HAL
open science

La décroissance double β^- : introduction motivations et récents résultats

Ph. Hubert

▶ **To cite this version:**

Ph. Hubert. La décroissance double β^- : introduction motivations et récents résultats. École thématique. Ecole Joliot Curie "Symétries et physique nucléaire", Maubuisson, (France), du 15-19 septembre 1986 : 5ème session, 1986. cel-00644403

HAL Id: cel-00644403

https://cel.hal.science/cel-00644403

Submitted on 24 Nov 2011

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

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

LA DECROISSANCE DOUBLE β^- :

INTRODUCTION, MOTIVATIONS ET RECENTS RESULTATS

Ph. HUBERT

Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux

Résumé : La recherche du processus de la décroissance double β^-, désexcitation directe d'un noyau (Z,A) vers un noyau (Z+2,A), a toujours été considérée comme un test très sensible de la non-conservation du nombre leptonique, et au-delà, des propriétés du neutrino. Après un rappel des principales définitions et des principales motivations, cet exposé fait une brève revue des différentes expériences actuellement en cours et donne les récents résultats expérimentaux.

Abstract : The double β decay process is the direct desexcitation from a nucleus (Z,A) to a nucleus (Z+2,A). Since long time ago, study of this process has been recognized as a very sensitive test of the lepton number non-conservation and therefore the double β decay process is strongly connected to the neutrino properties. This review starts with the main definitions and main motivations for such studies. Then the different experiments actually running and the most recent experimental results are exposed.

I - DEFINITIONS

La double décroissance β^- est la désexcitation directe d'un noyau (A,Z) vers un noyau (A,Z+2), suivant le schéma représenté figure 1. Cette désexcitation est accompagnée de l'émission spontanée soit de deux

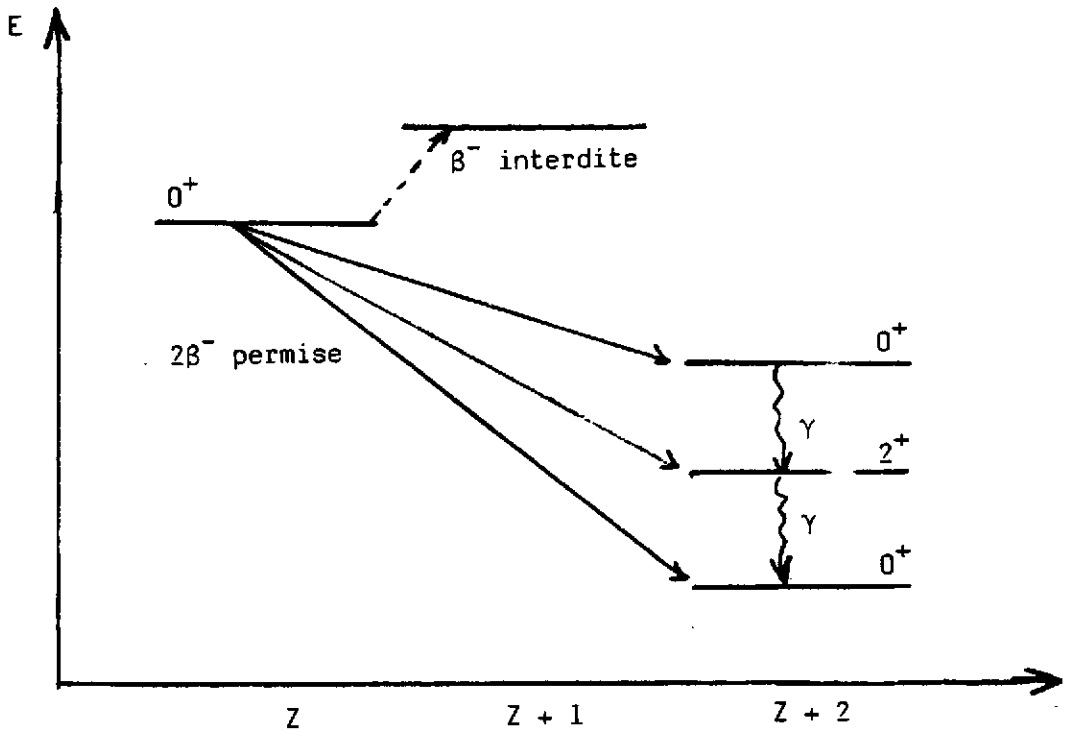

Fig. 1

Schéma d'énergie pour la désexcitation double β^-

électrons et deux antineutrinos [processus appelé $\beta\beta(2\nu)$], soit de deux électrons uniquement [processus $\beta\beta(0\nu)$]. Dues aux forces d'appariement entre nucléons, les transitions $2\beta-$ ne sont énergétiquement possibles que pour un certain nombre de noyaux pairs-pairs tels que : ^{48}Ca, ^{76}Ge, ^{82}Se, ^{128,130}Te, ^{100}Mo, ^{150}Nd, etc..., les cas les plus importants étant en général, ceux pour lesquels les différences des énergies de masse, ou $Q_{2\beta}$, sont les plus grandes possibles ($Q_{2\beta} \simeq 2$ à 4 MeV). Outre les transitions fondamental ($J^\pi = 0^+$) $\rightarrow$ fondamental (0^+), la

double décroissance β^- peut également se produire vers un état excité du noyau final :

$$(A,Z) \rightarrow (A,Z+2)^* + 2e^- + \begin{cases} 2\nu_e \\ 0\nu_e \end{cases}$$

$$(A,Z+2)^* \rightarrow (A,Z+2) + \gamma$$

lequel se désexcite par émission d'un photon γ. Nous verrons que l'observation de ce photon peut être utile dans certains dispositifs expérimentaux.

Notons que la double décroissance β est également possible pour les processus suivants : $\beta^+\beta^+$, capture électronique + β^+ ou double capture électronique. Toutefois, pour les transitions énergétiquement possibles, les énergies mises en jeu dans ces trois processus sont faibles ($\simeq$ 1 MeV) et par suite les probabilités de décroissances peu probables. Nous ne considèrerons donc, dans la suite de cet exposé, que les décroissances $\beta^-\beta^-$.

II - RAPPELS THEORIQUES ET DOUBLE DECROISSANCE β^-

Rappelons tout d'abord quelques propriétés de la décroissance β^- :

$$n \rightarrow p + \underset{(l=1)}{e^-} + \underset{(l=-1)}{\bar{\nu}_e^{(R)}}$$

Dans la théorie de Fermi, ou dans le modèle standard de Glashow-Weinberg et Salam, on associe, par convention, un nombre leptonique $l=+1$ à l'électron émis, et un nombre leptonique $l=-1$ à l'antineutrino, de telle façon que le nombre leptonique total soit conservé ($\Delta(\Sigma l) = 0$,

différence entre la somme des nombres leptoniques avant et après la décroissance). De plus, on sait, par expérience, que l'antineutrino émis possède une polarisation (ou hélicité) droite. Examinons maintenant le cas de la réaction inverse :

$$\underset{(l=1)}{\nu_e^{(L)}} + n \rightarrow p + \underset{(l=1)}{e^-}$$

Seule la capture d'un neutrino (l=1, hélicité gauche) par le neutron est théoriquement possible.

Dans un mécanisme simple à deux nucléons, la double décroissance β^- <u>avec</u> émission de neutrinos :

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

peut alors être considérée comme la désexcitation simultanée de deux neutrons :

$$2n \rightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}_e \rightarrow 2p + 2\,e^- + 2\bar{\nu}_e$$

La règle de conservation du nombre leptonique ($\Delta(\Sigma l)=0$) est alors respectée et ce processus $\beta^-\beta^-$ est permis. Par suite, la probabilité de transition (ou la période $T_{1/2}$) peut être calculée au second ordre des perturbations de l'hamiltonien de l'interaction faible.

Dans le même mécanisme la double décroissance β^- <u>sans</u> émission de neutrinos $(A,Z) \rightarrow (A,Z+2)+2e^-$ peut être considérée comme un processus à deux étapes :

$$\begin{array}{l} 2n \rightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}_e^{(R)} \\ \nu_e^{(L)} + n \rightarrow p + e^- \\ \hline 2n \rightarrow 2p + 2\,e^- \end{array}$$

Tout d'abord une décroissance β^- simple d'un premier neutron, suivie de l'absorption du neutrino émis par un deuxième neutron. Il est bien

évident que plusieurs conditions sont nécessaires pour qu'un tel processus ait lieu :

i) Violation du nombre leptonique puisque $\Delta(\Sigma l) = 2$

i') $\nu \equiv \bar{\nu}$ c'est-à-dire que le neutrino et l'antineutrino sont indiscernables. On parle alors de neutrino de type Majorana (Notons que si le neutrino est de Majorana, le nombre leptonique ne peut être défini et les conditions i et i' sont étroitement liées).

ii) Changement d'hélicité. Cette condition de changement d'hélicité ne peut être réalisée que si le neutrino possède une masse non nulle, et/ou , s'il existe des courants droits, (termes V + A), dans l'interaction faible.

La figure 2 (Réf.1) montre les diagrammes de $\beta\beta(0\nu)$ pour les transitions induites respectivement par le terme de masse et par le

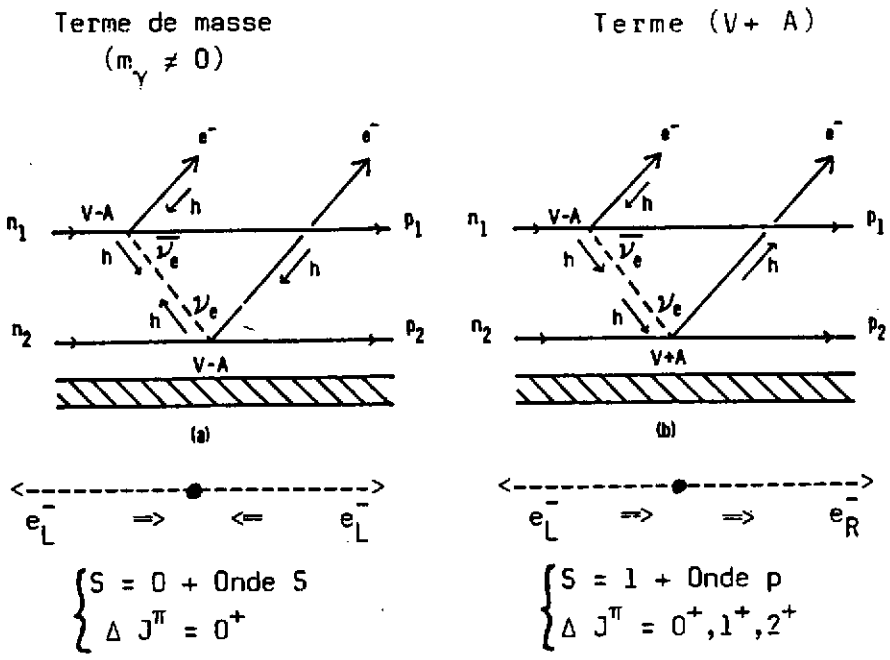

Fig. 2 : Diagrammes pour les deux modes de décroissance double β^- dans le mécanisme à deux nucléons.

terme (V+A). Les flèches correspondent aux hélicités des leptons émis ou absorbés aux différents vertex. En général les états 1^+ ou J^- du noyau final sont d'énergies élevées, donc ne sont pas peuplés dans la transition $\beta\beta(0\nu)$. Par suite on obtient les régles de sélection suivantes :

i) Les transitions $0^+ \to 0^+$ peuvent être induites à la fois par le terme de masse et/ou le terme (V+A).

ii) Les transitions $0^+ \to 2^+$ ne peuvent être induites que par le terme (V+A)

D'autres mécanismes pour la décroissance $\beta\beta(0\nu)$ ont été envisagés, tels que l'échange de neutrino entre les quarks d'un même nucléon (mécanisme N*), l'émission d'un Majoron, ou l'échange de bosons de Higgs. L'importance relative de ces différents mécanismes a été étudiée récemment par Doi et al.[1] et Haxton et Stephenson[2] qui font une revue complète du processus de double décroissance β.

III - HAMILTONIENS ET PERIODES DE DECROISSANCE

L'hamiltonien le plus général utilisé dans la description du processus $\beta^-\beta^-$ est donné par l'expression suivante [1,2] :

$$H = -\frac{\tilde{G}}{\sqrt{2}}\left[\, j_L(J_L^+ + \eta_{LR}J_R^+) + j_R(\eta_{LR}J_L^+ + \eta_{RR}J_R^+)\,\right] + h.c.$$

dans laquelle : $\begin{cases} j_{L(R)} = e^-\gamma_\mu(1\pm\gamma_5)\,\nu_{L(R)} & \text{est le courant leptonique} \\ J_{L(R)} = \begin{cases} u\gamma_\mu(1\mp\gamma_5)d \\ \psi_p\gamma_\mu(1\mp F\gamma_5)\psi_n \end{cases} & \text{est le courant hadronique} \end{cases}$

e^-, ν , u et d, ψ_p et ψ_n représentent respectivement les champs des électrons, neutrinos, quarks, nucléons. L,R définissent respectivement les courants gauche et droit.

Dans cet hamiltonien, si les paramètres de couplages sont annulés ($\eta = 0$) et si la masse du neutrino est nulle ($m_\nu = 0$) on obtient l'hamiltonien standard (V - A) de Glashow-Weinberg et Salam. Pour cet hamiltonien, la décroissance $\beta\beta(0\nu)$ est interdite.

Une première description simple et qualitative du processus $\beta^-\beta^-$ peut s'obtenir en posant: $\eta_{LR} = \eta_{RR} = 0$ et $\eta_{RL} = \eta$. On obtient alors l'hamiltonien de Primakoff et Rosen [3,4] qui conduit aux périodes suivantes pour les différents processus :

1) processus $\beta\beta(2\nu)$

$$T_{1/2} \simeq \frac{3\ 10^{20} \times [\text{coul}] \times [\text{M.E.}]^{-2}}{f_{2\nu}(\epsilon_0)} \simeq 10^{18-22} \text{ ans}$$

La demi-vie s'exprime donc en fonction d'un terme coulombien, d'un terme d'espace de phase $f_{2\nu}$ qui ne dépend que l'énergie ϵ_0 disponible dans la transition et d'un élément de matrice nucléaire :

$$M_{GT} = \langle 0_f^+ || 1/2 \sum_{i,j} \vec{\sigma}(i).\vec{\sigma}(j)\ \tau_+(i)\tau_+(j) || 0_i^+ \rangle$$

dans lequel les σ sont les matrices de Pauli et les τ_+ les opérateurs d'isospin. L'évaluation de cet élément de matrice nucléaire représente la plus grande incertitude dans l'expression de la demi-vie, bien que de nombreux calculs, basés sur différents modèles nucléaires, ont récemment été effectués.

Notons que les estimations donnent des périodes de l'ordre de $10^{20\pm2}$ ans suivant les cas étudiés.

2) Processus $\beta\beta(0\nu)$; Transition $0_f^+ \to 0_f^+$ (ou $0_f^+ \to 0^+_{\text{excité}}$)

$$T_{1/2} \simeq \frac{2.1\ 10^{15} \times [\text{Coul}] \times [\text{M.E.}]^{-2}}{f_{0\nu}(m_\nu, \eta, \epsilon_0)} \simeq 10^{22-24} \text{ ans}$$

on obtient une expression similaire au cas de la décroissance $\beta^-\beta^-$ avec émission de neutrinos. Toutefois, le terme d'espace de phase dépend maintenant des valeurs de la masse du neutrino et du paramètre décrivant le mélange courant droit-courant gauche.

$$f_{0\nu} = \underbrace{m_\nu^2 f_{m_\nu}}_{\text{terme de masse}} + \underbrace{m_\nu \eta \, f_{m_\nu \eta}}_{\text{interférence}} + \underbrace{\eta^2 f_\eta}_{\text{terme (V+A)}}$$

Les fonctions f_{m_ν}, $f_{m_\nu \eta}$ et f_η ne dépendent que de l'énergie ε_0 de la transition. Ainsi, l'extraction de la valeur de m_ν dépend des valeurs du ou des paramètres η, ainsi que de l'élément de matrice nucléaire. Les estimations conduisent à des demi-vies de l'ordre de 10^{23*1} ans pour une masse de neutrino $m_\nu \simeq 3$ eV.

Processus $\beta\beta(0\nu)$: transition $0^+ \to 2^+$

Comme attendu, l'expression de la demi-vie :

$$T_{1/2} \simeq \frac{2.2\ 10^{15} \times [\text{coul}] \times [\text{M.E.}]^{-2}}{\eta^2 f(\varepsilon_0)} \simeq 10^{22-24} \text{ ans}$$

ne dépend que du paramètre de mélange η.
Ces expressions qualitatives des périodes des différents processus montrent que, du point de vue expérimental, il faut essayer de rechercher les trois décroissances :

- *Décroissance $\beta\beta(2\nu)$:*

  Sa mise en évidence apporte des renseignements importants sur le calcul des éléments de matrice nucléaire. Nous verrons par exemple que dans le cas du ^{82}Se il existe un désaccord d'environ un ordre de grandeur entre l'expérience et les prévisions théoriques.

- *Décroissance $\beta\beta(0\nu)$; transition $0^+ \to 2+$:*

  Sa mise en évidence implique immédiatement le caractère Majorana du neutrino et l'existence de courants droits dans l'interaction faible.

- *Décroissance $\beta\beta(0\nu)$* ; transition $0^+ \to 0^+$:

  Egalement, sa mise en évidence implique immédiatement le caractère Majorana du neutrino, et donne des contraintes sur la masse du neutrino et les paramètres de mélange courants droit/gauche.

En conclusion, la recherche du processus de décroissance $\beta^-\beta^-(0\nu)$ est tout d'abord un test de la règle de conservation du nombre leptonique. Au-delà, plusieurs questions fondamentales peuvent être abordées :

i) Est-ce que le neutrino a une masse ? Si oui, pourquoi sa masse est-elle faible par rapport aux autres leptons $(e, \mu \ldots)$?

ii) Les neutrinos sont-ils Dirac ou Majorana ? Y-a-t-il mélanges (voir Réf. 1) entre les neutrinos ?

iii) Pourquoi la nature favorise-t-elle les courants faibles gauches ? Existe-il une énergie (élevée?) pour laquelle le courant droit apparaît ?

IV - ASPECT EXPERIMENTAL

Nous avons vu que la double décroissance β^- peut se produire essentiellement selon trois processus :

$$(A,Z) \to (A,Z+2) + 2\,e^- + \begin{cases} 2\,\nu \\ 0\,\nu \\ M \end{cases}$$

émission de deux neutrinos, sans émission de neutrino, ou émission d'une nouvelle particule, le Majoron. Dans tous les cas, le seul paramètre accessible à l'expérience est l'énergie cinétique des deux électrons. On obtient alors les spectres présentés figure 3. L'émission de deux neutrinos (ou d'un Majoron) conduit à un spectre continu difficile à extraire du bruit de fond expérimental. Par contre, la décroissance

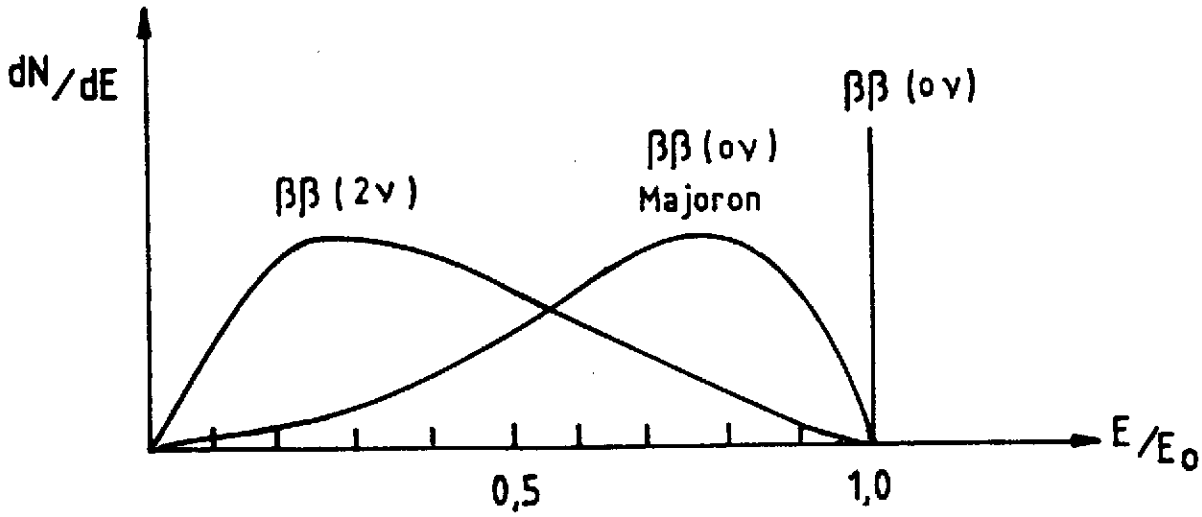

Fig. 3 : Spectres en énergie des deux électrons émis dans les trois processus de double β^- : émission de 2ν, d'un Majoron et sans émission de ν. E est l'énergie cinétique totale des 2 e^-, E_0 l'énergie maximale disponible.

sans émission de neutrino conduit à une raie discrète, donc à priori plus favorable d'un point de vue expérimental. Toutefois, la période attendue est d'environ trois ordres de grandeur supérieure à la période du processus $\beta^-\beta^-$ avec émission de neutrinos.

Avant d'examiner les différentes expériences, il est important de connaître quelques ordres de grandeur. Examinons le cas de la décroissance $^{76}Ge \rightarrow {}^{76}Se + 2\,e^- + 0\nu$, transition fondamental ^{76}Ge $(0^+) \rightarrow$ fondamental ^{76}Se (0^+) :

une période mesurée $T_{1/2} \simeq 10^{23}$ ans correspond à $m_\nu \simeq 3$ eV et/ou $\eta \simeq 10^{-5}, 10^{-6}$

De plus m_ν et η varient en $1/\sqrt{T_{1/2}}$

C'est-à-dire qu'un gain d'un ordre de grandeur sur la mesure de la période $T_{1/2}$ correspond à un gain d'un facteur ≃ 3 sur les valeurs des paramètres.
Les différentes expériences peuvent être classées en deux catégories :

1) les méthodes géochimiques et radiochimiques
2) les mesures directes utilisant soit les détecteurs à électrons soit les compteurs gamma.

IV - A. Les méthodes géochimiques

Le principe des méthodes géochimiques est d'extraire d'un échantillon de minerai d'âge connu(≃ 10^9 ans) et contenant un certain nombres de noyaux émetteurs $\beta^-\beta^-$ (^{82}Se, ^{128,130}Te), la quantité de noyaux fils produits (^{82}Kr, ^{128,130}Xe) depuis la formation de ce minerai. Les techniques mises en jeu vont des analyses chimiques à la spectrométrie de masse, laquelle peut atteindre, dans le cas des gaz rares, une grande précision (10^5 à 10^6 noyaux/g d'échantillon).
Les méthodes géochimiques présentent toutefois un certain nombre d'inconvénients. Tout d'abord ce sont des mesures inclusives, c'est-à-dire que l'on mesure la somme des divers processus 2ν , 0ν , états excités, Majoron, etc... La période de décroissance est directement proportionnelle à l'âge du minerai, ce qui implique une détermination précise de cet âge. Il est nécessaire de bien connaître l'histoire du minerai qui peut avoir subi des alterations hydrothermiques ou des phénomènes de recristallisation. Enfin, il faut estimer l'effet du rayonnement cosmique, des neutrons, etc... sur le minerai.
Néanmoins, de nombreuses mesures sur différents minerais ont été réalisées depuis environ quarante ans et la compilation des résultats montre une évidence pour le processus $\beta^-\beta^-(2\nu+...)$ dans le cas des isotopes ^{82}Se et ^{130}Te.
Les résultats les plus récents sont donnés dans le tableau 1.

Transition	Heidelberg Réf. 5	Missouri Réfs. 6,7
$^{82}Se \rightarrow {}^{82}Kr$	$(1.30 \pm 0.05)10^{20}$	$1.5\ 10^{20}$
$^{130}Te \rightarrow {}^{130}Xe$	$(1.63 \pm 0.14)10^{21}$	$(1.0 \pm 0.3)10^{21}$
$^{128}Te \rightarrow {}^{128}Xe$	$\geqslant 8\ 10^{24}$	2.10^{24}

Un avantage intéressant des techniques géochimiques est de pouvoir mesurer le rapport des probabilités de décroissance des deux isotopes du Te, le 128 et le 130. On peut alors écrire :

$$R = \frac{\lambda(^{130}Te)}{\lambda(^{128}Te)} = \underbrace{\frac{\lambda(0\nu) + \lambda(2\nu)}{\lambda'(0\nu) + \lambda'(2\nu)}}_{R\ (Exp)} = \frac{\lambda(2\nu)}{\lambda'(2\nu)} \times \underbrace{\left[\frac{1 + \lambda(0\nu)/\lambda(2\nu)}{1 + \lambda'(0\nu)/\lambda\ (2\nu)}\right]}_{R\ (Théorie)}$$

Toute déviation du rapport expérimental comparé au rapport théorique calculé en supposant une décroissance $\beta^-\beta^-(2\nu)$ est alors une évidence de l'existence du processus $\beta\beta(0\nu)$. Cette procédure minimise les erreurs systématiques dans l'expérience et minimise les effets des éléments de matrice nucléaires (on suppose en fait que $|M_{GT}|^{128} = |M_{GT}|^{130}$). Les rapports théoriques attendus sont :

$R_{Th} \simeq 5000$ si $\beta^-\beta^-$ (2ν) uniquement

$R_{Th} \simeq 25$ si $\beta^-\beta^-$ (0ν) uniquement

A l'heure actuelle les deux rapports expérimentaux :

$R_{exp} \geqslant 4900$ Heidelberg Réf. 5

$R_{exp} \geqslant 2000$ Missouri Réfs. 6,7

sont contradictoires, le résultat de Heidelberg semblant exclure l'existence du processus de $\beta^-\beta^-(0\nu)$.

L'ensemble de ces mesures géologiques, compte tenu des incertitudes sur les éléments de matrice nucléaires, implique une contrainte sur la masse du neutrino :

$$m_\nu \leq 9 \text{ eV} \quad (\text{si} \quad \eta = 0)$$

IV - B. Mesures radiochimiques

Des études de faisabilité d'expériences radiochimiques sur les décroissances suivantes :

$$^{238}U \xrightarrow{\beta^-\beta^-} {}^{238}Pu \quad (\text{émetteur } \alpha,\ T_{1/2} \simeq 88 \text{ ans})$$

$$^{232}Th \xrightarrow{\beta^-\beta^-} {}^{232}U \quad (\text{émetteur } \alpha,\ T_{1/2} \simeq 72 \text{ ans})$$

ont été publiées par Haxton et al. en 1983 (Réf. 8). Mais jusqu'à présent aucun résultat n'a été publié.

IV - C. Expériences utilisant les compteurs β^-

Toutes les expériences utilisant les compteurs β^- sont basées essentiellement sur le même principe : une source, constituée d'une feuille très mince de matériel enrichi (^{82}Se, ^{100}Mo, ^{150}Nd, ^{130}Te) placée en sandwich entre deux détecteurs β^-. Le groupe de Baksan utilise des scintillateurs plastiques, le groupe d'Osaka des détecteurs Si(Li). L'expérience la plus sensible semble être actuellement celle de Moe et al.[9,10] utilisant une chambre TPC placée dans un champ magnétique (voir fig. 4) et remplie d'un mélange d'hélium et de propane. La source est une feuille de 14 g de ^{82}Se enrichi à 97 %. La résolution spatiale est d'environ 5 mm, la résolution en énergie de l'ordre de 13 %. L'ensemble est entouré d'une chambre proportionnelle 4π contre le rayonnement cosmique, et d'un blindage de 10 cm de Pb contre la radioactivité naturelle. L'intérêt de cette technique est de pouvoir visualiser les évènements et de reconstruire, à partir du vertex de désintégration, les hélices correspondant aux trajectoires des électrons. Bien que quelques problèmes de bruit de fond restent à résoudre , le dernier résultat publié[10] $T_{1/2} > 1.0\ 10^{20}$ ans est

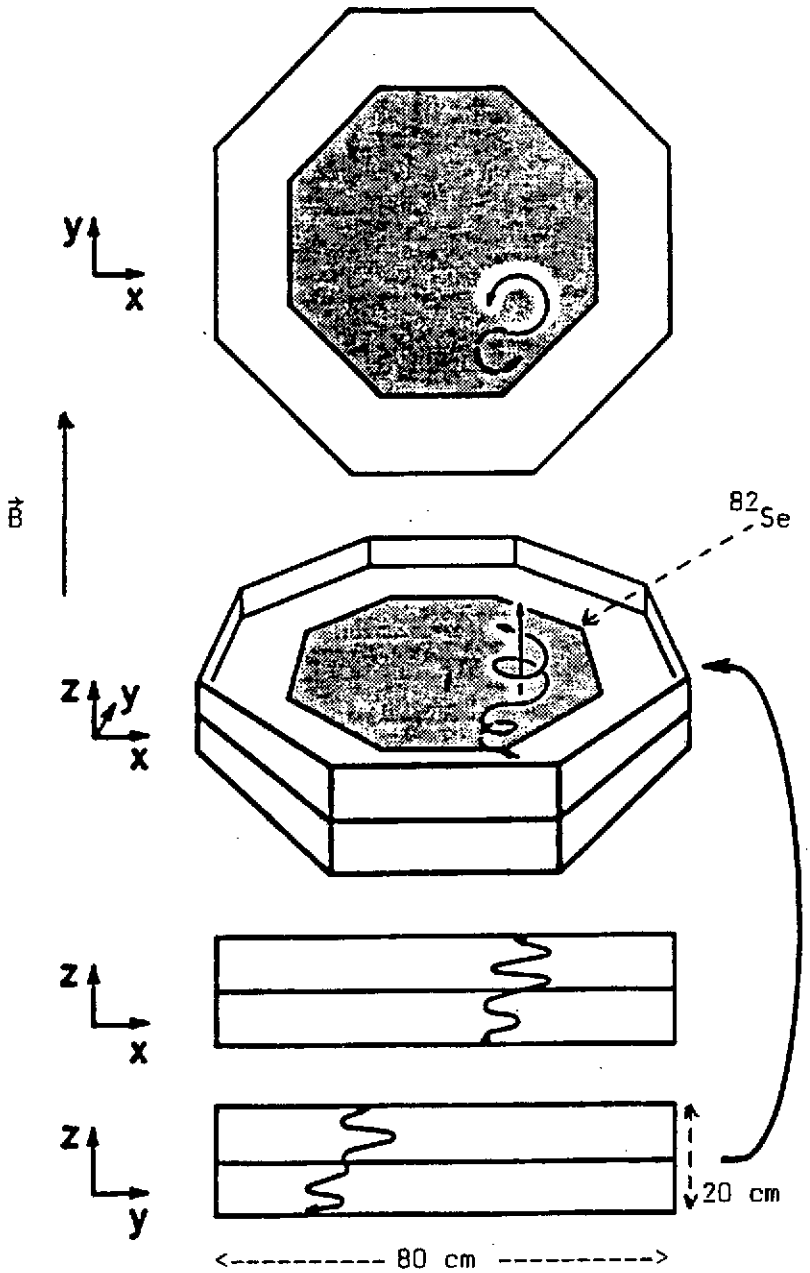

Fig. 4 : Dispositif expérimental utilisé par Moe et al. (Réfs. 9,10)

particulièrement intéressant puisqu'il est maintenant en accord avec les mesures géochimiques ($T_{1/2}(2\nu) \simeq 1.3\ 10^{20}$ ans). Pendant longtemps un désaccord d'environ un facteur 10 existait entre les mesures directes et les mesures géochimiques, et par suite rendait très difficile toute comparaison avec les élements de matrices nucléaires. Pour la décroissance $\beta^-\beta^-$ $^{82}Se \rightarrow {}^{82}Kr$, ces éléments de matrice ont été calculés à partir de différents modèles nucléaires et les résultats prédisent une période $T_{1/2} \simeq 1,5$ à $3,3\ 10^{19}$ ans. Si les prédictions théoriques semblent maintenant compatibles entre elles, il reste encore un désaccord d'un facteur 5 à 10 avec les résultas expérimentaux. Notons que l'expérience de Moe et al. permet également, en regardant les évènements d'énergie voisine du $Q_{2\beta}$, de mettre une limite sur le processus $\beta^-\beta^-(0\nu)$: $T_{1/2}$ $(0\nu) > 7\ 10^{21}$ ans, ce qui conduit à une limite d'environ 10 eV sur la masse du neutrino.

V - EXPERIENCES UTILISANT LES DETECTEURS Ge : CAS DU ^{76}Ge

Actuellement, la plupart des mesures directes sont basées sur les propriétés d'un cristal de Germanium qui peut à la fois être émetteur $\beta^-\beta^-$ et détecteur d'électrons. Dès 1972 le groupe de Milan réalisait une première expérience avec un détecteur Ge et donnait une limite $T_{1/2} > 5\ 10^{21}$ ans pour le processus $\beta\beta(0\nu)$. L'idée de base est donc d'utiliser un cristal de Ge comme calorimètre pour les deux électrons émis, comme schématisé figure 5. Le germanium naturel contient 7,8 % de

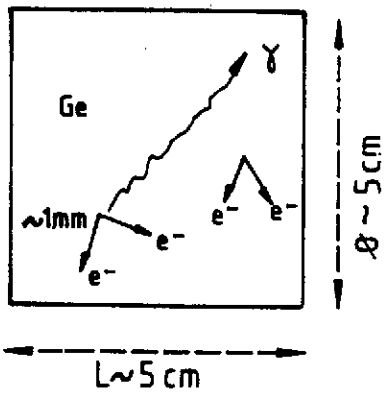

Fig. 5 : Caractéristiques d'un cristal standard de Ge, et schématisation du processus 2β (0ν) avec ou sans émission de photon.

^{76}Ge qui est émetteur β-β^- selon le schéma de la fig. 6. Rappelons pour fixer les idées, qu'un cristal de Ge naturel de 100 cm^3 contient environ 3,5 10^{23} noyaux de ^{76}Ge. Si l'on veut atteindre une période de 10^{23} ans, cela correspond à ≈ 2,5 désintégrations $\beta^-\beta^-(0\nu)$ par an !

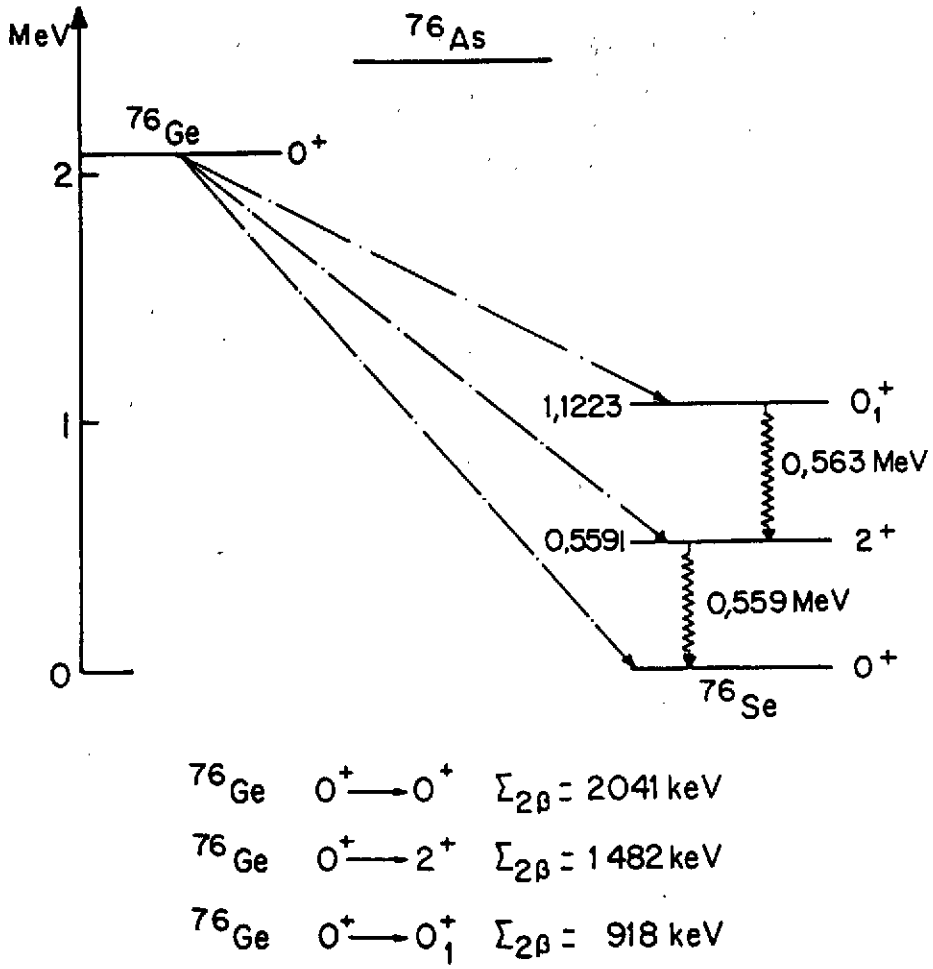

Fig. 6 : Schéma de désexcitation 2β du noyau ^{76}Ge

Les principaux avantages des expériences basées sur le ^{76}Ge sont d'une part la très bonne résolution en énergie ($\Delta E/E \simeq 2$ keV à 1,33 MeV) et d'autre part une efficacité de détection des β^- émis strictement égale à 1. En contre partie, ces expérience sont à très faible taux de comptage (quelques évènements par an pour $T_{1/2} \simeq 10^{23}$ ans) et le pic

associé à la désexcitation $\beta\beta(0\nu)$, d'énergie 2,041 MeV, est mélangé avec le fond continu produit par la radioactivité naturelle et le rayonnement cosmique. Rappelons que si un cristal de Ge est un excellent détecteur d'électrons, c'est également un très bon détecteur de rayonnements gamma.

IV - A. Détecteurs Ge en direct

Une première série d'expériences utilise les détecteurs Ge en direct. Vu le très faible taux de comptage attendu, il s'ensuit une étude très poussée des sources de bruit de fond. La figure 7 montre un spectre typique d'un détecteur Ge "standard" (non bas bruit de fond) enregistré au niveau de la mer, sans blindage extérieur, en quelques heures de statistique. On remarque tout d'abord, à haute énergie, un fond continu essentiellement produit par le rayonnement cosmique, puis diférentes raies γ qui, par effet Compton, donnent également un fond continu très important. Par exemple, le signal attendu à 2,041 MeV, de quelques évènements/an, est complètement noyé dans le fond mesuré (voir encart fig. 7) de quelques dizaines d'évènements/heures ! Ces raies proviennent de la radioactivité naturelle (chaînes d'U, Th et du ^{40}K) et de la radioactivité artificielle (^{60}Co, ^{137}Cs).
Pour gagner en sensibilité, les solutions généralement adoptées sont tout d'abord de réaliser l'expérience dans un laboratoire souterrain afin de diminuer ou supprimer le flux de rayonnement cosmique (et les neutrons associés), de placer le détecteur Ge dans un blindage passif (en général Cu + Pb) et enfin de sélectionner tous les matériaux entrant dans la composition du détecteur et du blindage pour leur absence ou leur très faible taux de radioactivité naturelle. La figure 8 montre une série de spectres Ge directs obtenus par le groupe[12] d'Avignone dans différentes conditions expérimentales. On peut tout de suite remarquer qu'à l'énergie attendue pour la raie $\beta\beta(0\nu)$ ($\simeq$ 2 MeV), le fond a été diminué d'environ 4 ordres de grandeur.

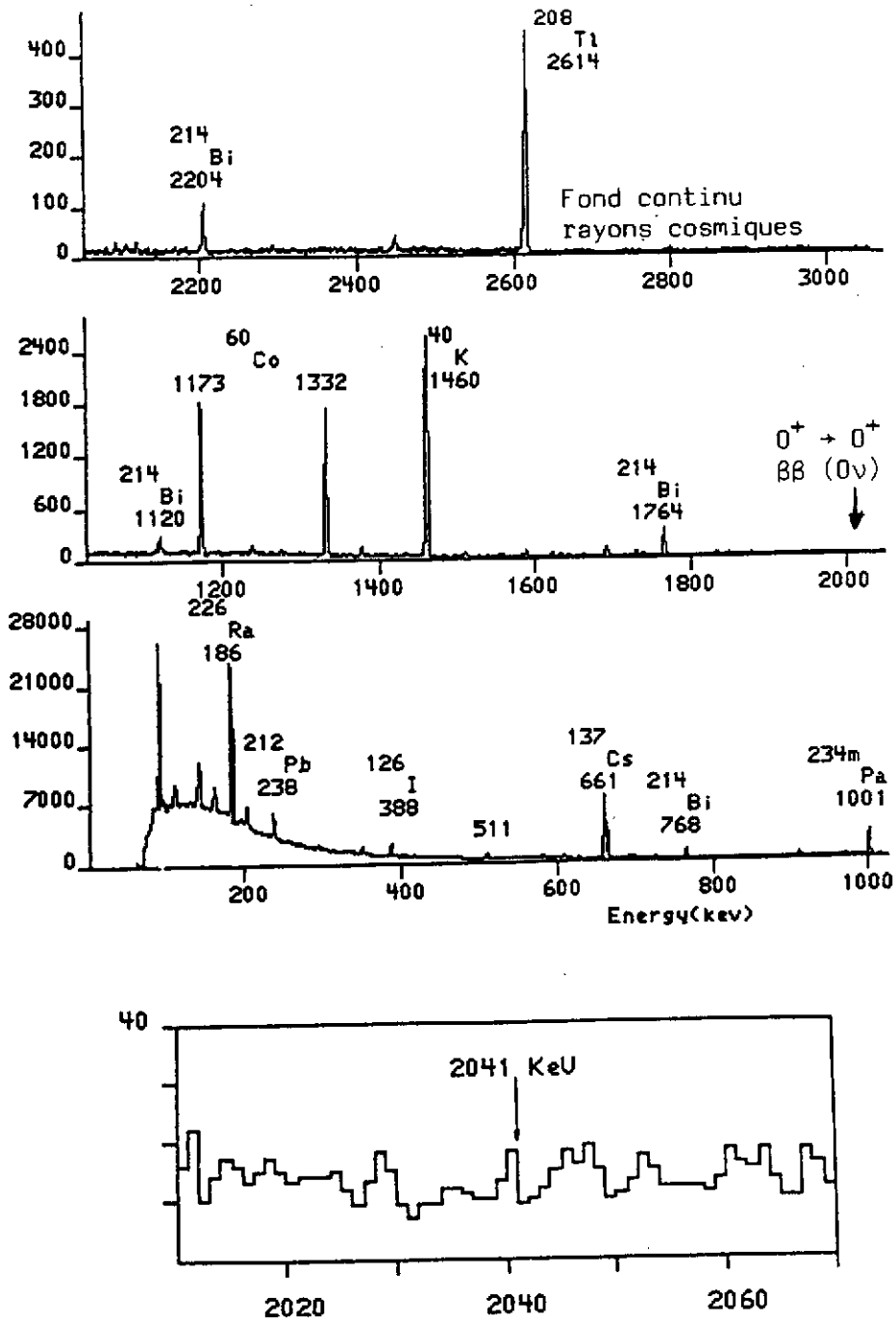

Fig. 7 Spectre de bruit de fond d'un Ge standard; sans blindage extérieur, enregistré dans un laboratoire situé "au niveau de la mer". Statistique ≈ 6 heures . En encart et représenté le bruit de fond dans la région de 2041 keV où le signal 2β est attendu.

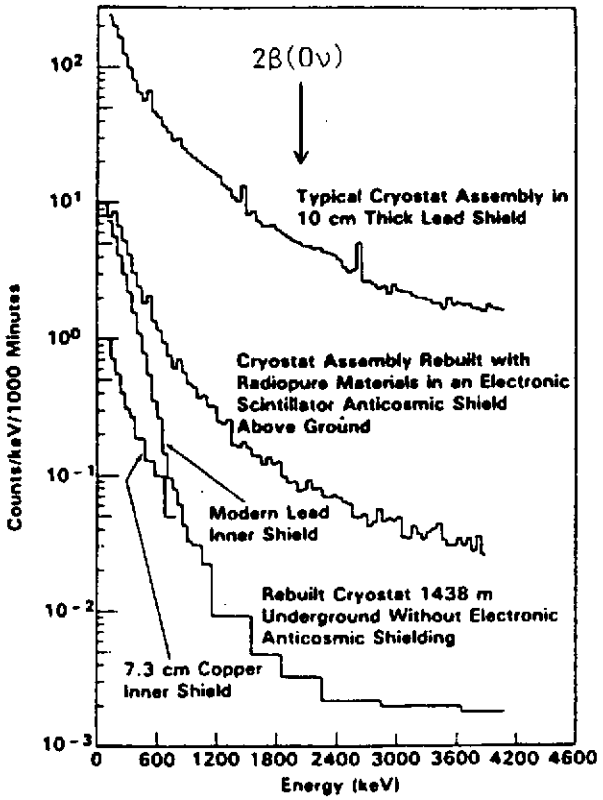

Fig. 8 Spectres directs de détecteurs Ge mesurés par le groupe de Battelle-Carolina[12] dans différentes conditions de blindage et pour différents cryostats.

Jusqu'à présent, aucune raie n'a été observée à $E_{\beta\beta}$ = 2041 keV correspondant à la transition $^{76}Ge(0^+) \rightarrow {}^{76}Se(0^+)$. Les limites obtenues sur la période sont $T_{1/2} > 10^{23}$ ans et impliquent les contraintes suivantes :

$$m_\nu \leqslant 5 \text{ eV}$$
$$\eta \leqslant 3\ 10^{-6}$$

Notons que le meilleur rapport signal/bruit obtenu est ≃ 1/3 et des mesures de caractérisation des matériaux sont toujours en cours pour améliorer ce rapport.

Remarque 1

La figure 9, extraite d'une analyse effectuée par la collaboration Battelle-Carolina , montre les spectres obtenus dans six expériences

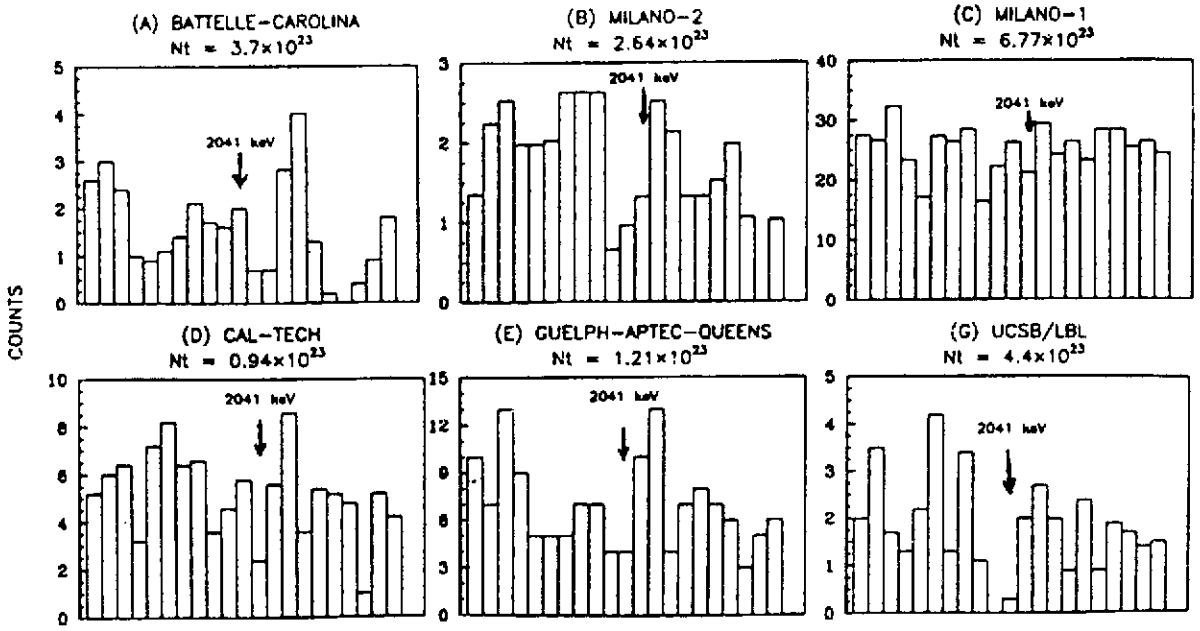

Fig. 9 Spectres Ge directs obtenus dans 6 expériences récentes et ajustés à 1 keV par canal. Figure extraite de la réf. 12.

récentes au voisinage du signal de $\beta\beta(0\nu)$. Si aucune raie n'est visible à l'énergie 2041 keV, on peut se demander s'il n'existe pas un pic à une énergie légèrement supérieure, c'est-à-dire vers 2045 keV ?

Remarque 2

Par déconvolution des spectres Ge (c'est-à-dire par soustraction des pics et des fonds Compton associés), on peut obtenir une limite sur le processus $\beta\beta(2\nu)$. La valeur obtenue, $T_{1/2} > 8\ 10^{19}$ ans se rapproche des estimations théoriques situées entre 2 et 20 10^{20} ans.
On peut également mettre une limite sur la décroissance $\beta^-\beta^-$ avec émission de Majoron. La valeur obtenue, $T_{1/2} > 6\ 10^{20}$ ans permet d'en déduire une limite $< 10^{-3}$ sur le couplage neutrino-Majoron.

V - B. Détecteur Ge en coïncidence avec des scintillateurs NaI

L'idée principale de ces exépriences est d'étudier les désexcitations $\beta^-\beta^-$ vers les états excités du noyau final ^{76}Se (voir fig. 6) en réalisant une coïncidence entre les deux électrons émis, détectés par le cristal de Ge, et le photon γ de désexcitation, détecté par une couronne extérieure de scintillateurs NaI. La condition de coïncidence avec

sélection en énergie sur le photon émis permet d'améliorer le rapport signal/bruit.

Le dispositif expérimental utilisé par la collaboration Bordeaux-Saragosse-Strasbourg est schématisé fig. 10. Il comprend un ensemble de

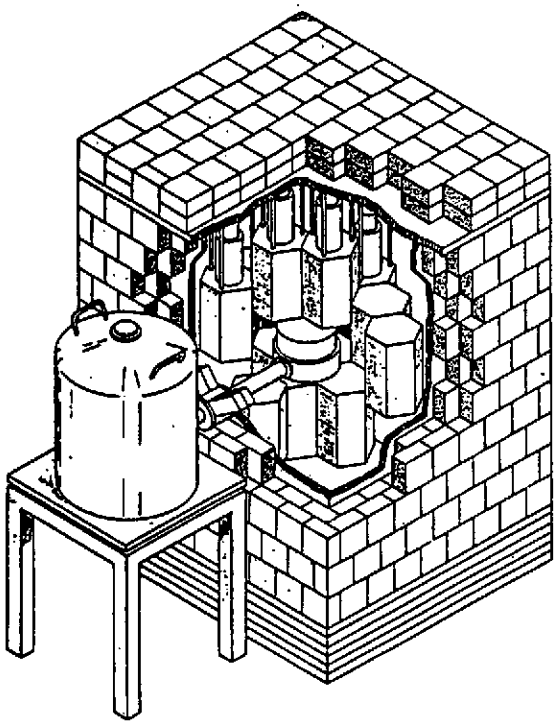

Fig. 10 Dispositif expérimental de la Collaboration Bordeaux-Saragosse-Strasbourg.

4 détecteurs Ge de 100 cm^3 chacun placés dans un même cryostat et entourés, dans une géométrie 4π, par 19 scintillateurs NaI de gros volume (ø 135 cm x L 204 cm). Le tout est placé dans un blindage passif de 2,5 cm de Cu (OFHC) et de 10 cm de Pb, et situé dans le Laboratoire Souterrain de Modane (couverture de ≃ 1800 m de roches).

Pour la transition $\beta\beta(0\ )$, $^{76}Ge(0^+) \rightarrow {}^{76}Se(2^+)$, aucune raie n'a été observée à l'énergie attendue $E_{2\beta}(2^+) = Q_{2\beta} - E_x = 1481.6$ keV. Les limites obtenues par les groupes utilisant la technique des coïncidences sont :

Bordeaux-Saragosse-Strasbourg	$T_{1/2} > 3,6\ 10^{22}$ ans	(4270 h. - 400 cm^3)
Osaka[14]	$T_{1/2} > 6\ 10^{22}$ ans	(8000 h. - 171 cm^3)
LBL- Santa Barbara[15]	$T_{1/2} > 8\ 10^{22}$ ans	(5000 h. - 990 cm^3)

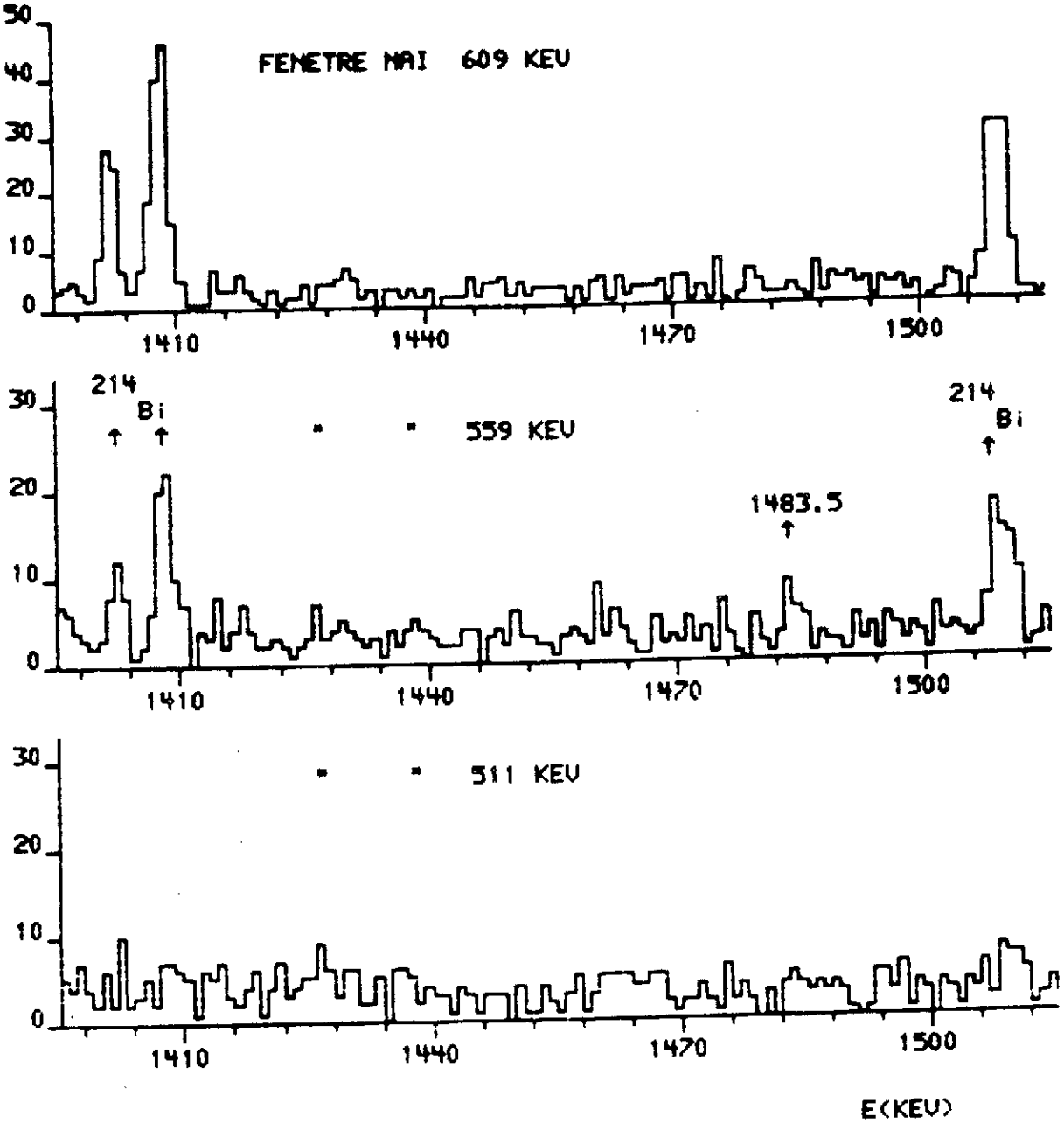

Fig. 11 Spectres partiels du quadridétecteur Ge en coïncidence avec les scintillateurs NaI. Trois différentes fenêtres en énergie sur les NaI sont montrées, respectivement 609 keV, 559 keV et 511 keV. La largeur des fenêtres NaI est de 70 keV.

La figure 11 montre les spectres partiels (temps de statistique = 4270 h.) des détecteurs Ge en coïncidence avec trois différentes fenêtres en énergie sur les compteurs NaI. Le spectre Ge correspondant à la fenêtre NaI centrée à 559 keV (énergie du photon γ $2^+ \rightarrow 0^+$ du ^{76}Se) montre nettement une "accumulation" d'événements à l'énergie E_γ = 1483,5 keV, "accumulation" qui disparaît sur les spectres Ge en coïncidence avec les fenêtres NaI centrées à des énergies voisines, respectivement 511 et 609 keV. Jusqu'à présent, aucune explication n'a pu être trouvée sur l'existence d'une cascade γ 1483,5 ± 0,5 - 559 ± 20 keV autre qu'un signal $\beta^-\beta^-(0\nu)$. Toutefois, l'énergie 1483,5 ± 0,5 keV est supérieure de 1,9 keV à l'énergie attendue 1481,6 ± 0,5 keV calculée à partir de la valeur $Q_{\beta\beta}$ mesurée au spectromètre de masse par Ellis et al.[16]. Ces résultats doivent encore être considérés comme préliminaires, l'expérience étant toujours en cours d'acquisition et d'analyse.

V - C. Améliorations des expériences Ge

La sensibilité (ou rapport signal/bruit) des expériences Ge peut s'exprimer comme :

$$S \approx \frac{\epsilon \times \lambda N \times T}{2 \times \Delta E \times B \times T}$$

où : λN est l'activité $\beta\beta(0\nu)$, T le temps de statistique ,
ϵ l'efficacité de détection, ΔE la résolution (FWHM) en énergie du détecteur Ge ($\approx$ 2 ΔE la largeur à la base du pic analysé) et B le bruit de fond en coups/keV x h.

Pour la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ l'efficacité est constante, égale à 1. Pour la transition vers l'état excité $J^\pi = 2^+$, l'efficacité de détection ($\approx$ 20 % dans notre expérience) est limitée par l'autoabsorption du photon de 559 keV dans le cristal de Ge, et par l'absorption de ce photon dans les différents matériaux situés entre le cristal de Ge et

les scintillateurs NaI. Une efficacité de détection de l'ordre de 30 % devrait pouvoir s'obtenir par un choix de matériaux de faible Z.

- L'activité λN dépend du nombre et du volume des détecteurs Ge. Un gain d'environ un facteur 2 est envisageable (par exemple 8 détecteurs Ge de 100 cm^3 chacun), mais complique toutefois les problèmes de géométrie et d'absorption.

- La résolution en énergie est un paramètre important, actuellement de 2,4 keV pour un photon de 1,5 MeV, et devrait pouvoir être maintenue à $\simeq$ 2 keV, même sur une période de statistique très longue ($\simeq$ 12 mois).

- Enfin, le paramètre le plus important est le bruit de fond. L'effet du rayonnement cosmique apparaît être négligeable si l'expérience est placée dans un laboratoire souterrain suffisamment profond. L'effet de la radioactivité naturelle est plus délicat à résoudre puisqu'il implique un choix des différents matériaux, donc des mesures très longues. De nouvelles composantes de bruit de fond peuvent également apparaître telles que : i) la radioactivité α au niveau des contacts électrique sur le cristal de Ge, découverte lors des premiers essais de bruit de fond au Laboratoire Souterrain de Modane, ii) les rayonnements γ radiogéniques , c'est-à-dire produits par le rayonnement cosmique sur différents matériaux avant leur utilisation dans un laboratoire souterrain. Une étude très poussée de ces phénomènes devrait pouvoir faire gagner un à plusieurs ordres de grandeur sur le bruit de fond.

- Une amélioration évidente serait de réaliser un détecteur à partir de Ge enrichi (70 à 90 %) en isotope 76. Un tel détecteur augmente le signal d'un ordre de grandeur pour un bruit de fond similaire au détecteur en Ge naturel.

VI - AUTRES PROJETS

De nombreuses expériences $\beta^-\beta^-$ sont actuellement en cours d'étude ou de réalisation. Citons rapidement les compteurs proportionnels à Xe, les chambres TPC à Xe, un détecteur à Xe solide, une expérience d'ionisation résonnante par laser, et la calorimétrie à basse température. Une description détaillée de ces expériences peut être trouvée dans les "Proceedings International Conference on Nuclear Beta Decays and Neutrino, Osaka, 1986".

Références

1) Doi et al. - Progress of Theor. Phys., Suppl. N° 83 (1985)

2) W.C. Haxton and G.J. Stephenson - Prog. in Part. and Nucl. Phys 12(1984) 409

3) H. Primakoff and S.P. Rosen - Phys. Rev. 184 (1969) 1925

3) S.P. Rosen - Proceedings ATP Conference, Science Underground, Los Alamos, 1982

5) T. Kirsten et al. - Proceedings Internat. Conf. on Nuclear Beta Decays and Neutrino, Osaka, 1986

6) W.J. Lin et al. - Nucl. Phys. A 457 (1986) 285

7) O.K. Manuel - Proceedings Internat. Conf. on Nuclear Beta Decays and Neutrino, Osaka, 1986

8) W.C. Haxton et al. - Phys. Rev. C 28 (1983) 467

9) M.K. Moe - Proceedings Internat. Conf. on Nuclear Beta Decays and Neutrino, Osaka, 1986

10) S.R. Elliot et al. - Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2582

11) E. Fiorini et al. - Nuovo Cimento 13A (1973) 747

12) F.T. Avignone et al. - Phys. Rev. C 34 (1986) 666

13) A. Morales et al. - Proceedings Internat. Conf. on Nuclear Beta Decays and Neutrinos, Osaka, 1986

14) H. Ejiri et al. - to be published

15) D.O. Caldwell - Proceedings Internat. Conf. on Nuclear Beta Decays and Neutrino, Osaka, 1986

16) R.J. Ellis et al. - Phys. Lett. 136B (1984) 146
Nucl. Phys. A 435 (1985) 34

17 Ph. HUBERT et al. - Nucl. Instr. and Meth. A 252 (1986) 87