

Etude de la faisabilité d'un détecteur de neutrinos solaires à l'aide d'un cristal de gadolinium

J. Lamblin

► **To cite this version:**

J. Lamblin. Etude de la faisabilité d'un détecteur de neutrinos solaires à l'aide d'un cristal de gadolinium. 1999, pp.28. in2p3-00012107

HAL Id: in2p3-00012107

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00012107>

Submitted on 28 Oct 1999

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.

Université Joseph Fourier

Ecole Nationale Supérieure de Physique de Grenoble

DEA Physique de la Matière et du Rayonnement

Rapport de Stage

Jacob LAMBLIN

**ETUDE DE LA FAISABILITE
D'UN DETECTEUR DE NEUTRINOS SOLAIRES
A L'AIDE D'UN CRISTAL DE GADOLINIUM**

Sous la direction de Anne STUTZ

*Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble
Laboratoire CNRS-IN2P3 / Université Joseph Fourier*

Résumé

Ce document est le rapport d'un stage de DEA de quatre mois, effectué à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble dans le groupe Neutrinos. Ce stage s'inscrivait dans le cadre du projet LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) concernant les neutrinos solaires. Son but était de déterminer si un détecteur réalisé à partir d'un cristal de Gadolinium était faisable.

En premier lieu, ce rapport rappelle les notions importantes nécessaires à la compréhension du problème des neutrinos solaires. Ensuite, le projet LENS est abordé afin d'en décrire les principes et les conditions que le futur détecteur devra remplir. Enfin, ce rapport s'attarde sur l'étude d'un premier cristal réalisée à l'ISN, le dispositif expérimental, les résultats ainsi que les améliorations envisageables qui pourraient éventuellement permettre la réalisation du détecteur de neutrinos solaires recherché.

Remerciements

Je voudrais ici remercier tous les membres du groupe Neutrinos de l'ISN pour m'avoir accueilli parmi eux. L'ambiance très sympathique et conviviale qui y régnait a rendu mon stage très agréable et enrichissant.

Je tiens à remercier tout particulièrement Anne Stutz qui m'a aidé et guidé patiemment tout au long de ces quatre mois. J'ai beaucoup appris à son contact et acquis notamment plus de rigueur.

J'aimerais, également, exprimer mes remerciements à Jean-François Cavaignac avec qui j'ai beaucoup discuté et qui m'a fait profiter à chaque occasion de son expérience.

Enfin, j'ai une pensée pour tous les membres de l'équipe de football des deuxième et troisième étages de l'ISN avec lesquels, même si nous n'avons pas beaucoup gagné, j'ai vécu de bons moments.

Table des Matières

RÉSUMÉ	1
REMERCIEMENTS	1
TABLE DES MATIÈRES	2
INTRODUCTION	3
1. LES NEUTRINOS SOLAIRES	4
1.1. L'ORIGINE DES NEUTRINOS SOLAIRES	4
1.2. LES RÉSULTATS DES PREMIÈRES EXPÉRIENCES	6
1.3. LA THÉORIE DES OSCILLATIONS	7
1.3.1. LES OSCILLATIONS DANS LE VIDE [REF. I, II]	7
1.3.2. LES OSCILLATIONS DANS LA MATIÈRE [REF. I, II]	8
2. LE PROJET LENS	10
2.1. LE PRINCIPE DE DÉTECTION DES NEUTRINOS	10
2.2. DESCRIPTION DU PROJET	11
2.2.1. LA GÉOMÉTRIE DU DÉTECTEUR	11
2.2.2. LE BRUIT DE FOND	12
2.2.3. QUELQUES ASPECTS À ÉTUDIER	13
3. UNE PREMIÈRE ETUDE	14
3.1. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	14
3.2. LA RÉPONSE DU CRISTAL	15
3.2.1. LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE	15
3.2.2. LA RÉPONSE LONGITUDINALE	16
3.2.3. LA DISCRIMINATION DES PARTICULES (PSD)	17
4. LES MESURES DU BRUIT DE FOND	18
4.1. LE SPECTRE EN ENERGIE DU BRUIT DE FOND	18
4.2. MESURES DES BAS DE CHAÎNES	19
4.2.1. LES URANIUMS 238 ET 235	19
4.2.2. LE THORIUM 232	21
4.3. LES MESURES DES γ PAR LA JONCTION GERMANIUM	22
4.4. SIMULATION	23
5. ESTIMATION DU BRUIT DE FOND POUR LENS	24
5.1. LES COÏNCIDENCES ACCIDENTELLES	24
5.2. LES DÉSINTÉGRATIONS CORRÉLÉES	25
5.3. LES DOUBLES IMPULSIONS ISSUES DES FLUCTUATIONS STATISTIQUES	26
CONCLUSION	27
RÉFÉRENCES	28
ANNEXES : LES CHAÎNES DE DÉSINTÉGRATION DU ^{232}Th, DE L'^{238}U ET DE L'^{235}U.	29

Introduction

Quelques expériences sur les neutrinos solaires ont déjà été ou sont réalisées en Europe, au Japon et aux Etats-Unis. On peut citer les plus importantes : Gallex, Superkamiokande ou Homestake. Toutes ces expériences ont eu ou ont pour but de mesurer le flux des neutrinos provenant du soleil. L'objectif étant à terme de vérifier le modèle du soleil.

Cependant, aucune de ces expériences ne nous donne le spectre en énergie des neutrinos de basse énergie. Or, c'est cette partie du spectre qui peut nous apporter le plus d'information. D'où, l'intérêt d'une expérience de spectroscopie en temps réel des neutrinos solaires de basse énergie. Le projet LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) s'inscrit dans ce contexte, l'idée est d'utiliser une réaction de capture de neutrino par le Gadolinium, l'Ytterbium ou le Sélénium. C'est la désexcitation du noyau formé par cette capture qui signerait la détection du neutrino. Le groupe Neutrinos de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble a décidé d'explorer les possibilités de ce projet en commençant notamment par étudier un premier cristal de Gadolinium pour évaluer le niveau du bruit de fond ainsi que la réponse en temps du cristal.

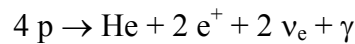
C'est dans le cadre de cette étude que j'ai réalisé mon stage de DEA d'une durée de quatre mois. Mon objectif était de déterminer si un détecteur de neutrinos solaires réalisé à partir d'un tel cristal est faisable. Tout d'abord, nous reviendrons brièvement sur les notions importantes concernant les neutrinos solaires. Ensuite, nous aborderons plus précisément le projet LENS afin d'en préciser les objectifs et donc les conditions que le détecteur devra respecter. Nous étudierons alors le dispositif expérimental qui nous a permis d'effectuer une première série de mesures sur un prototype. Puis, nous nous attarderons sur les résultats obtenus et notamment sur les concentrations des radioéléments gênants dans le matériau. Finalement, nous concluerons par envisager les améliorations possibles pour atteindre un niveau de bruit de fond nous permettant la détection des neutrinos.

1. Les Neutrinos Solaires

1.1. L'Origine des Neutrinos Solaires

Le soleil est décrit par un modèle, le SSM (Standar Solar Model) [Ref. I, II]. Ce modèle explique assez bien les réactions nucléaires qui ont lieu à l'intérieur de l'étoile et qui produisent de l'énergie. Nous allons en voir rapidement les points importants.

Le soleil est supposé sphérique et en équilibre thermodynamique. Etant donné la quantité d'énergie libérée, les seuls processus possibles de production d'énergie sont les réactions nucléaires. L'équation bilan de ces réactions est la suivante :



Elle est le résultat de deux séquences principales : la chaîne du p-p et le cycle CNO. Ce dernier étant minoritaire, moins de 2 % de l'énergie produite, nous ne nous intéresserons qu'à la chaîne du p-p. Elle est appelée ainsi car elle débute par une fusion de deux protons. La figure 1 la représente.

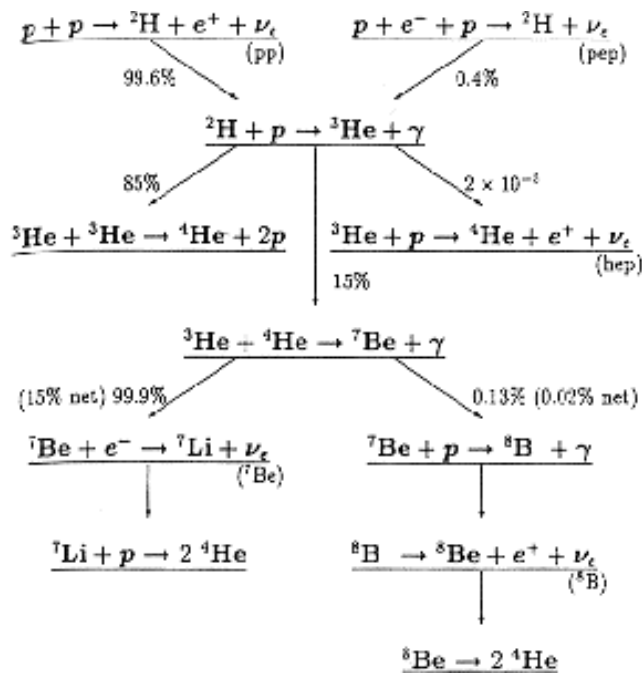


Figure 1 : La chaîne du p-p [Ref. I]

Ce modèle se révèle être très bon, il est notamment corroboré par la mesure de la luminosité $L=3,86.10^{33}$ erg/sec qui correspond aux prévisions et par l'étude des vibrations dans le soleil, l'héliosismologie.

Examinons, maintenant, les neutrinos. Ils sont créés à plusieurs endroits du cycle, leur énergie allant de 0 à 15 MeV. Le tableau de la figure 2 détaille les réactions donnant des neutrinos ainsi que leur énergie. La figure 3 nous montre le spectre résultant.

Process	E_ν
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^- + \nu_e$	≤ 0.420 MeV
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1.552 MeV
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0.852 MeV (90%) 0.384 MeV (10%)
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	≤ 18.77 MeV
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	≤ 15 MeV
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.199 MeV
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.732 MeV
${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.740 MeV

Figure 2 : Réactions de la chaîne du p-p et du cycle CNO produisant des neutrinos [Ref. I]

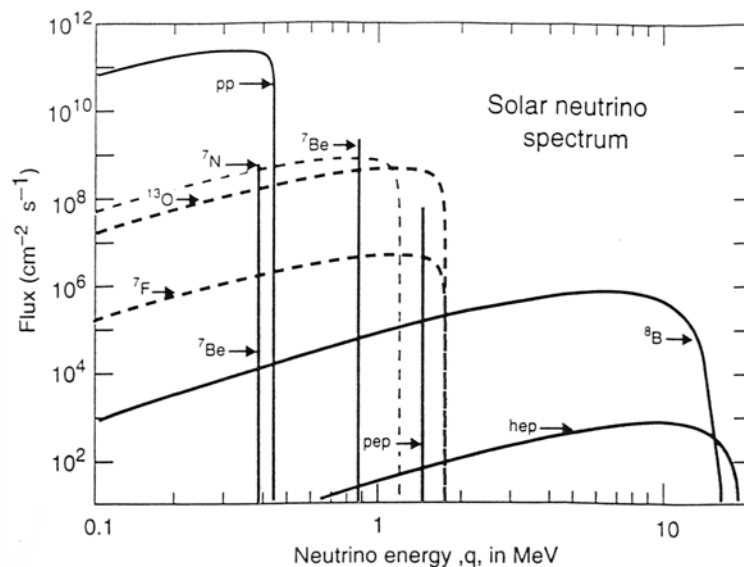


Figure 3 : Le Spectre des Neutrinos Solaires [Ref. I]

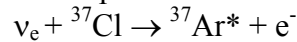
On peut distinguer dans ce spectre plusieurs parties. Tout d'abord, les neutrinos issus de la première réaction, que l'on appellera les neutrinos du p-p et qui forment un spectre continu allant jusqu'à 420 keV. Ensuite, les pics du ${}^7\text{Be}$ et du pep qui se situent respectivement à 862 keV et à 1,5 MeV. Enfin, les neutrinos formant le spectre continu allant jusqu'à 15 MeV et qui sont produits par le ${}^8\text{B}$.

On remarquera que les plus abondants sont ceux du p-p puisque la chaîne commence toujours par la réaction de fusion des deux protons. Par ailleurs, le fait que le ${}^8\text{B}$ provienne du ${}^7\text{Be}$ est important. En effet, on ne peut, selon ce modèle, observer les neutrinos du ${}^8\text{B}$ sans avoir ceux du ${}^7\text{Be}$.

1.2. Les Résultats des Premières Expériences

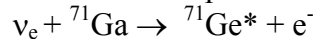
Afin de vérifier le modèle standard du soleil, plusieurs expériences ont été effectuées :

- **Homestake** a utilisé une réaction de capture des neutrinos par le Chlore.



Le domaine en énergie concerné est compris entre 814 keV et 15 MeV.

- **Gallex** et **Sage** sont également basées sur la capture des neutrinos mais par le Gallium.



Le domaine en énergie concerné est compris entre 233 keV et 15 MeV

Pour ces deux expériences, le nombre de neutrinos détectés est égal au nombre de noyaux formés (Ar ou Ge). Pour les compter, on les sépare chimiquement puis on observe la décroissance de ${}^{37}\text{Ar}$ et de ${}^{71}\text{Ge}$. Cette opération est donc impossible en temps réel. Par ailleurs, on ne peut pas obtenir un spectre en énergie mais seulement un nombre total de neutrinos compris dans la fenêtre en énergie considérée.

- **Kamiokande** et **Superkamiokande** détectent les neutrinos par diffusion sur les électrons de l'eau. La détection est faite en temps réel mais le domaine en énergie est plus haut, entre 7,5 MeV et 15 MeV. Donc seuls les neutrinos du ${}^8\text{B}$ sont concernés (cf. figure 3).

Les flux prédits par le modèle standard pour chaque expérience sont les suivants [Ref. III]:

$$\Sigma(\text{Cl}) = 9,3 \pm 1,3 \text{ SNU} \quad \Sigma(\text{Ga}) = 137 \pm 7 \text{ SNU} \quad \Sigma(\text{H}_2\text{O}) = 1,0 \pm 0,15 \text{ SNU}$$

$$1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ interactions par noyau cible et par seconde}$$

Les mesures sont nettement inférieures [Ref. III]:

$$\Sigma_{\text{exp}}(\text{Cl}) = 2,55 \pm 0,25 \text{ SNU} \quad \Sigma_{\text{exp}}(\text{Ga}) = 74 \pm 12 \text{ SNU} \quad \Sigma_{\text{exp}}(\text{H}_2\text{O}) = 0,44 \pm 0,08 \text{ SNU}$$

Ses résultats révèlent deux problèmes :

- un déficit en neutrinos par rapport à la théorie dans chaque expérience.
- un déficit variant avec l'énergie puisque par exemple, le flux de neutrinos du ${}^8\text{B}$ mesuré par SuperKamiokande correspondrait à 3,2 SNU pour Homestake soit plus que la totalité des neutrinos détectés.

Plusieurs explications sont possibles :

- les résultats ne sont pas exacts mais il faut alors que trois expériences sur quatre soient fausses pour que le second problème soit résolu.
- le modèle du soleil est imparfait, mais aucun autre modèle n'arrive à reproduire le spectre mesuré.
- Enfin, les neutrinos évoluent après leur création et ce, suivant leur énergie.

Selon cette dernière hypothèse, le plus simple est d'imaginer une désintégration des neutrinos. Cependant, ceci n'a jamais été observé, au contraire, SuperKamiokande a pu détecter des neutrinos provenant d'une supernova donc même si le neutrino se désintègre, sa

période est trop longue pour résoudre notre problème. Une autre évolution envisageable est l'oscillation des neutrinos.

1.3. La Théorie des Oscillations

Cette théorie donne une explication au déficit des neutrinos solaires mesurés par rapport aux prévisions théoriques du modèle standard du soleil en considérant que les neutrinos électroniques peuvent changer de saveurs après leur création. De plus, elle démontre pourquoi ce déficit varie suivant les énergies considérées.

La théorie des oscillations provient d'une analogie faite avec la matrice de mélange des quarks mais cela suppose alors que les neutrinos ont une masse. Le mécanisme d'oscillation peut survenir lorsque les particules produites et détectées (états propres d'interaction ou états propres de saveur) diffèrent de celles qui gouvernent la propagation ou la désintégration (états propres de masse).

1.3.1. Les oscillations dans le vide [Ref. I, II]

Plaçons-nous dans le cas de deux neutrinos : électronique et muonique. Les états propres d'interaction seront notés $|v_e\rangle$ et $|v_\mu\rangle$ alors que nous noterons $|v_1\rangle$ et $|v_2\rangle$, les états propres de masse.

On peut alors écrire :

$$|v_e\rangle = \cos \theta |v_1\rangle + \sin \theta |v_2\rangle \quad \text{et} \quad |v_\mu\rangle = -\sin \theta |v_1\rangle + \cos \theta |v_2\rangle$$

où θ est l'angle de mélange.

Supposons qu'à $t = 0$, un neutrino électronique est créé et exprimons l'état de la particule au temps t , $|v(t)\rangle$.

$$|v(0)\rangle = |v_e\rangle = \cos \theta |v_1\rangle + \sin \theta |v_2\rangle$$

Chaque état propre de masse a son propre facteur de phase

$$\exp(-i.E_k.t) \quad \text{où } E_k \text{ est l'énergie du neutrino } k \text{ avec } k = 1,2 \text{ et } \hbar = c = 1$$

D'où,
$$|v(t)\rangle = \cos \theta . e^{-i.E_1.t} . |v_1\rangle + \sin \theta . e^{-i.E_2.t} . |v_2\rangle$$

On en déduit alors la probabilité que le neutrino électronique devienne muonique.

$$P(|v_e\rangle \rightarrow |v_\mu\rangle) = |\langle v_\mu | v(t) \rangle|^2$$

Si L est la distance parcourue par le neutrino, E son énergie et $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ alors

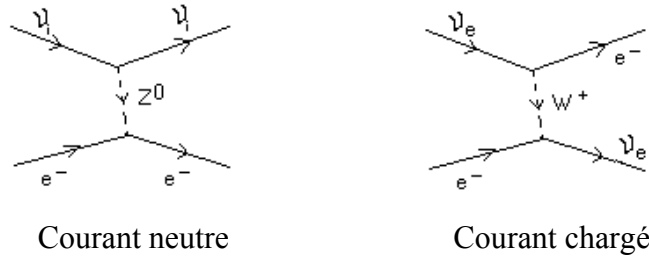
$$P(|v_e\rangle \rightarrow |v_\mu\rangle) = \sin^2 2\theta . \sin^2 \left(\frac{1}{2} \times \frac{L}{E} \times \Delta m^2 \right)$$

Cette probabilité non nulle est donc une explication possible au déficit observé. On peut remarquer qu'elle dépend bien de l'énergie du neutrino. Les expériences des neutrinos solaires déjà réalisées peuvent s'interpréter avec les valeurs des paramètres $\sin^2 2\theta$. et Δm^2 suivantes: $\sin^2 2\theta$ de l'ordre de 0,9 et Δm^2 de l'ordre de 10^{-11} eV^2 [Ref. IV].

On peut remarquer que, du fait de la présence du terme L/E , les expériences de neutrinos solaires sont les plus sensibles en Δm^2 (faible énergie et longue distance).

1.3.2. Les oscillations dans la matière [Ref. I, II]

On les appelle aussi l'effet MSW, du nom des physiciens Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein. Dans le modèle standard des interactions électrofaibles, les neutrinos interagissent de deux manières avec la matière.



L'interaction par courant neutre est possible pour tous les types de neutrinos, électronique, muonique et tauique, alors que celle par courant chargé n'est valable que pour le neutrino électronique.

Les différents neutrinos ne vont donc pas se propager de la même manière dans la matière. Les calculs donnent alors la probabilité de transition :

$$P(|\nu_e\rangle \rightarrow |\nu_\mu\rangle) = \sin^2(2\theta) / W^2 \cdot \sin^2\left(\frac{1}{2} \times \frac{L}{E} \times \Delta m^2 \times W\right)$$

Avec $W^2 = \sin^2 2\theta + (D - \cos 2\theta)^2$

Et $D = \sqrt{2} \cdot G_F \cdot N_e \cdot 2.E / \Delta m^2$ où N_e est la densité des électrons

Là, encore, les paramètres qui interviennent sont $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 . Plusieurs zones dans l'espace de ces deux paramètres sont compatibles avec les données des expériences (cf. figure 4). Les zones des petits angles (SMA), des grands angles (LMA) et des faibles masses (LOW), Δm^2 compris entre 10^{-6} et 10^{-8} eV^2 .

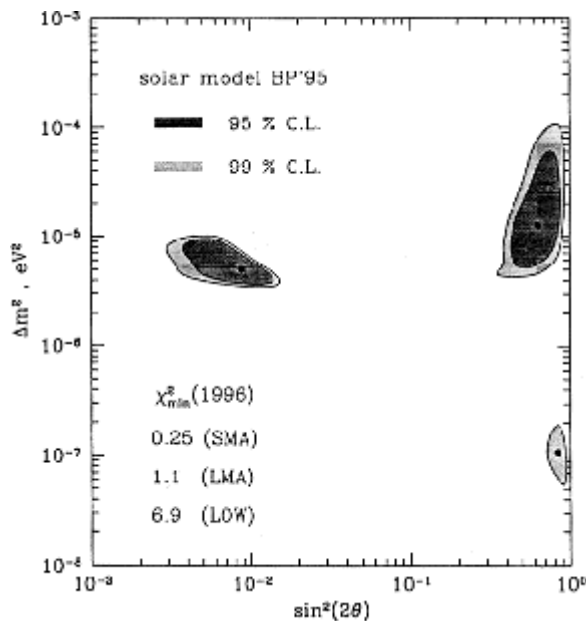


Figure 4 : Zones possibles dans l'espace des paramètres $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 [Ref. IV].

La figure 5 nous montre les probabilités de survie des neutrinos en fonction de leur énergie pour ces trois scénarios.

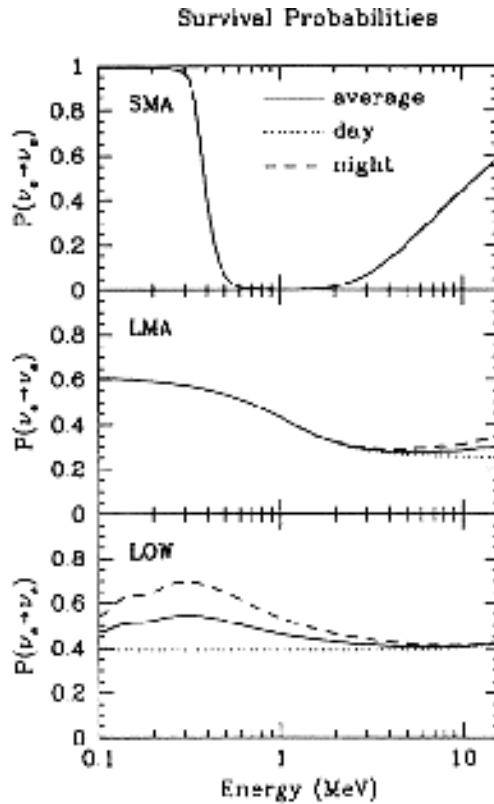


Figure 5 : Probabilités de survie du neutrino électronique suivant les valeurs des paramètres $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 dans le cadre des oscillations dans la matière [Ref. IV].

On se rend mieux compte, maintenant, de l'intérêt d'une spectroscopie à basse énergie, là où le flux de neutrinos est le plus grand et là où les effets de l'oscillation seraient les plus importants. Le projet LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) est né de ce constat, il ambitionne de détecter les neutrinos électroniques de basses énergies par courant chargé.

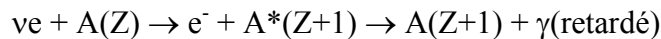
Un autre projet part de la même idée, BOREXINO. Il a lui aussi pour but une mesure du spectre des neutrinos de basse énergie par l'intermédiaire des électrons de recul issus de la diffusion des neutrinos sur ces électrons. Il aura la particularité de concerner à la fois les neutrinos électroniques et muoniques, la détection se faisant par courant chargé et courant neutre. Les résultats de ces deux projets seraient alors complémentaires.

2. Le Projet LENS

2.1. Le Principe de Détection des Neutrinos

La grande difficulté de détection des neutrinos de basse énergie provient des faibles sections efficaces des réactions les mettant en jeu. On est alors gêné à ces énergies par le bruit de fond dû à la radioactivité ambiante (γ, β, α).

L'idée de LENS, proposée par Raghavan [Ref V], est d'utiliser une réaction qui donne une signature particulière à la détection du neutrino. Cette signature est une réaction de capture de neutrino par courant chargé (réaction β inversée) qui forme un noyau dans un état excité, la désexcitation de ce noyau se faisant avec un temps de retard. On obtient alors la succession au même endroit dans le détecteur d'un électron et d'un gamma corrélés.



Cependant, l'élément A doit remplir plusieurs conditions :

- Il doit être stable pour ne pas générer trop de bruit de fond
- $M(A(Z)) < M(A(Z+1))$ pour éviter la désintégration directe de A(Z) vers A(Z+1), ce qui nous priverait de la signature recherchée.
- Le seuil de capture Q doit être plus petit que 420 keV si l'on veut observer les neutrinos du p-p.
- La section efficace de la capture des neutrinos doit être assez élevée

Trois noyaux répondent à ces critères : ^{176}Yb , le ^{160}Gd et le ^{82}Se . Nous ne nous intéresserons ici qu'au Gadolinium puisque le groupe Neutrinos de Grenoble a choisi de l'étudier en premier lieu. En effet, les membres du groupe ont proposé d'utiliser un cristal scintillateur existant, le GSO. Nous l'étudierons plus en détail par la suite. D'autres équipes travaillent sur la solution de l'Ytterbium dans un scintillateur liquide.

Le schéma de la capture du neutrino par le ^{160}Gd est représenté sur la figure 5. Il y a quatre états dans lesquels le Tb formé peut se trouver suivant les énergies du neutrino capturé. Le premier est situé à 138,7 keV. Etant donné la différence d'énergie des niveaux fondamentaux du Gadolinium et du Terbium, cela représente un seuil pour la capture égal à 244 keV. On pourra donc détecter des neutrinos du p-p. Le deuxième état, à 232 keV, a une section efficace petite et est donc très peu favorisé. Ce sont les seuls niveaux accessibles par réaction avec des neutrinos du p-p. Les deux autres états à 478 et 571 keV sont situés au-dessus du maximum du p-p et concernent donc uniquement les neutrinos du ^7Be .

Suite à la capture, le Terbium va se désexciter par des gamma prompts dont l'énergie sera mesurée en même temps que celle de l'électron issu de la réaction beta inversée. Dans tous les cas, la désexcitation se terminera par l'émission d'un gamma retardé de 63,7 keV et de période 86,5ns. L'énergie mesurée du neutrino est donc donnée par la formule suivante :

$$E_\nu = E_{e^-} + E_{\gamma \text{ prompt}} + E_{\gamma \text{ retardé}} + 105.6$$

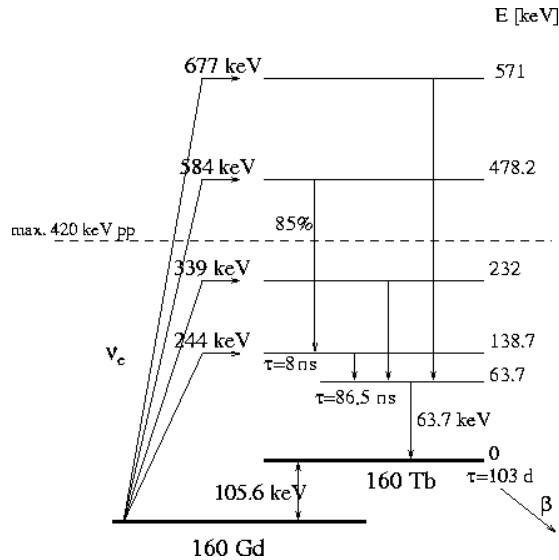


Figure 5 : Schéma de la capture de neutrino par le ^{160}Gd

Si cette idée basée sur la coïncidence temporelle mais aussi spatiale semble intéressante et prometteuse, il faut maintenant essayer de la mettre en œuvre.

2.2. Description du Projet

2.2.1. La géométrie du détecteur

L'objectif que la collaboration [Ref. VI] s'est fixé est de détecter une centaine de neutrinos par an. Pour dimensionner le détecteur à partir de cet objectif, il est nécessaire de connaître les sections efficaces de la réaction de capture. Elles peuvent être estimées à partir de la réaction (^3He , t) sur le Gadolinium. Ce travail est en cours, effectué par des Japonais. Les premiers résultats donnent les taux de capture que l'on devrait avoir pour les différentes énergies du spectre (figure 7).

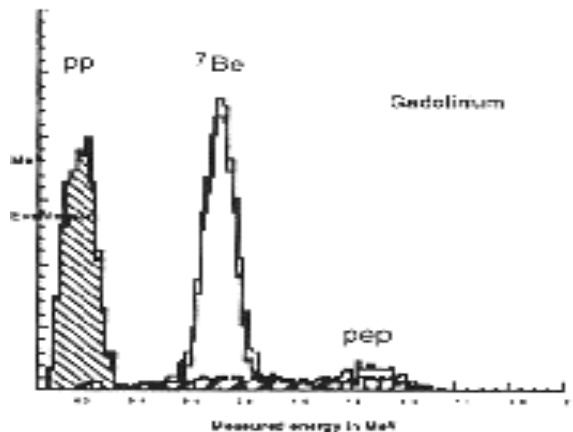


Figure 7 : Spectre attendu avec les cristaux de Gadolinium [Ref. VI].

Les sections efficaces estimées nous permettent d'évaluer la quantité de Gadolinium à 20 tonnes environ, ce qui donnerait 146 neutrinos du p-p et 160 neutrinos du ^7Be détectés par an.

Il sera indispensable en outre, pour avoir plus de précision, de calibrer le détecteur directement en utilisant une source de neutrinos de même énergie que les neutrinos solaires. Pour l'instant, deux sources sont envisageables : une source de ^{51}Cr et une de ^{74}Se . La première émet des neutrinos de deux énergies différentes (426 keV et 746 keV) correspondant

à deux états du Tb. La source de Sélénium n'a pas cet avantage mais elle est en revanche beaucoup plus active.

Par ailleurs, afin de détecter efficacement les électrons et les gammas issus de cette capture, il faut notamment une réponse rapide et une bonne localisation des événements. Les scintillateurs offrent ces possibilités. On peut envisager aussi bien un liquide qu'un solide, les deux ayant des avantages et des inconvénients. Comme nous l'avons vu, le groupe de l'ISN a choisi de s'orienter vers le cristal de GSO qui existe déjà, nous nous restreindrons donc ici à cette solution.

La formule du GSO est Gd_2SiO_5 . Il a l'avantage d'être très dense ($\rho \approx 6,7$), de contenir 75% de Gadolinium et d'émettre beaucoup de lumière. On peut également le doper en Cérium qui sert à accélérer la scintillation. Les particules alpha, beta ou gamma déposent leur énergie dans le cristal par excitation des atomes de Cérium ou de Gadolinium, des photons sont alors émis par scintillation. En plaçant des photomultiplicateurs aux extrémités des cristaux, on peut alors retrouver l'énergie des particules incidentes.

La géométrie du détecteur envisagée est un cube d'environ 2 m^3 , divisé en 10 000 cellules au minimum, chaque cellule étant un cristal parallélépipédique. Ces cristaux mesureront, et cela reste à définir, entre 20 et 50 cm de long et de 2 à 5 cm de côté (cf. figures 6).

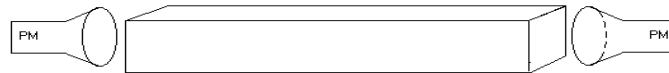


Figure 6 : Une cellule du futur détecteur

Cette géométrie à petite cellule est possible car, en raison des faibles énergies et de la densité élevée du GSO, les particules s'arrêtent très vite. Elle a enfin l'avantage d'être assez compacte, ce qui sera très utile pour la calibration.

2.2.2. Le bruit de fond

Le bruit de fond est le problème majeur à considérer. Une partie du bruit de fond (muons, radioactivité extérieure au système) sera éliminé en plaçant le détecteur dans un laboratoire souterrain, comme par exemple celui du Gran Sasso en Italie, et en le protégeant en outre par un blindage de plomb.

Par ailleurs, du fait de la signature du neutrino, on pourra rejeter tous les événements ne possédant pas à la fois la coïncidence spatiale et temporelle. Etant données ces remarques, le bruit de fond restant est de deux types.

Le premier type provient des **coïncidences accidentelles** ou **fortuites**. Elles sont constituées par deux impulsions qui se suivent dans le temps et qui ont la même localisation mais qui ne sont pas corrélées entre elles. Ces impulsions sont dues aux radioactivités α , β et γ des éléments présents dans le détecteur. Les plus gênants pour nous seront :

- Les Uraniums 238 et 235 et le Thorium 232 qui sont présents dans les matériaux de départ et qui rentrent lors de la cristallisation.
- Le Gadolinium 152, isotope présent à l'état naturel, qui émet un α à 2,1 MeV. Cependant, en raison du quenching (propriété des scintillateurs qui a pour conséquence une énergie observable inférieure à l'énergie de l' α), cette énergie est mesurée à 370 keV.

Le taux de fortuites peut être calculé en utilisant la formule $R=N_1.N_2.\tau.\Lambda$ où N_1 et N_2 sont les taux d'événements dans chacune des fenêtres d'énergie de la signature du neutrino, τ et Λ ,

respectivement la fenêtre en temps et le volume du détecteur considérés pour les coïncidences.

Le deuxième type de bruit de fond vient, cette fois, de vraies **désintégrations en coïncidence** qui imitent la signature du neutrino. Seules les énergies et les temps peuvent nous aider à faire une discrimination.

- C'est le cas du Thorium 231, présent dans la chaîne de désintégration de l'Uranium 235. Il subit une désintégration β de 300 keV suivie d'une émission d'un gamma de 84 keV avec une période de 44 ns.
- Le Gadolinium 153, produit par des réactions (n, 2n) au niveau du sol à partir du Gadolinium 152, possède, lui, la propriété de se désintégrer par une capture électronique vers l'Europium 153 qui se désexcite notamment (rapport d'embranchement égal 16,7%) par l'émission de deux gammas corrélés. Leurs énergies sont 70 keV et 103 keV. La période est 3,88ns.

Il faudra, dans tous les cas, évaluer les nombres d'événements par an afin de les comparer à notre objectif d'une centaine de neutrinos par an et de conclure quant à la faisabilité du détecteur.

2.2.3. Quelques aspects à étudier

Tout d'abord, nous avons vu qu'il est nécessaire d'avoir une bonne résolution, elle dépend directement du nombre de photoélectrons, plus ils sont nombreux, meilleure est la résolution. Il faudra nous assurer que nous sommes capables expérimentalement d'assurer une bonne collection de lumière.

Ensuite, un autre point important est la reconnaissance des doubles impulsions. En effet, la signature des neutrinos va se traduire par une succession de deux impulsions électriques. Dans le cas des temps les plus courts, les impulsions vont se superposer, en partie au moins. On doit alors être capable de reconnaître la plus grande partie des doubles impulsions.

Toute la difficulté vient des fluctuations. En effet, les impulsions subissent parfois des fluctuations dans l'arrivée des photoélectrons (cf. figure 8), ce qui va modifier leur forme et les rendre semblables à des doubles voire triples impulsions, et ceci surtout à basse énergie. La méthode de reconnaissance doit être assez efficace pour faire la différence, cela nécessite donc un travail approfondi.

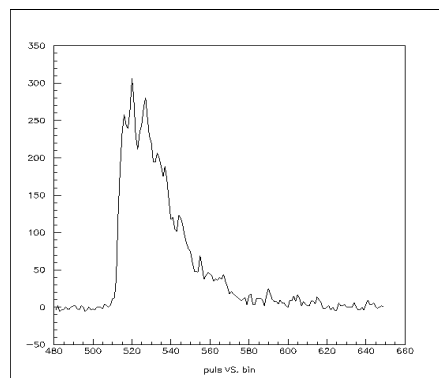


Figure 8 : Exemple de fluctuations d'une impulsion (en ns).

Enfin, un aspect qui pourrait beaucoup nous aider pour le rejet du bruit de fond est la discrimination des particules par la forme de la réponse, ce principe est appelé le PSD (pulse shape discrimination). En effet, une particule α ne dépose pas son énergie de la même manière qu'un β ou un γ . Il sera donc intéressant de s'attarder sur ce point pour déterminer si l'effet est assez important pour être utilisé.

3. Une Première Etude

L'étude de la faisabilité du détecteur envisagé dans le cadre du projet LENS a débuté logiquement par l'analyse du bruit de fond et de la réponse d'un premier cristal de GSO. Le groupe de l'ISN a réussi à obtenir un tel cristal prêté par un physicien japonais.

3.1. Le Dispositif Expérimental

Ce cristal est parallélépipédique, il mesure 20 cm de long et il a une section de 2 cm de côté. Comme nous l'avons vu précédemment, il est composé d'un oxyde de Gadolinium, le Gd_2SiO_5 et de Cérium (1,5 %) qui permet la scintillation. Il est à préciser que ce cristal a été élaboré à partir de matériaux dont la composition en éléments radioactifs tel le ^{238}U ou le ^{232}Th ne nous est pas connue et de plus, aucun effort particulier n'a été fait pour les purifier.

Lors de la détection d'une particule, le cristal émet par scintillation des photons qui donnent dans les photomultiplicateurs des photoélectrons. A la sortie des PM, on obtient alors un courant électrique proportionnelle aux nombres de photoélectrons qui arrivent.

Pour une particule détectée, la forme de la réponse est représentée sur la figure 9.

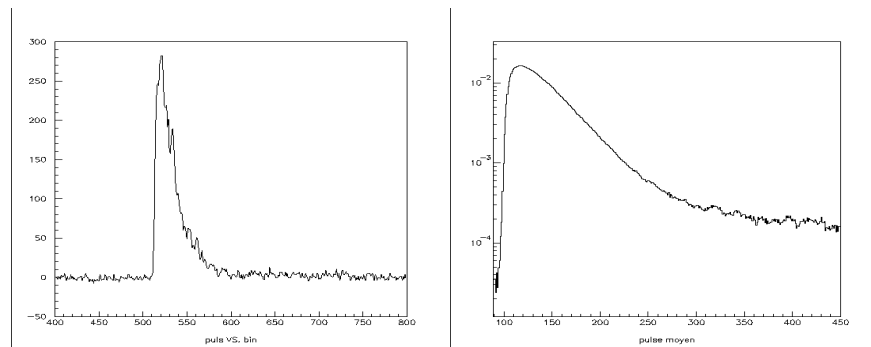


Figure 9: A gauche, exemple d'un pulse. A droite, pulse moyen en échelle logarithmique.

La surface de l'impulsion correspond à l'énergie déposée par la particule. Si on regarde, le pulse moyen en échelle logarithmique, on s'aperçoit que les impulsions sont constituées de trois exponentielles (trois droites en échelle logarithmique) et donc possèdent trois temps caractéristiques. La première exponentielle correspond à la montée, le temps est égal à une dizaine de nanosecondes, les photons qui arrivent pendant ces premières nanosecondes sont issus de l'excitation et de la scintillation des atomes de Cérium. S'il n'existait que ce phénomène, l'impulsion devrait être symétrique, le temps de descente devrait être identique au temps de montée, ce qui n'est pas le cas. Les temps de descente plus lents sont dus au fait que dans certains cas, ce sont les atomes de Gadolinium qui sont excités et qui transfèrent par la suite leur énergie au Cérium qui scintille. Nous ne rentrerons pas ici dans les détails, le lecteur pourra se reporter, s'il le souhaite, à la référence VIII.

Pour les mesures, nous avons disposé un photomultiplicateur à chaque extrémité. Ce sont des photomultiplicateurs Philips à 8 étages et de gain 10^6 . Deux disques en silicone ont été également intercalés pour faciliter le contact optique avec les photomultiplicateurs. Ce dispositif permet de réaliser des mesures en utilisant la coïncidence entre les deux

photomultiplicateurs, c'est-à-dire que l'on impose qu'ils détectent l'impulsion en même temps. L'avantage est de pouvoir s'affranchir de certaines impulsions trop faibles ou qui ne correspondent pas à de vrais événements. Pratiquement, nous utilisons un discriminateur qui nous permet de sélectionner les événements intéressants. On fixe un seuil en amplitude sur chacune des voies ainsi qu'une fenêtre en temps. Pour qu'un événement soit retenu, il faut que les deux voies dépassent le seuil dans la fenêtre en temps choisie.

Un autre avantage du dispositif à deux photomultiplicateurs est d'être capable de localiser chaque événement. En effet, le rapport de la différence des lumières vues par chaque photomultiplicateur sur la somme nous donne une bonne représentation de la position des événements.

$$dz = \frac{LumièrePM1 - LumièrePM2}{LumièrePM1 + LumièrePM2}$$

L'acquisition est effectuée à l'aide d'un logiciel sur PC, conçu sous Labview. Les sorties des deux photomultiplicateurs sont affichées au préalable sur l'écran de l'oscilloscope. Le PC, relié à l'oscilloscope, enregistre alors chaque pulse sur les deux voies. On appelle pulse, un ensemble de 1000 canaux autour de l'impulsion qui a triggé, un pulse peut contenir une ou plusieurs impulsions. Le fichier contient ainsi, pour tous les pulses sélectionnés, les valeurs des tensions des voies 1 et 2 sur 1000 canaux.

Le programme READF que nous avons écrit en Fortran calcule les variables intéressantes, c'est-à-dire les énergies des pulses sur chaque voie et sur la somme, la localisation des impulsions ou les temps de démarrage. Le cas échéant, il peut aussi déterminer le nombre d'impulsions pour un même pulse ainsi que le temps qui les sépare.

3.2. La Réponse du Cristal

3.2.1. La résolution en énergie

On peut tout d'abord vérifier que la réponse est bien linéaire en énergie en utilisant des sources d'énergies connues (Cs, Na). La partie gauche de la figure 10 montre l'énergie mesurée en fonction de l'énergie vraie.

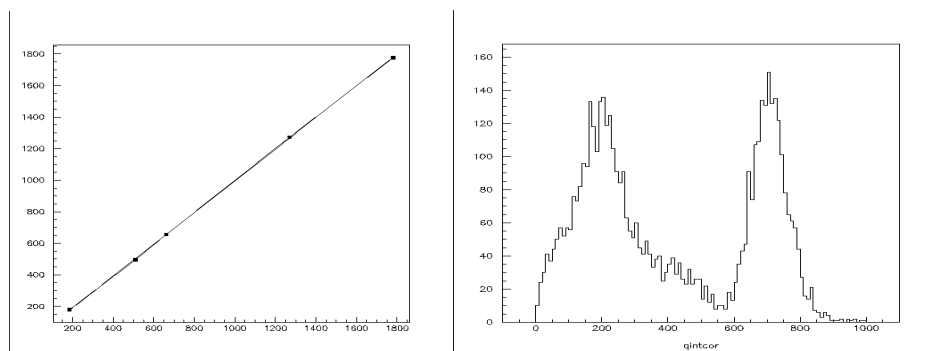


Figure 10 : A gauche, énergies mesurées en fonction des énergies vraies de quelques sources. A droite, exemple d'un spectre, celui du Cesium 137 (Energies en keV).

L'allure d'un pic monoénergétique est une gaussienne (cf. figure 10). Sa largeur relative varie avec l'inverse de la racine de l'énergie ou encore avec l'inverse de la racine du nombre de photoélectrons. Pour l'instant, la résolution obtenue à 1 MeV est de 6,7 %, ce qui correspond à 223 photoélectrons à 1 MeV. Ce résultat est encore trop faible, l'objectif étant

d'atteindre au moins 400 photoélectrons. Pour cela, il faut améliorer la collection de lumière en utilisant de meilleurs photomultiplicateurs ou des silicoïdes plus performants.

3.2.2. La réponse longitudinale

Pour une particule d'énergie donnée, nous nous sommes aperçus que les photomultiplicateurs reçoivent plus de lumière si elle est détectée sur les bords que si elle est détectée au centre. Si on trace la quantité de lumière déposée pour des particules monoénergétiques en fonction de la position, on obtient une parabole et non pas une constante (cf. figure 11). Il faudra corriger ce phénomène lors de l'analyse des données en appliquant une fonction de correction parabolique aux valeurs des énergies.

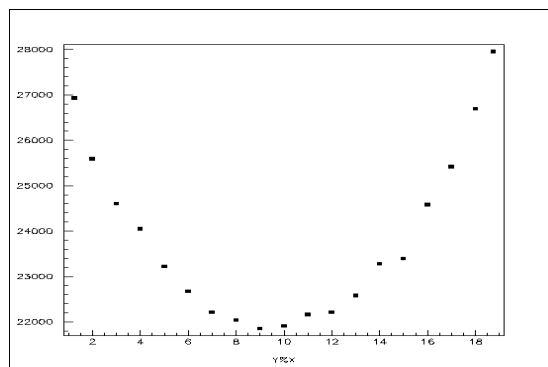


Figure 11: Lumière détectée en fonction de la position pour des particules de même énergie.

Par ailleurs, pour obtenir la relation entre la variable dz et la position x en cm, nous avons réalisé des mesures de dz en déplaçant une source α le long du cristal puis une source γ . Les résultats sont reportés sur la figure 12. On s'aperçoit que la relation est quasi-linéaire. Toutefois, la courbe n'est pas strictement une droite et la différence n'est pas négligeable. Une approximation par un polynôme nous donne la fonction de conversion suivante :

$$X = -0,1224 - 26,26.dz - 0,63.dz^2 + 40,94.dz^3 + 14,61.dz^4 - 116,1.dz^5 - 22,91.dz^6 + 118,5.dz^7$$

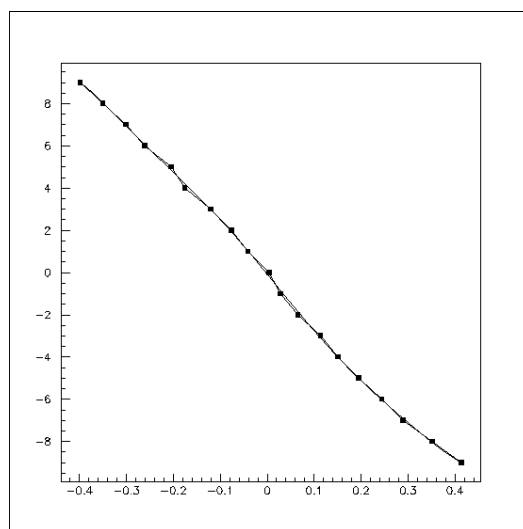


Figure 12 : Graphe de la position X (en cm) en fonction de la variable dz.

3.2.3. La discrimination des particules (PSD)

Nous avons, lors d'une première approche, examiné la différence entre les impulsions moyennes de chaque particule, électron et alpha (cf. figure 13).

On s'aperçoit que ces impulsions moyennes ne sont pas rigoureusement identiques. Celle de l'alpha est plus rapide lors de la montée et plus lente ensuite.

Pour évaluer l'importance de cet effet, on peut calculer pour chaque événement, le rapport entre la charge sur les 15 premières nanosecondes et celle sur les 55 nanosecondes suivantes, c'est-à-dire les zones où la différence est la plus marquée. On obtient deux gaussiennes (cf. figure 13), dont le facteur de discrimination (rapport de la différence des valeurs moyennes sur la somme des largeurs des gaussiennes) est 0.72. Ce résultat est encourageant, on peut espérer l'améliorer notamment en utilisant des câbles plus courts pour élargir la bande passante du système électronique et accentuer la différence du temps de montée.

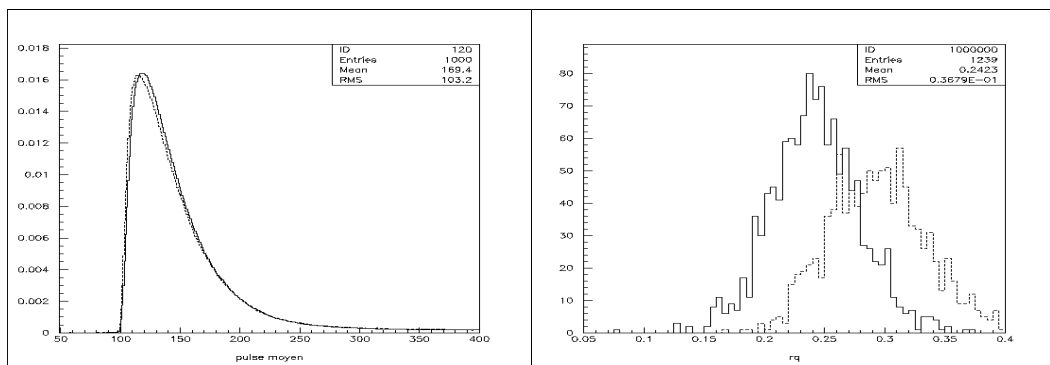


Figure 13: A gauche, pulses moyens pour un électron (trait plein) et pour un alpha (pointillé). A droite, rapports de la charge sur les 15 premières ns et de celle sur les 55 ns suivantes.

4. Les Mesures du Bruit de Fond

Les mesures ont été effectuées au Laboratoire Souterrain de Modane. Le LSM est situé sous la montagne du Fréjus à la frontière franco-italienne. Il est ainsi protégé des rayons cosmiques par 1700 m de roche, ce qui permet d'atteindre un taux de muon très faible (4 par jour et par m²). De plus, le détecteur est placé à l'intérieur d'un blindage de plomb et de cuivre.

4.1. Le Spectre en Energie du Bruit de Fond

Le Spectre du bruit de fond du cristal est le suivant :

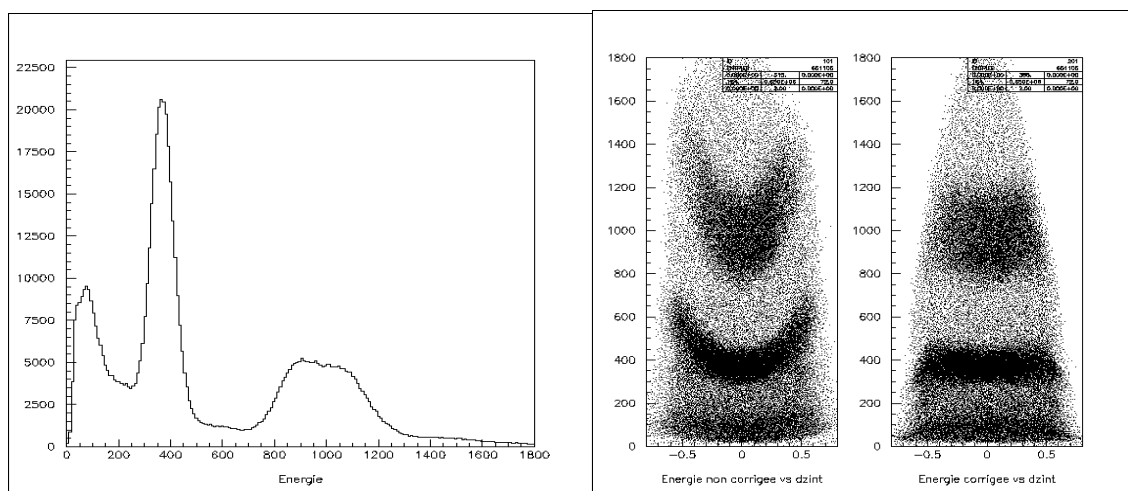


Figure 14 : A gauche, spectre en énergie du bruit de fond. A droite, l'énergie en fonction de la position avant et après correction.

Il comporte 840000 événements qui correspondent à un taux réel d'événements de 4 Hz. Pour obtenir ce spectre, nous avons au préalable équilibré les photomultiplicateurs et corrigé les valeurs des énergies par une fonction parabolique comme le montre la figure 14. Nous avons, enfin, enlevé les événements saturés, leur amplitude a dépassé le maximum et leur énergie n'est donc plus exacte.

Le pic situé à 368 keV est le pic des alphas du Gadolinium 152, il représente le quart des événements (1 Hz). Il n'est pas à 2,14 MeV (Energie théorique) en raison du quenching. On peut vérifier, par ailleurs, que le Gadolinium 152 est réparti uniformément dans le cristal. Pour cela, on trace le graphe de la localisation en cm des événements. Celle-ci a été calculée à l'aide des mesures de dz et de la fonction polynomiale du paragraphe 3.2 (cf. figure 15).

La bosse autour de 1 MeV est due, elle, aux alphas de l'Uranium, nous verrons la justification par la suite. La localisation n'est plus uniforme, les alphas sont concentrés en fin de cristal. Cela signifie que les atomes d'Uranium subissent une ségrégation lors de la cristallisation. Ce phénomène pourra nous aider à diminuer la concentration en radioéléments gênants.

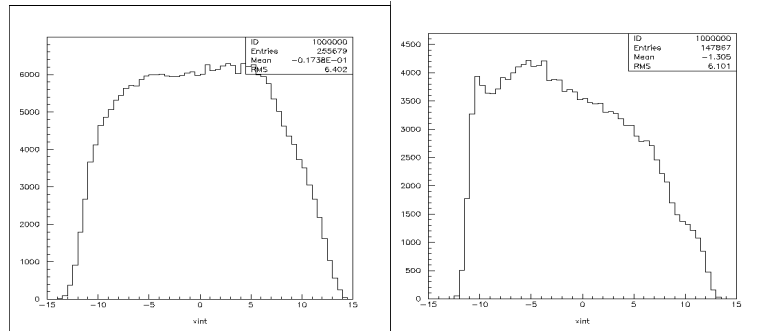


Figure 15 : Localisation des alphas du Gadolinium (à gauche) et de l'Uranium (à droite).

4.2. Mesures des Bas de Chaînes

Pour mesurer la contamination en Uranium et en Thorium dans le GSO, une première approche consiste à s'intéresser aux bas des chaînes de désintégration de ces éléments (Cf. Annexes) dans lesquelles existent des coïncidences courtes entre événements. Ces dernières plus facilement détectables nous permettront de remonter aux concentrations en Uranium et Thorium si on suppose les chaînes en équilibre.

4.2.1. Les Uraniums 238 et 235

a) La désintégration qui nous intéresse pour l' ^{238}U est une désintégration β du Bismuth 214 d'énergie maximum 3,26 MeV suivie à 160 μs de l'émission α du Polonium 214 d'énergie 7,68 MeV (environ 2,1 MeV en équivalent électron). On appellera cette succession un Bi-Po. Etant donné que l'électron a une énergie comprise entre 0 et 3,26 MeV et que l'alpha appartient lui aussi à cette fenêtre, il n'est pas possible de déclencher toujours sur la même particule, électron ou alpha. Expérimentalement, le seuil en amplitude du trigger a été placé à environ 1–1,5 MeV. On peut alors diviser l'analyse en deux parties : d'une part, les événements où l'électron ne déclenche pas, d'autre part, ceux où il déclenche.

- **Déclenchement du trigger par l'alpha** : l'impulsion de l'électron est donc située avant le trigger placé au canal 257 (2 μs par canal), le seuil de reconnaissance de cette impulsion est très bas (environ 20 keV). On sélectionne alors les pulses qui comportent deux impulsions ou plus et dont la première est située dans les 256 premiers canaux. On trace les spectres des énergies de chaque élément de la coïncidence ainsi que le temps les séparant (cf. Figure 16).

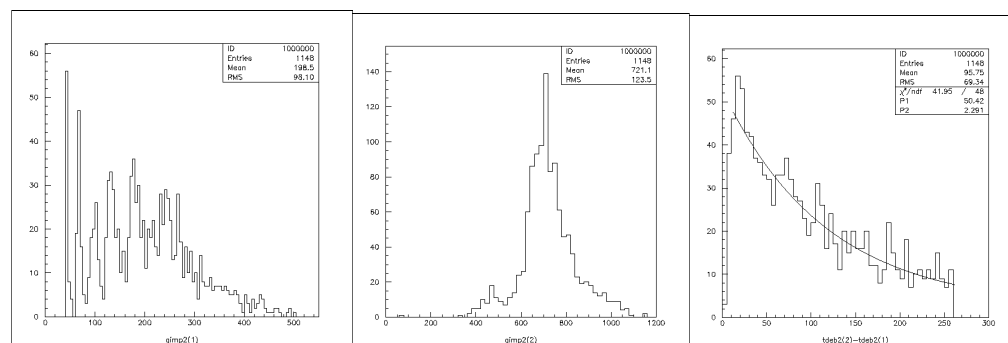


Figure 16 : A gauche et au milieu, les spectres en énergie des impulsions 1 et 2 (non calibrés). A droite, la répartition des temps entre les deux impulsions fittée avec une exponentielle de temps caractéristique 160 μs .

Il est à noter que ces spectres ne sont pas calibrés mais leur structure correspond assez bien à une succession β , α du Bi-Po. Par ailleurs, les temps entre les deux impulsions décroissent exponentiellement avec un temps proche de 160 μ s. On peut donc en conclure que ces événements sont bien des Bi-Po. Sur 320000 événements acquis à 0,3 Hz, il y a 1148 Bi-Po, si on extrapole ce résultat au-delà du 257^{ème} canal, on obtient 4,30 Bi-Po par heure.

• **Déclenchement du trigger par l'électron** : Les résultats sont présentés sur la figure 17. C'est le haut du spectre beta qui est concerné ici. Le graphe des énergies des deuxièmes impulsions comporte, lui, deux pics. On retrouve d'une part le pic du Bi-Po (second pic). L'autre pic correspond lui à des fortuites, on s'en rend compte par la répartition uniforme des différences de temps (en bas à gauche). Si on enlève ces derniers événements et que l'on trace la répartition des temps séparant les impulsions, on obtient bien la constante de temps du Bi-Po. Le nombre de Bi-Po détecté est de 868 soit 2,92 par heure.

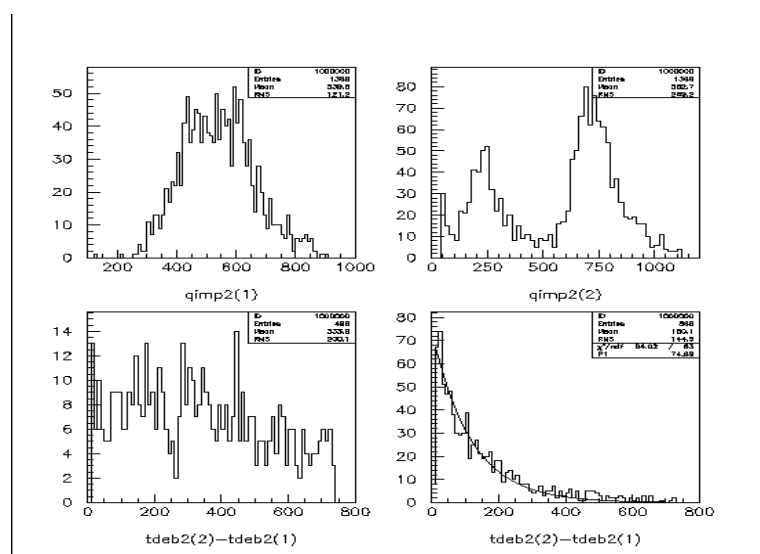


Figure 17 : En haut, les énergies des impulsions 1 et 2. En bas, les temps qui les séparent d'une part, pour les fortuites (Energie de l'impulsion 2 inférieure à 500) et d'autre part pour les Bi-Po (Energie de l'impulsion 2 supérieure à 500). Ce dernier graphe est fitté avec une constante de 160 μ s.

b) En ce qui concerne l' ^{235}U , la coïncidence courte est une succession de deux émissions alpha du ^{219}Ra et du ^{215}Po aux énergies 6,8 MeV et 7,4 MeV et avec une période de 1,8 ms. Du fait de la période, nous aurions dû observer ces coïncidences en même temps que les Bi-Po, c'est-à-dire deux pics alphas vers les énergies 500 keV en équivalent électron, ce qui n'est pas le cas. On ne peut donc donner qu'une limite supérieure sur le taux de comptage en évaluant le nombre d'événements situés dans la fenêtre en énergie du deuxième alpha, soit un taux de 0,40 par heure.

En résumé, ces mesures nous donnent $4,30 + 2,92 = 7,22$ **Bi-Po par heure** et une limite de **0,40 α - α par heure**. La formule, Nb de noyaux = Activité \times Période / 0,69, nous permet d'obtenir les masses des différents éléments par gramme de GSO :

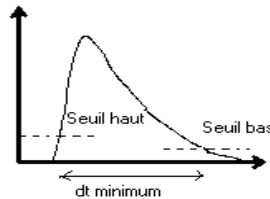
	Chaîne de l' ^{238}U		Chaîne de l' ^{235}U	
	^{226}Ra (1 ^{er} élément à période longue)	^{238}U (si la chaîne est en équilibre)	^{227}Ac (1 ^{er} élément à période longue)	^{235}U (si la chaîne est en équilibre)
Masse (en g par g deGSO)	$1,03 \cdot 10^{-16}$	$3,03 \cdot 10^{-10}$	$< 8 \cdot 10^{-20}$	$< 2,60 \cdot 10^{-12}$

4.2.2. Le Thorium 232

La chaîne du Thorium 232 présente également une désintégration corrélée de type Bi-Po. C'est le ^{212}Bi qui subit une désintégration β de 2,25 MeV vers le ^{212}Po . Ce dernier émet alors un alpha de 8,78 MeV (2,53 MeV en équivalent électron) avec une période de 300 ns.

La difficulté dans ce cas vient de la reconnaissance des impulsions. Jusqu'à maintenant, trois critères intervenaient dans la reconnaissance d'une impulsion :

- un seuil haut qui caractérise le début de l'impulsion
- un seuil bas qui caractérise la fin de l'impulsion
- un laps de temps minimum pendant lequel l'amplitude doit rester au-dessus du seuil bas



Cependant, contrairement aux Bi-Po de l' ^{238}U , on s'intéresse ici à des temps séparant les impulsions de l'ordre d'une centaine voire de quelques dizaines de nanosecondes. Les impulsions vont donc parfois se superposer.

Même en optimisant les seuils, la reconnaissance n'est alors pas assez efficace. On commence à perdre des événements en dessous de 200 ns.

Pour obtenir les Bi-Po aux temps courts, une autre méthode a été mise en place. Elle consiste à regarder si, entre le maximum d'une impulsion et le seuil bas, l'amplitude remonte de plus de dix canaux, ce qui caractériserait une deuxième impulsion. Afin d'atténuer l'effet des fluctuations, on intègre le pulse, c'est-à-dire qu'à chaque canal, on attribue la valeur moyenne calculée sur les 10 canaux suivants.

Avec ce procédé, nous détectons trop d'événements qui ne sont pas tous de vraies coïncidences mais qui proviennent des fluctuations statistiques sur l'impulsion (Figure 18). Nous effectuons ensuite un ajustement par une fonction constituée de deux impulsions typiques dont les amplitudes et l'écart de temps sont des paramètres libres (Figure 18). Ceci est réalisé sur la somme des impulsions provenant de chaque photomultiplicateur mais aussi sur chacune des voies

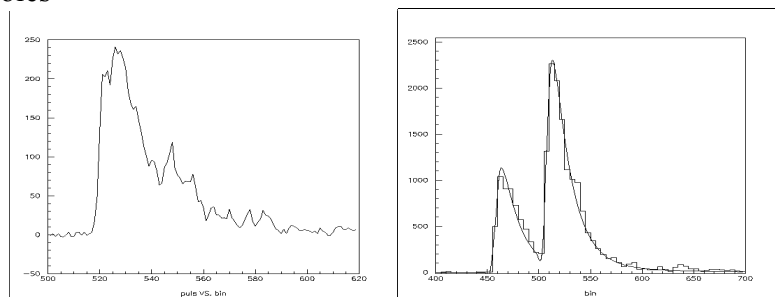


Figure 18: A gauche, exemple de fluctuations sur une impulsion qui simulent une double impulsion. A droite, ajustement d'un pulse par une double impulsion typique.

Les critères que nous avons utilisés sont les suivants:

- un minimum de deux impulsions détectées sur chaque voie et sur la somme
- un seuil de 20 keV pour chaque impulsion, ceci sur chaque voie et sur la somme
- un seuil de 1200 keV pour la deuxième impulsion sur la somme

Avec ces critères, on trouve 171 événements sur 120000. On peut s'assurer que ce sont des Bi-Po grâce aux énergies et aux temps (cf. figure°19). On reconnaît un spectre β suivi d'un pic α avec les bonnes valeurs en énergie. Les temps, même si on manque de statistique, décroissent avec une constante proche de 300 ns. On peut également vérifier que les impulsions sont issues d'événements ayant la même localisation, la différence des dz, qui correspondent à la position longitudinale de l'événement, est centrée en 0.

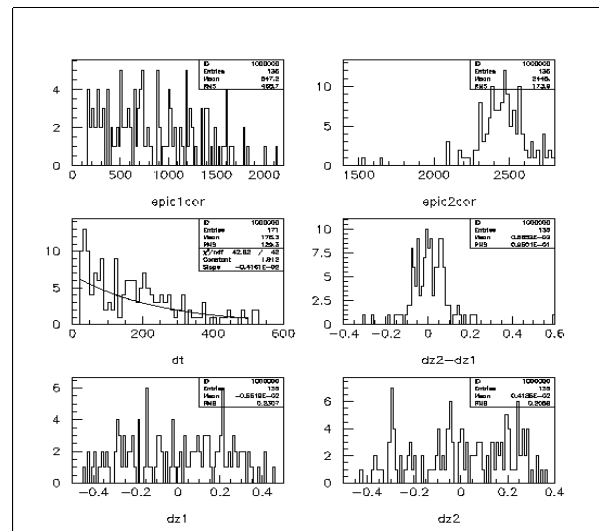


Figure 19: En haut, les spectres en énergie des impulsions 1 et 2. Au milieu, à gauche, les temps qui séparent les impulsions. A droite, la différence de dz. En bas, la localisation pour chaque élément de la coïncidence.

Ainsi, nous avons pu détecter 171 Bi-Po, en extrapolant ce résultat aux temps les plus courts ($< 40\text{ns}$) où il nous en manque encore, on déduit qu'il y a 195 Bi-Po sur 120000 événements, soit 1,75 par heure. En remontant au premier élément de période longue le ^{128}Ra , on obtient :

$$M(^{128}\text{Ra}) = 1.10 \cdot 10^{-19} \text{ g/g}$$

Si on suppose la chaîne en équilibre, $M(^{232}\text{Th}) = 2,23 \cdot 10^{-10} \text{ g/g}$

4.3. Les Mesures des γ par la jonction Germanium

Les résultats précédents supposent les chaînes en équilibre, ce qui n'est pas forcément le cas. Il existe une autre méthode pour déterminer les taux de contamination : utiliser les rayonnements γ caractéristiques de ces éléments. Pour l' ^{238}U , on peut choisir un γ de 1 MeV et pour l' ^{235}U , un γ de 185 keV, ces deux γ sont situés dans les hauts de chaîne.

Expérimentalement, on a placé le cristal à proximité de la jonction Germanium prêtée par la collaboration Hellaz. C'est un semi-conducteur qui constitue un très bon détecteur de γ .

Les résultats, qui tiennent compte des efficacités, sont les suivants :

	^{238}U	^{235}U	^{232}Th	^{40}K
Masse (en g par g de GSO)	$4,51 \cdot 10^{-8}$	$1,60 \cdot 10^{-9}$	$< 2,20 \cdot 10^{-10}$	$< 7,80 \cdot 10^{-9}$

On peut faire deux remarques. Premièrement, le rapport des concentrations en ^{238}U et en ^{235}U n'est pas celui à l'état naturel qui est de 0,72 % d' ^{235}U par rapport à l' ^{238}U . On peut supposer que c'est le taux en ^{235}U qui est faux car le γ de 185 keV est autoabsorbé par le GSO, ce qui entraîne une faible efficacité au niveau du détecteur.

Par ailleurs, ces résultats donnent une contamination supérieure à celle déduite des bas de chaînes, on peut donc en conclure que les chaînes ne sont pas en équilibre dans le cristal.

4.4. Simulation

Le but de la simulation est d'essayer de retrouver le spectre du bruit de fond à partir des concentrations en radioéléments mesurées. La simulation est réalisée à l'aide du programme GSO_GEANT dans lequel nous avons entré la géométrie ainsi que la nature du cristal. Ce programme, qui utilise Géant, simule le dépôt d'énergie dans le cristal pour une particule donnée. C'est le programme GENERAMUNU, adapté de celui utilisé par la collaboration Munu, qui génère toutes les particules associées à la désintégration d'un élément ou même à l'ensemble d'une chaîne.

Nous avons considéré pour la simulation les taux d'Uranium mesurés par la jonction Germanium.

La quantité de Gadolinium 152 est obtenue, elle, à partir de la proportion naturelle de cet isotope, 0,2 %, et du pourcentage de Gadolinium dans le GSO, 75%. Il en découle une activité de 0,61 Hz. Cependant, il nous manque des événements dans le pic à 370 keV qui correspond à 1 Hz. On peut compenser ce déficit en ajoutant du Samarium 147 qui est, lui aussi, un émetteur α (2,23 MeV) et qui est proche chimiquement du Gadolinium.

Enfin, il subsiste du bruit de fond à basse énergie qui n'est pas expliqué par les éléments précédents. Il peut provenir des photomultiplicateurs. On ajoutera par conséquent une fonction exponentielle arbitraire pour le simuler : $250 \cdot \exp(-0,00294 \cdot x)$. Le tableau suivant récapitule les activités considérées.

	^{238}U	^{235}U	^{152}Gd	^{147}Sm
Masse (en g)	$27 \cdot 10^{-6}$	$0,20 \cdot 10^{-6}$	0,80	$4,6 \cdot 10^{-4}$
Activité (en Hz)	0,33	0,016	0,61	0,39

Le spectre résultant de la simulation est représenté sur la figure 20.

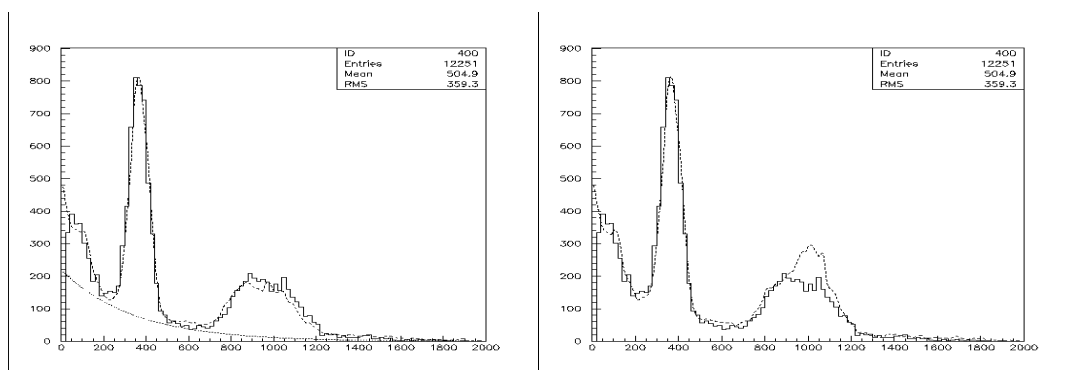


Figure 20: En trait plein, le spectre expérimental. En pointillé, spectres issus de la simulation. A gauche, spectre avec les éléments du tableau. A droite, si on considère en plus le Thorium 230.

Finalement, on peut tracer le spectre simulé en rajoutant le Thorium 230 présent dans la chaîne de l'Uranium 238. Le graphe obtenu (cf. figure 20), n'a plus la bonne forme à 1 MeV. La chaîne est donc coupée au niveau du Thorium 230.

5. Estimation du bruit de fond pour Lens

Afin de conclure quant à la faisabilité du détecteur, nous allons faire un bilan des trois bruits de fond qui nous gênent en essayant de proposer des améliorations possibles.

5.1. Les coïncidences accidentelles

Evaluons, à partir des résultats précédents, le nombre de coïncidences accidentelles dans chacune des fenêtres en énergie des neutrinos solaires.

On rappelle que les énergies des neutrinos solaires sont les suivantes :

	p-p	⁷ Be
Energie (keV)	< 420	0,861

$$\text{Or, } E_\nu = E_{e^-} + E_{\gamma \text{ prompt}} + E_{\gamma \text{ retardé}} + 105.6$$

Les énergies que l'on mesure sont donc d'une part la somme $E_{e^-} + E_{\gamma \text{ prompt}}$ et d'autre part, $E_{\gamma \text{ retardé}}$. On en déduit les fenêtres concernées pour les différents neutrinos.

	Energie (keV)	σ (keV)	2σ	3σ
p-p	[75,251]	$\sigma_1=19, \sigma_2=34$	[37,319]	[18,353]
⁷ Be	692	56	[580,804]	[524,860]
$\gamma \text{ retardé}$	64	17	[30,98]	[13,115]

Les fenêtres en énergie ont été calculées à l'aide de la formule $\sigma \text{ (MeV)} = \frac{\sqrt{\text{Energie(MeV)}}}{\sqrt{223}}$ où 223 est le nombre de photoélectrons (6,7 % à 1 MeV, valeur expérimentale actuelle).

Le nombre d'événements fortuits par an dans le cristal est calculé à l'aide de la formule $R=N_1.N_2.\tau.\Lambda$. N_1 et N_2 sont respectivement le taux d'événement dans la fenêtre en énergie de l'électron et celui du gamma retardé, ils sont mesurés à partir des données expérimentales (cf. Figure 21). τ est la fenêtre en temps, on choisit $\tau = 300 \text{ ns}$ (> 3 périodes). Λ est la résolution spatiale, on peut raisonnablement prendre le tiers du cristal $\Lambda = 0.33$.

Pour obtenir le nombre d'événements par an dans l'ensemble du détecteur, il faut multiplier par le nombre de cristaux correspondant à 20 t de Gadolinium, soit environ un facteur 50000.

	2σ			3σ		
	N_1 (Hz)	N_2 (Hz)	Coups par an	N_1 (Hz)	N_2 (Hz)	Coups par an
p-p	0,92	0,35	50426	1,28	0,42	84190
⁷ Be	0,17	0,35	9318	0,32	0,42	21047

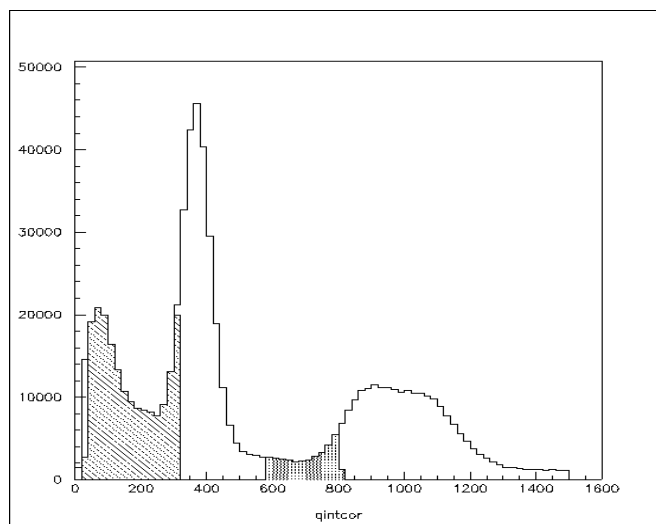


Figure 21: Spectre du bruit de fond avec les zones des neutrinos solaires.

En comparaison avec l'objectif de 146 neutrinos du p-p et 160 neutrinos du ^7Be par an, les taux sont trop élevés d'au moins un facteur 10^4 . Deux améliorations sont envisageables.

En ce qui concerne les neutrinos du ^7Be , il est possible de diminuer la contamination en Uranium. Un cristal avec une contamination en Uranium 100 fois inférieure a déjà été réalisé, si on réussit à faire de même pour le bruit de fond de basse énergie, cela donnerait 10^4 fois moins d'événements.

Pour les neutrinos du p-p, une meilleure résolution diminuerait le taux de fortuites, puisque le Gadolinium se superposerait moins avec la fenêtre du p-p. On peut espérer obtenir une résolution de 400 photoélectrons (5 % à 1 MeV) en améliorant la collection de lumière ainsi que les photomultiplicateurs.

5.2. Les désintégrations corrélées

Nous savons qu'il en existe deux gênantes (cf. paragraphe 2.2.2.).

Le **Thorium 231** a déjà été étudié [Ref. VIII]. Il résulte de cette étude que 10% des désintégrations simulent un événement neutrino du p-p (elles ne nous gênent pas en revanche pour les neutrinos du ^7Be). Ceci implique un taux de contamination en Uranium de l'ordre de 10^{-15} g/g si l'on veut pouvoir détecter 146 neutrinos par an. C'est un taux qui est très faible mais il n'est pas exclu de l'atteindre en purifiant les matériaux de départ ainsi qu'en utilisant la ségrégation lors de la cristallisation.

Comme nous l'avons vu aux paragraphes 2.2.3 et 3.2.3, un aspect qui pourrait nous aider est la discrimination par la forme de l'impulsion, le PSD. L'enjeu est de pouvoir différencier une particule alpha d'un électron par la réponse du cristal. Cela nous serait utile. En effet, les désintégrations corrélées du ^{231}Th sont précédées d'une émission alpha de période 25,6 h et ayant la même localisation. Ainsi, on pourrait éliminer les doubles impulsions qui surviendraient après la détection d'une particule alpha dans la même cellule.

Enfin, nous avons simulé la désintégration du **Gadolinium 153** (deux gammas de 70 keV et 103 keV séparés d'une période de 3,88 ns).

Lorsque l'on considère uniquement les temps supérieurs à 30 ns, ce qui est notre limite de reconnaissance d'une impulsion double, un rapport d'embranchement de 16,7 % et un taux d'événement total maximum de 10^6 par an (calcul effectué avec une section efficace de (n,2n) de 2 barns et un seuil en énergie de 10 MeV), il reste 73 événements par an. Quand on prend en compte les fenêtres en énergie, on obtient les résultats reportés dans le tableau suivant:

Nb de photoélectrons	Nb d'événements par an	
	2σ	3σ
223	30	54
400	15	40

Si, par ailleurs, on entrepose le Gadolinium à l'abri des rayons cosmiques, le Gadolinium 153 n'est alors plus produit. Sa période de désintégration étant de 250 jours environ, on peut diminuer le taux d'événement d'un facteur 3 au bout d'un an.

On peut donc conclure que le Gadolinium 153 ne constitue pas un obstacle à la détection des neutrinos solaires.

5.3. Les doubles impulsions issues des fluctuations statistiques

La reconnaissance des doubles impulsions, qui constituent la signature des neutrinos doit être capable de discriminer un vrai événement d'un faux double issu des fluctuations statistiques (cf. paragraphe 2.2.3).

L'élément qui va le plus nous gêner à ce niveau est le Gadolinium 152. L'énergie de son alpha (370 keV en équivalent électron) est proche de la somme des énergies de l'électron et du gamma retardé, provenant de la capture des neutrinos du p-p (139 keV, 315 keV). Pour un détecteur de 20 T de Gadolinium, une activité de 0.61 Hz correspondrait à $7,2 \cdot 10^{11}$ alphas par an. Si on accepte une perte d'efficacité, on peut se limiter aux énergies inférieures à 300 keV soit $7,2 \cdot 10^9$ alphas par an. Dans ce cas, on doit atteindre un facteur de rejet de 10^9 . Pour l'instant, nous avons atteint un facteur de rejet de 10^5 . L'étude n'est cependant pas terminée, plusieurs possibilités n'ont pas encore été exploitées à ce jour.

Le PSD (cf. paragraphe 2.2.3 et 3.2.3) peut aussi nous aider, dans ce cas, à augmenter le facteur de rejet des faux doubles.

Conclusion

Après cette première étude, nous connaissons mieux la réponse du cristal : la quantité de lumière émise, les temps de réponse, ou même la résolution spatiale. Nous avons pu, par ailleurs, déterminer les contaminations du cristal en Uranium (10^{-8} g/g) et en Thorium ($< 10^{-10}$ g/g) et mettre également en évidence une certaine ségrégation de ^{238}U . Ce travail nous a permis ainsi d'évaluer l'importance des différents facteurs limitant du projet, certains ont été écartés, d'autres subsistent.

D'abord, il est raisonnable d'envisager une réduction moyenne d'un facteur 100 du bruit de fond et donc de penser que les coïncidences accidentelles ne poseront pas de problèmes majeurs ni pour les neutrinos du p-p, ni pour les neutrinos du ^7Be .

Ensuite, nous savons que seuls les neutrinos du p-p sont simulés par les désintégrations corrélées du ^{153}Gd et du ^{231}Th . Le taux estimé des désintégrations corrélées du ^{153}Gd n'est pas assez élevé pour perturber la détection des neutrinos. En revanche, la désintégration corrélée du ^{231}Th nous impose un taux de contamination en Uranium de 10^{-15} g/g. Ce taux est très faible mais rien n'indique pour le moment qu'il sera impossible d'atteindre ce taux.

Enfin, les alphas du ^{152}Gd représentent toujours un obstacle. En effet, ils constituent l'origine principale des faux doubles qui imitent la signature des neutrinos du p-p. Il est donc indispensable, et ceci est vrai aussi pour les neutrinos du ^7Be , d'améliorer la reconnaissance des doubles pour discriminer un vrai événement d'un faux double.

En conclusion, réaliser un détecteur de neutrinos solaires à l'aide d'un cristal de Gadolinium est toujours envisageable surtout en ce qui concerne les neutrinos du ^7Be qui ne sont pas simulés par le ^{231}Th . Il faut, cependant, poursuivre l'étude afin d'atteindre les objectifs fixés.

Références

- [I] C.W. Kim and A. Pevsner, *Neutrinos in Physics and Astrophysics*, Harwood Academic Publishers, (1994).
- [II] R.N. Mohapatra and P.B. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*, World Scientific, (1991).
- [III] J.N. Bahcall and J.P. Ostriker, *Unsolved Problems in Astrophysics*, Princeton University Press, Chapter 10, (1997).
- [IV] J.N. Bahcall, *An Introduction to Solar Neutrino Research*, hep-ph/9711358, (Nov. 1997).
- [V] R.S. Raghavan, *New Prospects for Real-time Spectroscopy of Low Energy Electron Neutrinos from the Sun*, (Bell Lab. May 1997).
- [VI] LENS Collaboration, *Letter of Intent Towards LENS*, (Jan. 1999).
- [VII] H. Ishibashi, *Mechanism of Luminescence from a cerium-doped gadolinium orthosilicate Gd_2SiO_5 Scintillator*, (Nov. 1989).
- [VIII] S. Menzemer, *Rapport de stage : Simulation du bruit de fond et de la réponse en temps pour un nouveau projet (LENS)*, (ISN 1998).

Annexes : Les Chaînes de désintégration du ^{232}Th , de l' ^{238}U et de l' ^{235}U .