

1172

# RECHERCHE DE LA DESINTEGRATION BETA DOUBLE DU $^{136}\text{Xe}$ A L'AIDE D'UNE CHAMBRE A PROJECTION TEMPORELLE

Thèse présentée par  
Jean-Claude Vuilleumier

pour l'obtention du titre de Docteur ès Sciences



Institut de physique, Université de Neuchâtel  
Neuchâtel, Suisse

# IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Recherche de la désintégration bêta double  
du <sup>136</sup>Xe à l'aide d'une chambre à projection  
temporelle

de Monsieur Jean-Claude Vuilleumier

---

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel  
sur le rapport des membres du jury,

MM. J.-L. Vuilleumier, J.-P. Derendinger,  
J. Busto, H. Treichel et L. Zanotti (Milan)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 3 décembre 1992

Le doyen:



A. Robert

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Théorie</b>	<b>3</b>
2.1	Généralités . . . . .	3
2.2	Désintégration bêta double . . . . .	4
2.3	Mode avec émission de neutrinos . . . . .	6
2.4	Mode sans émission de neutrinos . . . . .	7
2.5	Mode avec émission de Majoron . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Description de l'expérience</b>	<b>13</b>
3.1	Principe . . . . .	13
3.1.1	Détection par comptage des noyaux filles . . . . .	13
3.1.2	Utilisation de détecteurs . . . . .	14
3.2	Chambre à projection temporelle . . . . .	15
3.3	Désintégration bêta double et TPC . . . . .	16
3.4	Description du détecteur . . . . .	16
3.5	Description de l'électronique et du système d'acquisition . . . . .	18
3.6	Blindage . . . . .	18
3.6.1	Blindage anti-gamma . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Analyse</b>	<b>25</b>
4.1	Description . . . . .	25
4.2	Analyse en ligne . . . . .	26
4.2.1	Bague de veto . . . . .	26

4.2.2	Filtrage en ligne au moyen d'un logiciel . . . . .	26
4.3	Analyse différée . . . . .	26
4.4	Visualisation à l'écran . . . . .	28
4.4.1	Différenciation entre le début et la fin d'une trace . . . . .	29
4.4.2	Efficacité du détecteur . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Résultats</b>	<b>40</b>
5.1	Prise de données . . . . .	40
5.2	Carte du plan xy . . . . .	40
5.3	Calibration et résolution . . . . .	41
5.4	Enceinte anti-radon . . . . .	41
5.5	Détermination des demi-vies pour les différents modes . . . . .	42
5.5.1	Mode sans émission de neutrinos . . . . .	42
5.5.2	Mode avec émission de neutrinos . . . . .	43
5.5.3	Mode avec émission de Majoron . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Discussion</b>	<b>51</b>
<b>A</b>	<b>Méthode statistique pour l'évaluation de la limite supérieure d'un signal</b>	<b>53</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>56</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>57</b>

# Liste des figures

2.1	Schémas des modes de désintégration . . . . .	10
2.2	Niveaux d'énergie des noyaux à 136 nucléons . . . . .	11
2.3	Représentation de la distribution en énergie des 2 électrons pour chaque mode. . . . .	12
3.1	Schéma de l'expérience. . . . .	21
3.2	Vue en coupe des plans de lecture, d'anode et de grille. . . . .	21
3.3	Plan de lecture xy. . . . .	22
3.4	Electronique et système d'acquisition. . . . .	22
3.5	Vue en coupe du tunnel routier du St-Gothard. . . . .	23
3.6	Flux de muons à l'intérieur de différents sites. . . . .	24
4.1	Evénements multiples . . . . .	32
4.2	Evénements dont une partie de la trace déborde hors du volume efficace. . . . .	33
4.3	Simple électron. . . . .	34
4.4	Production de paires $e^+e^-$ avec le photon de 511 keV converti. . . . .	35
4.5	Muons cosmiques. . . . .	36
4.6	Evénements à deux électrons. . . . .	37
4.7	Distinction entre le début et la fin des traces . . . . .	38
4.8	Charge déposée en fonction de l'énergie . . . . .	39
5.1	Correction de l'énergie pour un spectre de $^{232}Th$ . . . . .	45
5.2	Spectre de $^{22}Na$ . . . . .	46
5.3	Spectre de $^{137}Cs$ . . . . .	46

5.4	Spectre de $^{232}\text{Th}$ . . . . .	47
5.5	Droite de calibration. . . . .	47
5.6	$1/R^2$ en fonction de l'énergie. . . . .	48
5.7	Résolution de la ligne à 662 keV du $^{137}\text{Cs}$ en fonction du temps. . . . .	48
5.8	Taux d'événements à énergie supérieure à 500 keV enregistré sur le MCA. . . . .	49
5.9	Spectre en énergie des événements à deux électrons avec la courbe représentant la limite du pic à 90 % C.L. . . . .	50

# Liste des tables

4.1	Efficacité du détecteur. . . . .	31
4.2	Efficacité des différents pas de l'analyse. . . . .	31

# Chapitre 1

## Introduction

Cette thèse présente les résultats d'une recherche de désintégration bêta double du noyau de  $^{136}\text{Xe}$ . On distingue deux modes principaux. Le premier produit un noyau de  $^{136}\text{Ba}$ , deux électrons et deux anti-neutrinos. C'est un processus d'interaction faible du deuxième ordre permis par le modèle standard. Le deuxième mode produit un noyau de  $^{136}\text{Ba}$  et deux électrons mais pas de neutrinos. Il implique l'existence de neutrinos de Majorana de masse finie ou l'existence de courants droits, et viole la conservation du nombre leptonique. Pour le mécanisme de masse, la demi-durée de vie est proportionnelle au carré de la masse du neutrino. Ce processus est donc en contradiction avec les modèles actuels et son observation impliquerait notamment une physique au-delà du modèle standard. La signature d'une telle désintégration est un pic dans le spectre de somme d'énergie des électrons à l'énergie de transition de 2478 keV. D'autres modes avec émission de particules exotiques ont aussi été prédits dans certaines théories (Majoron).

Ce rapport présente les résultats obtenus après plus de 6800 heures de mesure. Le détecteur utilisé est une chambre à projection temporelle fonctionnant au xenon enrichi à 62.5% en  $^{136}\text{Xe}$ . Il permet une bonne élimination du bruit de fond par l'identification des événements selon la topologie et l'énergie. Pour l'instant, aucune indication de pic n'est visible à l'énergie de transition, ce qui

fixe les limites pour le mécanisme de masse à :

$$T_{1/2}^{0\nu} > 4.1(7.6) \cdot 10^{23} \text{ à } 90(68) \% C.L.$$

Ces limites impliquent une masse  $\langle m_\nu \rangle < 2.6 - 3.9 \text{ eV}$  à 90 % *C.L.* calculées avec les éléments de matrice du modèle de Caltech. L'acquisition des données est toujours en cours et un nouvel effort va être entrepris pour diminuer le bruit de fond et augmenter ainsi la sensibilité des mesures.

# Chapitre 2

## Théorie

### 2.1 Généralités

Historiquement, le neutrino fut postulé en 1930 par Pauli [Pau30] afin d'expliquer le spectre continu en énergie des électrons émis lors de la désintégration bêta. Cette nouvelle particule devait être neutre et avoir un spin de  $1/2$  afin de conserver la charge et le moment cinétique. Puis en 1953, Reines et Cowan [Rein53] prouvèrent l'existence du neutrino en observant la réaction  $\bar{\nu} p \rightarrow n e^+$ . A la même époque, Lee et Yang [Lee56] émirent l'hypothèse de violation de la parité pour l'interaction faible, ce qui fut démontré expérimentalement par Mme Wu [Wu57]. A l'heure actuelle, le modèle standard élaboré par Weinberg [Wei67], Salam [Sal68] et Glashow [Gla61] décrit parfaitement les processus des interactions électromagnétiques et faibles et n'a pu être mis en défaut par aucune expérience réalisée à ce jour. Ce modèle impose la conservation des trois types de nombres leptoniques, mais il ne prédit ni la masse des fermions ni leur nombre de familles associées, et la masse du neutrino  $\nu$  est nulle. La grande réussite de ce modèle fut de prédire les masses des bosons  $Z^0$  et  $W^\pm$  ainsi que l'existence des courants neutres et l'universalité des constantes de couplage.

Différentes extensions au modèle standard permettent l'introduction d'un neutrino massif, mais les modèles sont peu prédictifs. Il est donc nécessaire de concevoir des expériences permettant de mesurer les propriétés des neutrinos.

En tout cas, la détermination d'une masse de neutrino non nulle indiquerait clairement l'existence d'une physique au-delà du modèle standard.

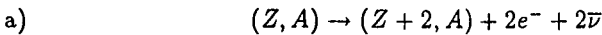
Les meilleures limites cinématiques actuelles sur les masses des neutrinos électronique, muonique et tauique sont de 7.3 eV [Par90], 0.27 MeV [Par90] et 31 MeV [Alb92] respectivement. Seule la collaboration ITEP [Lub86] a mesuré une masse non nulle pour le neutrino électronique comprise entre 17 et 40 eV, mais aucune autre expérience n'a jamais confirmé ce résultat.

Une autre question concernant le neutrino est de savoir de quel type est sa masse. Celle-ci peut être du type de Dirac ou de Majorana. Ce dernier type implique la violation du nombre leptonique.

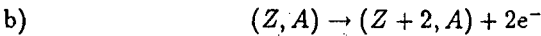
La physique du neutrino a également des implications importantes en astrophysique. Sa masse pourrait y jouer un rôle fondamental dans les problèmes de la matière noire et du déficit apparent en neutrinos solaires. De plus, du fait de sa faible section efficace, le neutrino peut nous informer directement sur les processus ayant lieu à l'intérieur des étoiles où il est produit.

## 2.2 Désintégration bêta double

La désintégration bêta double est un processus au cours duquel un noyau pair-pair se désintègre en émettant deux électrons selon les schémas suivants:



C'est un processus d'interaction faible du deuxième ordre permis par le modèle standard (voir la figure 2.1a).



Ce mode n'est possible que si la séquence de Racah se produit [Boe83]:

$$n_1 \rightarrow p_1 + e^- + \nu \quad (1)$$

$${}^{\nu} + n_2 \rightarrow p_2 + e^- \quad (2)$$

Il faut pour cela que le neutrino émis en (1) soit de type Majorana pour pouvoir ensuite interagir avec le neutron et former le proton et l'électron. La figure 2.1b nous montre le schéma de la désintégration sans émission de neutrinos. Sur l'illustration de gauche, les neutrinos émis et absorbés n'ont pas la même hélicité, ce qui empêche la désintégration. Si les neutrinos sont massifs, alors une composante de "fausse" hélicité apparaît avec une amplitude proportionnelle à  $m_\nu/E_\nu$  et la désintégration peut se produire. On parle alors du mécanisme de masse (MM).

On peut aussi résoudre ce problème d'hélicité en supposant que l'interaction faible admet une composante de courant droit. C'est le mécanisme à courant droit (RHC) et la désintégration est alors possible, comme nous le montre la figure 2.1b de droite. Le mode sans émission de neutrinos viole la conservation du nombre leptonique et n'est pas permis par le modèle standard.

$$c) \quad (Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + \chi^0 + 2e^-$$

Dans ce cas, les deux électrons émis sont accompagnés d'un Majoron  $\chi^0$  (voir la figure 2.1c). Cette particule neutre, sans masse est un boson de Goldstone généré par la brisure de symétrie globale L [Chi81]. La mesure de la largeur du  $Z^0$  au CERN [Par90] contredit toutefois l'existence d'un tel boson triplet de SU(2) [Gel81], mais l'étude de ce mode reste néanmoins intéressante, d'autant plus que différents modèles de Majorons utilisant des couplages non-standard sont à l'étude.

Pour que la désintégration bêta double soit possible, il faut que la masse du noyau dans l'état initial soit plus élevée que celle de l'état final. De plus, pour pouvoir observer cette désintégration, le processus d'émission bêta simple doit être interdit (ce qui est le cas si le noyau intermédiaire  $(Z+1, A)$  est plus lourd que le noyau initial) ou fortement inhibé (par exemple par des règles de sélection du moment cinétique). La figure 2.2 représente les niveaux d'énergie

des noyaux à 136 nucléons. On y voit que la désintégration bêta simple du  $^{136}\text{Xe}$  en  $^{136}\text{Cs}$  est interdite et que seule sa désintégration bêta double en  $^{136}\text{Ba}$  est énergétiquement possible.

Bien que nous nous soyons intéressés jusqu'à présent à la désintégration bêta double avec émission de deux électrons, il est également possible qu'un noyau se désintègre en émettant deux positrons, mais le nombre de candidats est faible. De plus, l'énergie de transition de ces noyaux est faible, ce qui conduit à un facteur d'espace de phase défavorable.

Dans toute expérience de désintégration bêta double, on va comparer le nombre d'événements considérés comme appartenant au processus étudié par rapport au nombre initial de noyaux. L'information directement accessible est donc le temps de demi-vie et la théorie permet de relier ce temps aux différents paramètres nous intéressant.

## 2.3 Mode avec émission de neutrinos

La demi-vie de la transition  $0^+ \rightarrow 0^+$  s'écrit dans ce cas:

$$T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+) = [G^{2\nu}(Q, Z) | M_{GT}^{2\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{2\nu} |^2]^{-1}$$

$G^{2\nu}(Q, Z)$  est le facteur d'espace de phase à 4 particules.

$g_V$  et  $g_A$  sont les constantes de couplage vectoriel et axial de l'interaction faible.  $M_{GT,F}^{2\nu}$  sont les éléments de matrice de Gamow-Teller et de Fermi [Eng88]. Ils contiennent l'information sur la structure nucléaire.

## 2.4 Mode sans émission de neutrinos

Ce mode nous intéresse plus particulièrement, puisqu'il correspond à l'analyse des résultats de l'expérience. Pour le mécanisme de masse, la demi-vie vaut:

$$T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+) = [G^{0\nu}(Q, Z) | M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu} |^2 \langle m_\nu \rangle^2]^{-1}$$

$G^{0\nu}(Q, Z)$  est le facteur d'espace de phase à 2 particules

$M_{GT,F}^{0\nu}$  sont les éléments de matrice pour ce mode [Eng88].

La masse effective  $\langle m_\nu \rangle$  est définie par:

$$\langle m_\nu \rangle = \sum_j \lambda_j | U_{ej} |^2 m_j$$

où les  $\lambda_j$  sont des phases valant  $\pm 1$ ,  $m_j$  la masse de Majorana des états propres de masse  $\Phi_j$ . La matrice de mélange  $U_{ej}$  est définie par:

$$\nu_i = \sum_j U_{ij} \Phi_j$$

où les  $\nu_j$  représentent les états propres de l'interaction faible du neutrino et les  $\Phi_j$  les états propres de masse.

Considérons maintenant une désintégration sans neutrinos due à l'interaction faible et contenant un couplage avec le courant leptonique à hélicité droite. L'hamiltonien décrivant l'interaction faible pour un processus semi-leptonique à basse énergie s'écrit:

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} [J_L^\alpha (M_{L\alpha}^+ + \kappa M_{R\alpha}^+) + J_R^\alpha (\eta M_{L\alpha}^+ + \lambda M_{R\alpha}^+)] + h.c.$$

$J_{L(R)}^\alpha$  et  $M_{L(R)}^\alpha$  sont les quadri-vecteurs des courants leptoniques et hadroniques gauche et droit. Les paramètres  $\eta$ ,  $\lambda$  et  $\kappa$  caractérisent la déviation par rapport au modèle standard.

Ces définitions nous permettent d'écrire le taux de transition de la manière suivante:

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = C_1 \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2} + C_2 \langle \lambda \rangle \frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} \cos(\psi_1) + C_3 \langle \eta \rangle \frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} \cos(\psi_2) \\ + C_4 \langle \lambda \rangle^2 + C_5 \langle \eta \rangle^2 + C_6 \langle \lambda \rangle \langle \eta \rangle \cos(\psi_1 - \psi_2)$$

Les paramètres  $\langle m_\nu \rangle$ ,  $\langle \lambda \rangle$  et  $\langle \eta \rangle$  sont les paramètres effectifs pour la masse du neutrino et les constantes de couplage au courant droit.  $\langle \lambda \rangle$  et  $\langle \eta \rangle$  sont égaux à zéro en l'absence de courants droits.

Les fonctions  $C_i$  contiennent les éléments de matrice nucléaire et les intégrales d'espace de phase.

$\psi_{1,2}$  sont les angles de phase entre  $\langle m_\nu \rangle$  et  $\lambda$  et entre  $\langle m_\nu \rangle$  et  $\eta$  respectivement. Ils doivent être égaux à 0 ou  $\pi$  si l'invariance CP est respectée.

## 2.5 Mode avec émission de Majoron

Les éléments de matrice de ce mode sont similaires à ceux du mode sans émission de neutrinos. On a alors:

$$T_{1/2}^{X^0}(0^+ \rightarrow 0^+) = [|g_B|^2 [M_{GT}^{0\nu} - \frac{g_V^2}{g_A^2} M_F^{0\nu}]^2 G_B]^{-1}$$

$G_B$  est le facteur d'espace de phase à trois particules.

$g_B$  est la constante de couplage entre le neutrino et le Majoron.

Le rapport entre les taux de désintégration des modes sans neutrinos et avec Majoron vaut [Geo81]:

$$\frac{\Gamma(X^0)}{\Gamma(0\nu)} = g_B^2 (84\pi^2)^{-1} \left(\frac{Q}{\langle m_\nu \rangle}\right)^2 R(x)$$

$Q$  est l'énergie de transition.

$R(x)$  est le rapport entre les intégrales d'espace de phase des deux modes:

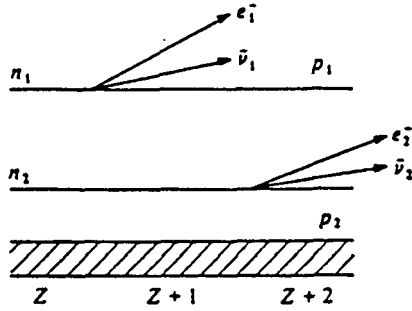
$$R(x) = \frac{x^4 + 14x^3 + 84x^2 + 210x + 210}{x^4 + 10x^3 + 40x^2 + 60x + 30}$$

avec  $x = \frac{Q}{m_e}$ .

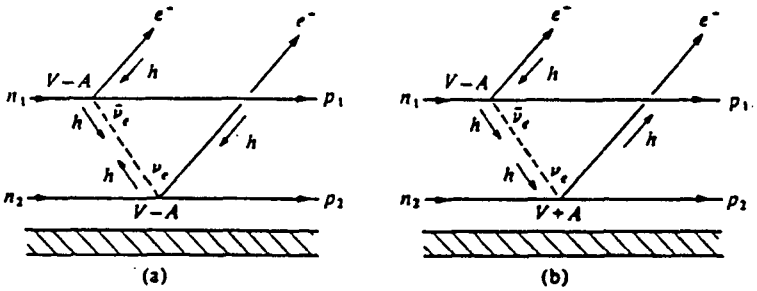
Le spectre en énergie pour ces différents modes est indiqué sur la figure 2.3.

Nous avons vu que la détermination de  $\langle m_\nu \rangle$  dépendait du calcul des éléments de matrice nucléaire. Dans notre cas, on choisit le modèle développé à Caltech par Engel, Vogel et Zirnbauer avec l'approximation QRPA [Eng88], car ce modèle reproduit bien les demi-vies observées pour le mode avec émission de neutrinos des noyaux  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$  et  $^{130}\text{Te}$  [Moe91] pour  $\alpha'_1 = -375 \pm 15 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ . Néanmoins, il est nécessaire de comparer les résultats obtenus pour différents modèles afin de déterminer les incertitudes théoriques.

a)



b)



c)

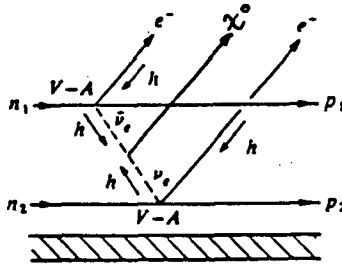


Figure 2.1: Représentation schématique des différents modes de désintégration [Boe83] ( $h$  représente l'hélicité du neutrino).

a) Mode avec émission de  $\nu$ .

b) Mode sans émission de  $\nu$ .

c) Mode avec émission de  $\chi^0$ .

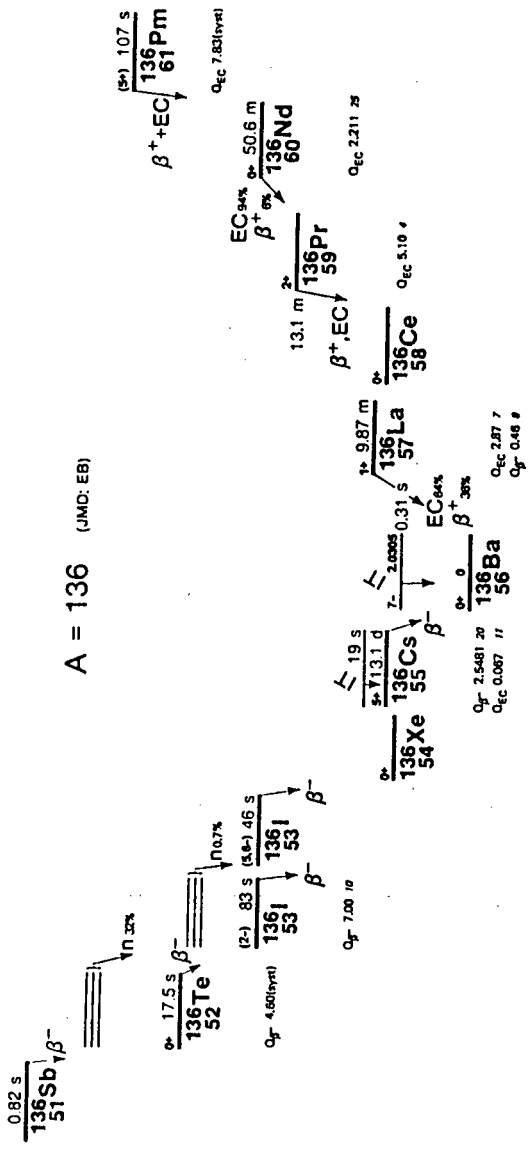


Figure 2.2: Niveaux d'énergie des noyaux à 136 nucléons [Led78].

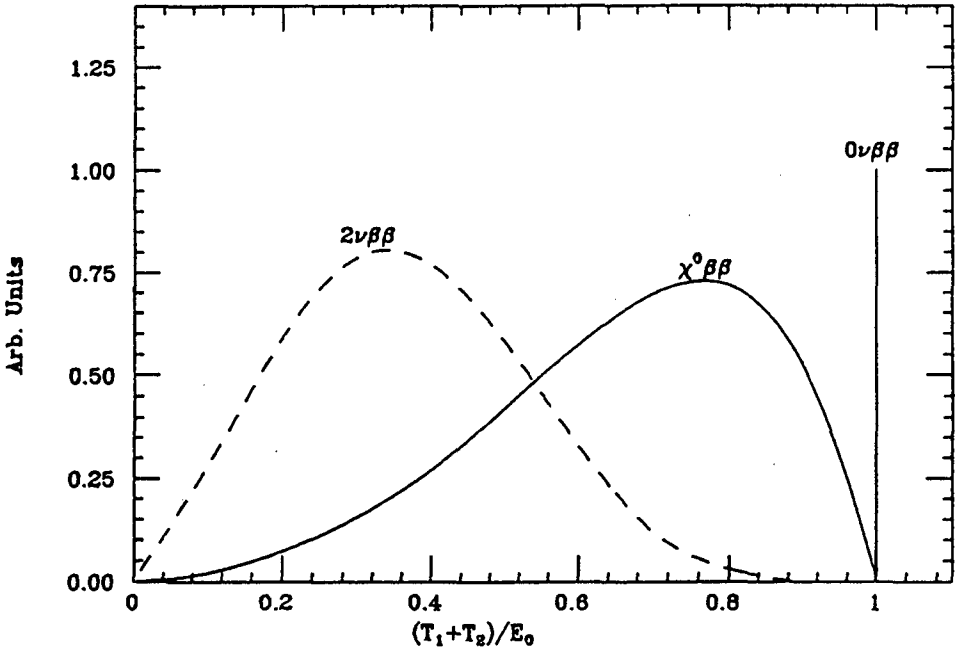


Figure 2.3: Représentation de la distribution en énergie des 2 électrons pour chaque mode.

# Chapitre 3

## Description de l'expérience

### 3.1 Principe

Les demi-durées de vies des processus étudiés étant très élevées, la difficulté principale des expériences de recherche de désintégration bêta double est d'extraire le signal de tout un ensemble d'événements parasites. On distingue deux types principaux d'expériences:

#### 3.1.1 Détection par comptage des noyaux filles

Dans ce type d'expérience, on compte le nombre de noyaux produits par désintégration bêta double pour un isotope donné. Ces expériences ne permettent pas de séparer les modes  $0\nu$  et  $2\nu$  et l'extraction des noyaux filles est extrêmement difficile. On distingue les expériences géochimiques et radiochimiques.

#### Expériences géochimiques

On compte par spectrométrie de masse le nombre de noyaux filles produits dans des minerais riches en noyaux parents depuis leur cristallisation. Cette méthode est valable si les éléments produits sont des gaz nobles et donc chimiquement inertes. Son avantage découle du grand nombre d'atomes filles produits durant un temps d'accumulation géologique (typiquement  $10^9$  années).

Les demi-vies du  $^{82}\text{Se}$  et du  $^{130}\text{Te}$  ont été déterminées par cette méthode.

### Expériences radiochimiques

Dans ce cas, on utilise le fait que les noyaux filles produits sont radioactifs et donc détectables plus facilement. Les échantillons d'émetteurs bêta double sont fabriqués en laboratoire et les échelles de temps ne sont plus géologiques, contrairement aux expériences géochimiques.

### 3.1.2 Utilisation de détecteurs

On distingue deux types d'expériences, selon que l'échantillon d'émetteurs bêta double est distinct ou non du détecteur. Les expériences avec détecteur au germanium sont conçues selon ce dernier principe [Fio67] et la nôtre également. Les expériences avec détecteurs nécessitent un bruit de fond le plus faible possible. A cet effet, il est indispensable de se blinder contre le flux de muons cosmiques et contre la radioactivité naturelle ambiante en installant l'expérience sous la terre et par un blindage anti-gamma efficace. Le choix des matériaux est également primordial si l'on veut éviter une contamination due à des produits des chaînes  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{40}\text{K}$ .

### Spectromètres

Dans ce cas, seule l'énergie de la désintégration est mesurable. Le détecteur le plus performant est sans conteste celui au germanium qui permet une résolution en énergie élevée et a fourni les meilleures limites de masse de neutrinos pour le noyau de  $^{76}\text{Ge}$  [Reus92] [Pie92]. Citons également la chambre à ionisation remplie au xénon enrichi en  $^{136}\text{Xe}$  qui a permis l'étude de la désintégration bêta double de ce noyau [Bar89].

## Reconnaissance avec information spatiale

Ces expériences exploitent en plus l'information due à la topologie des événements recherchés, à savoir deux traces d'électrons avec un vertex commun. La première mise en évidence en laboratoire d'une désintégration bêta double avec émission de neutrinos a été observée pour le  $^{82}\text{Se}$  au moyen d'un détecteur (TPC) utilisant la reconnaissance de traces. La désintégration bêta double du  $^{136}\text{Xe}$  a déjà été étudiée au moyen de tels détecteurs [Bel89] et l'expérience mentionnée dans cette thèse est également basée sur ce principe.

### 3.2 Chambre à projection temporelle

La chambre à projection temporelle (TPC) est un détecteur qui permet de reconstituer une trace produite par une particule ionisante selon deux projections  $xz$  et  $yz$  et de mesurer la perte en énergie le long de la trace.

La partie centrale de la TPC est un cylindre étanche rempli d'un gaz de mobilité élevée et de longueur d'atténuation faible permettant la dérive des électrons. Les électrons secondaires produits par le passage d'une particule ionisante dérivent le long du champ électrique produit par une cathode, une grille et des bagues placées entre l'anode et la grille à des potentiels décroissants. Ces électrons sont recueillis sur un plan d'anode, derrière la grille. La charge ainsi créée induit un signal électrique sur le plan  $xy$  placé à quelques millimètres derrière l'anode.

L'évolution temporelle fournit l'information spatiale le long de l'axe  $z$ . L'énergie déposée le long de l'axe  $z$  est mesurée par la charge totale produite à l'anode en fonction du temps. (La plupart des TPC fonctionnent avec un champ magnétique parallèle au champ de dérive des électrons, ce qui permet de mesurer l'impulsion des particules et leur charge. La diffusion multiple des électrons dans le gaz à une pression de 5 bar rend ce procédé inefficace dans notre cas.)

### 3.3 Désintégration bêta double et TPC

L'isotope  $^{136}\text{Xe}$  est un bon candidat pour l'étude de la désintégration bêta double, car son énergie de transition élevée (2478 keV) produit un facteur d'espace de phases important, ce qui favorise le taux de transition. De plus, le xenon naturel contient 9% de l'isotope  $^{136}\text{Xe}$ , et il est possible de se procurer du xenon enrichi en  $^{136}\text{Xe}$ . Le xenon est également un bon gaz de compteur proportionnel avec de bonnes propriétés pour la dérive des électrons. Son utilisation à la fois comme source et détecteur est donc possible.

La chambre à projection temporelle est un détecteur convenant bien à l'étude de la désintégration bêta double du  $^{136}\text{Xe}$ . Sa capacité de sélectionner les événements selon leur topologie doit en outre permettre de réduire le bruit de fond et compenser la perte en résolution par rapport au spectromètre au germanium.

### 3.4 Description du détecteur

Les conditions de fonctionnement de la chambre ont été étudiées à l'aide d'un prototype [Cal89] [Iqb86]. De nombreuses simulations Monte-Carlo ont permis d'optimiser les différents paramètres [Iqb87]. Une description détaillée de la TPC est donnée dans la référence [Won91]. Tous les matériaux composant le détecteur ont été choisis selon leur basse radioactivité et testés avec un spectromètre au germanium. Tout le cuivre en particulier est de type OFHC.

Le détecteur (voir la figure 3.1) est composé d'une chambre cylindrique en cuivre de 60 cm de diamètre, 70 cm de longueur, et dont les parois ont 5 cm d'épaisseur. Elle est fermée par deux couvercles en cuivre de 5 cm d'épaisseur. La cathode, de forme circulaire, est fixée au couvercle inférieur. Ses dimensions sont de 63 cm de diamètre et 1.6 mm d'épaisseur. Elle est également construite en cuivre OFHC.

Le plan xy (voir la figure 3.2 et 3.3) est fixé rigidement au couvercle. Les  $2 \times 168$  pistes qui le composent ont été gravées à intervalles de 3.5 mm dans une plaque de Rexolyte. Celle-ci est fixée à une structure en nid d'abeille

devant assurer, en principe, une rigidité maximale. Le plan d'anode est formé d'un cadre rigide en cuivre OFHC recouvert d'époxy. Les fils de signal et de garde sont tendus alternativement à 2.5 mm de distance.

L'homogénéité du champ électrique au bord de la chambre est réalisée au moyen de 70 bagues en cuivres disposées entre la grille et la cathode à des potentiels décroissants. Les résistances de  $10 M\Omega$  du pont diviseur de tension sont standards et de ce fait contiennent des composants radioactifs des lignes  $^{238}U$  et  $^{232}Th$ .

Une pression de 5 bar semble être un bon compromis entre la nécessité de devoir travailler avec une grande quantité de noyaux émetteurs bêta double pour avoir une bonne sensibilité et le fait qu'à trop haute pression les traces deviennent trop courtes, donc l'identification des événements plus difficile. De plus, des études préliminaires ont montrées qu'il était difficile de travailler avec du xenon pur. Il est indispensable d'ajouter 3.9 % de méthane afin de réduire la diffusion des électrons et augmenter leur vitesse de dérive.

Le gaz est continuellement purifié à travers un purificateur de type passif. Celui-ci est composé d'un alliage de Zr, Ti et Ni. Il travaille à une température de  $500\text{ }^{\circ}C$  et doit assurer des niveaux de concentration en  $H_2O$  et  $O_2$  inférieurs à 0.2 ppm, afin d'éviter une atténuation des électrons de dérive inférieure à 5 %. Le champ électrique de dérive doit être suffisamment intense pour limiter la diffusion des électrons. Une valeur de  $200\text{ V/cm/atm}$  permet de limiter cette diffusion à 2 mm sur une longueur de dérive de 70 cm, ce qui est acceptable. La diffusion des électrons impose une limite inférieure à la résolution spatiale. L'espacement entre les pistes du plan de lecture xy est de 3.5 mm, et il définit la résolution spatiale dans le plan xy du détecteur. La résolution selon l'axe z est déterminée par la vitesse de dérive des électrons et la fréquence d'échantillonnage. Elle vaut 6.8 mm pour une vitesse de  $1.36\text{ cm}/\mu s$  et une fréquence de lecture du plan xy de 2 MHz.

Une bonne résolution en énergie implique un contrôle de la géométrie du système anode-grille-plan de lecture. Une tolérance de  $25\text{ }\mu m$  sur l'écartement entre les fils d'anode et sur les distances inter-plans devrait permettre d'atteindre une résolution de 5 % à 2.5 MeV, mais cet objectif n'a pas encore été

atteint (voir chapitre 5.3).

### 3.5 Description de l'électronique et du système d'acquisition

L'électronique et le système d'acquisition (voir la figure 3.4) sont décrits en détail dans les références [Iqb88], [Tho87] et [Won91]. En voici un résumé succinct.

L'anode constitue la pièce maîtresse du système de mesure. Le signal qu'elle développe est utilisé comme trigger et est digitalisé à une fréquence d'échantillonnage de 8 MHz par un transient recorder. Parallèlement, ce signal en induit d'autres sur les pistes du plan xy. Ces derniers sont amplifiés et alimentent ensuite chacun un discriminateur à 2 niveaux. Ce module permet de différencier la fin d'une trace, où la perte d'ionisation est élevée, d'une trace au minimum de ionisation. L'information fournie par les discriminateurs et le transient recorder est stockée provisoirement dans un module CAMAC durant 4 ms. Si aucun autre événement n'apparaît durant ce laps de temps, alors la mémoire est transférée à une PDP 11/73 qui compresse les données et les envoie par une ligne Ethernet à un Tektronix 6130 où elles sont stockées sur bande magnétique.

### 3.6 Blindage

Les sources extérieures de bruit de fond potentielles sont les muons cosmiques, les neutrons et les rayons gamma.

On peut se blinder efficacement contre la première source en protégeant l'expérience par une épaisse couche de matière la plus dense possible. Le tunnel du St-Gothard, (voir la figure 3.5) où l'expérience est localisée, constitue une bonne protection contre le rayonnement cosmique. Le laboratoire, situé à 4 km d'Airolo, est couvert par une épaisseur de 1.4 km de roches, ce qui correspond à une efficacité équivalente produite par 3 km d'eau. Le flux de muons

est ainsi réduit d'un facteur  $10^6$  (voir la figure 3.6).

Le plomb constitue une bonne protection contre le rayonnement  $\gamma$  et nous avons entouré le détecteur par un blindage de 20 cm d'épaisseur de ce matériau. Ce blindage est décrit en détail ci-dessous.

Les atomes  $^{222}Rn$  et  $^{220}Rn$  sont présents dans l'air. Ils sont produits par les chaînes  $^{238}U$ , respectivement  $^{232}Th$ , et sont émetteurs  $\alpha$ . Le détecteur est protégé de ces isotopes par une enceinte extérieure pressurisée à l'azote.

Finalement, le blindage choisi contre les neutrons est constitué de feuilles de  $B_4C$  de 5mm d'épaisseur entourant le détecteur, et un scintillateur plastique placé au-dessus de la chambre est utilisé comme veto et doit permettre, en principe, d'améliorer la protection contre les muons cosmiques. Ces deux options sont actuellement en cours d'installation et ne concernent pas les mesures présentées dans cette thèse.

### 3.6.1 Blindage anti-gamma

La conception et la construction de ce blindage a constitué une part importante de mon travail de thèse. J'ai été aidé pour cela par les ingénieurs C. Hêche de Neuchâtel et H.E. Enrikson de Caltech.

L'épaisseur du blindage fut choisie de manière pragmatique en utilisant les mesures de bruit de fond ambiant obtenus au moyen du détecteur au germanium fonctionnant dans le même laboratoire. Une épaisseur de 20 cm de plomb combinée au 5 cm de cuivre de la chambre devrait permettre d'atténuer le flux de  $\gamma$  d'un facteur  $10^5$  à 2.5 MeV, ce qui est suffisant. Néanmoins, pour plus de sûreté, notre construction doit permettre d'augmenter cette épaisseur de 10 cm si cela s'en avérait nécessaire par la suite.

Le plomb provenant de différentes firmes fut testé à Neuchâtel au moyen d'un cristal au germanium. Nous choisîmes le plus propre du point de vue radioactivité.

La forme de la partie latérale du blindage est un octogone. Elle simplifie la construction et permet un assemblage au moyen de 4 briques standard de 5 cm d'épaisseur. Les 4 couches de briques sont décalées les unes par rapport aux

autres pour maximiser l'efficacité du blindage en évitant une superposition des jointures.

La partie inférieure du blindage est constituée d'une couche de briques de plomb de 30 cm d'épaisseur reposant sur une plaque de fer. Celle-ci est posée sur 8 amortisseurs pour supprimer au maximum les vibrations du trafic routier du tunnel. La plaque et le plomb sont percés pour laisser un passage au câble d'alimentation de la cathode. L'épaisseur de blindage ainsi perdue est compensée par du plomb placé dans une cavité creusée dans le sol exactement sous le passage.

Le château, de forme octogonale, repose sur la partie inférieure. Sa hauteur est de 1 m et son épaisseur de 20 cm. Deux découpes traversent une face et laissent un passage aux tuyaux du système de circulation du gaz. De plus, un trou percé au milieu d'une autre face permet d'approcher les sources de calibration en face de la fenêtre de calibration. Un bouchon en cuivre le referme lorsqu'il n'est pas utilisé.

Le blindage est fermé par un couvercle cylindrique fait de 2 pièces pour permettre le passage des câbles de lecture de l'anode et du plan xy. Chaque demi-couvercle est composé d'une plaque en cuivre de 2 cm recouverte de 20 cm de plomb. Leur manipulation est effectuée au moyen d'une grue électrique. Toutes les briques ont été soigneusement nettoyées avant leur empilement, puis manipulées au moyen de gants pour éviter un dépôt de graisses sur les surfaces.

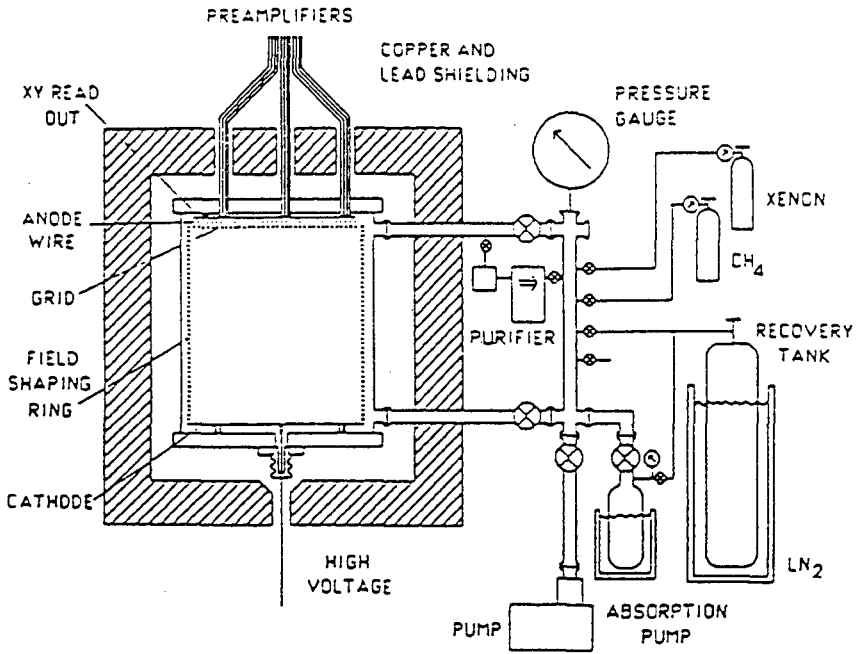


Figure 3.1: Schéma de l'expérience.

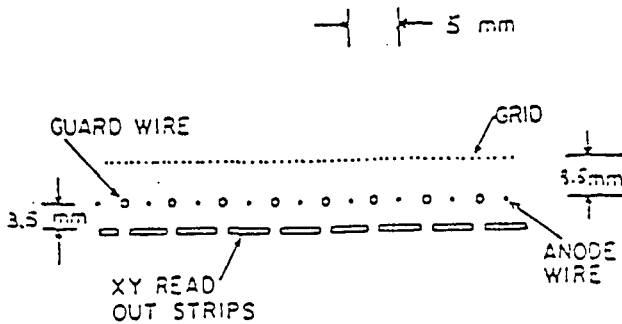


Figure 3.2: Vue en coupe des plans de lecture, d'anode et de grille.

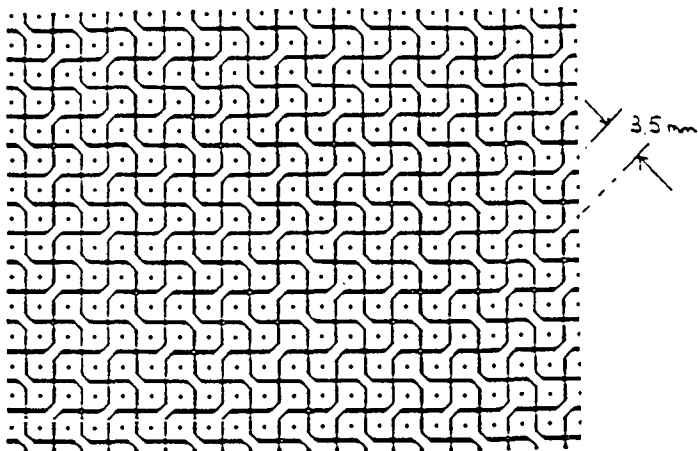


Figure 3.3: Plan de lecture xy.

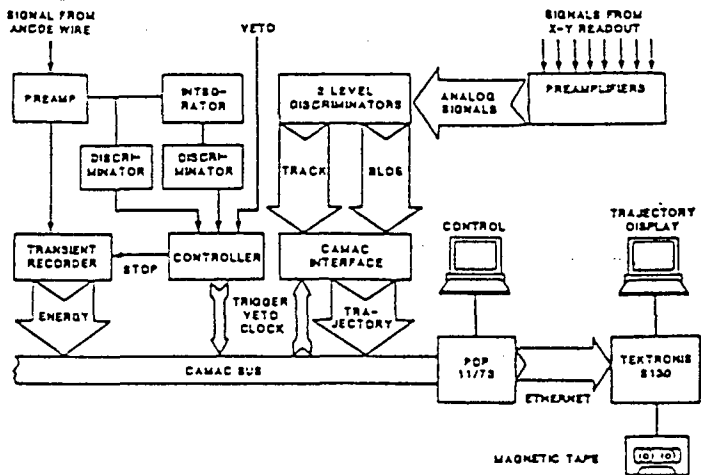


Figure 3.4: Electronique et système d'acquisition.

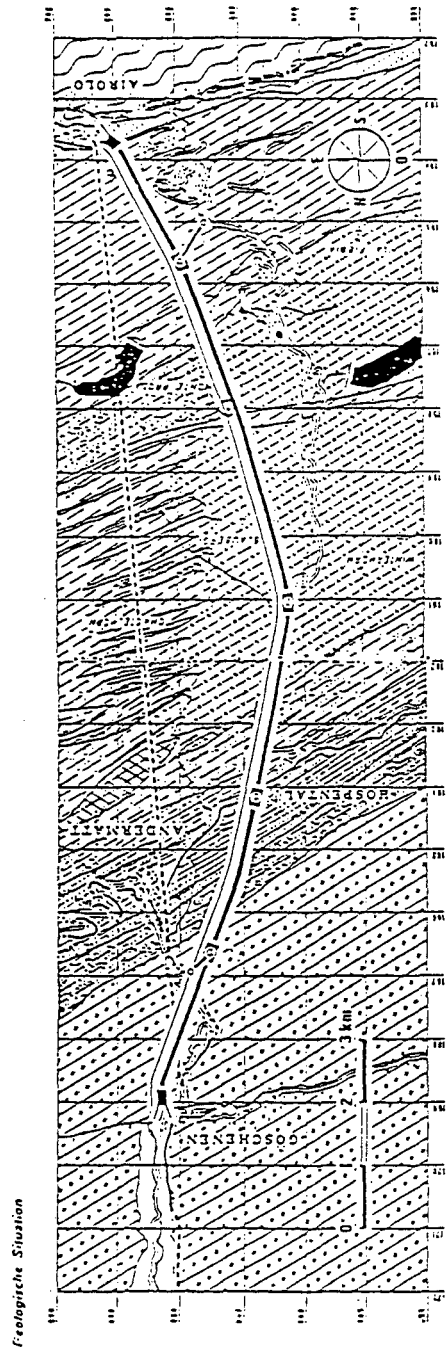
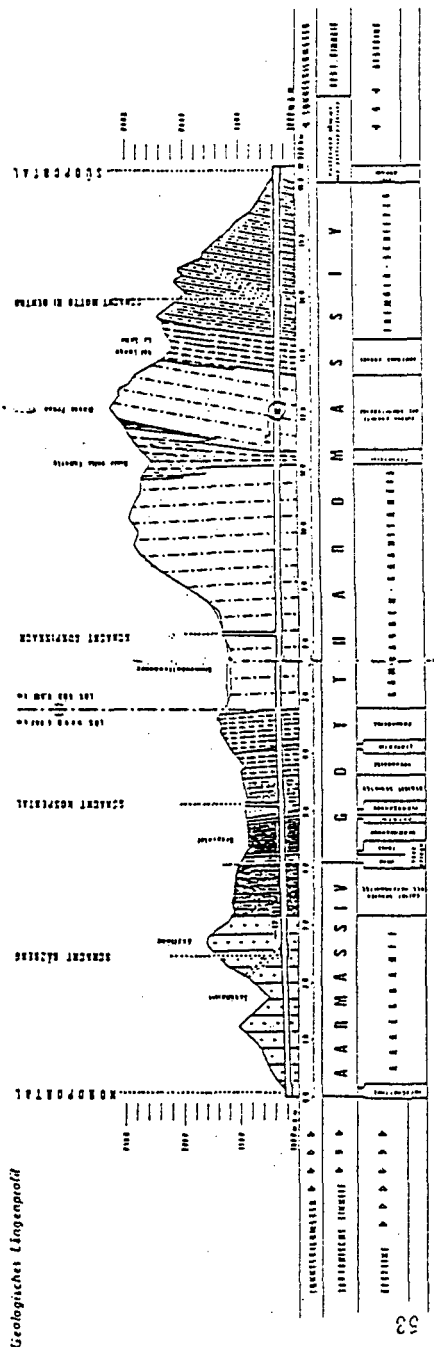


Figure 3.5: Vue en coupe du tunnel routier du St-Gothard.

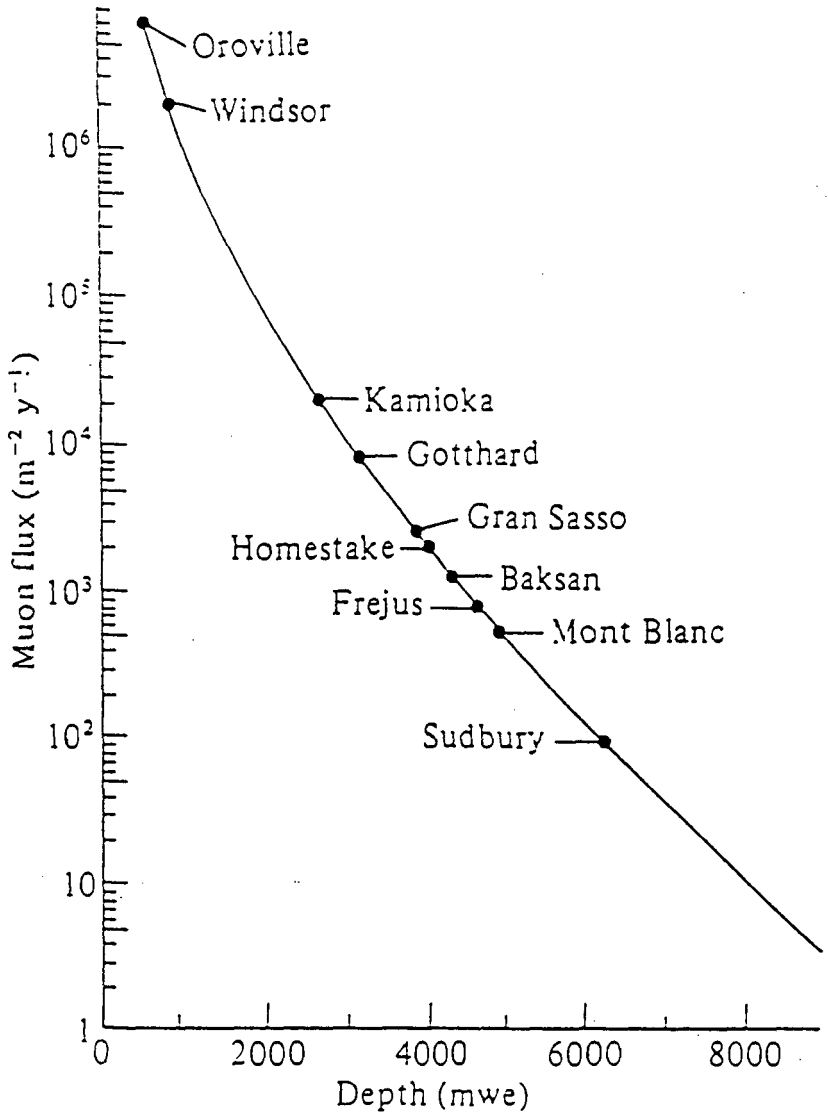


Figure 3.6: Flux de muons à l'intérieur de différents sites [Hax84].

# Chapitre 4

## Analyse

### 4.1 Description

Les données sont lues par un système CAMAC géré par un mini-ordinateur PDP 11/73, lui-même asservi à une station Tektronix. L'anode enregistre typiquement un taux d'événements de 0.9 Hz à un seuil de 100 keV. Bien que le système d'acquisition soit capable de gérer 5 événements à la seconde, un tel taux, constitué à plus de 50 % par des décharges et des émissions alpha, rendrait l'analyse fastidieuse. Une analyse en ligne des événements permet de réduire ce taux à 40.000 par semaine pour un seuil de 600 keV. Les événements retenus sont enregistrés sur bande magnétique pour être ensuite analysés à l'institut. Un programme d'analyse permet de rejeter automatiquement certains événements comme les décharges et les particules alpha. Les traces non rejetées par ce programme sont au nombre de 350 par semaine à un seuil de 1.6 MeV. Elles sont examinées visuellement et classées pour ne retenir que les signatures typiques d'une désintégration bêta double, à savoir une trace continue terminée à chaque extrémités par une forte déposition d'énergie. Ces événements à deux électrons sont réunis dans un histogramme en énergie et un traitement statistique permet de donner une limite sur les différents modes étudiés. Chaque pas de l'analyse est effectué avec une certaine efficacité que nous allons examiner ci-dessous.

## 4.2 Analyse en ligne

### 4.2.1 Bague de veto

Le plan xy est entouré d'un anneau de veto détectant les traces sortant latéralement du volume actif. L'efficacité de ce veto a été mesurée en comparant le taux de muons cosmiques traversant la chambre à celui mesuré en coïncidence par deux scintillateurs plastiques. Cette efficacité est de 95 %. Le taux d'événements enregistrés par cet anneau est de 0.1 Hz et la durée du veto est de 128  $\mu$ s. Si un événement valide se produit durant ce temps il sera rejeté. La probabilité d'une telle coïncidence est de  $10^{-5}$ .

### 4.2.2 Filtrage en ligne au moyen d'un logiciel

L'acquisition par le système CAMAC se fait à un seuil de 600 keV. Le système rejette également les événements caractérisés par une longue saturation du signal. Les données sont ensuite compressées puis envoyées par une ligne Ethernet à une station Tektronix 6300. Là, une analyse préliminaire permet de rejeter les événements présentant les caractéristiques typiques d'une émission alpha ou d'une décharge, à savoir un signal d'anode saturé avec un temps de montée rapide et un rapport élevé entre les nombre de pixels d'amas et de traces. Les événements ayant passé ce filtre sont enregistrés sur bande magnétique. Ce programme a été testé en comparant sa réponse pour un ensemble de données connues. La probabilité de rejeter un événement valide est inférieure à  $10^{-3}$ , ce qui conduit à une efficacité de 0.999.

## 4.3 Analyse différée

Les données brutes enregistrées sur bande sont filtrées hors ligne à l'aide d'un programme informatique. Les différents filtres sont décrits ci-dessous et leur efficacité est tabulée dans le tableau 4.2. L'utilité de ce programme est de soustraire à l'analyse finale des événements triviaux comme les décharges et

les particules alpha, et donc d'alléger le travail de visualisation à l'écran. Les événements retenus par chacun de ces filtres sont classés à part.

### **Filtre 1**

Ce filtre sélectionne les événements dont la trace ne remplit pas des critères simples d'énergie minimale et de nombre minimal de pixels de traces et d'amas ou si elle est composée d'événements en coïncidence retardée.

### **Filtre 2**

Les décharges originaires du bord de l'anode sont reconnaissables car elles produisent des courant d'anode importants mais pas de pixels de traces. L'efficacité de ce filtre est de 1 %.

### **Filtre 3**

Les particules alpha sont identifiées grâce à la saturation du signal d'anode et au rapport élevé entre le nombre de pixel d'amas et de trace.

### **Filtre 4**

Ce filtre élimine les événements avec moins de deux amas dans au moins une projection. L'efficacité de ce filtre est incluse dans celle calculée au chapitre 4.5.1.

### **Filtre 5**

Les événements composés de traces spatialement séparées sont détectés par ce filtre. Une telle coupure de trace peut être due à une défaillance de l'électronique, ce dont tient compte le facteur d'inefficacité. Celui-ci a été déterminé en visualisant les événements rejetés par ce filtre.

## Filtre 6

Ce filtre permet de reconnaître les traces comportant moins de deux extrémités avec des amas et au moins un bout sans amas. Les événements constitués de simples électrons sont donc détectés par ce filtre. Son inefficacité a été déterminée avec des événements à deux électrons générés par Monte Carlo [Iqb87].

### 4.4 Visualisation à l'écran

Les événements ayant passé ces filtres sont ensuite visualisés pour l'analyse finale. Le logiciel à disposition permet de visualiser les traces à l'écran, d'en mesurer les coordonnées à l'aide d'un curseur et de compter le nombre de pixels situés à l'intérieur d'un rectangle centré aux coordonnées du curseur. Les événements sont classés selon les critères suivants:

1. Electron isolé.
2. Electron isolé avec émission d'un électron delta.
3. Evénement à deux électrons.
4. Electron isolé dont le début de trace bien défini comporte quelques pixels d'amas.
5. Décharge.
6. Production de paires.
7. Traces multiples.
8. Evénement avec coïncidence retardée.
9. Evénement suivi d'une émission alpha.
10. Muon cosmique.
11. Gerbe.
12. Evénement incomplètement confiné à l'intérieur du volume de la chambre.
13. Evénement inclassifiable.

#### 4.4.1 Différenciation entre le début et la fin d'une trace

La mesure du nombre de pixels confinés à l'intérieur d'un rectangle permet de définir une charge  $Q$  de la manière suivante:

$$Q = \sqrt{Q_x \cdot Q_y}$$

$$Q_{x,y} = t_{x,y} \left[ 1 + \left( \frac{t_{x,y}}{T} \right)^\alpha \right] + \omega \cdot b_{x,y}$$

$t_{x,y}$  et  $b_{x,y}$  sont les nombres de pixels de traces et d'amas pour les projections  $x$  et  $y$ .

$T$  est le nombre total de pixels contenus dans le rectangle.

$\alpha$  et  $\omega$  sont des coefficients de pondération.

En choisissant les valeurs  $\alpha = 2$ ,  $\omega = 5$  et en prenant 7 canaux dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ , on peut différencier le début et la fin des traces d'électrons comme nous le montre la figure 4.7. Cet histogramme a été obtenu en déterminant visuellement le début et la fin de traces d'électrons de sources  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{88}\text{Y}$  et  $^{232}\text{Th}$ . La plupart, soit 96.6 % des électrons déposent plus de 30 unités de charge à la fin de leur trajectoire. Un seuil placé à  $Q=30$  permet donc de sélectionner les événements à deux électrons avec une efficacité de  $(0.966)^2$  ou 0.933.

Les critères de sélection des événements à deux électrons ainsi que leurs efficacités sont les suivants:

##### Critère 1

Les événements accompagnés d'une petite charge isolée plus grande que 10 unités, comme définie plus haut, sont rejetés. La figure 4.8 nous montre qu'une telle charge est produite par une déposition d'énergie de  $120 \pm 40$  keV. Les simulations Monte Carlo indiquent que la probabilité d'avoir un événement composé de deux électrons accompagné d'un photon de bremsstrahlung de plus de 120 keV est de 4.8 % pour les modes MM et RHC.

## Critère 2

Les événements incomplètement confinés dans la chambre sont rejetés. La probabilité qu'un événement bêta double ne soit pas entièrement confiné à l'intérieur du volume efficace est contenue dans le facteur d'efficacité du détecteur calculé au chapitre 4.5.2.

## Critère 3

La charge  $Q$  définie plus haut est mesurée aux deux extrémités de chaque trace. On suppose qu'une charge inférieure à 30 unités correspond à un début de trajectoire d'électron accompagné d'un électron  $\delta$ , et un tel événement est rejeté. Un événement bêta double dont l'énergie d'un des électrons est suffisamment basse peut aussi être éliminé par ce critère, ce qui conduit à un facteur d'efficacité. La figure 4.8b nous montre la charge  $Q_{Tot} = 7.5 + Q_{Bo}$  en fonction de l'énergie. Le facteur de 7.5 correspond à l'énergie déposée par un électron au minimum d'ionisation. Il a été déterminé en mesurant la charge déposée par les électrons d'une source de  $^{232}Th$  au début de leur trajectoire. On voit que qu'un  $Q_{Tot}$  de 30 correspond à une énergie de  $160 \pm 40$  keV. La probabilité qu'un des deux électrons bêta double ait une énergie inférieure à 160 keV est de 5.7 % et 21.8 % pour les modes MM, respectivement RHC.

### 4.4.2 Efficacité du détecteur

La probabilité qu'un événement bêta double soit entièrement confiné à l'intérieur du volume efficace a été calculée au moyen de programmes Monte Carlo. Le tableau 4.1 résume les valeurs obtenues pour les modes MM et RHC avec différentes versions de GEANT et un code développé à Caltech. La rétrodiffusion à basse énergie sur des noyaux lourds n'est pas traitée correctement par la version 3.14 de GEANT. Ce problème a été résolu pour la version 3.15. De plus, le code de Caltech ne suit pas les traces des particules secondaires générées le long de la trajectoire, c'est pourquoi nous choisissons finalement les résultats donnés par la version 3.15 de GEANT.

Code	Geant 3.14	Geant 3.15	Caltech
MM	0.33	0.30	0.26
RHC	0.30	0.27	0.22

Table 4.1: Efficacité du détecteur.

Mode	MM	RHC
Anneau de veto	1.000	1.000
Logiciel	0.999	0.999
Filtre 1	1.000	1.000
Filtre 2	0.997	0.997
Filtre 3	0.993	0.993
Filtre 4	-	-
Filtre 5	0.995	0.995
Filtre 6	0.938	0.946
Diff. début et fin	0.951	0.951
Critère 1	0.952	0.952
Critère 2	-	-
Critère 3	0.943	0.782
Efficacité totale	0.79	0.66

Table 4.2: Efficacité des différents pas de l'analyse.

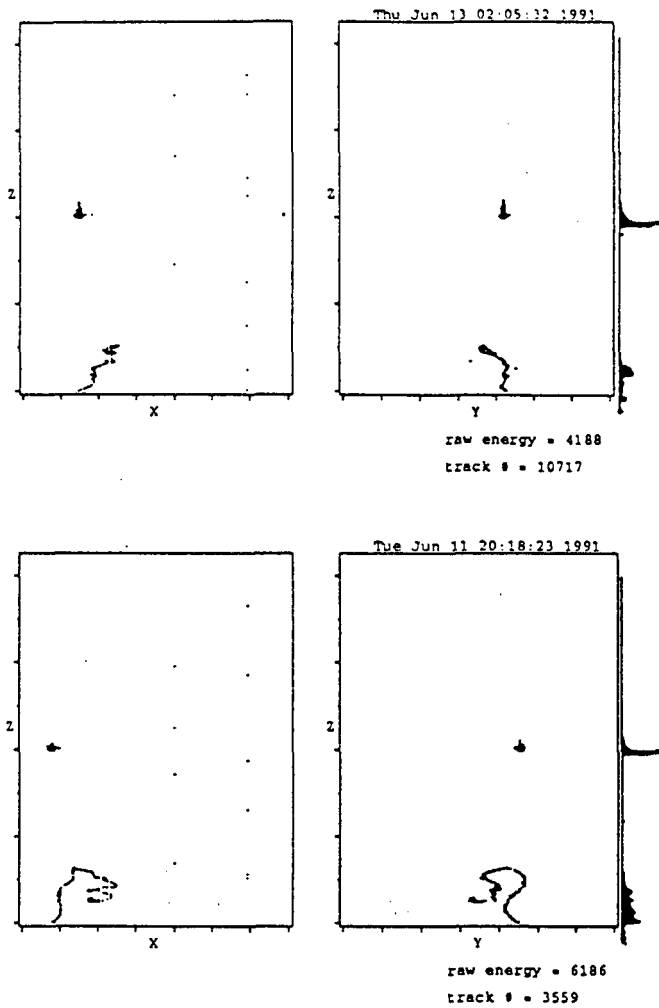


Figure 4.1: Coïncidence retardée entre un électron et un  $\alpha$ .

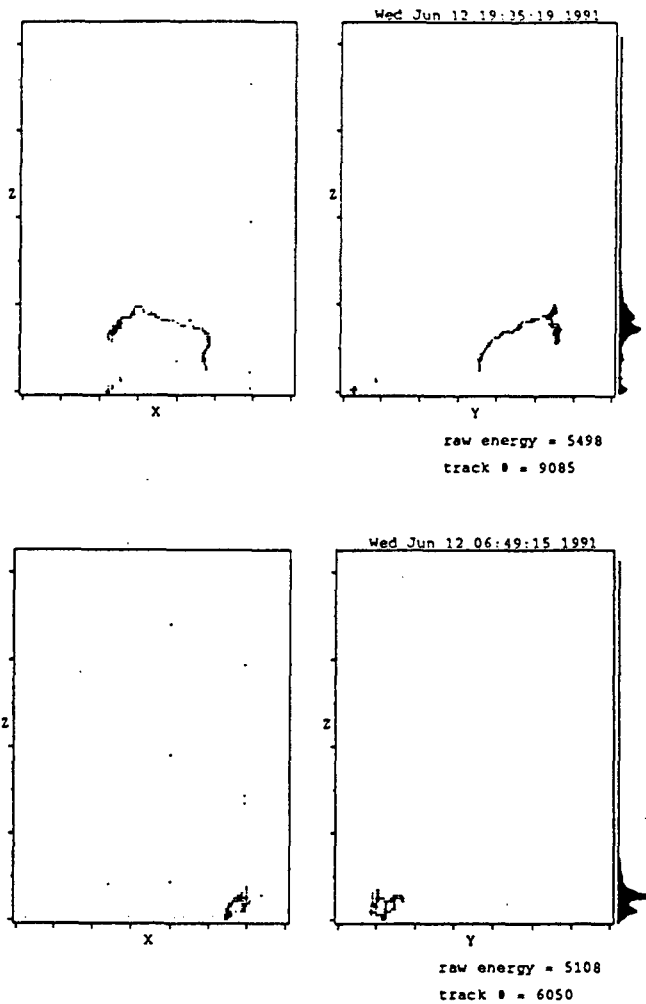


Figure 4.2: Evénements dont une partie de la trace déborde hors du volume efficace.

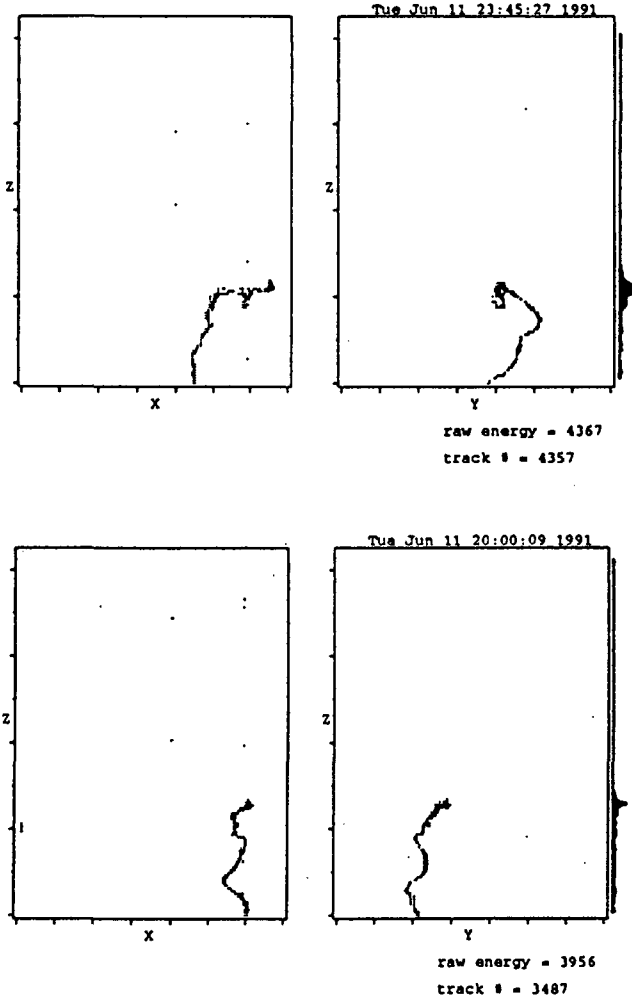


Figure 4.3: Simple électron.

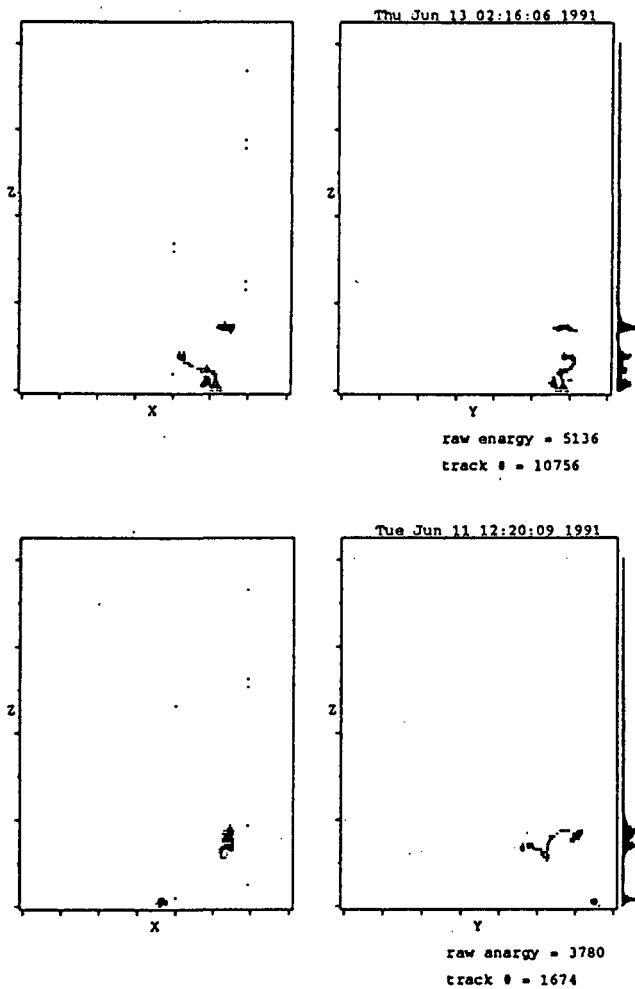


Figure 4.4: Production de paires  $e^+e^-$  avec le photon de 511 keV converti.

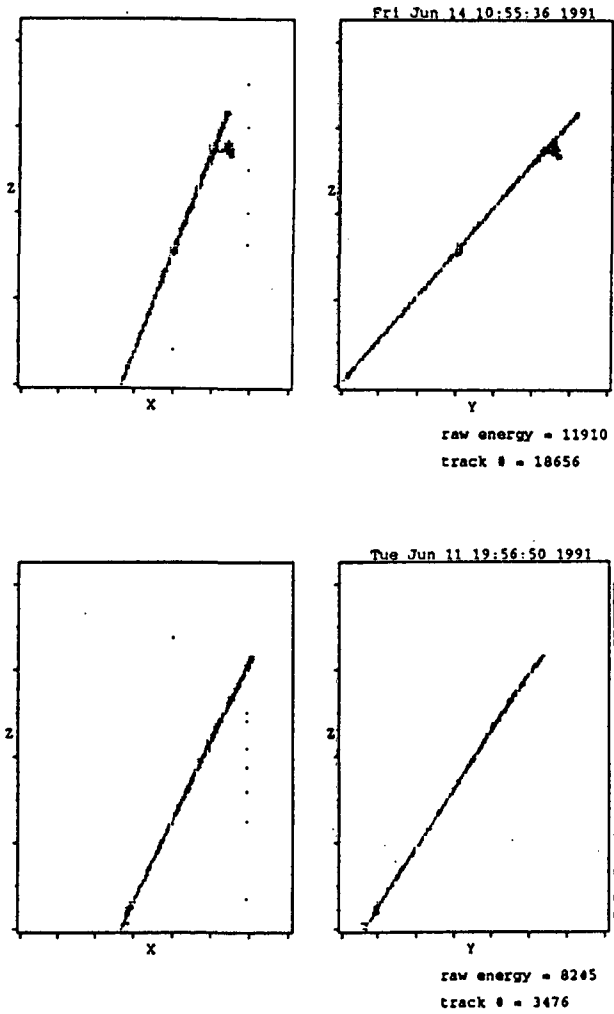


Figure 4.5: Muons cosmiques.

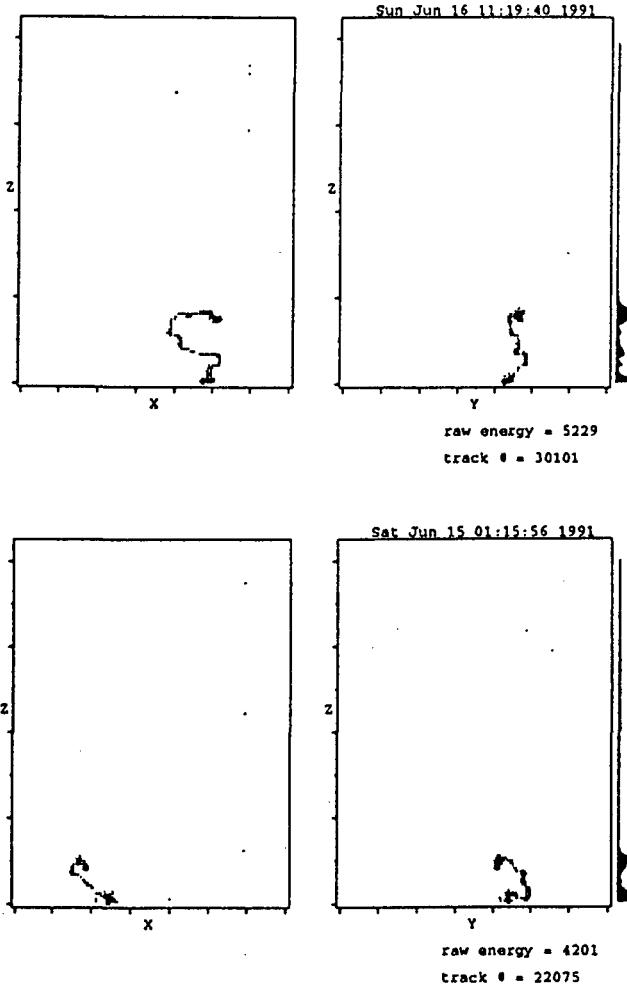


Figure 4.6: Evénements à deux électrons.

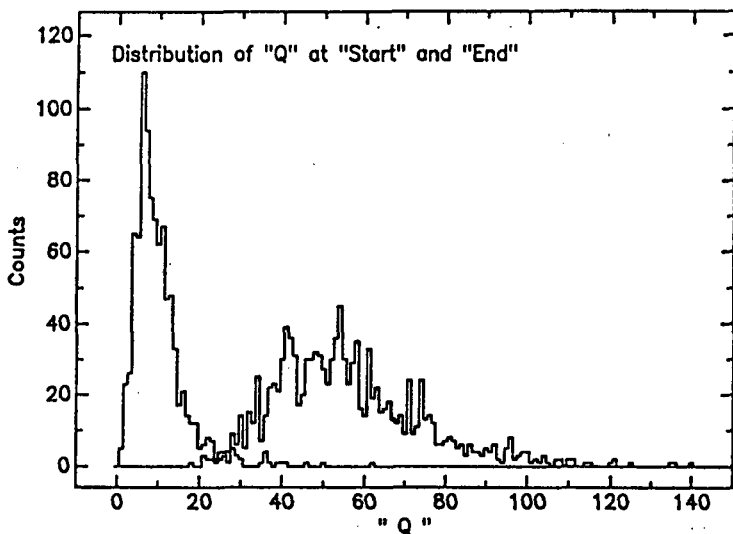


Figure 4.7: Distribution de la perte d'énergie au début et à la fin des trajectoires d'électrons, mesurée avec des sources  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{88}\text{Y}$  et  $^{132}\text{Th}$ .

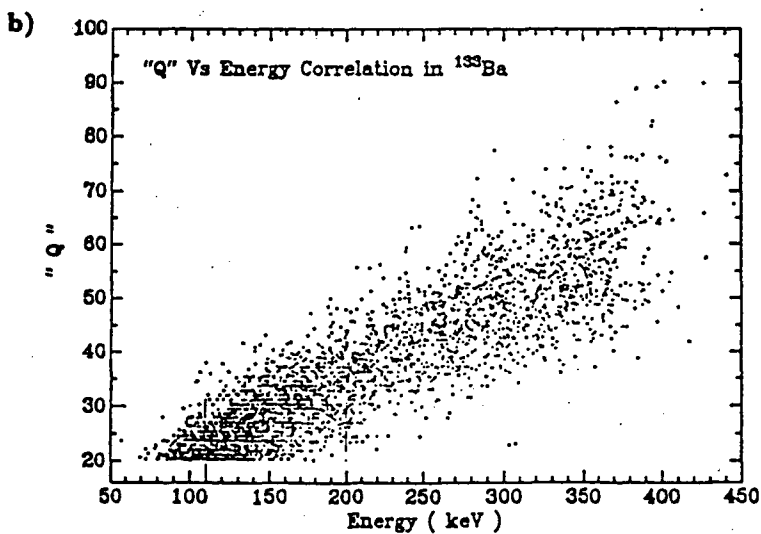
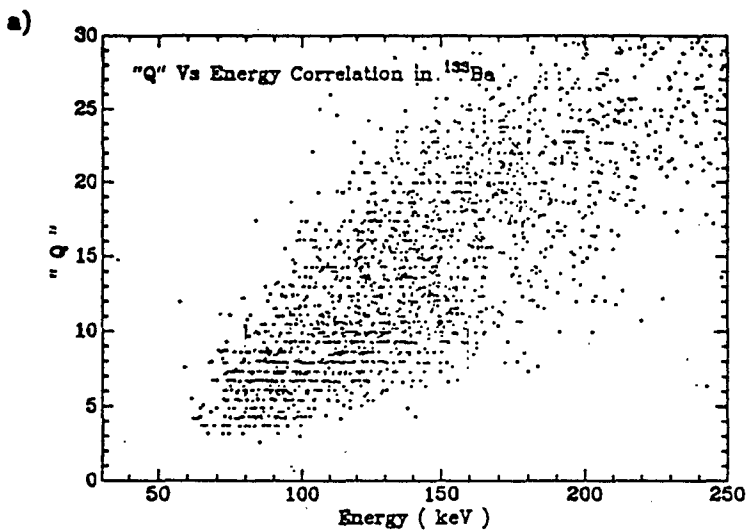


Figure 4.8: a) Charge déposée en fonction de l'énergie de l'électron, mesurée avec une source de  $^{133}\text{Ba}$ .

b) Mesure identique à a) avec une valeur de Q augmentée de 7.5 unités pour simuler la production d'un électron delta en début de trace.

# Chapitre 5

## Résultats

### 5.1 Prise de données

La prise de données a débuté le 1 décembre 1990 et se poursuit encore actuellement (octobre 1992). L'acquisition se fait automatiquement et est interrompue une fois par semaine lors du changement de bande magnétique. Cette pause hebdomadaire est mise à profit pour effectuer diverses calibrations et tâches d'entretien. Toutes les 6 à 8 semaines environ, une mesure de 2 à 3 jours est effectuée avec une source de  $^{137}\text{Cs}$  pour dresser une carte de gain du plan xy et corriger ainsi la charge déposée à l'anode en fonction des coordonnées. L'analyse présentée dans cette thèse représente 6830 heures d'acquisition, soit du 1.12.90 au 11.2.92.

### 5.2 Carte du plan xy

La résolution en énergie de la chambre est fonction de la pression, de l'intensité du champ électrique à l'anode et de l'homogénéité du gain, qui dépend des plans de fils et du plan xy. Cette dernière condition n'est pas parfaite dans notre cas car le plan xy est plat à une tolérance de  $\pm 250 \mu\text{m}$ . On remédie à cet inconvénient en corrigeant par logiciel la charge déposée en fonction des coordonnées. A cet effet, le plan xy est partagé en  $7 \times 7$  secteurs et la réponse

d'une source de  $^{137}\text{Cs}$  est mesurée pour chacun d'eux. La carte ainsi créée est utilisée par la suite pour corriger l'énergie lors de l'analyse. La figure 5.1 nous montre l'amélioration en résolution obtenue en corrigeant l'énergie par cette méthode. On voit que le pic à 1592 keV (pic double escape) devient nettement visible en utilisant ce procédé.

### 5.3 Calibration et résolution

La calibration est effectuée hebdomadairement au moyen de sources de  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{88}\text{Y}$  et  $^{232}\text{Th}$ . Un cycle complet de calibration est effectué en 1 mois environ, à raison d'une mesure différente par semaine. La droite de calibration obtenue est utilisée pour analyser les données de la période correspondante. Les spectres mesurés des différentes sources ainsi qu'une droite de calibration sont présentés dans les figures 5.2, 5.3, 5.4 et 5.5.

La résolution  $R$  en fonction de l'énergie est de la forme:

$$R(E) = \frac{k}{\sqrt{E}} \quad \text{avec } k = \text{constante}$$

La droite obtenue en reportant  $1/R^2$  en fonction de  $E$  (voir la figure 5.6) nous montre que nos mesures vérifient bien ce comportement. La résolution interpolée à 2480 keV est de  $6.0 \pm 0.3\%$ .

Cette valeur doit être corrigée pour tenir compte de la variation de la résolution au cours du temps. En effet, l'étude de la largeur de la ligne à 662 keV du  $^{137}\text{Cs}$  nous montre que la résolution s'est légèrement détériorée au cours du temps pour fluctuer de 7 % autour de sa valeur moyenne. On va tenir compte de ces incertitudes en adoptant une résolution globale de 6.7 % à 2480 keV.

### 5.4 Enceinte anti-radon

La roche entourant le laboratoire est en granit et contient des noyaux de  $^{232}\text{Th}$  et  $^{238}\text{U}$ . Les isotopes  $^{222}\text{Rn}$  et  $^{220}\text{Rn}$  du radon sont produits par ces noyaux et peuvent diffuser à travers la roche et se trouver dans l'air ambiant entourant le

détecteur à l'intérieur du blindage. On se prémunit contre cette contamination en enveloppant tout le dispositif par une enceinte étanche et en purgeant à l'azote.

La figure 5.8 nous montre que le taux d'événements à énergie supérieure à 500 keV enregistré directement à l'anode a diminué de 2 % lors de la purge (200<sup>e</sup> jour d'acquisition), ce qui indique que pour l'instant, la contribution du radon au bruit de fond est négligeable.

## 5.5 Détermination des demi-vies pour les différents modes

### 5.5.1 Mode sans émission de neutrinos

Le spectre en énergie des événements à deux électrons est présenté à la figure 5.9. On y voit aucune indication de pic à l'énergie de transition. Les données ont donc été analysées dans le cadre d'une méthode statistique (voir annexe) pour extraire une limite sur ce pic à un niveau de confiance donné.

La demi-vie du processus vaut:

$$T_{1/2} > \frac{N_0 \cdot t \cdot \ln 2 \cdot \epsilon}{s_0}$$

$N_0$  est le nombre de noyaux de  $^{136}\text{Xe}$  contenus dans le volume efficace,  $t$  le temps de mesure,  $\epsilon$  l'efficacité de détection et  $s_0$  la limite supérieure du nombre d'événements. On a:

$$N_0 = 1.6 \cdot 10^{25} \text{ noyaux.}$$

$$t = 6830 \text{ h.}$$

$\epsilon = \epsilon(\text{analyse}) \cdot \epsilon(\text{détecteur}) = 0.24(0.17)$  pour les modes MM(RHC) calculés avec la version 3.15 de GEANT (voir tables 4.1 et 4.2).

En supposant que le bruit de fond est exponentiel entre 2000 et 2650 keV et constant entre 2650 et 3000 keV, on obtient les résultats suivants à 90(68)

% C.L.:

$$s_0 < 5.34(2.83)$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(MM) > 4.05(7.64) \cdot 10^{23} \text{ a.}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(RHC) > 3.08(5.81) \cdot 10^{23} \text{ a.}$$

Les limites sur  $\langle m_\nu \rangle$  déterminées selon les éléments de matrice calculées par différents groupes sont tabulées ci-dessous à 90 % C.L.:

$$\langle m_\nu \rangle < 2.6 - 3.9 \text{ eV} \quad \text{Caltech [Eng88], [Won91]}$$

$$\langle m_\nu \rangle < 2.3 \text{ eV} \quad \text{Heidelberg [Mut89]}$$

$$\langle m_\nu \rangle < 2.4 \text{ eV} \quad \text{Tübingen [Suh91]}$$

## 5.5.2 Mode avec émission de neutrinos

On calcule la limite inférieure de la demi-vie de ce mode en supposant que tous les événements observés dans une fenêtre d'énergie donnée lui appartiennent. La fenêtre d'énergie est choisie de telle manière à maximiser le rapport signal/bruit. On la prend de 1575 (seuil) à 2125 keV. L'intégration du facteur d'espace de phases entre ces deux limites nous montre que 5.3 % des événements doivent se trouver dans cette fenêtre, et on suppose que l'efficacité de détection est identique à celle du mode à zéro neutrino.

La limite supérieure du nombre d'événements et la demi-vie correspondante valent:

$$s_0 < 605 \text{ à } 90 \% \text{ C.L.}$$

$$T_{1/2}^{2\nu} > 2.3 \cdot 10^{20} \text{ a.}$$

## 5.5.3 Mode avec émission de Majoron

Dans ce cas on va également supposer que tous les événements observés à l'intérieur d'une fenêtre appartiennent au mode étudié. La fenêtre présentant le meilleur rapport signal/bruit s'étend de 1975 à 2480 keV, et 25.0 % des

événements attribués à ce mode doivent s'y trouver. De plus, on suppose que l'efficacité de détection est similaire à celle du mode sans neutrino. La limite supérieure de ce nombre d'événements et la demi-vie correspondante valent:

$$s_0 < 108 \text{ à } 90 \% \text{ C.L.}$$

$$T_{1/2}^{x_0} > 0.6 \cdot 10^{22} \text{ a.}$$

La constante de couplage entre le Majoron et le neutrino peut être calculée selon la procédure du chapitre 2.5. On trouve en utilisant les éléments de matrice les plus pessimistes de Caltech:

$$g < 2.8 \cdot 10^{-4} \text{ à } 90 \% \text{ C.L.}$$

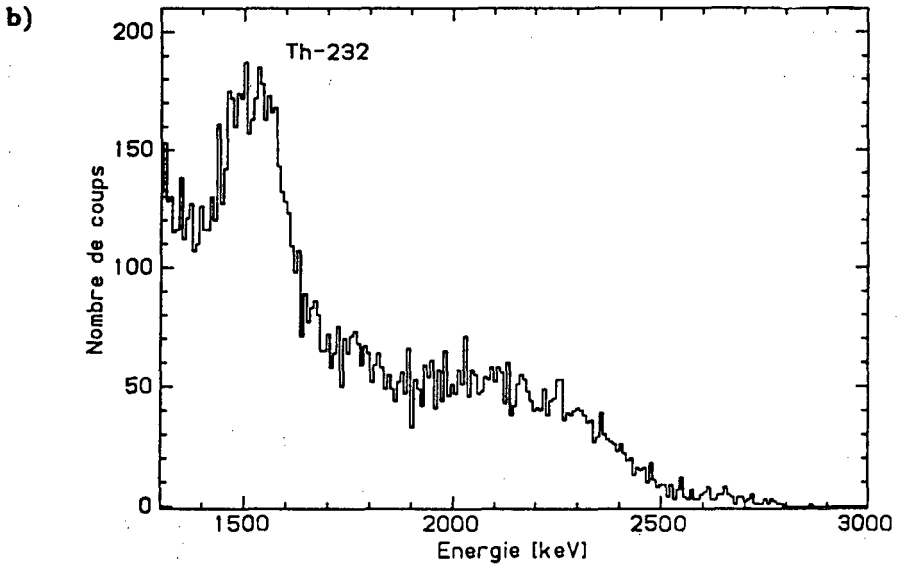
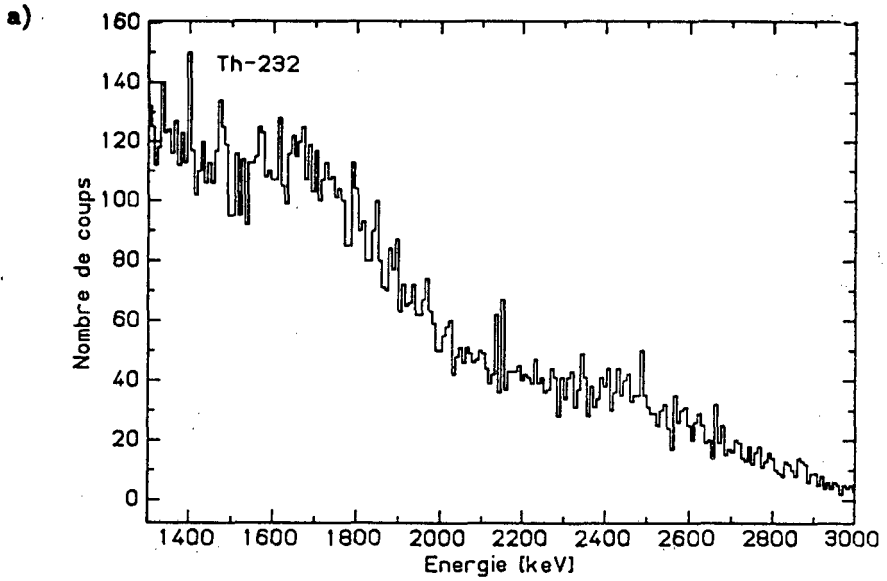


Figure 5.1: Spectres de  $^{232}\text{Th}$ . a) Sans correction de l'énergie, b) avec correction de l'énergie.

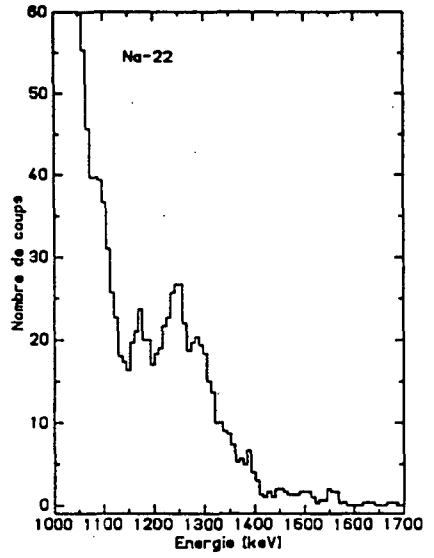
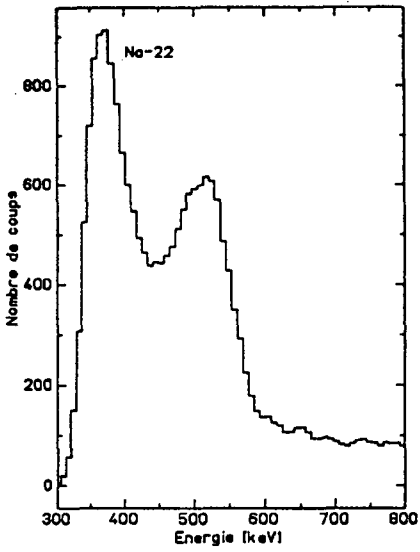


Figure 5.2: Spectre de calibration, lignes à 511 keV et 1275 keV du  $^{22}\text{Na}$ .

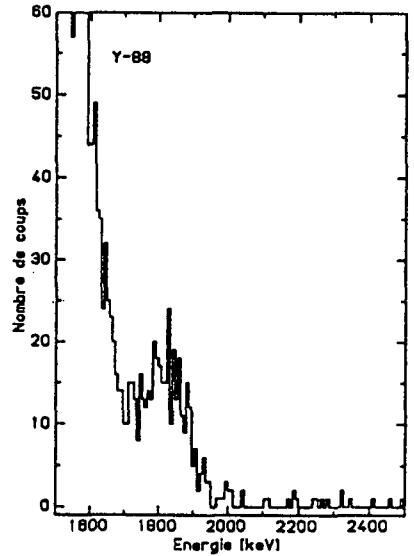
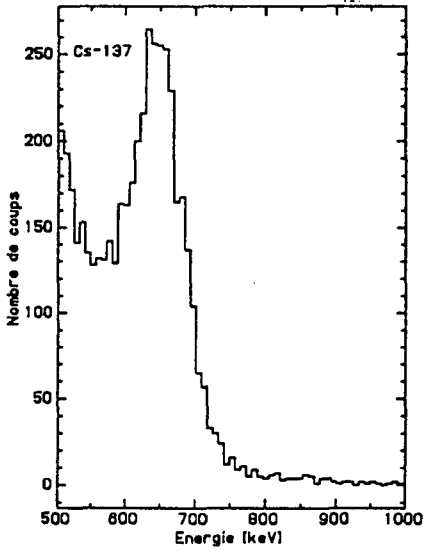


Figure 5.3: Spectre de calibration, lignes à 662 keV du  $^{137}\text{Cs}$  et à 1836 keV de  $^{88}\text{Y}$ .

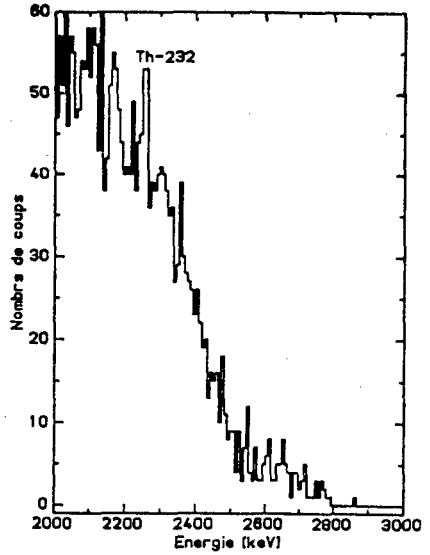
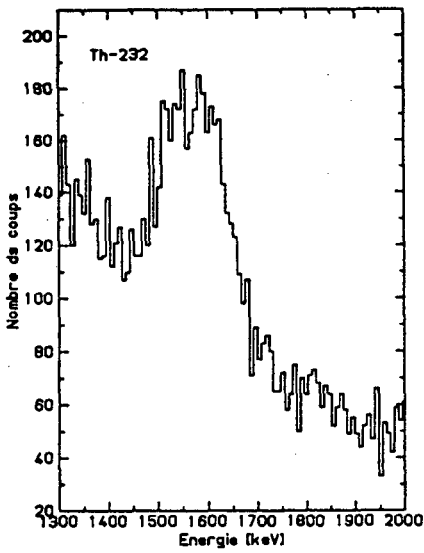


Figure 5.4: Ligne à 1592 keV (pic double escape) du  $^{232}\text{Th}$  et indication de la ligne à 2614 keV avec son arrête Compton .

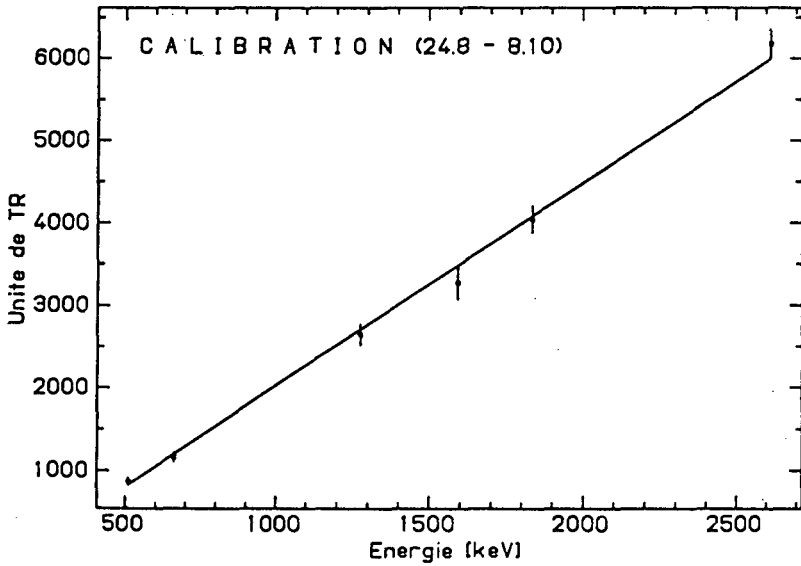


Figure 5.5: Droite de calibration.

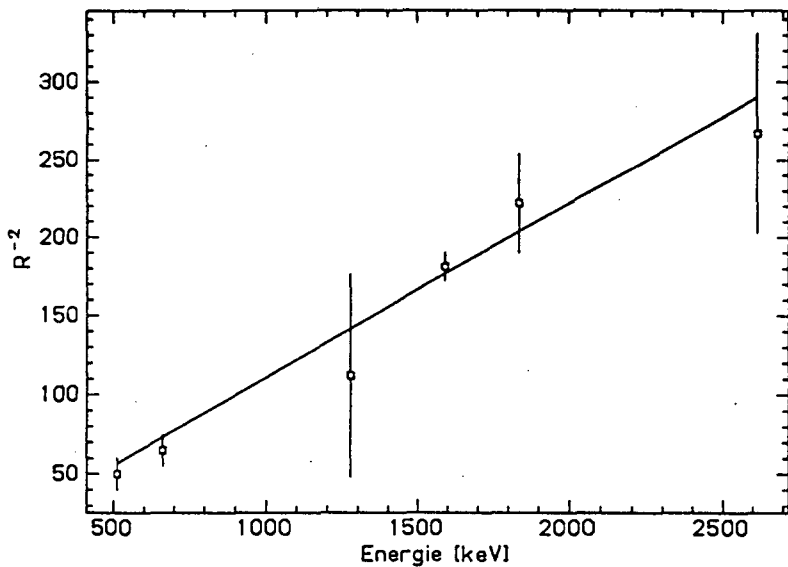


Figure 5.6:  $1/R^2$  en fonction de l'énergie.

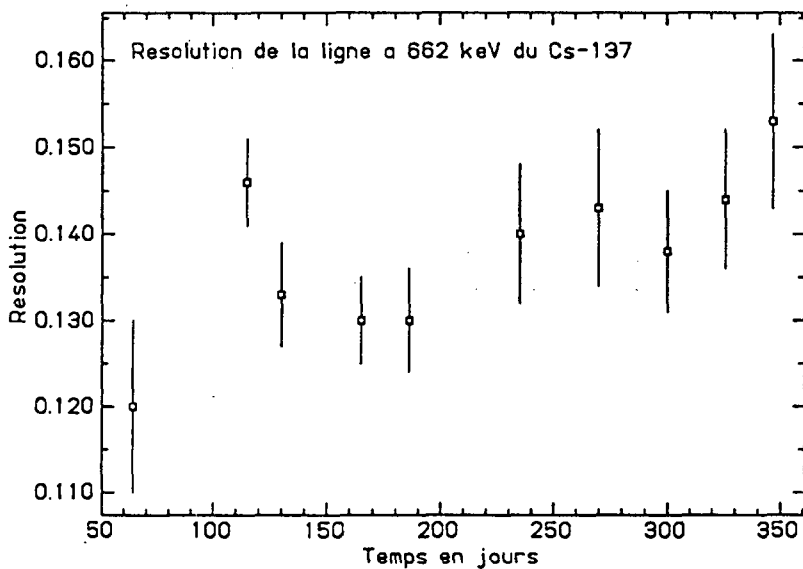


Figure 5.7: Résolution de la ligne à 662 keV du  $^{137}\text{Cs}$  en fonction du temps.

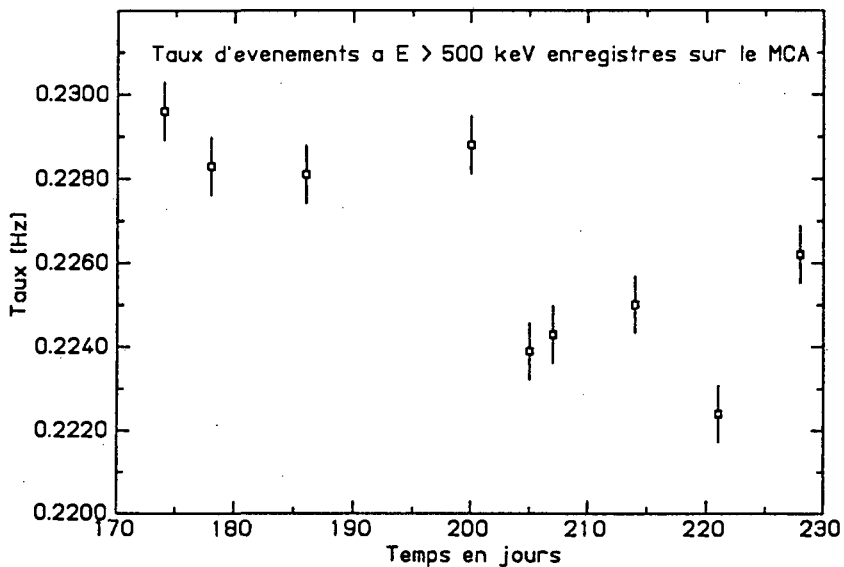


Figure 5.8: Taux d'événements à énergie supérieure à 500 keV enregistré sur le MCA.

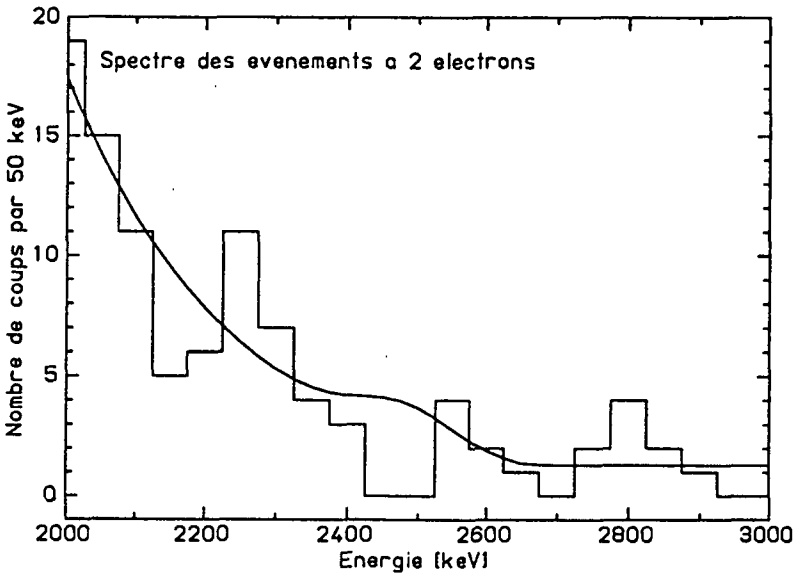
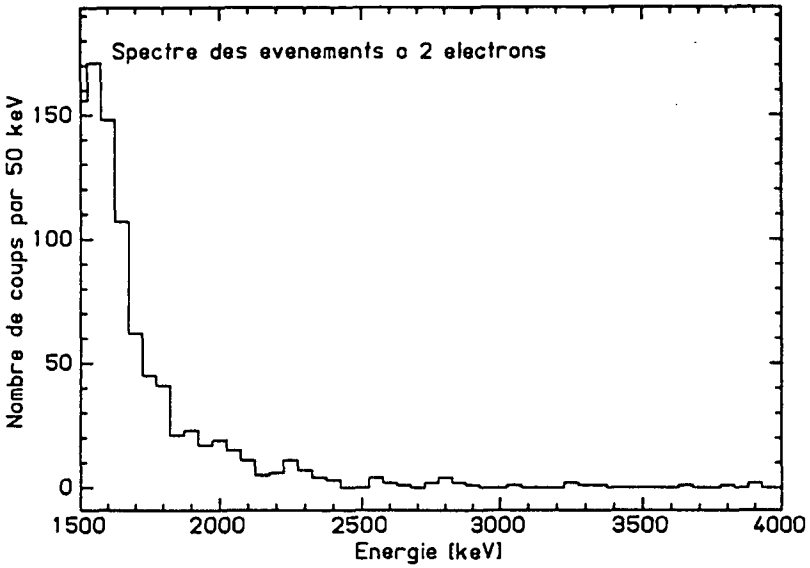


Figure 5.9: Spectre en énergie des événements à deux électrons avec la courbe représentant la limite du pic à 90 % C.L. .

# Chapitre 6

## Discussion

Le tableau ci-dessous résume les limites inférieures des demi-vies (en années) des modes à deux et sans neutrinos obtenues par différentes expériences pour le  $^{136}\text{Xe}$ :

$T_{1/2}^{2\nu}$	$T_{1/2}^{0\nu}(MM)$	$T_{1/2}^{0\nu}(RHC)$	$T_{1/2}^{X^0}$	Référence
$1.6 \cdot 10^{20} *$	$1.2 \cdot 10^{22} *$	$1.0 \cdot 10^{22} *$		[Bel91]
$6.0 \cdot 10^{19} *$	$3.3 \cdot 10^{21} †$	$2.9 \cdot 10^{21} †$	$1.9 \cdot 10^{20} †$	[Bar89]
$2.3 \cdot 10^{20} ‡$	$4.1 \cdot 10^{23} ‡$	$3.1 \cdot 10^{23} ‡$	$0.6 \cdot 10^{22} ‡$	Neuchâtel

\* 95 % C.L. † 68 % C.L. ‡ 90 % C.L.

On remarque que l'expérience décrite dans cette thèse a amélioré les limites du mode sans neutrino d'un facteur 30 environ.

Les valeurs calculées de  $\langle m_\nu \rangle$  (voir chapitre 5.5.1) selon différents modèles sont en accord. Ce n'est pas le cas pour le  $^{76}\text{Ge}$  où le modèle de Caltech donne une valeur 2.5 fois plus élevée que celle de Heidelberg [Reus92]. Il est donc nécessaire de poursuivre la recherche du mode à  $0\nu$  pour différents isotopes pour tenir compte de l'incertitude théorique.

Il est également intéressant de comparer les limites sur les masses du neutrino

pour différents isotopes. Le tableau ci-dessous nous montre les limites des demi-durées de vie du mode sans neutrino à 90 % C.L. et les limites correspondantes de  $\langle m_\nu \rangle$  calculées selon les éléments de matrice de Caltech [Eng88] avec  $\alpha' = -375 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$  pour diverses expériences:

Isotope	$T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)$	$\langle m_\nu \rangle$ [eV]	Expérience
$^{76}\text{Ge}$	$1.0 \cdot 10^{24}$	4.0	Heidelberg-Moscou [Pie92]
$^{130}\text{Te}$	$2.5 \cdot 10^{21}$	21.0	Milan [Bel92]
$^{82}\text{Se}$	$7 \cdot 10^{21}$ (68 % C.L.)	32.1 (68 % C.L.)	UCI [Ell86]
$^{100}\text{Mo}$	$0.9 \cdot 10^{21}$	44.7	NEMO [Zde92]
$^{136}\text{Xe}$	$4.2 \cdot 10^{23}$	3.5	Ne-Caltech-PSI

On remarque que la limite de masse de neutrino donnée par notre expérience est comparable aux masses obtenues avec les détecteurs au germanium (voir aussi [Reus92]). Pour le moment, c'est la seule expérience à avoir atteint cette sensibilité pour un isotope différent du  $^{76}\text{Ge}$ .

L'étude du mode avec émission de Majoron doit se poursuivre, d'autant plus que l'expérience UIC [Moe92] observe un excès d'événements à haute énergie qui pourraient être attribués à ce mode. Il est donc indispensable de comprendre notre bruit de fond et de s'en protéger pour augmenter la sensibilité de notre expérience. Les résistances des bagues de confinement du champ électrique à l'intérieur de la chambre sont une source de contamination radioactive ( $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ). Elles vont être remplacées prochainement par des résistances plus "propres". De plus, le détecteur va être recouvert de panneaux en  $B_4C$  afin d'atténuer le flux de neutrons et limiter ainsi leur contribution au bruit de fond. Enfin, une trappe à froid connectée au système de purification du gaz devrait permettre de condenser le radon ( $^{220}\text{Rn}$  et  $^{222}\text{Rn}$ ) présent dans le gaz.

# Annexe A

## Méthode statistique pour l'évaluation de la limite supérieure d'un signal

Soient  $s$ , la variable physique à mesurer (dans notre cas le nombre d'événements bêta double) et  $n$  le résultat de la mesure.

On a:

$$p_{N|S}(n|s) \cdot p_S(s) = p_{S|N}(s|n) \cdot p_N(n) \quad (\text{A.1})$$

$p_{N|S}(n|s)$  est la densité conditionnelle de probabilité de mesurer  $n$ ,  $s$  étant fixé.  $p_S(s)$  et  $p_N(n)$  sont les distributions de probabilité de  $s$  et  $n$  avant l'expérience.  $p_{S|N}(s|n)$  décrit la probabilité que  $s$  soit la vraie valeur, sachant que l'expérience nous donne  $n$ .

La variable  $s$  peut à priori prendre n'importe quelle valeur comprise entre  $[0, s_{max}]$  et on suppose donc que sa distribution de probabilité est plate:

$$p_S(s) = \frac{1}{s_{max}}$$

On a:

$$\int_0^{s_{max}} p_{S|N}(s|n) ds = 1$$

Le but du traitement statistique est de déterminer la limite supérieure  $s_0$  avec un niveau de confiance C.L. Alors:

$$\int_0^{s_{max}} p_{S|N}(s|n) ds = C.L. \quad (A.2)$$

De (1) on peut écrire:

$$p_{S|N}(s|n) = \frac{p_{N|S}(n|s) \cdot p_S(s)}{p_N(n)} \quad (A.3)$$

La fonction de probabilité marginale  $p_N(n)$  vaut:

$$p_N(n) = \int_0^{s_{max}} p_{N|S}(n|s) \cdot p_S(s) ds \quad (A.4)$$

Alors, de (2), (3) et (4):

$$\frac{\int_0^{s_0} p_{N|S}(n|s) ds}{\int_0^{s_{max}} p_{N|S}(n|s) ds} = C.L. \quad (A.5)$$

On a utilisé le fait que la densité jointe de probabilité  $p_{N,S}(n, s)$  vaut:

$$p_{N,S}(n, s) = p_{N|S}(n|s) \cdot p_S(s) = \frac{p_{N|S}(n|s)}{s_{max}} \quad (A.6)$$

Le signal, de type poissonien, est distribué dans les canaux  $i_1 \dots i_2$  :

$$p_{N|S}(n|s) = \prod_{i_1}^{i_2} \frac{(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(s_i + b_i)} \quad (A.7)$$

$s_i$  et  $b_i$  sont les valeurs du signal et du bruit de fond pour le canal  $i$ . Le signal est de forme gaussienne, centré en  $i_0$  et de largeur  $\sigma$  :

$$s_i = \frac{s}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{i - i_0}{\sigma}\right)^2\right]$$

Finalement, on obtient:

$$\frac{\int_0^{s_0} ds \prod_{i_1}^{i_2} \frac{(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(s_i + b_i)}}{\int_0^{s_{max}} ds \prod_{i_1}^{i_2} \frac{(s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(s_i + b_i)}} = C.L.$$

La résolution numérique de cette équation nous donne  $s_0$  pour un niveau de

confiance C.L. donné.

En principe, la valeur la plus sûre pour  $s_{max}$  est  $\infty$ . Pratiquement ce n'est souvent pas possible. Mais il est en fait suffisant de prendre pour  $s_{max}$  une valeur grande par rapport aux valeurs plus ou moins compatibles avec la mesure. Dans ce cas,  $s_0$  ne dépend pas du choix de  $s_{max}$ .

# Remerciements

Cette expérience, le lecteur s'en doute, n'est pas le fruit du travail d'une seule personne. De nombreux collaborateurs ont participé à sa réalisation, depuis la conception et la construction à Caltech, jusqu'à la mise au point et aux mesures à proprement parlées, en Suisse.

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma gratitude à mon directeur de thèse, le Professeur J.-L. Vuilleumier pour m'avoir fait confiance et permis de participer à cette expérience. Je remercie aussi les membres de la collaboration que sont le Dr. M. Treichel, V. Jörgens, J. Farine et le Dr. J. Busto, à Neuchâtel, pour leur efficacité et leur gentillesse. Ma reconnaissance s'adresse également à tous les autres membres du groupe de physique des particules de l'institut, ainsi qu'aux services techniques et au Dr. C. Nussbaum, pour leur précieuse collaboration.

J'exprime aussi ma gratitude à tous les membres de Caltech qui ont travaillé à ce projet, en particulier le Professeur F. Boehm, les Drs. D. Imel et L.W. Mitchell ainsi qu'à H.E. Henrikson. Je remercie plus particulièrement le Dr. H.T. Wong, qui de par son ardeur au travail et sa perspicacité a permis le bon déroulement de l'expérience.

Enfin, je remercie mes parents pour leur aide matérielle et morale durant mes études, et Chantal pour sa patience et son réconfort.

# Bibliographie

- [Abe84] R.Abela et al., Phys.Lett. **B146**, 431 (1984)
- [Alb92] Albrecht et al. Phys. Lett. **B292**(1992), 221
- [Bar89] A.S.Barabash et al., Phys.Lett. **B223**(2), 273 (1989)
- [Bel89] E.Bellotti et al., Phys.Lett. **B221**(2), 209 (1989)
- [Bel91] E.Bellotti et al., Phys.Lett. **B266**(1991), 193
- [Bel92] E. Bellotti et al., Phys.Lett. **B285**(1992), 176
- [Boe83] F. Boehm and P. Vogel, Physics of Massive Neutrinos, New York (1983)
- [Cal89] B.M.G. O'Callaghan, thèse, Caltech
- [Chi81] Y. Chikashige et al., Phys. Lett. **98B**(1981), 265
- [Ell86] S.R. Elliot et al., Phys. Rev. Lett. **59**(1987),2020
- [Eng88] J. Engel, P. Vogel and M.R. Zirnbauer, Phys.Rev. **C37**,731 (1988)
- [Fio67] E. Fiorini et al., Phys. Lett. **B25**, 602 (1967)
- [Fri87] M.Fritschi et al., Phys. Lett. **B173**, 485 (1986)
- [Gel81] G. Gelmini and M. Roncadelli, Phys. Lett. **99B** (1981) 411
- [Geo81] H.M. Georgi, S.L. Glashow and S. Nussimov, Nucl.Phys. **B193**, 297 (1981)

- [Gla61] S.L. Glashow, Nucl.Phys. **22**,168 (1964)
- [Hax84] W.C. Haxton and G.J. Stephenson, Prog.Part.Nucl.Phys. **12**,409 1984
- [Iqb86] M.Z. Iqbal et al., Nucl.Instum.Methods **A243**, 459 (1986)
- [Iqb87] M.Z. Iqbal, B.M. O'Callaghan and H.T. Wong, Nucl.Instum.Methods **A253**, 278 (1987)
- [Iqb88] M.Z. Iqbal, B.M. O'Callaghan and H.T. Wong, Nucl.Instrum.Methods **A263**, 387 (1988)
- [Hol92] E. Holzschuh et al., Phys. Lett. **B287**, 381 (1992)
- [Led78] Table of Isotopes, VIIth Edition, Edited by C.M. Lederer, John Wiley et Sons
- [Lee56] T.L. Lee and C.N.Yang, Phys.Rev. **104**, 254 (1956)
- [Lub86] V.A. Lubimov: In **Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particles Physics**, Proc. VIth Moriond Workshop, Tignes, Savoie, France (1986), Editions Frontières, Gif-sur-Yvette
- [Moe91] M.K. Moe, Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.) **19** (1991)
- [Moe92] M.K. Moe et al., UCI-NEUTRINO 92-1, preprint
- [Mut89] K. Muto, E. Bender and H.V. Klapdor, Zeit. für Phys. **A334(89)**187
- [Par90] Review of Particles Properties, M. Agila-Benitez et al., Phys. Lett. **B239** (1990)
- [Pau30] Lettre à la société de physique de Tübingen, non publié, reproduction de la lettre dans Physics Today **31**, No 9,23(1978) par L.M. Brown
- [Pie92] A. Piepke : In **Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particles Physics**, Proc. XIIth Moriond Workshop, Les Arcs, Savoie, France (1992), Editions Frontières, Gif-sur-Yvette

- [Rein53] F. Reines and C. Cowan, *Phys.Rev.* **90**, 492 (1953)
- [Reus92] Thèse de D. Reusser, Neuchâtel
- [Sal68] A. Salam, Nobel Symposium *N° 8*, Ed. N. Swartholm, Stockholm
- [Suh91] J. Suhonen, S.B. Khadkikar and A. Faessler, *Nucl.Phys.* A535(91)509
- [Tho87] J.Thomas et al., *IEEE Trans.Nucl.Sci.* bf NS-34, 845 (1987)
- [Wei67] S. Weinberg, *Phys.Rev.Lett.* **19**, 1264 (1967)
- [Won91] Thèse de H. Wong, Caltech
- [Wu57] C.S. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 1413(1957)
- [Zde92] Y. Zdesenko: **In Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particles Physics**, Proc. XIIth Moriond Workshop, Les Arcs, Savoie, France