 20, 25 et 30 Gauss. Les événements suivis et gardés pendant ces simulations sont : la création d'un électron Compton dans un scintillateur, la création de paires (e^+e^-) et celle d'un électron Compton dans la source. La proportion de création de chaque processus est donnée dans le tableau 6.3, elle montre la prédominance des électrons traversant. Le nombre d'événements (e,e)_{int} créés est bien inférieur à celui des électrons traversant ; par conséquent, l'étude du bruit de fond d'origine externe à la source est plus sensible dans le canal e_{trav} .

Les résultats de ces simulations ont donné la répartition des événements électron traversant (tableau 6.4) et paires (e^+e^-) (tableau 6.5) dans chacun des canaux (ee $n\gamma$) en imposant que le produit des charges des 2 traces soit égal à -1. Les résultats observés pour les paires (e^+e^-) en fonction du

électron traversant	Paire (e^+e^-)	Compton + Compton Compton + Möller
98,8%	1,1%	0,1%

TAB. 6.3 : Proportion et origine des événements (e,e) créés par le rayonnement γ généré autour du détecteur lors des simulations.

e_{trav}	$e_{trav} \gamma$	$e_{trav} 2\gamma$	$e_{trav} 3\gamma$
45%	36%	15%	4%

TAB. 6.4 : Répartition de 100 événements ($e_{trav}n\gamma$) où un électron Compton a été créé dans un scintillateur. Résultat déterminé par les simulations du rayonnement γ autour du détecteur, et pour une énergie supérieure à 2,75 MeV.

Champ (G)	e^+e^-	$e^+e^- \gamma$	$e^+e^-2\gamma$	$e^+e^-3\gamma$
20	19%	33%	31%	17%
25	18%	31%	30%	21%
30	15%	34%	35%	16%

Tab. 6.5 : Répartition des événements internes et reconnus comme des paires par la sélection sur la charge des particules dans les canaux ($e^+e^-n\gamma$). $E > 2750$ keV.

champ sont identiques aux incertitudes près, ils sont proches de la répartition déterminée par la simulation du rayonnement γ sur la source. Les électrons traversant sont majoritairement répartis dans les 3 canaux (e_{trav}), ($e_{\text{trav}} \gamma$), ($e_{\text{trav}}2\gamma$), et 45% des événements ne sont pas accompagnés de photons.

6.3 Interactions des neutrons dans le détecteur NEMO3

6.3.1 Mécanismes

Les neutrons du laboratoire ont une gamme en énergie allant de 0,025 eV (thermiques) à plusieurs MeV (rapides). La contribution des neutrons épithermiques, thermiques et rapides a été étudiée pour l'expérience NEMO2 [Ma99].

Les neutrons du laboratoire vont principalement interagir par diffusion élastique, diffusion inélastique, et capture radiative (n,γ). À chaque diffusion inélastique et élastique, les neutrons perdent une fraction d'énergie et sont ralentis. Les diffusions inélastiques donnent lieu à un flux de rayonnement γ dont l'énergie dépend de celle du neutron incident et du noyau cible. Étant donné que l'énergie moyenne des neutrons rapides du laboratoire est de l'ordre de 1 MeV, le rayonnement γ émis par diffusion inélastique sera d'énergie inférieure à 1 MeV. Le ralentissement des neutrons se fait essentiellement par collisions élastiques.

Les réactions de capture (n,γ) ont une section efficace inversement proportionnelle à l'énergie du neutron, par conséquent, la probabilité de ces réactions est plus grande pour les neutrons thermiques que pour les neutrons rapides. Un neutron sera capturé dans un matériau s'il a été thermalisé auparavant. La fraction d'énergie perdue après chaque choc élastique dépend de la masse du noyau cible. Plus la masse atomique du noyau cible est petite, plus vite le neutron est thermalisé. Pour un neutron de 1 MeV, par exemple, il faudra environ 17 chocs pour qu'il soit thermalisé dans l'hydrogène, 94 dans les scintillateurs, 497 dans le fer, 561 dans le cuivre et 1818 dans le plomb. Dans NEMO3, par conséquent, le processus de thermalisation se produira essentiellement dans les scintillateurs plastiques.

Le noyau composé créé par capture radiative se désexcite en émettant des photons dont l'énergie est caractéristique du noyau formé puisqu'elle est égale à l'énergie de séparation du dernier neutron. Les sections efficaces de capture radiative, ainsi que l'énergie maximale du rayonnement γ émis pour différents matériaux constituant le détecteur sont données dans le tableau 6.6. Ces valeurs ne sont données que pour les matériaux présents en assez grande quantité dans le détecteur et ceux pour lesquels la section efficace est conséquente.

Isotopes	$\sigma(n,\gamma)$ (barn)	E_γ maximale (keV)
H	0,328	2223,25
Cu	3,79	7914,5
Fe	2,56	10160,0

Tab. 6.6 : Section efficace de capture radiative (n,γ) et énergie maximale des photons émis pour certains matériaux du détecteur.

Les captures radiatives des neutrons dans l'hydrogène produiront un rayonnement γ de 2,23 MeV. Dans le fer et dans le cuivre, les photons créés ont un spectre en énergie constitué de plusieurs raies. Pour le fer, l'énergie la plus élevée est voisine de 10 MeV et celle de plus grande intensité est de 7,645 MeV (figure 6.10). Pour les captures dans le cuivre, l'énergie γ émise avec la plus grande probabilité est 7,9 MeV [Gr59]. Par conséquent, les événements dont l'énergie est supérieure à 7,9 MeV seront identifiés comme issus de la capture radiative d'un neutron dans le fer.

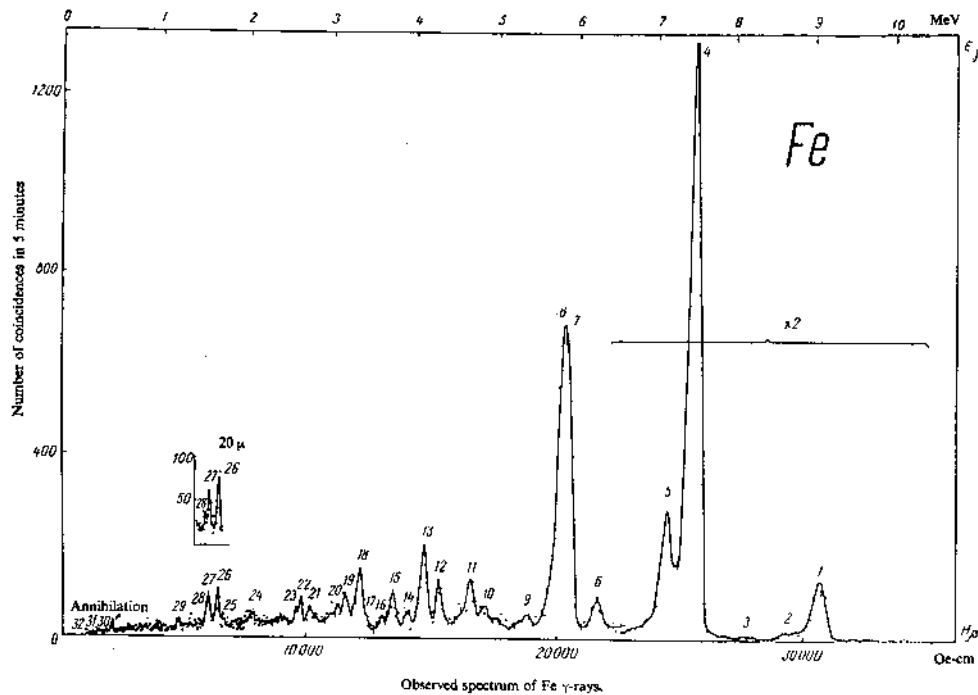


FIG. 6.10 : Spectre en énergie des rayonnements γ émis par capture radiative des neutrons dans le fer naturel [Gr59].

6.3.2 Code de simulations des neutrons : MICAP

Pour traiter les interactions hadroniques, le programme GEANT fait appel au code MICAP (Monte Carlo Ionization Chamber Analysis Program) [Jo88]. Le code MICAP permet de traiter les neutrons de 20 MeV jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{-5} eV, et par conséquent de suivre les neutrons produits dans le LSM. Les rayonnements γ émis par capture sont générés par un code

statistique. Le nombre de photons émis ainsi que leur énergie sont déterminés à partir d'un tirage aléatoire sur les spectres en énergie et les distributions du nombre de rayonnements γ émis par capture. Ce code d'émission statistique induit des variations de plusieurs MeV pour les énergies des photons mais celles-ci n'ont aucune conséquence pour les expériences à très haute énergie. Par contre, dans notre cas où le signal recherché se situe dans une fenêtre en énergie de l'ordre du MeV, ce code n'est pas suffisamment précis pour caractériser correctement l'interaction des neutrons dans NEMO3.

Une librairie GAMLIB a donc été développée au CENBG dans laquelle les photons sont générés en tenant compte des schémas de désexcitation des isotopes et des rapports d'embranchement vers les différents niveaux. Ainsi, le code peut générer correctement le nombre et l'énergie des photons issus des captures radiatives ou inélastiques. Dans les simulations décrites par la suite, le code MICAP appellera directement la librairie GAMLIB pour générer les photons [Ma99].

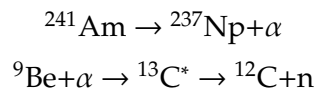
6.4 Composante de bruit de fond sans blindage de fer

Le détecteur était en fonctionnement pendant plusieurs semaines avant l'installation du blindage de fer, permettant ainsi d'étudier la composante de bruit de fond γ et neutrons. Une source de neutrons a aussi été utilisée pour caractériser la réponse du détecteur aux neutrons, mesurer les facteurs d'atténuation des blindages et tester les simulations.

6.4.1 Réponse du détecteur à une source de neutrons

Source AmBe

Des données ont été prises avec une source émettrice de neutrons composée d'Américium 241 et de Béryllium 9. Les noyaux ^{241}Am sont des émetteurs de particules α qui interagissent avec le ^9Be par réaction (α, n) . Le schéma de la réaction s'écrit :



L'énergie disponible de la réaction $^9\text{Be} + \alpha$ est de 5,637 MeV, ainsi le niveau alimenté du ^{12}C de plus haute énergie est celui de 10,844 MeV. La figure 6.11 donne le schéma simplifié de la réaction $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. Selon l'énergie du neutron émis, l'état fondamental ou les états excités du ^{12}C peuvent être atteints. Les photons émis par la source sont principalement ceux d'énergie 4,43 MeV, en effet la contribution de l'état à 7,7 MeV est inférieure car la probabilité de l'atteindre est bien plus faible.

Le spectre en énergie des neutrons émis par une source AmBe est donné sur la figure 6.12. Ce spectre a été mesuré mais la remontée à basse énergie (en pointillé) résulte d'une estimation obtenue par le calcul [Ge64].

Résultats

Une première source AmBe avec un flux de 6000 neutrons/s a été installée près du détecteur. Le spectre en énergie des événements (e,e) (interne et externe) en présence de la source, superposé avec le spectre de bruit de fond, est donné sur la figure 6.13. Sur ce spectre, on remarque la présence d'événements à une énergie supérieure à 7 MeV qui sont caractéristiques de captures neutroniques dans le fer et dans le cuivre. Les événements d'énergie supérieure à 7,9 MeV sont issus des captures

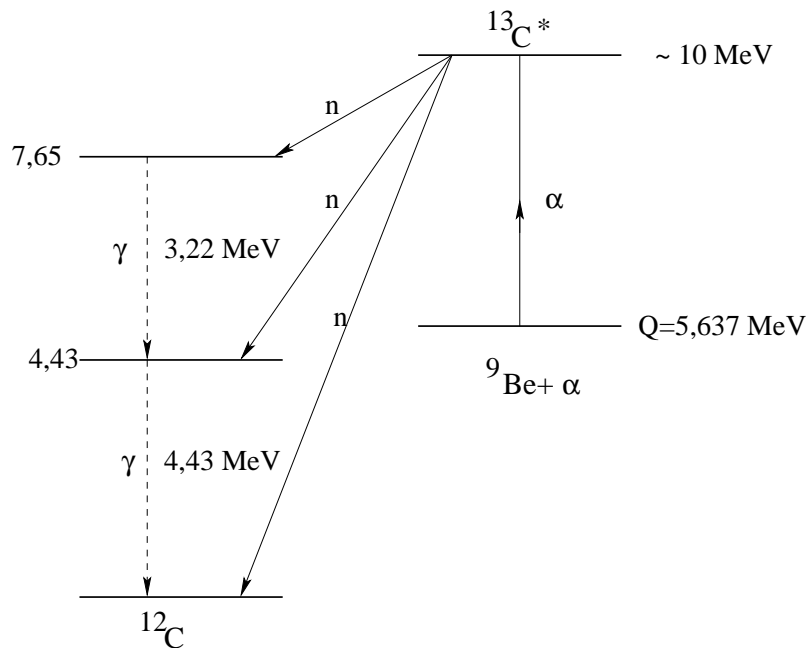


FIG. 6.11 : Schéma simplifié de la réaction ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$.

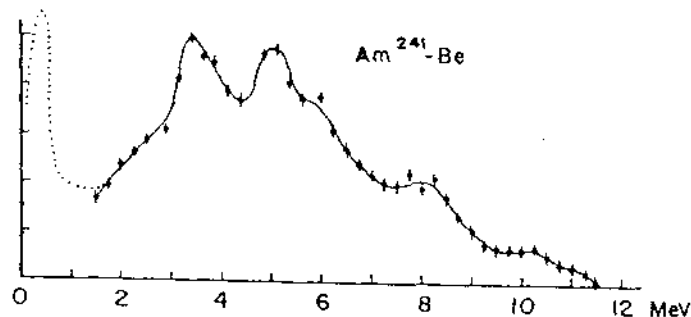


FIG. 6.12 : Spectre en énergie des neutrons d'une source AmBe [Ge64].

dans le fer. Aux alentours de 2 MeV, on trouve la contribution des contaminations en ${}^{208}\text{Tl}$, ${}^{40}\text{K}$ et aussi des captures des neutrons dans l'hydrogène. Ainsi, on retrouve bien les lieux de capture des neutrons dans le détecteur qui sont les scintillateurs, la structure en cuivre du détecteur et les plaques de fer maintenant les scintillateurs des pétales. Le front Compton à l'énergie 4 MeV provient de l'interaction du rayonnement γ de 4,43 MeV du ${}^{12}\text{C}$.

Une deuxième source AmBe d'activité 100 mCi avec un taux d'émission de $2,2 \cdot 10^5$ neutrons/seconde a été utilisée. Des données ont été prises avec la source positionnée à 74 cm au dessus du pétale haut et au centre du détecteur. La source a ensuite été installée à 80 cm en face du milieu du mur externe, entre les secteurs 15 et 16. Ce sont les données avec cette dernière position que nous étudierons car elles ont été réalisées à 20, 25, 30 et 35 Gauss.

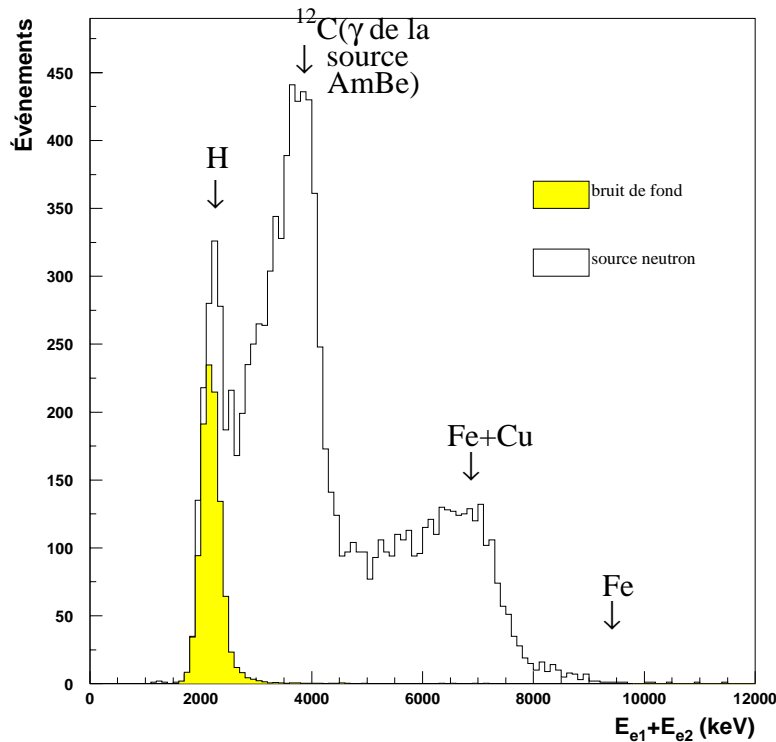


FIG. 6.13 : Spectre en énergie des événements $(e)_{\text{trav}}$ pris en présence de la source neutron superposé au spectre de bruit de fond sans le blindage de fer. On voit apparaître les rayonnements γ caractéristiques des captures radiatives des neutrons dans l'hydrogène, le fer et le cuivre, et le rayonnement γ de 4,43 MeV de la source AmBe.

Comparaison avec les simulations

Le spectre des neutrons de la source AmBe (figure 6.12) a été simulé en plaçant la source en face du mur externe du détecteur dans la position identique à celle des prises de données. Le rayonnement γ de 4,43 MeV émis par le ^{12}C a aussi été simulé. Ne connaissant pas exactement la quantité de rayonnement γ émis par la source, on a supposé que le flux de neutrons était supérieur d'un facteur 2 à celui du rayonnement γ . Ce facteur correspond à l'ordre de grandeur général, mais il peut varier d'une source à une autre.

Sur la figure 6.14, on a superposé les spectres des événements $(e)_{\text{trav}}(n\gamma)$ pris par le détecteur, issus des simulations des neutrons de la source, et des simulations du rayonnement γ de 4,43 MeV. Le seuil haut choisi lors de la prise de données (400 mV soit 1,6 MeV) ne nous permet pas d'observer les captures des neutrons dans l'hydrogène. Par contre, à une énergie supérieure à 2 MeV, on trouve que les spectres acquis et simulés sont en très bon accord pour le rayonnement γ de 4,43 MeV et pour les événements à plus haute énergie caractéristiques des captures des neutrons dans le fer et le cuivre. Les constantes d'étalonnage en énergie utilisées n'étaient pas corrigées par les données laser ce qui explique le léger décalage en énergie entre les spectres. De plus, au dessus de 5 MeV, les compteurs ne sont plus tout à fait linéaires en énergie, et l'étalonnage doit donc être

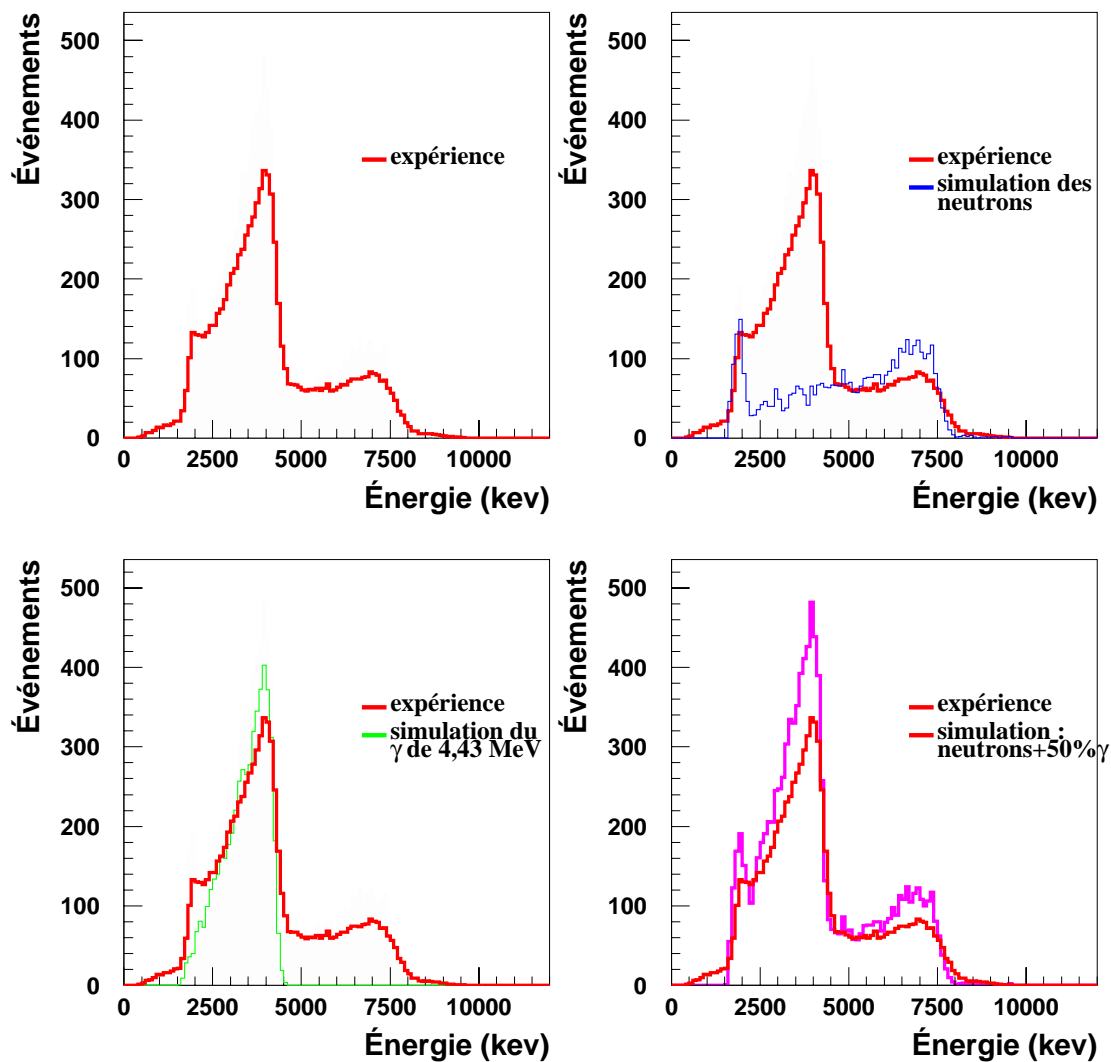


FIG. 6.14 : Spectres en énergie des événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) en présence d'une source de neutrons AmBe. Spectre expérimental, superposition des spectres expérimental et simulés : neutrons, rayonnement γ de 4,43 MeV, et neutrons + 50% rayonnement γ de 4,43 MeV. Les spectres sont normalisés à 8 minutes.

corrigé, ce qui n'a pas pu être fait ici, la mesure de linéarité n'étant pas encore réalisée.

Les erreurs données sont statistiques. Sur cette erreur, il faudrait rajouter l'erreur sur les sections efficaces de capture (n,γ), sur l'activité de la source (connue avec une précision de 10%), il faudrait aussi tenir compte de la capsule contenant la source et de l'environnement du détecteur.

Le nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$), d'énergie supérieure à 2,75 MeV, générés par les simulations est supérieur d'un facteur ($1,20 \pm 0,02$) à celui déterminé expérimentalement. Le flux de rayonnement γ de 4,43 MeV de la source n'étant pas connu avec précision, nous avons comparé les simulations neutrons avec les prises de données dans le canal ($e_{\text{trav}}n\gamma$) pour ces mêmes

événements mais pour une énergie supérieure à 5 MeV ; un facteur $(1,21 \pm 0,02)$ a également été trouvé.

Pour comparer les simulations avec les données expérimentales, on a aussi regardé de quelle façon se répartissaient les électrons traversant dans les canaux $(e_{\text{trav}}n\gamma)$ (tableau 6.7).

	(e_{trav})	$(e_{\text{trav}}\gamma)$	$(e_{\text{trav}}2\gamma)$	$(e_{\text{trav}}3\gamma)$
expérience	27%	33%	25%	15%
simulations	29%	33%	25%	13%

TAB. 6.7 : Répartition des électrons traversant dans les canaux $(e_{\text{trav}}n\gamma)$ pour une énergie supérieure à 5 MeV pour 100 événements déterminée par les prises de données et les simulations avec la source AmBe.

La même comparaison est faite pour les événements internes (tableau 6.8). Les proportions sont données pour un champ de 25 G et pour des événements d'énergie supérieure à 5 MeV pour ne comparer que la simulation des neutrons. On trouve les mêmes résultats pour des énergies supérieures à 2,75 MeV et dans la fenêtre en énergie [2,75-3,2] MeV.

	(ee)	$(ee\gamma)$	$(ee2\gamma)$	$(ee3\gamma)$
expérience	25%	32%	27%	16%
simulations	18%	33%	30%	19%

TAB. 6.8 : Répartition de 100 événements internes dans les canaux $(ee\gamma)_{\text{int}}$ pour une énergie supérieure à 5 MeV déterminée par les prises de données et les simulations avec la source AmBe.

L'allure, la surface des spectres expérimentaux et simulés ainsi que la répartition des événements externes dans les différents canaux d'analyse sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux sur les différents domaines d'énergie.

6.4.2 Bruit de fond sans blindage de fer

Les prises de données $\beta\beta$ sans blindage de fer ont été réalisées avec un champ magnétique de 30 Gauss et nous disposons d'un temps d'acquisition de l'ordre de 77 heures. L'analyse montre que les événements sont en majorité de type externe, leur proportion dans les canaux $(e_{\text{trav}}n\gamma)$ (tableau 6.9) est en très bon accord avec les simulations décrites précédemment (tableau 6.4). Nous ne retrouvons pas, par contre, le résultat avec la source AmBe (tableau 6.7), mais les énergies et les flux incidents sont différents.

Pour comparer les résultats expérimentaux avec les simulations, il a fallu simuler le rayonnement γ , le flux des neutrons thermiques, épithermiques et rapides du laboratoire. De cette façon, on a pu estimer chaque contribution au bruit de fond de haute énergie.

Le rayonnement γ simulé est celui décrit au paragraphe 6.2.1, le flux pris en compte est $(3,2 \pm 0,9)10^{-6} \gamma/\text{s}/\text{cm}^2$, celui des neutrons thermiques du laboratoire est $(1,6 \pm 0,1)10^{-6} \text{ n}/\text{s}/\text{cm}^2$. Le

e_{trav}	$e_{\text{trav}\gamma}$	$e_{\text{trav}2\gamma}$	$e_{\text{trav}3\gamma}$
43%	34%	16%	7%

TAB. 6.9 : Répartition de 100 événements externes dans les canaux ($e_{\text{trav}n\gamma}$) pour les prises de données sans blindage de fer. $E > 2750$ keV.

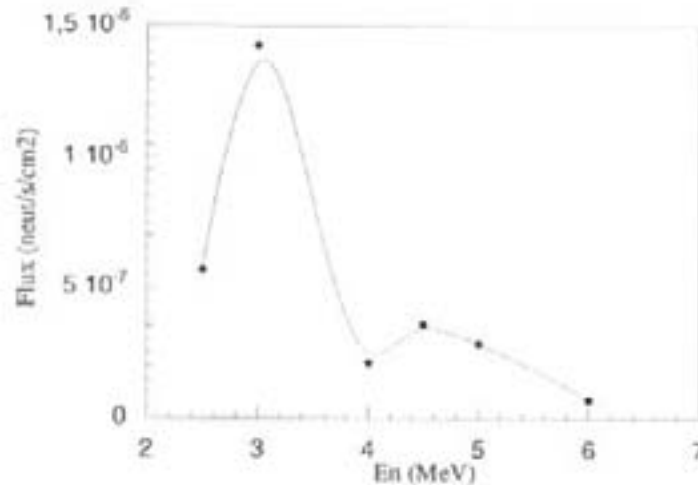


FIG. 6.15 : Spectre en énergie des neutrons rapides mesurés dans le LSM [Ch96].

le spectre en énergie des neutrons rapides a été mesuré (figure 6.15), et le flux utilisé est $(4 \pm 1)10^{-6}$ n/s/cm².

Le flux et le spectre en énergie des neutrons épithermiques sont beaucoup moins bien connus, on a supposé que le flux était identique à celui des neutrons thermiques. Pour le spectre en énergie, on a simulé les neutrons à des énergies discrètes : 10^{-6} MeV, 0,001 MeV, 0,1 MeV et 0,5 MeV, et on a supposé une contribution identique de chacune de ces énergies au flux des neutrons épithermiques.

Pour s'affranchir du bruit de fond externe issu des contaminations en radioactivité naturelle des PMs, on a comparé le nombre d'événements électron traversant ayant une énergie supérieure à 3,2 MeV. Pour chaque simulation et pour l'expérience, on a calculé le nombre d'événements dans les canaux ($e_{\text{trav}n\gamma}$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV générés en 1 heure (tableau 6.10).

Si on fait la somme de chaque contribution déterminée par les simulations, on trouve $(2,05 \pm 0,25)$ événements ($e_{\text{trav}n\gamma}$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV créés par heure, ce qui est en très bon accord avec le résultat expérimental qui est $(2,19 \pm 0,17)$ événements par heure.

Le nombre d'événements ($e_{\text{trav}n\gamma}$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV généré par les neutrons d'énergie comprise entre [1eV-10 MeV] sur 50 jours est donné sur la figure 6.16. On remarque que le nombre d'événements ($e_{\text{trav}n\gamma}$) généré est plus grand lorsque l'énergie des neutrons est plus faible. En effet, en traversant le détecteur, les neutrons de plus grande énergie ne vont pas rencontrer assez de matière pour se thermaliser et ne seront pas capturés. Le flux des neutrons rapides étant plus élevé, leur contribution est du même ordre de grandeur que celle des neutrons thermiques et épithermiques. Étant donné qu'il n'y a pas de blindage de fer, les neutrons thermalisés dans le

	Événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) $E > 3,2$ MeV générés en 1 heure
résultat expérimental	$2,19 \pm 0,17$
simulations :	
rayonnement γ du laboratoire	$(0,20 \pm 0,05)$
neutrons thermiques	$(0,50 \pm 0,05)$
neutrons épithermiques	$(0,8 \pm 0,2)$
neutrons rapides	$(0,55 \pm 0,15)$
total simulations	$(2,05 \pm 0,25)$

TAB. 6.10 : Nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV généré en 1 heure déterminé par les prises de données réelles et les différentes simulations. La contribution des neutrons épithermiques résulte d'une hypothèse sur leur spectre en énergie.

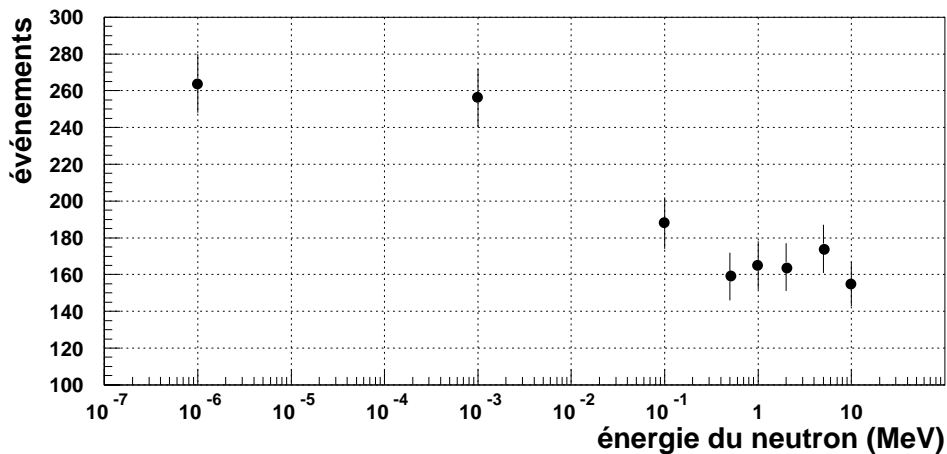


FIG. 6.16 : Nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV généré par les neutrons d'énergie comprise entre [1eV-10 MeV] sur 50 jours.

cuire ou le fer vont pouvoir s'échapper avant d'être capturés.

6.5 Composante de bruit de fond avec blindage de fer

6.5.1 Introduction

Le blindage de fer du détecteur réduit fortement la composante γ du laboratoire. La comparaison entre les 2 mesures montre un facteur de réduction égal à 3 sur le nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV. Les résultats expérimentaux avec blindage doivent aussi être comparés avec les simulations de façon à connaître les contributions du rayonnement γ du la-

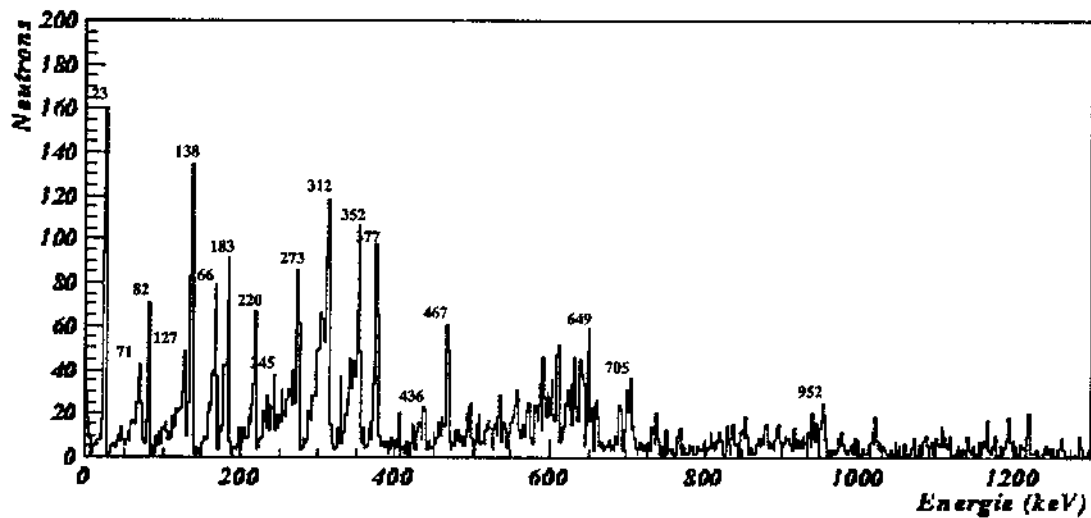


FIG. 6.17 : Spectre en énergie des neutrons de fission ayant traversé 20 cm de fer.

boratoire, des neutrons thermiques, épithermiques et rapides au bruit de fond. Des simulations ont montré que pour 1000 neutrons thermiques entrant dans le blindage de fer, 1,2 photons d'énergie supérieure à 2,8 MeV sont détectés après traversée des 20 cm de fer [Ma99].

Le comportement des neutrons thermiques et épithermiques a été étudié pour le détecteur NEMO2 : les neutrons de plus basse énergie (inférieure à 1 MeV) vont subir différentes diffusions et seront capturés dans les premiers centimètres de fer, le rayonnement γ émis aura une faible probabilité d'atteindre le détecteur.

Le fer 56 (présent à 91,2% dans le fer naturel) contient de nombreuses « anti-résonances » de la section efficace de capture (n,γ), c'est-à-dire que la section efficace chute rapidement pour certaines énergies. Les neutrons rapides (dont l'énergie est supérieure à 1 MeV) traversant le blindage vont rapidement atteindre une énergie de quelques centaines de keV, région dans laquelle se trouvent les « anti-résonances », et à partir de cette énergie, le fer va devenir « transparent » aux neutrons. Le spectre en énergie des neutrons rapides ayant traversé le blindage est constitué de raies correspondant aux anti-résonances de la section efficace du fer. Quelque soit les énergies des neutrons rapides incidents, la distribution en énergie après traversée du blindage de fer sera identique, représentant ainsi l'effet de « filtre en énergie » du fer (figure 6.17).

Le fer a aussi des anti-résonances entre 0,1 eV et 1 MeV (soit le domaine en énergie des neutrons épithermiques), mais les simulations [Ma99] ont montré que la contribution des neutrons épithermiques était au moins 3,5 fois plus faible que celle des neutrons rapides.

Par conséquent, il semble que les neutrons rapides soient la principale source de bruit de fond.

6.5.2 Résultats et simulations des données avec une source AmBe

Des prises de données avec la source AmBe d'activité $2,2 \cdot 10^5$ neutrons par seconde ont aussi été réalisées en présence du blindage de fer. La source a été installée à des positions similaires à celles choisies lors des acquisitions sans blindage, de façon à pouvoir comparer les données. Les résultats présentés sont ceux pour lesquels la source était sur le côté du détecteur entre 2 secteurs,

au milieu du mur externe. La figure 6.18 montre les spectres en énergie des événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) issus de l'acquisition et des simulations normalisés à 5 minutes.

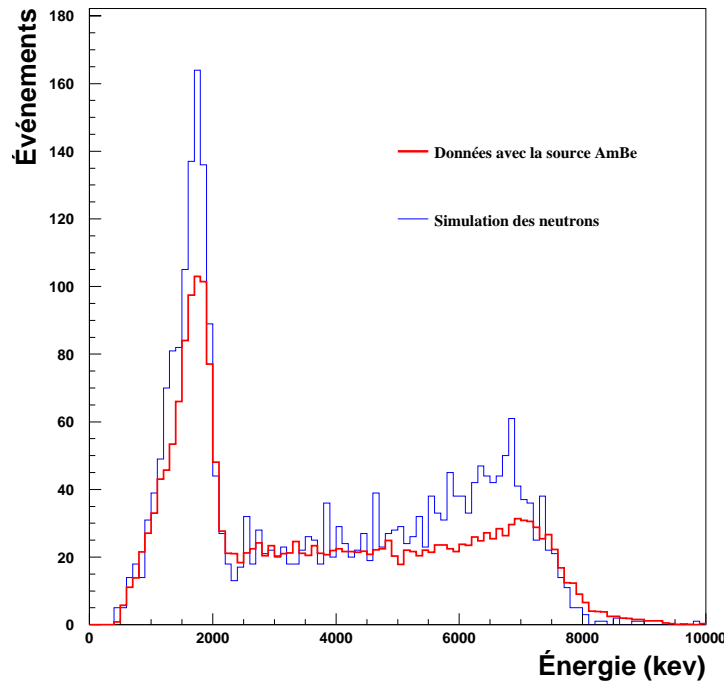


FIG. 6.18 : Superposition des spectres en énergie des événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) obtenus par les simulations et les données expérimentales prises en présence de la source AmBe avec le blindage de fer et normalisés à 5 minutes.

On remarque qu'il n'y a plus la contribution du rayonnement γ de 4,43 MeV de la source AmBe, en effet celui-ci a été arrêté par le blindage de fer. En comparant le nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) pour différentes gamme d'énergie (tout le spectre, $E > 2,75$ MeV, $E > 5$ MeV), nous trouvons que la simulation surestime d'un facteur ($1,23 \pm 0,03$) ce nombre par rapport aux données expérimentales. Ce facteur est très bon, nous retrouvons une différence de 20% comme précédemment.

Le canal d'analyse le plus sensible aux neutrons est celui des électrons traversant, mais il faut aussi étudier le canal des événements internes de façon à en déduire le bruit de fond. Les spectres expérimental et simulé des paires ($e^+e^-n\gamma$) ont été superposés sur la figure 6.19. Ces événements sont créés avec une statistique bien inférieure à celle des électrons traversant. En comparant le nombre de paires ($e^+e^-n\gamma$) créées entre la simulation et l'expérience, nous trouvons un facteur ($0,96 \pm 0,10$). La répartition des paires dans les canaux d'analyse est en très bon accord entre la simulation et l'expérience.

Par conséquent, les simulations de la source AmBe avec et sans le blindage de fer ont montré un bon accord avec les résultats expérimentaux. Ainsi, la simulation des neutrons peut être utilisée avec confiance pour déterminer la contribution des neutrons au bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ pour le détecteur NEMO3.

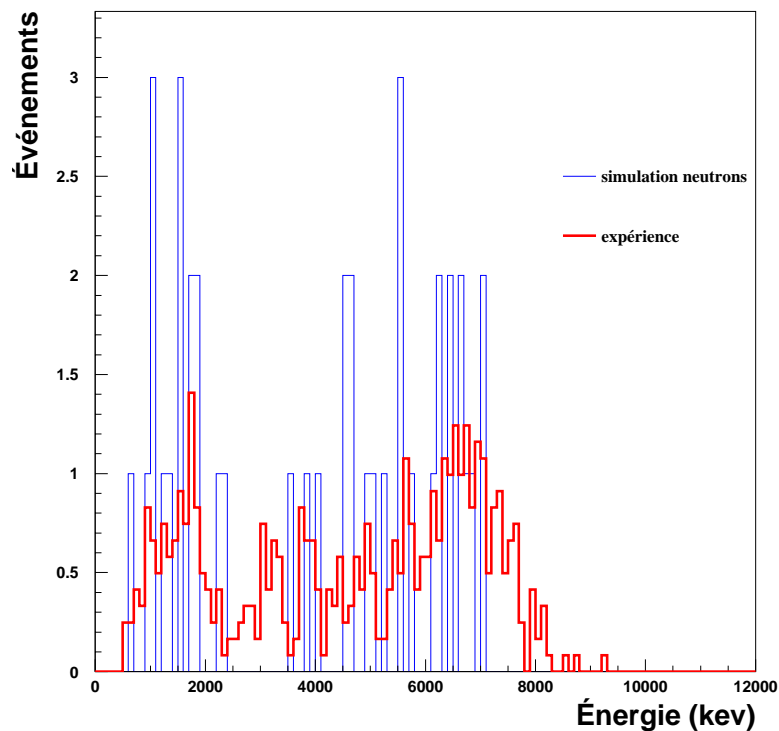


FIG. 6.19 : Superposition des spectres expérimental et simulé en énergie des paires ($e^+e^-n\gamma$). Les spectres sont normalisés au temps de simulation correspondant à 5 minutes de prise de données avec la source AmBe.

6.5.3 Prise de données du bruit de fond

Nous disposons d'une statistique de 110 heures de données de bruit de fond acquises avec le blindage de fer. Le spectre en énergie des événements électrons traversant ($e_{\text{trav}}n\gamma$) est donné sur la figure 6.20. Les événements d'énergie supérieure à 4 MeV sont caractéristiques de l'interaction des neutrons, au dessous de 4 MeV les événements sont essentiellement dus à la radioactivité naturelle : ^{40}K , ^{208}Tl et ^{214}Bi . Il peut y avoir aussi une contribution des captures des neutrons dans l'hydrogène aux alentours de 2,2 MeV, mais cette zone du spectre est dominée par le rayonnement γ de 2,6 MeV du ^{208}Tl .

En 110 heures de prise de données, aucun événement $(ee)_{\text{int}}$ d'énergie supérieure à 2,6 MeV n'a été détecté. Les spectres en énergie des événements $(e^-e^-)_{\text{int}}$ et $(e^+e^-)_{\text{int}}$ sont donnés sur la figure 6.21. Les événements $(e^-e^-)_{\text{int}}$ d'énergie inférieure à 2,6 MeV sont en grande partie dû à la décroissance $\beta\beta 2\nu$. Les paires $(e^+e^-)_{\text{int}}$ d'énergie inférieure à 2,6 MeV sont certainement des événements $(e^-e^-)_{\text{int}}$ pour lesquels la courbure d'une des traces a été mal identifiée par le champ magnétique. On sait, en effet, que l'erreur induite par le champ magnétique sur la détermination du signe de la trajectoire est de l'ordre de 6% (tableau 6.2).

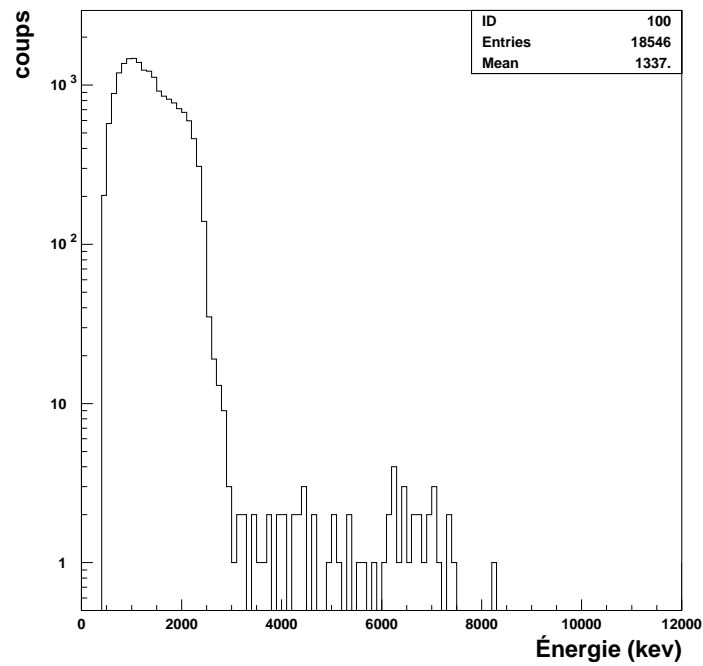


FIG. 6.20 : Spectre en énergie des événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) avec le blindage de fer pour un temps d'acquisition de 110 heures.

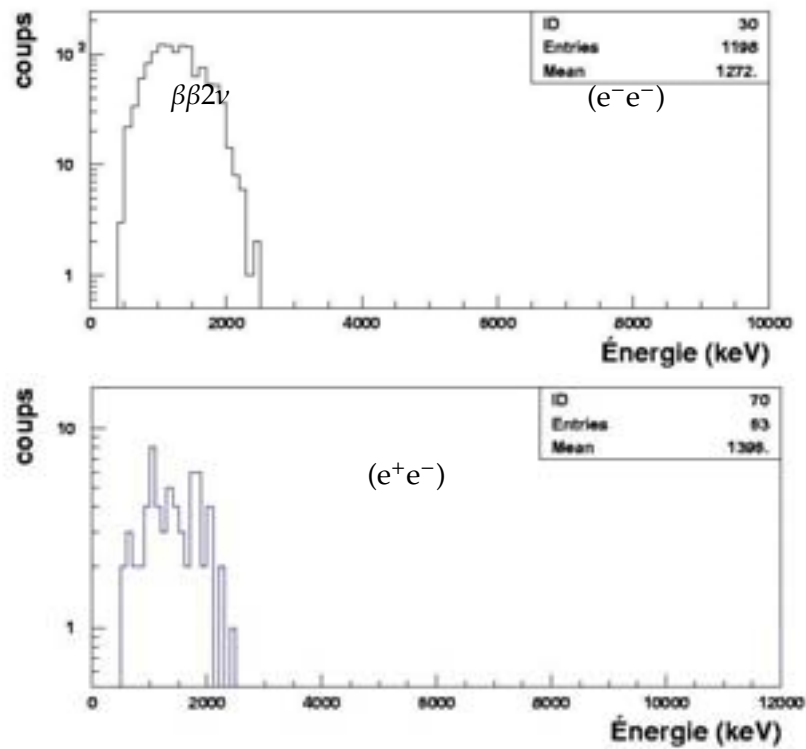


FIG. 6.21 : Spectres en énergie des événements $(e^-e^-)_{\text{int}}$ et $(e^+e^-)_{\text{int}}$ acquis en 110 heures de prise de données avec le blindage de fer.

6.5.4 Simulations

Comme pour l'étude de la composante de bruit de fond sans blindage de fer, on a simulé le rayonnement γ du laboratoire, les neutrons thermiques, épithermiques et rapides sur le blindage. Les mêmes hypothèses que celles décrites pour les simulations sans blindage ont été faites sur le flux et le spectre en énergie des neutrons épithermiques. Le nombre d'événements ($e_{\text{trav},n\gamma}$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV généré est donné dans le tableau 6.11.

	Événements ($e_{\text{trav},n\gamma}$) $E > 3,2$ MeV générés en 1 heure
résultat expérimental	$0,68 \pm 0,08$
simulation :	
rayonnement γ du laboratoire	$(1,7 \pm 0,7) 10^{-4}$
neutrons thermiques	$(5,1 \pm 0,3) 10^{-3}$
neutrons épithermiques	$(0,25 \pm 0,05)$
neutrons rapides	$(0,5 \pm 0,1)$
total des simulations	$(0,75 \pm 0,11)$

TAB. 6.11 : Nombre d'événements ($e_{\text{trav},n\gamma}$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV pour 1 heure déterminé par les prises de données et les différentes simulations avec blindage de fer. La contribution des neutrons épithermiques résulte d'une hypothèse sur leur spectre en énergie.

Comme montré dans l'expérience NEMO2, la contribution des neutrons rapides est la plus importante. En sommant les résultats des simulations, on trouve $(0,75 \pm 0,11)$ événements ($e_{\text{trav},n\gamma}$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV créé en 1 heure ce qui est en très bon accord avec le résultat expérimental $((0,68 \pm 0,08)/h)$.

De la même façon que pour les simulations sans blindage de fer, la figure 6.22 indique le nombre d'événements ($e_{\text{trav},n\gamma}$) d'énergie supérieure à 3,2 MeV généré par les neutrons d'énergie comprise entre [1eV-10 MeV] sur 50 jours. On peut noter que le nombre d'événements générés est d'autant plus important que l'énergie du neutron est grande. Les neutrons épithermiques apportant une contribution sont ceux dont l'énergie se rapproche de celle des neutrons rapides. La contribution des neutrons thermiques et du rayonnement γ à la génération d'événements ($e_{\text{trav},n\gamma}$) est respectivement de 0,36% et 0,016% en présence d'un blindage de 18 cm de fer.

Si on compare la répartition des événements à un électron traversant dans les canaux ($e_{\text{trav},n\gamma}$) (tableau 6.12) entre les résultats expérimentaux et les simulations des neutrons rapides, on trouve un très bon accord. De plus, la répartition est identique à celle trouvée en présence de la source AmBe, mais différente du bruit de fond sans blindage confirmant ainsi que le fond est lié aux neutrons.

En l'absence du blindage de fer, la proportion de captures (n,γ) dans chaque matériaux, et les interactions des neutrons sont différentes.

Sur la quantité de neutrons atteignant le blindage de fer, 78% vont repartir vers le laboratoire après avoir diffusé dans le blindage. Environ 2% des neutrons rapides vont être capturés dans le blindage et 20% vont le traverser et atteindre le détecteur. Un tiers de ces neutrons dont l'énergie correspond aux anti-résonances du fer va traverser de nouveau le blindage et quitter le détecteur.

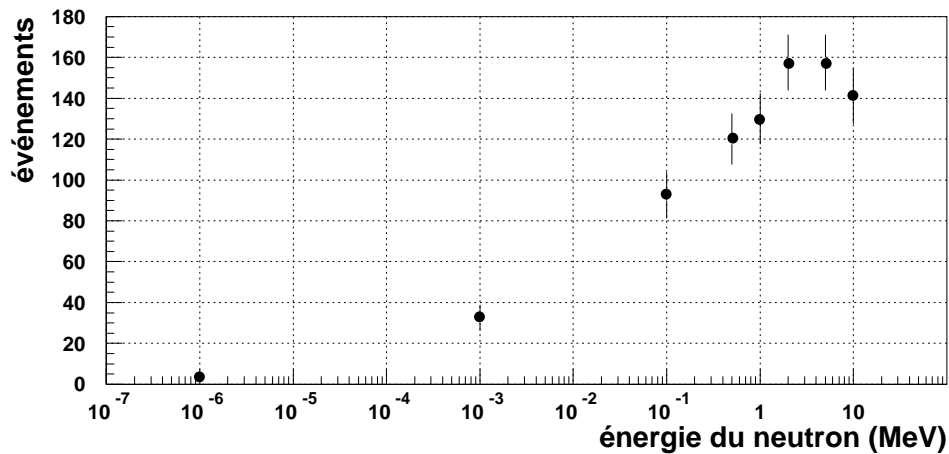


FIG. 6.22 : Nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) d'énergie supérieure 3,2 MeV généré par les neutrons d'énergie comprise entre [1eV-10 MeV] sur 50 jours.

	e_{trav}	$e_{\text{trav}}\gamma$	$e_{\text{trav}}2\gamma$	$e_{\text{trav}}3\gamma$
expérience	29%	31%	24%	16%
simulations	29%	33%	25%	13%

TAB. 6.12 : Répartition des événements de type externe dans les canaux ($e_{\text{trav}}n\gamma$) lors des prises de données de bruit de fond avec le blindage de fer pour une énergie supérieure à 2,750 MeV.

Les neutrons restant vont ensuite subir une série de diffusions puis vont se thermaliser et être capturés dans les matériaux du détecteur. Les lieux de capture des neutrons, une fois à l'intérieur du détecteur, sont essentiellement les scintillateurs (47%), la structure en cuivre du détecteur (28%), les plaques en fer maintenant les scintillateurs des pétales (12%) et enfin les faces internes du blindage de fer (13%).

6.5.5 Conclusions

Toutes les comparaisons précédentes montrent que nos simulations du rayonnement γ et des neutrons décrivent bien les résultats expérimentaux. En effet, le nombre d'événements générés ainsi que leur répartition dans les canaux d'analyse présentent un bon accord.

Ceci peut nous permettre dans un premier temps de donner une estimation des facteurs d'atténuation du blindage de fer.

En comparant le nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) générés en 1 heure par les simulations sans puis avec le blindage de fer, on trouve les facteurs d'atténuation suivant :

- 1200 pour le rayonnement γ ;

– 100 pour les neutrons thermiques.

Pour les neutrons rapides, le nombre d'événements ($e_{\text{trav}}n\gamma$) générés est le même avec et sans le blindage de fer. On voit ainsi que le fer est bien « transparent » aux neutrons rapides, et ce sont eux qui vont être la source de bruit de fond.

Le flux de neutrons rapides du laboratoire a été simulé sur le détecteur NEMO3 (avec son blindage et un champ magnétique de 25 G) sur une durée de 9 ans. Le nombre d'événements générés en une année dans les canaux $(e^-e^-n\gamma)_{\text{int}}$, $(e^-e^-)_{\text{int}}$, $(e^+e^-n\gamma)_{\text{int}}$, $(e^+e^-)_{\text{int}}$ pour une énergie supérieure à 2,75 MeV et dans l'intervalle en énergie [2,75-3,2] MeV est donné dans le tableau 6.13. Pour ces événements, les électrons sont uniquement détectés sur les murs, et chaque électron satisfait la condition $q=-1$.

	$E > 2,75$ MeV	$E \in [2,75-3,2]$ MeV
$(e^-e^-n\gamma)_{\text{int}}$	$(9,1 \pm 2,5)$	$(0,8^{+0,7}_{-0,4})$
$(e^-e^-)_{\text{int}}$	$(2,7 \pm 0,9)$	$(0,2^{+0,4}_{-0,2})$
$(e^+e^-n\gamma)_{\text{int}}$	(52 ± 13)	$(2,9 \pm 0,9)$
$(e^+e^-)_{\text{int}}$	$(7,4 \pm 2,1)$	$(0,7^{+0,6}_{-0,5})$

TAB. 6.13 : Nombre d'événements $(ee)_{\text{int}}$ et $(een\gamma)_{\text{int}}$ attendus en 1 an avec le blindage de fer de 18 cm et un champ magnétique de 25 G.

Ce résultat montre qu'en présence du blindage de fer et du champ magnétique, il persiste $(0,2^{+0,4}_{-0,2})$ événement/an pouvant simuler le signal $\beta\beta 0\nu$. Pour éliminer totalement la composante de bruit de fond externe, un blindage neutron a été prévu. Ce blindage doit permettre de réduire à 0 le nombre d'événements $(e^-e^-)_{\text{int}}$ et $(e^+e^-)_{\text{int}}$ au-delà de 2,75 MeV. Il est actuellement en cours d'installation au LSM.

6.6 Bruit de fond avec le blindage neutron

Les comparaisons simulation-expérience ont montré un très bon accord. Par conséquent nous pouvons avoir confiance dans le résultat de la simulation donnant le nombre d'événements de bruit de fond au-delà de 2,75 MeV en présence du blindage de fer et du champ magnétique, soit $(2,7 \pm 0,9)$ événements par an. Le blindage neutron que nous utiliserons doit donc permettre de réduire ce nombre à 0 événement en 5 ans.

Pour diminuer le flux de neutrons, les matériaux généralement utilisés sont formés d'éléments légers comme l'hydrogène qui permettent de ralentir les neutrons et donc de favoriser leur capture. On peut aussi rajouter du bore pour que les neutrons soient capturés plus rapidement.

Le blindage neutron de NEMO3 est constitué de 30 cm d'eau sur le mur externe, et de 28 cm de bois sur chaque pétale. Des simulations pour connaître les facteurs d'atténuation du flux de neutrons pour différentes épaisseurs de paraffine et pour plusieurs énergies de neutrons ont été réalisées (figure 6.23). La composition de l'eau est similaire à celle de la paraffine, par conséquent le blindage constitué de 30 cm d'eau est équivalent à 30 cm de paraffine. L'énergie moyenne des

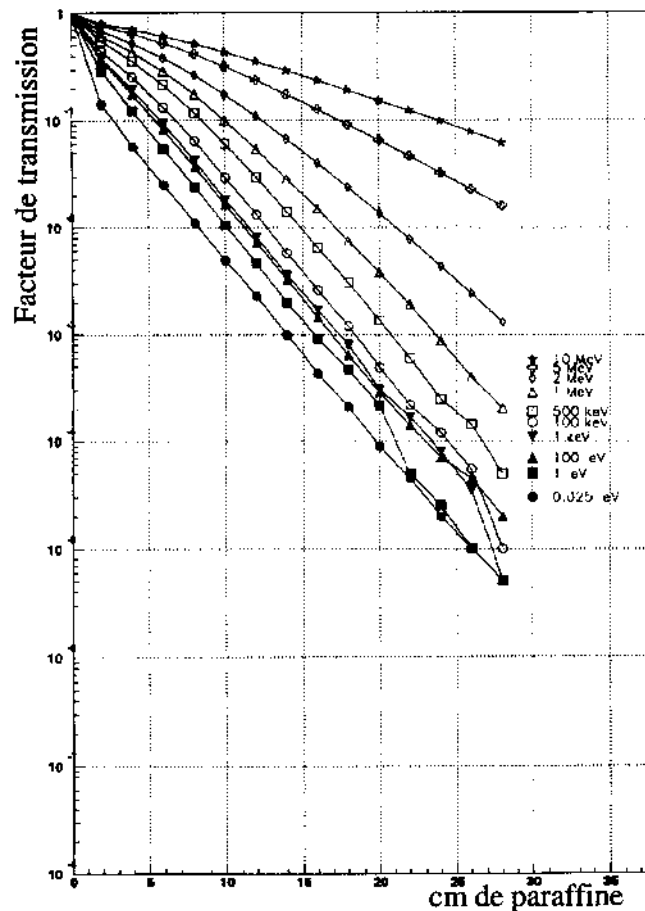


FIG. 6.23 : Facteur de transmission du flux de neutrons en fonction de l'épaisseur de paraffine pour différentes énergies des neutrons déterminé par les simulations [Pi98].

neutrons rapides du laboratoire étant de 3 MeV, nous pouvons en déduire à partir de la figure 6.23, que les 30 cm d'eau permettent d'obtenir un facteur d'atténuation de l'ordre de 100.

La composition du bois est quant-à-elle un peu moins bien connue. Un protocole expérimental a été réalisé à Prague [St02] testant plusieurs blindages neutron à l'aide d'une source de ^{252}Cf . Le même bois utilisé pour le blindage de NEMO3 a aussi été testé, et à partir de leur résultat, on peut en déduire qu'un blindage constitué de 28 cm de bois est environ équivalent à 15 cm de paraffine, ce qui implique un facteur d'atténuation de l'ordre de 20.

Les quantités de bois et d'eau comme blindage sont à peu près équivalentes, et en pondérant les deux facteurs, on peut s'attendre à un facteur d'atténuation de l'ordre de 70 sur le flux de neutrons. Ce facteur permettrait certainement d'atteindre les objectifs espérés, soit 0 événement de bruit de fond d'origine externe à la source en 5 ans.

Une fois le blindage neutron installé, une série de prises de données en présence de la source AmBe sera réalisée. Ces données seront comparées aux simulations, et de cette façon le facteur d'atténuation réel du blindage pourra être déduit. La simulation du bois présente des difficultés,

puisque sa composition n'est pas connue exactement, l'expérience réalisée à Prague devra donc être simulée pour ajuster sa composition. De plus, l'air du LSM étant très sec, la densité du bois peut évoluer au cours du temps, ce qui devra être contrôlé.

6.7 Optimisation du champ magnétique

Les résultats précédents montrent que les simulations des neutrons sont en bon accord avec les données expérimentales. La comparaison simulation-expérience réalisée pour le processus $\beta\beta 2\nu$ montre aussi une bonne concordance [Ar02]. Par conséquent, l'estimation du bruit de fond externe dû aux neutrons, et la simulation du processus $\beta\beta 0\nu$ peuvent être utilisées avec confiance.

L'optimisation de la valeur du champ magnétique résulte d'un compromis entre efficacité de rejet des paires (e^+e^-) pour réduire le bruit de fond et efficacité de détection du signal de décroissance $\beta\beta 0\nu$. Ces 2 efficacités ont été étudiées pour différentes valeurs du champ magnétique afin de déterminer une valeur optimale du champ à appliquer.

6.7.1 Efficacité de discrimination des paires (e^+e^-)

Le champ magnétique en courbant les trajectoires des particules chargées permet de discriminer les événements. L'efficacité n'est pas totale puisqu'on a vu, dans le tableau 6.2, que 5% des événements $(e^-e^-)_{\text{int}}$ étaient confondus avec des paires $(e^+e^-)_{\text{int}}$ à 25 G.

Les électrons traversant le détecteur sont, quant à eux, très bien différenciés des événements $(ee)_{\text{int}}$ par la sélection sur le temps de vol. De plus, le produit des charges des 2 traces d'un électron traversant doit être égal à -1 (figure 6.8). Par conséquent, pour déterminer l'efficacité du champ, nous avons étudié la proportion d'événements (e_{trav}) pour lesquels le produit des charges des 2 traces est effectivement égal à -1.

Les simulations du rayonnement γ autour du détecteur, ainsi que les prises de données avec la source de neutrons ont été réalisées à plusieurs valeurs de champ. Ces données (sans blindage) offrent une large statistique d'événements (e_{trav}) et permettent donc de déterminer avec précision l'efficacité de détection des courbures pour différentes valeurs du champ. Cette efficacité est donnée dans le tableau 6.14, elle est bien entendue croissante avec le champ.

Champ (G)	Efficacité de reconnaissance des charges	
	simulation γ	source neutron
20	89%	91%
25	92%	94%
30	93%	95%
35	-	96%

TAB. 6.14 : Efficacité de détection des charges en fonction de la valeur du champ magnétique déterminée par les simulations de rayonnement γ et par les prises de données avec la source neutron.

Une différence sur les valeurs absolues des efficacités est de l'ordre de 2% entre les simulations du rayonnement γ et les données avec la source de neutrons, mais l'évolution de l'efficacité en fonction du champ est similaire. Cette différence est certainement liée à l'imprécision sur la valeur du champ appliquée. Des premières mesures permettraient de penser que le champ réel

est inférieur de 3 G par rapport à celui estimé, ce qui serait en concordance avec nos résultats. On remarque qu'entre 20 et 25 Gauss, l'efficacité de détection augmente de 3%, mais qu'entre 25 et 30 puis entre 30 et 35, l'augmentation n'est que de 1%.

6.7.2 Efficacité de détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$

La décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo a été simulée pour différentes valeurs du champ magnétique. Le signal $\beta\beta 0\nu$ est reconnu après avoir fait plusieurs sélections qui sont décrites dans le tableau 6.15. Pour chaque coupure effectuée, la nouvelle efficacité de détection (calculée ici pour une simulation à 20 Gauss) est donnée.

coupures	efficacité
2 traces	42%
2 scintillateurs	37%
scintillateurs associés aux traces	32,5%
scintillateurs doivent être différents	32,3%
vertex commun entre les 2 traces (6.3)	29,56%
vertex sur la source de ^{100}Mo	29,55%
au moins 200 keV déposé dans chaque scintillateur	29,23%
hypothèse interne sur le temps de vol (6.2)	29,20%
$E \in [2750-3200]$ keV	15%
$P(\chi^2)$ sur les traces chargées (6.5)	12,8%

TAB. 6.15 : Coupures réalisées pour déterminer l'efficacité de détection du signal $\beta\beta 0\nu$. À chaque nouvelle sélection, on donne l'efficacité correspondante.

Avant reconstruction des traces, 73% des événements simulés ont rempli les conditions de déclenchement, c'est-à-dire au moins 2 scintillateurs et une certaine topologie des cellules Geiger. Cette perte d'efficacité est due à la probabilité des électrons de sortir de la source, et de rétrodiffuser sur les fils du détecteur de traces. Sur le tableau 6.15, on voit qu'après avoir imposé 2 traces, 58% des événements sont perdus. La condition 2 scintillateurs fait chuter l'efficacité à 37%, dans plusieurs cas, on détecte un photon créé par bremsstrahlung. La sélection sur le vertex entre les 2 traces est une coupure sévère tandis que celle sur le temps de vol ne baisse pas beaucoup l'efficacité. Pour tenir compte de la résolution en énergie, le signal est recherché dans la fenêtre [2,75-3,2] MeV, ce qui entraîne une perte d'environ 50% des événements.

Pour un signal $\beta\beta$, le produit de la charge des traces des 2 électrons doit être égal à +1 (figure 6.8). L'efficacité de détection avant et après sélection sur la charge des traces est donnée dans le tableau 6.16. L'erreur estimée est statistique, pour chaque valeur de champ 2.10^5 événements $\beta\beta 0\nu$ ont été simulés.

Tous les événements $\beta\beta 0\nu$ doivent avoir une charge négative ($q < 0$), par conséquent ceux reconnus avec $q > 0$ ont certainement été mal identifiés. À 25 G, environ 5% des événements $\beta\beta$ ont une trace de charge positive. Les distributions du rayon de courbure pour les traces de charge négative et positive sont données sur la figure 6.24. On remarque que pour les traces de charge positive, beaucoup d'événements ont un rayon de courbure (r) tendant vers l'infini puisque la

Champ (G)	Efficacité	Efficacité après sélection sur la courbure
0	(15,3±0,09)%	-
20	(12,8±0,08)%	(10,7±0,07)%
25	(12,5±0,08)%	(11,1±0,07)%
30	(11,8±0,08)%	(10,7±0,07)%
35	(11,2±0,07)%	(10,4±0,07)%

ТАВ. 6.16 : Efficacité de détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ avant et après sélection sur la charge des traces en fonction de la valeur du champ magnétique.

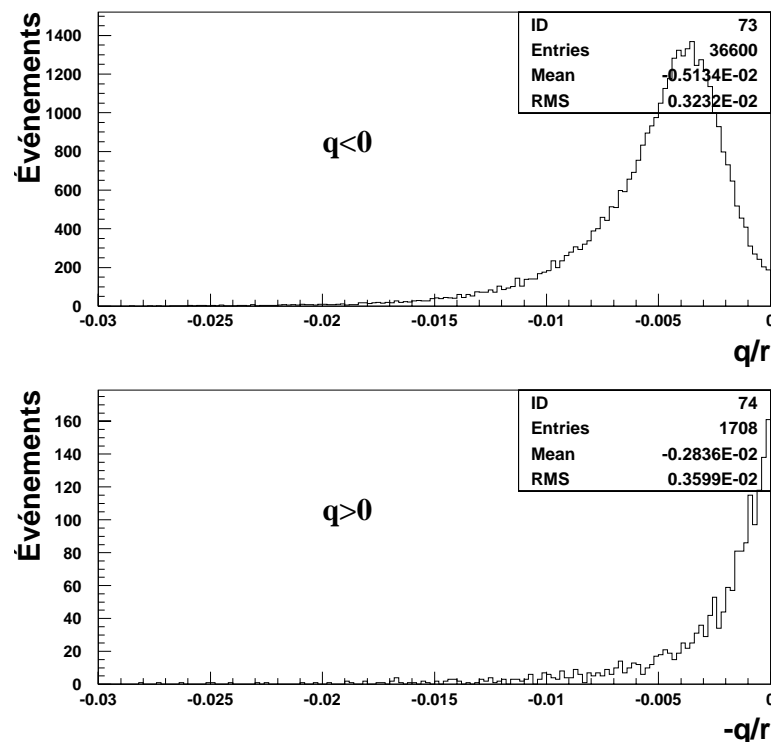


FIG. 6.24 : Distribution de q/r pour les traces de charges positive et négative des événements $\beta\beta 0\nu$ simulés. r est le rayon de courbure de la trace.

distribution en q/r est pointée sur 0. Ceci signifie que la trace est rectiligne, impliquant ainsi une difficulté pour déterminer le signe de la courbure.

Avant la sélection sur la charge des trajectoires, on remarque que l'efficacité de détection diminue avec le champ. En effet, le champ magnétique courbe les électrons et ceux de plus basse énergie vont spiraler et ne pourront être détectés. Par contre, suite à la sélection sur la charge, on remarque que l'efficacité est meilleure à 25 G qu'à 20 G et qu'elle est identique à 20G et 30 G. La probabilité d'erreur sur la détermination du signe des traces est d'autant plus grande que le

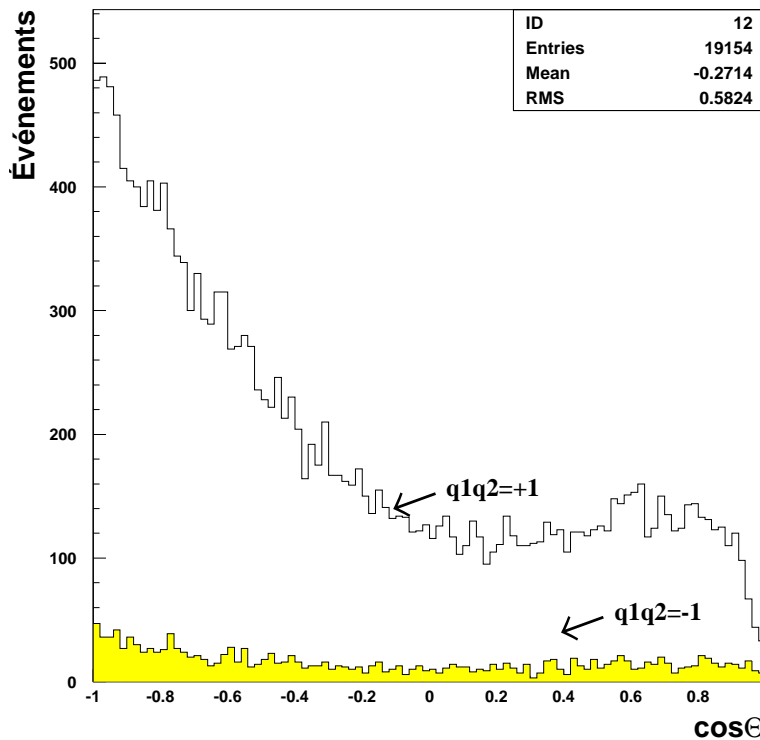


FIG. 6.25 : Corrélation angulaire des électrons de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ pour les événements reconnus comme étant (e^-e^-) ($q_1q_2=+1$) et (e^+e^-) ($q_1q_2=-1$).

champ est de plus faible intensité. À 20 G, les événements $\beta\beta$ reconnus comme des paires (e^+e^-) sont plus nombreux qu'à 25, 30 ou 35 G.

Lorsqu'un des électrons est détecté sur un pétale, la courbure de la trace est moins bien définie. En éliminant ces événements, l'évolution de l'efficacité en fonction du champ reste identique à celle présentée.

On peut voir aussi que la condition sur le χ^2 des traces chargées est une coupure sévère puisqu'elle élimine 15% des événements. Le calcul des efficacités en fonction du champ sans cette coupure donne aussi un optimum à 25 G.

La topologie des événements $\beta\beta 0\nu$ confondus avec des paires (e^+e^-) a été étudiée pour voir si ils étaient facilement identifiables dans le but de chercher à augmenter l'efficacité de détection.

La corrélation angulaire des événements reconnus comme des paires (e^+e^-) est continue de 0° à 180° , et aucune sélection sur ce paramètre ne pourra être utilisée pour discriminer ces événements (figure 6.25).

Si on trace les distributions de q/r pour des paires (e^+e^-) simulées (figure 6.26), on ne remarque pas de différences pour les traces positives et négatives. Par conséquent, les événements pour lesquels une trace a un rayon de courbure supérieur à 1000 cm et une charge positive sont mal identifiés. Si on garde ces événements pour la détection du signal $\beta\beta 0\nu$, les nouvelles efficacités calculées en fonction du champ montrent toujours un optimum à 25 G. À 25 G, cette sélection permet d'augmenter l'efficacité de 4%, et elle entraîne une perte d'efficacité de détection des paires (e^+e^-) de l'ordre de 0,8%.

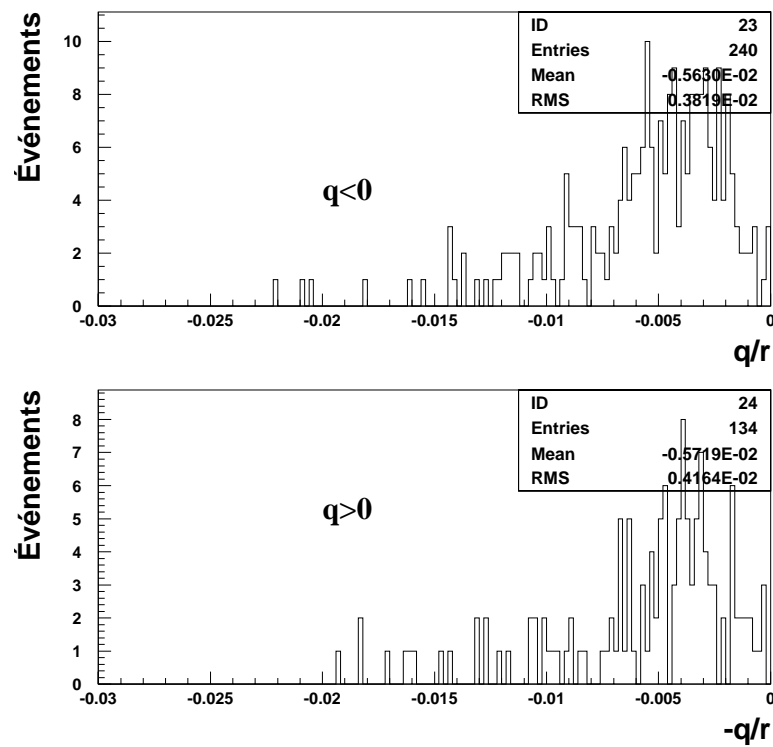


FIG. 6.26 : Distribution de q/r pour les traces de charges positive et négative des événements (e^+e^-) simulés. r est le rayon de courbure de la trace.

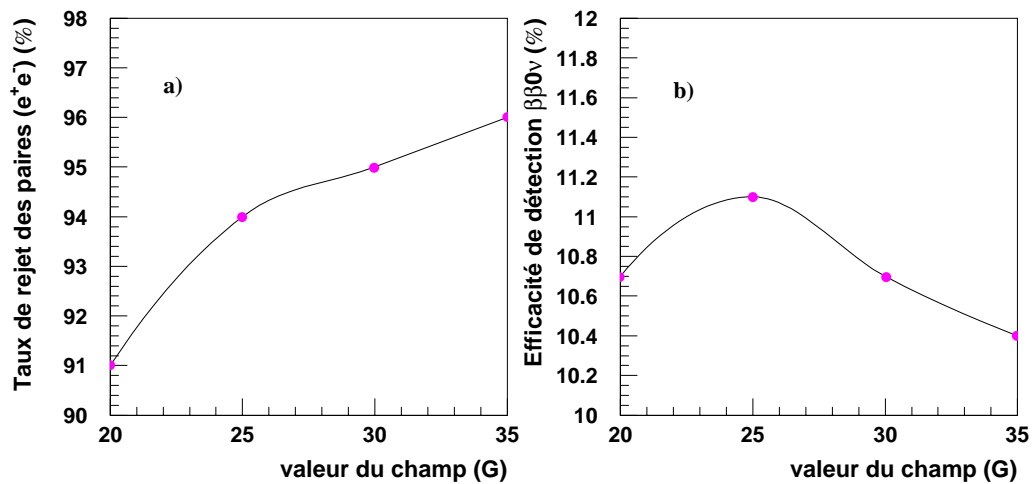


FIG. 6.27 : Taux de rejet des paires (e^+e^-) (a) et efficacité de détection de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ (b) pour différentes valeur du champ magnétique.

6.8 Conclusions

Les données expérimentales sont en accord avec nos simulations, et les estimations données sur le nombre d'événements $(e,e)_{\text{int}}$ en présence du blindage de fer et du champ magnétique prouve qu'il est effectivement nécessaire de blinder le détecteur contre les neutrons.

Avec les conditions utilisées pour reconnaître le signal $\beta\beta 0\nu$, un optimum pour l'efficacité a été mesuré pour un champ de 25 G. De plus, les simulations et les prises de données en présence d'une source de neutrons ont montré que le taux de détection des paires (e^+e^-) présente une différence entre 20 et 25 G, et qu'après 25 G, le champ n'augmente pas fortement ce taux. La figure 6.27 illustre cette conclusion. Or, le champ délivré par la bobine n'est pas encore mesuré avec précision. Il semble que celui-ci est inférieur à 3 G par rapport au champ demandé. Par conséquent, le champ actuel est probablement de 27 G, valeur qui peut rester celle de fonctionnement.

Le comportement du calorimètre étudié avec le système laser (tableau 5.3) montre que le nombre de PMs subissant des variations de gain croît avec le champ. Par conséquent, pour assurer le meilleur fonctionnement du calorimètre, il est préférable de choisir 25 Gauss comme valeur du champ magnétique à appliquer.

L'utilisation conjointe d'un champ magnétique de 25 Gauss et d'un blindage neutron permettra de rendre négligeable la contribution de neutrons rapides et par conséquent d'atteindre l'objectif fixé qui était 0 événement de bruit de fond externe au dessus de 2,75 MeV.



Conclusion

Le détecteur NEMO3 est actuellement en fonctionnement après trois années d'installation au Laboratoire Souterrain de Modane. Le système d'étalonnage par lumière laser a permis d'étudier le fonctionnement du calorimètre et de mettre en application les programmes de corrections des étalonnages, et de caractérisation des photomultiplicateurs. Les mesures de bruit de fond en présence du champ magnétique, avant et après l'installation du blindage de fer ont permis de déterminer la composante neutron et γ du bruit de fond, de tester nos simulations, et de donner la valeur optimale du champ magnétique à appliquer.

Le signal $\beta\beta 0\nu$ est attendu aux environs de 3 MeV, les électrons étant émis simultanément, une sélection sur le temps de vol est appliquée. Par conséquent, les étalonnages en énergie et en temps du calorimètre doivent être surveillés précisément et quotidiennement. Le système d'étalonnage relatif utilisant une lumière laser doit permettre de corriger chaque jour et avec une précision de l'ordre de 1% les variations des gains des compteurs du calorimètre.

Les prises de données laser étant réalisées chaque jour sur les 1940 photomultiplicateurs du détecteur, l'étude des spectres a été automatisée. Les paramètres les plus sensibles permettant de qualifier les spectres ont été déterminés en simulant des accidents inspirés des résultats de NEMO2. À partir des simulations puis des premières acquisitions de données, des coupures sur ces paramètres ont été fixées. L'objectif de ce travail était de tenir compte d'un maximum d'accidents pour qualifier de la façon la plus complète les spectres laser et piédestal. Les corrections journalières de l'étalonnage sont calculées et introduites dans la base de données de NEMO pour l'analyse des résultats, elles sont accompagnées du critère qualifiant les spectres. Le comportement d'un compteur ne peut pas être caractérisé par la seule étude de son spectre laser, mais il doit être suivi sur plusieurs jours de façon à étudier l'évolution de son gain. Cette étude doit se faire de façon automatique, ainsi un programme détecte les zones de stabilité sur lesquelles les variations sont inférieures à 1%. Toutes variations supérieures à 1% et une évolution du gain dans le temps présentant un effet systématique seront décelées. Un critère de qualité spécifique sur le comportement du compteur est attribué et enregistré dans la base de données.

Les prises de données laser ont permis de caractériser le comportement du calorimètre lorsque celui-ci est dans les conditions normales de l'expérience ou lorsqu'il est soumis à plusieurs variations.

L'évolution des gains du calorimètre a pu être corrélée avec des variations des taux de comptage, ou des coupures de la haute-tension. D'une façon générale, on a pu noter une chute de gain avec l'augmentation du taux de comptage. On a pu remarquer aussi que des compteurs deviennent stables après les avoir soumis à un courant anodique plus élevé, ce qui doit être normalement observé. Dans les conditions normales de l'expérience, le calorimètre présente un comportement stable, puisque sur des périodes de l'ordre de 5 jours, 95% des compteurs avaient des variations de gain inférieures à 2%. Sur des temps plus longs, on s'attend à observer une dérive qui est

une caractéristique normale des photomultiplicateurs. On a aussi pu observer que les blindages magnétiques étaient effectivement efficaces jusqu'à 30 Gauss.

Des données du bruit de fond, des étalonnages absolus et en présence d'une source neutron ont été prises avant et après l'installation du blindage de fer. La valeur du champ magnétique à appliquer n'avait pas été décidée par la collaboration, et on s'est proposé ici de chercher sa valeur optimale de façon à avoir le meilleur compromis entre rejet du bruit de fond et efficacité du signal $\beta\beta 0\nu$. La meilleure valeur semble être 25 Gauss.

Les canaux d'analyse sensibles à la détection des paires (e^+e^-) et à l'interaction des neutrons ont été déterminés en analysant les différents résultats expérimentaux et les simulations. Le rayonnement γ arrivant réellement sur le détecteur a pu être mesuré. Des prises de données avec une source de neutrons ont permis de caractériser la réponse du détecteur et de comparer ces résultats avec les simulations. Les simulations avec la source ont montré un bon accord, nous les avons donc ensuite comparées avec les résultats des mesures de bruit de fond en l'absence du blindage de fer puis en présence de celui-ci. Ainsi les contributions du rayonnement γ , des neutrons thermiques, épithermiques et rapides au bruit de fond dans les deux configurations ont pu être étudiées, et une estimation des facteurs d'atténuation du blindage de fer a pu être donnée.

La simulation des neutrons rapides du laboratoire sur le blindage de fer a montré un bon accord avec les prises de données expérimentales à la fois sur le nombre d'événements générés et sur leur répartition dans différents canaux d'analyse.

Ainsi, à partir des simulations, on a déterminé le nombre d'événements pouvant être confondu avec le signal $\beta\beta 0\nu$. Le blindage de fer et le champ magnétique ne permettent pas d'éliminer complètement le bruit de fond dû aux neutrons, et un blindage supplémentaire en cours d'installation devrait nous permettre de réduire cette composante à 0 événement à une énergie supérieure à 2,75 MeV.

Annexes

ANNEXE A

Bilan des mesure des activités des matériaux de NEMO3

Composants principaux	Poids (kg)	Activité totale (Bq)			
		^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{60}Co
Photomultiplicateurs	600	830	300	18	pas de mesure
Scintillateurs	5000	<100	<0,7	<0,3	1,8±0,4
Cuivre	25000	<125	<25	<10	<6
Fer des pétales	10000	<50	<6	<8	17±4
μ métal	2000	<17	<2	2,0±0,7	4,3±0,7
Fils	1,7	<8.10 ⁻³	<10 ⁻³	<6.10 ⁻⁴	10 ⁻²
Blindage en fer	180000	<3000	<300	<300	300±100

TAB. A.1 : Activité des principaux constituants du détecteur NEMO3.

	Poids (tonne)	^{40}K (Bq)	^{214}Bi (Bq)	^{208}Tl (Bq)
Scintillateurs de Dubna	4	<68	<0,4	<0,2
Scintillateurs de Kiev	1	<10	<0,7	<0,3

TAB. A.2 : Activités de l'ensemble des scintillateurs de l'expérience.

Échantillon	Poids(g)	Activité (Bq)		
		^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl
900 PMs 5"	PM : 346 verre : 232	477	216	12,6
1040 PMs 3"	PM : 239 verre : 155	350	86	5,2

TAB. A.3 : Activités en Bq des PMs 5" et 3".

Échantillon	Masse (g)	^{40}K (mBq/kg)	^{214}Bi (mBq/kg)	^{208}Tl (mBq/kg)
Blindage magnétique (1,5 mm)	1385	<40	<5	<3
PMMA (guide de lumière + interface)	1500	<50	<5	<3
Virole (fer pur)	555	<35	<3	<3
Manchon étanchéité lumière	191	<80	<17	<12
Colle RTV 615 Collages PM sur adaptateur et adaptateur sur guide	72	400±10	33±17	<12
Colle RTV 106 étanchéité lumière PM	25	250±70	<17	<12
Ruban téflon 5 couches	23	<170	<20	<5
Colle Epotek 310 collage guide-virole	17	<150	<30	<17
Circuit FR2 Isolant du pont PM	10,5	320±10	57±8	10±3
Colle RTV 116	6	<800	<50	<20
Colle BC 600 collage scintillateur et guide	4	<200	<35	<20
Mylar aluminisé 10 μm	4	<700	<35	<20
RTV 160 blanc	3	270±150	<40	<10
Condensateur (1 unité) 3,3 nF-2 kV	3	<230	<17	48±5
Condensateur découplage (4 unités) 22 nF-250 V	2	<1300	<80	<55
Soudure Radial	2	<400	<50	<33
Résistances CMS (23 unités)	0,21	<9200	1400±500	<600

TAB. A.4 : Activités des éléments entourant un PM 5'' (en mBq/kg).

Isotope	Masse mesurée (g)	Durée (h)	^{40}K	^{235}U	Chaîne de ^{238}U		Chaîne de ^{232}Th	
					^{234}Th	$^{234}\text{Pb,Bi}$	^{228}Ac	^{208}Tl
^{100}Mo (métal)	733	840	< 5	1,5±0,3	< 15	< 0,39	< 0,5	< 0,11
^{100}Mo (comp)	735	648	< 6	< 0,3	< 15	< 0,34	< 0,3	< 0,10
^{82}Se	800	628	55±5	20,0±0,7	< 18	1,2±0,5	< 1	0,4±0,1
$^{96}\text{ZrO}_2$ ITEP	13,7	624	< 217	< 7	< 222	< 16	< 23	< 10
$^{96}\text{ZrO}_2$ INR	16,6	456	583±167	< 10	< 211	< 14	< 27	< 5,5
$^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$	58,2	458	< 70	< 1	< 6,6	< 3,0	20±7	10±2
$^{130}\text{TeO}_2$	633	666	< 8	< 0,5	< 20	< 0,67	1,7±0,7	< 0,46
$^{48}\text{CaF}_2$	24,56	1590	< 50	< 2	< 15	< 4	< 6	< 2
^{116}Cd	299	368	< 20	< 0,1	< 56	< 1,7	< 4	< 0,83
$^{nat}\text{TeO}_2$	620	700	8±3	< 0,3	< 17	< 0,17	< 0,9	< 0,090
Cu	1656	853	< 8	< 0,2	< 5	< 0,12	< 0,4	< 0,04

Tab. A.5 : Résultat des mesures des activités (mBq/kg) de l'ensemble des feuilles sources de NEMO3.

Secteur	Composition	Masse d'isotope $\beta\beta$ (g)	Facteur d'enrichissement
00	7 bandes de Cu	620,8	-
01	5 bandes de Mo métallique	401,76	95,14%
	2 bandes de Mo composite	137,72	95,14%
02	7 bandes de Mo métallique	179,76	1 et 2 96,81%
		426,94	3 à 7 98,51%
03	7 bandes de Mo métallique	686,29	98,9%
04	7 bandes de Mo métallique	600,05	97,9%
05	2 bandes de Mo métallique 3 bandes de Mo composite	184,14	1 et 2 98,2%
		86,89	3 96,66%
		88,34	4 98,2%
		67,73	5 95,8%
	1 bande de $^{150}\text{Nd}_2\text{O}_3$	36,55	6 90,97%
	1/2 bande de $^{96}\text{ZrO}_2$	9,41	57,3%
	1/4 bande de $^{48}\text{CaF}_2$	6,98	73%
	1/4 bande de backing film		
06	7 bandes de ^{82}Se	373,80	97,02%
07	7 bandes de ^{82}Se	446,03	96,82%
08	2 bandes de ^{82}Se	61,31	1 96,95%
		51,25	2 97,02%
	5 bandes de $^{nat}\text{TeO}_2$	79,93	33,8%
09	7 bandes de $^{130}\text{TeO}_2$	228,61	89,4%
10	7 bandes de Mo composite	161,51	1 et 2 95,14%
		327,92	3 à 6 96,66%
		81,45	7 96,32%
11	7 bandes de Mo composite	84,92	5 95,14%
		485,93	autres 96,66%
12	7 bandes de Mo composite	571,89	98,95%
13	7 bandes de Mo composite	175,46	2 et 4 98,95%
		404,1	autres 96,20%
14	7 bandes de Mo composite	601,00	98,95%
15	7 bandes de Mo composite	602,62	96,20%
16	7 bandes de Mo composite	302,79	1, 2, 4, 7 95,14%
		174,0	3 et 5 96,20%
		80,34	6 95,30%
17	7 bandes de $^{130}\text{TeO}_2$	225,29	89,4%
18	7 bandes de ^{116}Cd	404,89	93,3%
19	7 bandes de $^{nat}\text{TeO}_2$	127,55	33,8%

Tab. A.6 : Liste des sources présentes dans NEMO3, avec pour chaque échantillon sa masse et son facteur d'enrichissement.

Bibliographie

- [Aa99] C. Aalseth *et al.*, Phys. Rev. **C59** (1999) 2108.
- [Al00] A. Alessandrello *et al.*, Phys. Lett. **B486** (2000) 13.
- [Arn02] R. Arnold. Réunion de collaboration NEMO, Orsay (2002).
- [Ar02] R. Arnold. Réunion de collaboration NEMO, Chambéry (2002).
- [Ar95] R. Arnold *et al.*, Phys. Rev **D51** (1995) 2090.
- [Ar96] R. Arnold *et al.*, Z. Phys **C72** (1996) 239.
- [Ar97] R. Arnold *et al.*, Nucl. Instr. Meth in Phys. Res. **A401** (1997) 144.
- [Ar98] R. Arnold *et al.*, Nucl. Phys **A636** (1998) 209.
- [Ar99] R. Arnold *et al.*, Nucl. Phys. **A658** (1999) 299.
- [Ar01] R. Arnold *et al.*, Nucl. Instr. Meth **A474** (2001) 93.
- [At97] C. Athanassopoulos *et al.*, Nucl. Instrum. Meth **A388** (1997) 149.
- [Ba99] J. Bahcall, P. Krastev, and A. Smirnov, Phys. Rev. **D60** (1999) 093001.
- [Ba02] A. Bandyopadhyay. hep-ph/0204286 (2002).
- [Ba96] R. Barnett *et al.*, Particle Data Group **D54** (1996) 1.
- [Be01] V. Berezinsky and M. Lissia, Phys. Lett. **B521** (2001) 287.
- [Be88] C. Berger *et al.*, Nucl. Instr. Meth **A264** (1988) 24.
- [Bi01] S. Bilenky, S. Pascoli, and S. Petcov, Phys. Rev **D64** (2001) 113003.
- [Bi76] S. Bilenky and B. Pontecorvo, Lett. Nuovo Cim. **17** (1976) 569.
- [Bo01] J. Bonn *et al.*, Nucl. Phys. **B91** (2001) 273.
- [Ch96] V. Chazal. Thèse de doctorat, Université Lyon I (1996).
- [Da68] R. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1205.
- [Do85] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, and E. Takasugi, Prog. of Theo. Phys **83**.
- [El87] S. Elliott, A. Hahn, and M. Moe, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2020.

- [Er01] K. Errahmane. Thèse de doctorat, Université Paris VII (2001).
- [Fe34] E. Fermi, *Zeit. Phys.* **88** (1934) 161.
- [Fi96] R. Firestone, *Tables of Isotopes, Eighth Edition* (Shirley, V.S., 1996).
- [Fo98] R. Foot, R. Volkas, and O. Yasuda, *Phys. Lett.* **B433** (1998) 82.
- [Fu98] Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1158.
- [Fu39] W. Furry, *Phys. Rev.* **56** (1939) 1184.
- [Ga00] V. Gavrin *et al.*, *Nuclear. Physics* **B91** (2000) 36.
- [Ga99] E. Gawiser. astro-ph/0005475.
- [Ge64] K. Geiger, *Nul. Phys.* **53** (1964) 204.
- [Ge81] H. Georgi, S. Glashow, and S. Nussinov, *Nucl. Phys* **B193** (1981) 297.
- [Ge00] G. Gervasio, *Nul. Phys.* **A663** (2000) 873.
- [Gl80] S. Glashow, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 539.
- [Gu97] M. Günther *et al.*, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 54.
- [Go35] M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.* **48** (1935) 513.
- [Go01] M. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, C. Pena-Garay, and J. Valle, *Phys. Rev.* **D63** (2001) 033005.
- [Gr59] L. Groshev, *Atlas of γ -ray spectra from radiative capture on thermal neutrons* (R.A Charpie and J.V. Dunworth, 1959).
- [Gu98] J. Guyonnet. Réunion de collaboration NEMO, Orsay (1998).
- [Ha94] Hamamatsu, *Photon is our business* (Hamamatsu, 1994).
- [Ha99] W. Hampel *et al.*, *Phys. Lett.* **B447** (1999) 127.
- [Ha97] N. Hata and P. Langacker, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 6107.
- [Hi95] M. Hirsch, H. Klapdor-Kleingrothaus, and S. Kovalenko, *Phys. Lett.* **B352** (1995) 1.
- [Hu96] P. Hubert, *Bulletin d'Information des Utilisateurs du LSM* **40**.
- [Ja00] T. Jannakos *et al.*, *Nucl. Phys.* **B85** (2000) 84.
- [Jo88] J. Johnson and T. Gabriel. A user's Guide to MICAP (1988).
- [Jo00] C. Jollet. Réunion de collaboration NEMO, Aussois (2000).
- [Ki68] T. Kirsten *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1300.
- [Ki97] I. Kisel *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A387** (1997) 433.
- [Ko99] O. Kochetov, *Bulletin d'Information des Utilisateurs du LSM* **71**.
- [Ko02] V. Kovalenko. Réunion de collaboration NEMO, Chambéry (2002).
- [La93] T. Lamhamdi. Thèse Université Louis Pasteur, Strasbourg (1993).

- [Le87] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer-Verlag, 1987).
- [Ma37] E. Majorana, *Nuovo Cimento* **14** (1937) 171.
- [Ma99] C. Marquet. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I (1999).
- [Ma01] C. Marquet *et al.*, *Nucl. Instr. Meth* **A457** (2001) 487.
- [Mi85] S. Mikheyev and A. Smirnov, *Yad. Fiz.* **42**.
- [Na98] K. Nakamura, *Nuclear. Physics* **B66** (1998) 282.
- [Ne92] The NEMO2 detector, Technical Report Note (1992).
- [Ne93] NEMO Proposition d'expérience de double désintégration bêta pour la recherche d'une masse de neutrino de Majorana de 0,1 eV. (1993).
- [Ne98] NEMO3 électronique. Rencontre de Garchy (1998).
- [Oh02] H. Ohsumi *et al.*, *Nucl. Instr. Meth* **A482** (2002) 832.
- [Pa30] W. Pauli, *Physics Today* **9** (1930) 23.
- [Ph81] Philips, *Photomultiplicateurs* (Philips, 1981).
- [Pi98] F. Piquemal. Communications internes (1998).
- [Po58] B. Pontecorvo, *J. Exptl. Theoret. Phys.* **34** (1958) 247.
- [Re56] F. Reines and C. Cowan, *Nature* **178** (1956) 446.
- [Ri88] A. Rindi *et al.*, *Nucl. Instr. Meth* **A272** (1988) 871.
- [Sa74] A. Salam, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 275.
- [St98] R. Stefanski. AIP Conference Proceedings, issue 435 (1998).
- [St02] Y. Stekl. Réunion de collaboration NEMO, Chambéry (2002).
- [Ta99] Y. Takeuchi *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A421** (1999) 334.
- [Tr02] V. Tretiak and Y. Zdesenko, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **80** (2002) 83.
- [We80] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 515.
- [We29] H. Weyl, *Zeit. Phys.* **56** (1929) 330.
- [Wo78] L. Wolfenstein, *Phys. Rev.* **D17** (1978) 2369.
- [Ya78] M. Yamashita, *Rev. Sci. Instrum* **49(4)** (1978) 499.

Résumé :

La mise en évidence de la décroissance double bêta sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$), interdite par le Modèle Standard, permettrait de déterminer si le neutrino est une particule massive de Majorana ($\nu=\bar{\nu}$). Pour cela, la collaboration NEMO a construit le détecteur NEMO3 qui sera sensible à une masse effective du neutrino d'environ 0,2 eV. Il est constitué d'une source émettrice $\beta\beta$, d'une chambre à fils et d'un calorimètre formé de 1940 compteurs à scintillation permettant de mesurer l'énergie et le temps de vol des électrons. Pour une masse de 0,2 eV, le signal $\beta\beta 0\nu$ correspondrait à la détection de quelques événements par an. Pour le mesurer, il est indispensable de connaître avec précision les étalonnages en énergie et en temps du calorimètre et de maîtriser toutes les sources de bruit de fond. La première partie de ce travail a consisté en l'étude du suivi quotidien des étalonnages du calorimètre par un système d'étalonnage relatif utilisant une lumière laser. Un programme permettant l'automatisation de l'étude des spectres laser et le calcul des coefficients de correction des étalonnages a été mis au point. Le comportement de l'ensemble du calorimètre a ainsi pu être caractérisé sur une durée de 23 jours. La deuxième partie de ce travail a porté sur l'étude de la contribution des neutrons et du rayonnement γ au bruit de fond de l'expérience. Les prises de données avec et sans le blindage de fer, avec et sans source de neutrons ont systématiquement été comparées avec les simulations. Le très bon accord entre l'expérience et les simulations nous a permis de conclure qu'avec les blindages γ et neutron et le champ magnétique, l'objectif fixé de 0 événement de bruit de fond d'origine externe à la source $\beta\beta$ sera atteint.

Mots-Clés : Neutrino, Décroissance double bêta, Étalonnage, Laser, Bruits de fond, Neutrons

Abstract:

The discovery of neutrinoless double beta decay ($\beta\beta 0\nu$), forbidden in the Standard Theory, would permit to determine if neutrinos are massive Majorana particles ($\nu=\bar{\nu}$). With this aim, the NEMO collaboration has built the NEMO3 detector with a sensitivity of 0,2 eV on the neutrino effective mass. This detector is composed of a $\beta\beta$ emitter source, a wire chamber and a calorimeter made of 1940 scintillation counters in order to measure the energy and time of flight of the electrons. The $\beta\beta 0\nu$ signal expected is a few events per year. To measure it, it is essential to have a precise knowledge of the calorimeter energy and time calibration, and to master all the background sources. The first part of this work was dedicated to the study of the daily calibration survey with the help of a relative calibration system based on laser light. An automatized program for laser spectra study and calculation of calibration corrections has been achieved. The behaviour of the whole calorimeter has been characterized for a 23 days period. The second part of this work was the study of the neutrons and γ ray contribution to the background of the experiment. The data taking with and without iron shielding, with and without neutron source were systematically compared with simulations. The very good agreement between experiment and simulations allows us to conclude that with γ and neutron shieldings together with a magnetic field, the objective of 0 external background event will be reached.

Keywords: Neutrino, Double beta decay, Calibration, Laser, Background, Neutrons