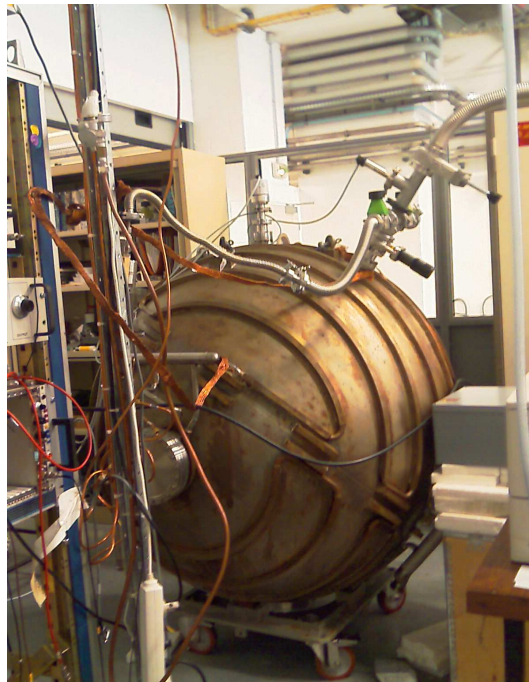


Etude et optimisation d'un detecteur sphérique

DIJON Aurore
14 Avril - 11 Juillet 2008
Master 1 Physique Fondamentale
Université Paris-Sud 11

Maître de stage I.GIOMATARIS
CEA/IRFU/SEDI
CEA Saclay



Remerciements

Je tiens à remercier mon maître de stage Ioannis Giomataris pour le temps qu'il a passé à m'expliquer les nombreux concepts autour de la sphère. L'équipe de l'IRFU pour son accueil et principalement Esther Ferrer Ribas et Michel Gros pour son aide sur le système d'acquisition. Julien Pancin et Thomas Papaevengelou pour leur aide sur ROOT et Jacques Derré pour son aide sur toute la partie théorique. Merci également à ceux qui ne sont pas cités ici, mais qui m'ont aidé pendant mon stage.

Résumé

Ce rapport est le fruit d'un travail de stage mené au CEA de Saclay au sein d'une équipe du SEDI. Il relate les recherches portées sur la caractérisation, l'exploration et l'amélioration d'un détecteur gazeux sphérique. Cette étude est réalisée par l'intermédiaire d'expériences sur la désintégration du Radon et la détection des neutrons atmosphériques.

Ce détecteur innovant par sa géométrie et sa simplicité possède un éventail de fonctionnalités faisant de lui une alternative solide dans la détection des événements rares.

Abstract

This report is the fruit of a work of training course led in CEA of Saclay in the collaboration SEDI. We have studied the characterization, the exploration and the improvement of a spherical gaseous detector. This study is done by the measurement on the desintegration of the Radon and the detection of neutrons atmosphérique.

This detector innovating by its geometry and its simplicity is a good alternative for the low energy detection.

Table des matières

1	Notions générales	5
1.1	Principe d'un détecteur gazeux	5
1.2	L'électrostatique de la sphère	5
1.3	Multiplication et coefficient de Townsend	6
2	Le détecteur sphérique	6
2.1	Les avantages d'une Sphère	6
2.2	Principe général de la sphère	7
3	Optimisation du détecteur	9
3.1	Choix du préamplificateur	9
3.2	Optimisation de la canne	11
3.2.1	Canne ILIAS 1	11
3.2.2	Canne "parapluie"	13
3.3	Contamination du détecteur	14
3.3.1	Chaîne de désintégration	14
3.3.2	Désintégration successives	15
3.3.3	Taux de particules α	16
4	Analyse et Résultats	16
4.1	Prise de données avec le gaz prémélangé Ar+2%CH ₄ à Saclay	16
4.2	Prise de données avec le ⁴ He à Saclay	17
4.3	Prise de données avec le ³ He à Saclay	18
4.4	Prise de données avec le gaz prémélangé au LSM	20
4.5	Prise de données avec l'Hélium 3 au LSM	21
A	Analyse avec ROOT	1
B	Désintégration du Radon	3

Presentation générale

J'ai effectué mon stage au centre CEA de Saclay, où j'ai intégré une équipe de recherche de l'IRFU (Institut de Recherches des lois Fondamentales de l'Univers) au sein du SEDI (Service d'Electronique, des Detecteurs et d'Informatique) pour travailler sur un nouveau concept de détecteur : le détecteur sphérique.

Le but de ce prototype sphérique est de détecter des particules de faibles énergies (une centaine d'eV) et de montrer que cette nouvelle géométrie de détecteur peut être fiable. Une sphère est actuellement installée au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) pour faire des mesures de bruit de fond en neutrons thermiques, c'est à dire des neutrons ayant une énergie inférieure à 0.025 eV. Dans les années à venir, l'objectif est de construire une sphère plus grande (de 4 mètres de diamètre) pour étudier la physique des neutrinos issus d'explosion de supernovae. Ce détecteur aura également comme objectif de servir au monitoring des réacteurs nucléaires en mesurant les flux d'antineutrinos issus du réacteur permettant ainsi de remonter à la température du coeur et au taux de combustion de crayons d'Uranium.

Le projet à long terme (d'ici 4 à 5 ans) est la réalisation d'une sphère de 10 mètres de rayon contenant une intense source de tritium. Ce projet appelé NOSTOS (Neutrinos Oscillation Tritium Outgoing Source) permettra d'étudier la physique des neutrinos telle que les oscillations ou le moment magnétique.

L'objectif de mon stage consistait à étudier, à caractériser et à optimiser le détecteur sphérique. C'est à dire à analyser la stabilité du détecteur, sa réponse en présence d'une source de Radon ou d'une source de neutrons, et d'apporter ma contribution à l'amélioration de la résolution.

Ce projet met actuellement en jeux diverses collaborations entre différents laboratoires européens en France, en Grèce, et en Espagne, qui travaillent dans différents domaines de la physique, tel que la physique théorique de l'oscillation de neutrinos ou la modélisation du détecteur.

1 Notions générales

1.1 Principe d'un détecteur gazeux

Dans ce type de détecteur, la détection se fait par l'ionisation des particules du gaz. Dans ce processus les particules libèrent des paires électrons-ions, les électrons dérivent vers l'anode où ils sont amplifiés pour produire un signal électrique.

Dans un détecteur gazeux, on utilise pour le remplissage des gaz nobles, comme de l'Argon pour que les électrons créés par les particules ionisantes puissent rester libres. Nous pouvons également ajouter un additif comme par exemple du méthane dont le rôle est d'absorber les photons éventuels créés lors de l'excitation des molécules du gaz. On appelle ces gaz des quenchers.

En appliquant une haute tension, les électrons et les ions primaires arrivent aux électrodes en produisant un signal électrique. La vitesse de dérive dépend du mélange, de la pression du gaz et de la différence de potentiel appliquée. Le signal électrique est amplifié par la multiplication des électrons dans le détecteur et également par un amplificateur électronique de manière à dépasser le bruit de l'amplificateur. En augmentant davantage la tension, les électrons secondaires acquièrent suffisamment d'énergie pour ioniser à leur tour les atomes, on aura alors une multiplication des paires électrons-ions. Si on augmente encore la tension nous arrivons à une saturation qui provoque une décharge.

1.2 L'électrostatique de la sphère

Nous utilisons une bille placée au centre d'une sphère de cuivre creuse reliée à la masse. Elle est positionnée au centre grâce à une canne elle même raccordée à la masse. La bille est portée à un haut potentiel, ce qui crée un champ électrique sphérique au sein de la sphère. Ce champ est de la forme :

$$E = \frac{V_0}{r^2} \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (1)$$

où V_0 (en Volt) est le potentiel appliqué à la bille, R_1 représente le rayon de la bille centrale et R_2 le rayon de l'enceinte sphérique.

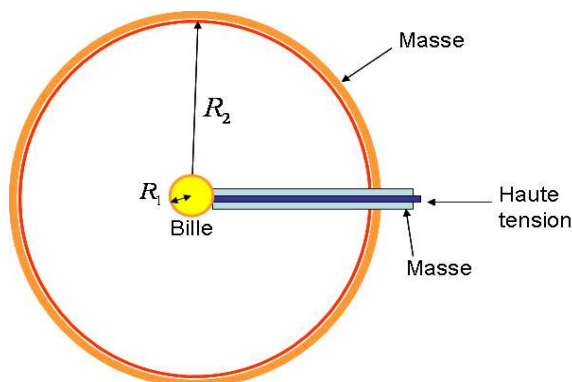


FIG. 1 – Schéma de la sphère

1.3 Multiplication et coefficient de Townsend

L'application d'un champ électrique dans l'enceinte gazeuse peut créer une multiplication des charges. Electrons et ions dérivent sous l'influence du champ électrique. Si un électron possède une énergie cinétique suffisante pour ioniser une molécule neutre du gaz, il peut alors créer une paire électron-ions. Les électrons secondaires créés peuvent si leur énergie le permet, perpétuer le mécanisme de paires d'électrons-ions dans le gaz conduisant alors à une avalanche de charges en cascades : l'avalanche de Townsend.

Ce phénomène à lieu dans les derniers millimètres proche de la bille au centre de la sphère, là où le champ électrique est le plus fort.

Le coefficient de Townsend, α , correspond à l'inverse du libre parcours moyen pour l'ionisation. Il représente le nombre moyen de collisions ionisantes par unité de longueur parcourue par un électron et il est décrit par :

$$\alpha = PA \exp\left(-B \frac{P}{E}\right) \quad (2)$$

où A (en $\text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$) et B (en $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$) sont des constantes caractéristiques du gaz, P la pression du gaz (en Torr) et E le champ électrique (en V/cm).

L'augmentation du nombre d'électrons est gouvernée par la loi de Townsend :

$$dn = n\alpha dx \quad (3)$$

où dn est le nombre d'électrons produits sur une longueur dx . Le nombre d'électrons total au bout d'une longueur d est :

$$n = n_0 \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right) \quad (4)$$

On définit le gain effectif comme étant le rapport $\frac{n}{n_0}$.

2 Le détecteur sphérique

2.1 Les avantages d'une Sphère

Le détecteur sphérique comporte de nombreux avantages. D'une part, c'est un grand volume qui peut être instrumenté facilement avec une surface de lecture relativement faible et une seule voie d'électronique. La faible capacité (1 pF) du détecteur implique un bruit de fond intrinsèque très faible ce qui permet donc de se concentrer sur l'amélioration de la chaîne électronique de lecture. De plus, des informations sur la position radiale de l'interaction sont mesurables en grâce à la dispersion temporelle du signal. En effet, nous pouvons savoir à quelle distance de la bille centrale à eu lieu l'interaction en mesurant le temps de montée du signal.

Ce détecteur est en fait un condensateur sphérique de grand diamètre. La capacité du détecteur est très faible étant donné la petite taille de la bille centrale, ce qui permet d'avoir un bon rapport signal sur bruit car le bruit électronique est proportionnel à la capacité. Il permet aussi d'obtenir un seuil faible de l'ordre de 100 eV, ce qui est indispensable pour les expériences de neutrinos. D'autre part, la géométrie sphérique offre l'avantage d'avoir une bonne résistance mécanique à la pression.

La sphère a également une forme améliorant le rapport volume sur surface et elle est composée de

peu de matériaux qui peuvent donc être optimisés par un faible taux de radioactivité contribuant ainsi à diminuer le bruit de fond.

La robustesse de la sphère est un élément important, elle peut supporter des décharges électriques continues sans en être perturbé et elle peut également être transportée sans difficulté à la différence d'autres détecteurs comme par exemple des chambres à fils.

2.2 Principe général de la sphère

Le détecteur est une enceinte sphérique en cuivre de 6 mm d'épaisseur et de 1.27 m de diamètre (Figure 2). Il est actuellement constitué d'une bille en acier inoxydable de 14,5 ou 16 mm de diamètre (selon la canne¹) portée à une tension positive d'une dizaine de kV (dépendant de la pression et du gain désiré). Elle est tenue au centre de la sphère par une tige métallique de 4 mm de diamètre. La sphère est un détecteur scellé rempli d'un gaz pré-mélangé Argon+2% Méthane à une pression de 250 mbar.

Le champ établi par le détecteur a deux objectifs :

- faire dériver les électrons créés par l'ionisation du gaz jusqu'à la bille en créant un champ radial,
- produire une avalanche dans les 2 derniers millimètres près de la bille pour amplifier le signal.

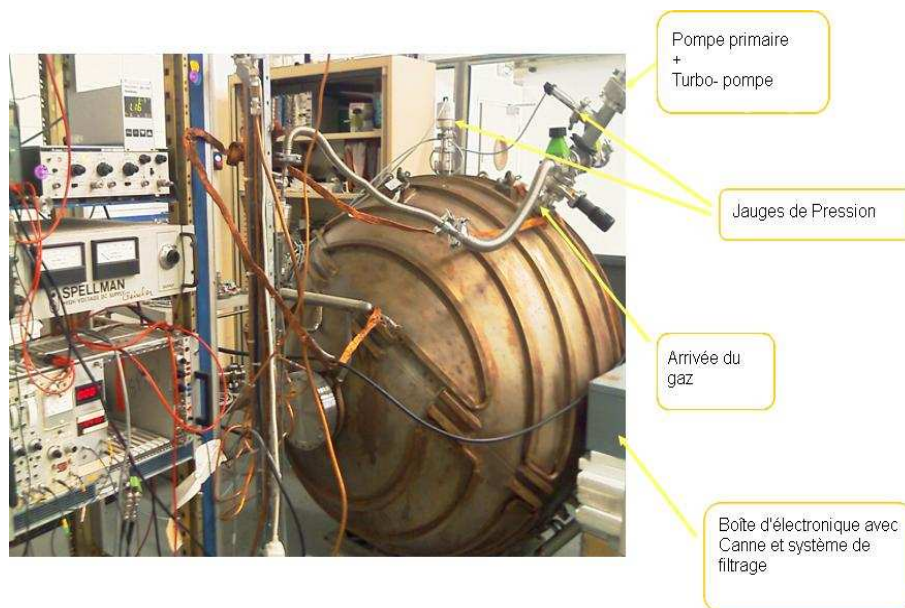


FIG. 2 – Photo de la sphère dans le laboratoire

La sphère est une ancienne cavité accélératrice du LEP. Le détecteur comporte 7 ouvertures dont une est occupée par la tige couplée à la haute tension destinée à alimenter le détecteur et une autre est occupée par l'alimentation en gaz et par le système de pompage. L'ensemble pompe primaire+turbopompe permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-5} mbar, ce qui nous

¹pour une canne ILIAS 1 on aura une bille de 14.5 mm et pour la canne parapluie on aura une bille de 16 mm

donne un taux de remontée de la pression (fuites + dégazage des parois de la sphère) de l'ordre de 10^{-8} mbar/s. Avant d'être injecté dans la sphère, le mélange gazeux traverse une cartouche d'Oxysorb² afin d'éliminer toutes traces d'oxygène qui sont néfastes à la dérive des électrons provoquant leur attachement.

Le signal correspondant à l'amplitude de l'avalanche (Figure 3) est lu directement sur la tige à travers un circuit (Figure 4) série de capacités de découplage et de résistances, et envoyé dans un préamplificateur de charges (CANBERRA) ou de courant (MAILLARD³). L'impulsion est enregistrée par un système d'acquisition nommé SAMBA⁴ et on peut ensuite pratiquer une analyse en ligne grâce au programme TANGO⁵.

Le temps de montée du signal est de l'ordre de $50 \mu\text{s}$. Il représente le temps de dérive des ions positifs créés durant le processus d'avalanche dans les derniers millimètres près de la bille. La descente du signal est due à la constante de temps RC du préamplificateur. Sans cette composante le signal continuerait à descendre pendant presque une seconde. La charge récoltée par la bille n'est pas la totalité de la charge créée dans le détecteur. Dans le détecteur, différentes formes d'impulsions peuvent correspondre à la même énergie. Cela est dû au fait que nous n'avons pas une constante de temps infini et donc nous perdons la partie lente du signal, c'est ce que l'on nomme le déficit balistique. Les différences de forme peuvent s'expliquer par le fait que les charges d'ionisation sont créées dans des zones différentes de la sphère, plus ou moins proche de la bille centrale. D'après des études faites ultérieurement pour ce détecteur, le déficit balistique est de l'ordre d'un facteur 3.

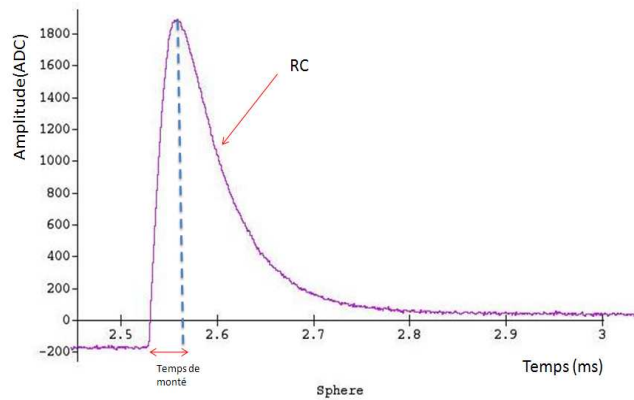


FIG. 3 – Amplitude en unités arbitraires en fonction du temps pour un événement enregistré avec le système d'acquisition SAMBA

²Cartouche permettant de purifier l'Argon gazeux en piégeant l'oxygène et l'hydrogène

³nommé ainsi car ce préamplificateur fut fabriqué par Olivier Maillard qui travaille à l'IRFU

⁴programme réalisé par Michel Gros pour l'expérience EDELWEISS

⁵réalisé également pour EDELWEISS

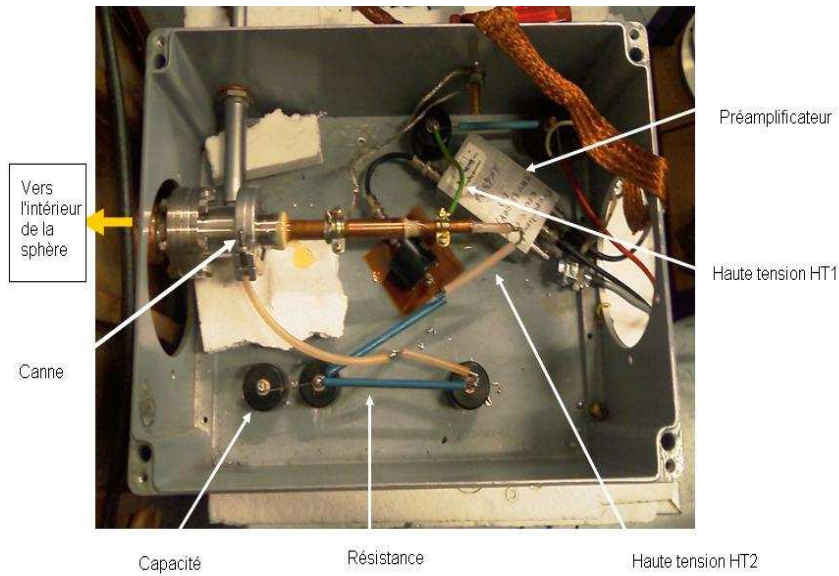


FIG. 4 – Circuit électronique de filtrage relié à la canne

3 Optimisation du détecteur

3.1 Choix du préamplificateur

Lors de nos acquisitions nous avons testé trois préamplificateurs différents, un de type CANBERRA 1 avec une constante de temps de $30\mu s$, un autre CANBERRA 2 modifié avec une constante de temps plus importante de $300\mu s$ et le préamplificateur de courant MAILLARD, de manière à en trouver un qui nous donne une meilleure résolution et une meilleure stabilité du détecteur.

Les acquisitions réalisés pendant 48 heures avec le préamplificateur CANBERRA et le gaz pré-mélangé, on mis en évidence une dépendance du temps de monté en fonction de l'amplitude pour les événements correspondant au ^{210}Po comme on peut le voir sur la figure 5. En effet, nous pouvons voir sur cette figure, le bruit de fond en bleu et la distribution de ^{210}Po en vert. De plus, nous avons pu constater (Figure 6) que cette dépendance du ^{210}Po avait diminué avec l'augmentation de la tension.

Nous avons ensuite réalisé toutes nos acquisitions avec le préamplificateur CANBERRA 2 car celui-ci ayant une constante de temps plus grande, il annule cet effet de courbure du temps de monté en fonction de l'amplitude comme le montre la figure 7.

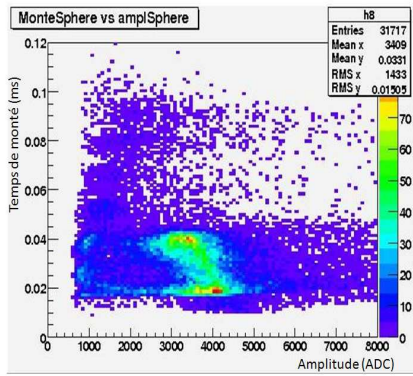


FIG. 5 – Temps de monte du signal en fonction de l'amplitude avec préamplificateur CANBERRA 1 et canne ILIAS 1, HT=3200 KV, atténuation=10dB.

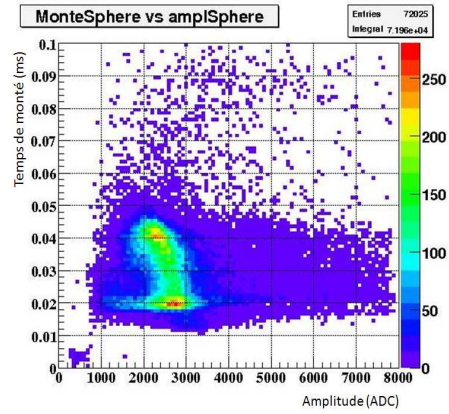


FIG. 6 – Temps de monte en fonction de l'amplitude avec préamplificateur CANBERRA 1 et canne ILIAS 1, HT=3320 kV, sans atténuation.

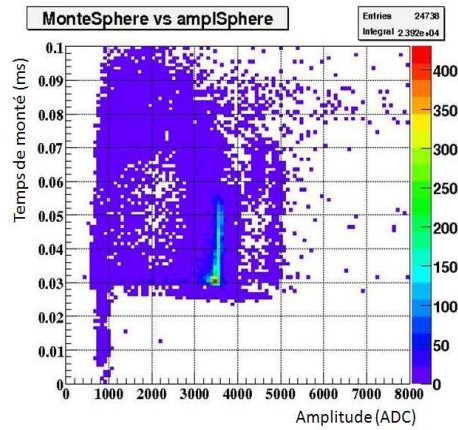


FIG. 7 – Temps de monte en fonction de l'amplitude avec préamplificateur CANBERRA 2 et canne ILIAS 1.

Lors de nos différents tests nous avons également pu mettre en évidence une partie des électrons de l'avalanche (et peut-être même le premier électron de l'avalanche!) grâce à un préamplificateur de courant réalisé à l'IRFU par Olivier Maillard (Figure 8 et 9). Malheureusement, celui-ci avait une constante de temps trop grande pour les paramétrages actuels de la carte d'acquisition et de plus il aurait fallu modifier le logiciel d'acquisition pour différencier les différents signaux.

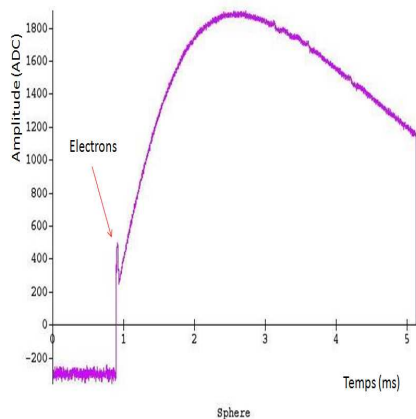


FIG. 8 – Amplitude du signal en fonction du temps à la sortie du préamplificateur MAILLARD.

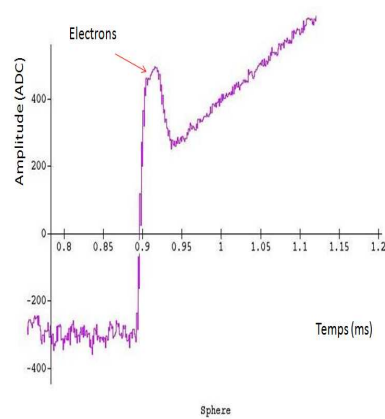


FIG. 9 – Amplitude des électrons en fonction du temps en sortie du préamplificateur MAILLARD.

3.2 Optimisation de la canne

Le but de la canne est d'amener la haute tension à l'intérieur de la sphère tout en ayant un champ électrique le plus uniforme possible. La canne permet de récupérer le signal correspondant à l'ensemble des événements produits à l'intérieur de la sphère. Nous en avons testé deux types : la canne ILIAS 1⁶ et la canne "parapluie".

3.2.1 Canne ILIAS 1

La canne standard est constitué d'une bille en acier de 14 mm mise au bout d'une tige reliée à une haute tension de 3600 kV, entourée d'un isolant et d'une masse (Figure 10). Le fait de mettre la masse sur l'ensemble de la tige permet une meilleure homogénéité du champ électrique à l'intérieur de la sphère.

⁶cette canne porte le nom de son concepteur SAVVIDIS Ilias

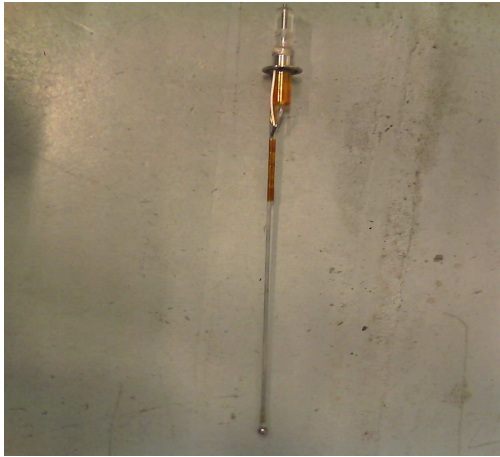


FIG. 10 – Photo de la canne ILIAS 1.

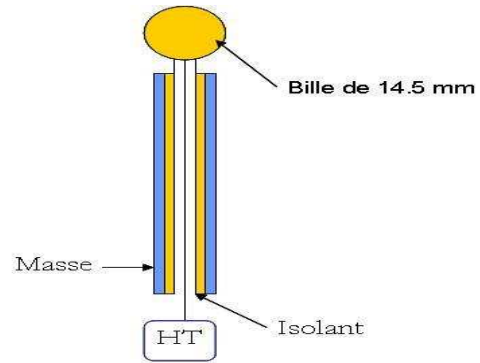


FIG. 11 – Shéma de la canne ILIAS 1.

Malheureusement avec cette canne nous avons un problème de stabilité du détecteur. En effet, nous avons pu constater sur une acquisition de plus de 2 jours avec le gaz prémélangé (Figure 12) que des décharges apparaissaient toutes les 5 heures faisant baisser l'amplitude du signal au cours du temps. Nous avons commencé par modifier le système de filtrage mais n'obtenant aucun résultat reproductible, nous avons pensé que le problème venait directement de la canne. Il est possible que celle-ci se chargeait et se déchargeait. En fait, si on applique une tension suffisante entre deux électrodes placées dans un gaz, on obtient le passage d'un courant électrique (arc électrique que l'on a pu voir à l'intérieur de la sphère car une des ouvertures est vitrée).

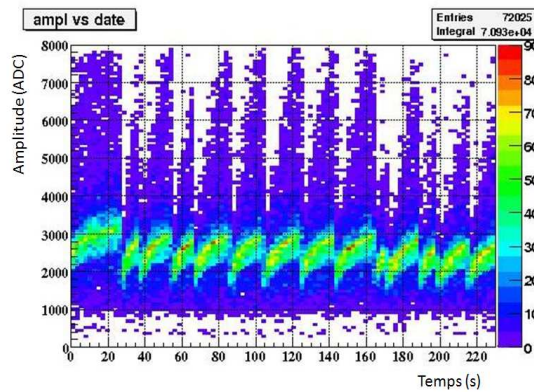


FIG. 12 – Amplitude (ADC) au cours du temps (en 10^3s) avec un préamplificateur CANBERRA et une canne ILIAS 1, HT=3600 kV, atténuation=20 dB.

Même si nous étions capable de corriger cet effet par l'analyse off-line, nous avons fabriqué une

nouvelle canne combinant l'idée précédente en ajoutant une deuxième tension qui joue le rôle de correcteur de champs additionnel.

3.2.2 Canne "parapluie"

Elle est constituée d'une bille de 16 mm de diamètre et d'un disque en plastique, que l'on nomme parapluie, recouvert de graphite situé à 4 mm de celle-ci et relié à une première haute tension entre 1500 kV et 1600 kV. La bille est quant à elle reliée à une seconde haute tension comprise entre 3500 kV et 4000 kV entouré d'un isolant et d'une masse, le tout étant fixé sur une tige reliée elle même à la masse (Figure 13).

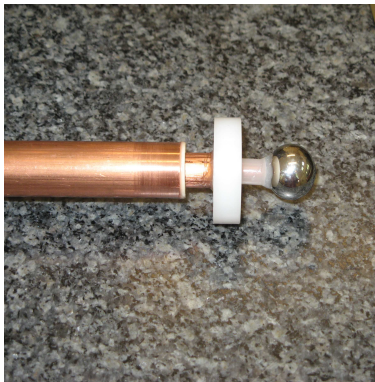


FIG. 13 – Photo de la canne parapluie.

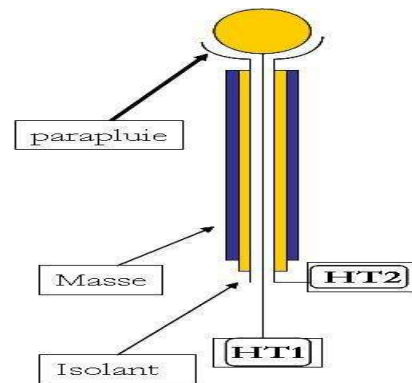


FIG. 14 – Schéma de la canne parapluie.

Cette nouvelle canne a permis la disparition des claquages au cours du temps ce qui apporte une meilleure stabilité (Figure 15) ainsi qu'une meilleure résolution du détecteur. De plus, ce nouveau concept permet d'améliorer l'homogénéité des lignes de champ.

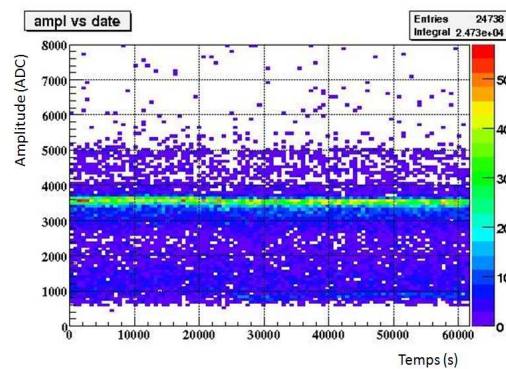


FIG. 15 – Amplitude au cours du temps avec le préamplificateur CANBERRA 2 et une canne "parapluie".

Au vue de ces résultats, nous pouvons en conclure que c'est à la fois le préamplificateur CANBERRA 2 avec une grande constante de temps et la canne "parapluie" qui ont permis une meilleure stabilité du détecteur ainsi qu'une amélioration de la résolution.

3.3 Contamination du détecteur

Pour calibrer le détecteur, nous utilisons une source de ^{222}Rn dont on connaît la chaîne de désintégration (Figure 41, Annexe B).

Lorsque l'on introduit dans la sphère une petite quantité de ^{222}Rn (Figure16), nous observons trois pics correspondant respectivement aux α d'énergie $E=5.4$ MeV, $E=6.1$ MeV et $E=7.686$ MeV (Figures 45,46,47), ce qui nous permet de calibrer les canaux en amplitude. Nous avons ensuite re-pompé la sphère pour limiter la contamination, on élimine ainsi les particules α qui donnent le ^{210}Pb car ceux-ci ont une durée de vie très faible. Nous pouvons donc en déduire que les seuls alphas encore présent lorsque l'on remet du gaz pré-mélangé dans la sphère sont ceux ayant une énergie de 5.3 MeV qui correspondent au ^{210}Po avec une durée de vie de 134 jours (Figure17). Il est aisé de penser que si ceux-ci ne sont pas visible sur la Figure 16 c'est parce qu'ils ont une énergie proche de ceux du ^{222}Rn , ils sont donc confondus dans sa distribution en énergie. C'est pourquoi nous avons procédé à l'étude de la chaîne de désintégration pour vérifier théoriquement les données expérimentales.

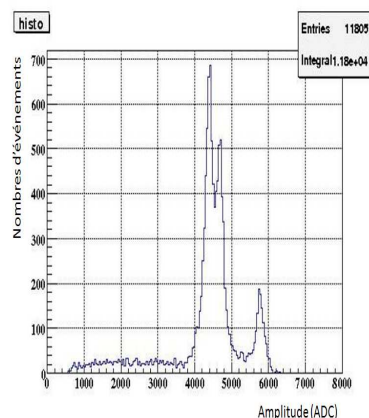


FIG. 16 – Les distributions énergétiques des produits de désintégration du Radon avec canne parapluie et préamplificateur ILIAS, $HT1=1540$ kV, $HT2=3720$ kV.

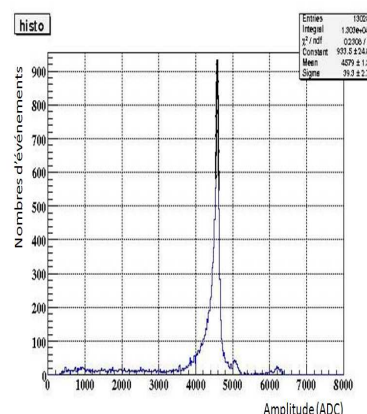


FIG. 17 – Distribution énergétique dans le gaz prémélangé avec préamplificateur ILIAS et canne parapluie, $HT1=1600$ kV, $HT2=3800$ kV.

3.3.1 Chaîne de désintégration

La chaîne de désintégration du ^{222}Rn est représentée figure 41. le radon est un gaz radioactif d'origine naturelle provenant de la chaîne de désintégration de l'Uranium et produisant des

descendants radioactifs. La loi de décroissance radioactive pour un noyau est :

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (5)$$

avec λ la constante de désintégration : $\lambda = \frac{\ln 2}{\tau}$ et τ la demi vie du noyau.

3.3.2 Désintégration successives

Dans cette chaîne, nous avons une succession de désintégrations, on va donc devoir résoudre une succession d'équations différentielles dépendantes les unes des autres. Nous avons des équations différentielles du type :

$$\frac{dN_{k+1}}{dt} = \lambda_k N_k - \lambda_{k+1} N_{k+1} \quad (6)$$

avec $k=0,1,\dots,8$. Le premier produit de désintégration est régit par : $\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$ et le dernier produit de désintégration est régit par : $\frac{dN_9}{dt} = \lambda_8 N_8$ car $\lambda_9 = 0$ le dernier noyau étant stable. A partir des conditions initiales : $N_1(0) = N_0$ où l'indice 1 est celui du Radon et $N_k(0) = 0$ pour tout $k \neq 1$, nous pouvons trouver une solution générale pour les k équations qui est :

$$N_k(t) = N_0 (-1)^{k-1} \prod_{n=1}^{k-1} \lambda_n \left[\sum_{m=1}^k \frac{\exp(-\lambda_m t)}{\prod_{v \neq n}^k (\lambda_m - \lambda_v)} \right] \quad (7)$$

Comme par exemple, dans le cas $k = 5$, la formule explicite donnant $N_5(t)$ est :

$$\begin{aligned} N_5(t) = N_0 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 & \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_1 - \lambda_5)} + \right. \\ & \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_2 - \lambda_5)} + \\ & \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_5)} + \\ & \frac{\exp(-\lambda_4 t)}{(\lambda_4 - \lambda_2)(\lambda_4 - \lambda_3)(\lambda_4 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_5)} + \\ & \left. \frac{\exp(-\lambda_5 t)}{(\lambda_5 - \lambda_2)(\lambda_5 - \lambda_3)(\lambda_5 - \lambda_4)(\lambda_5 - \lambda_1)} \right] \quad (8) \end{aligned}$$

Nous avons tracé le nombres de noyaux fils sur la figure 42(Annexe B) en partant de $N_0 = 10000$ noyaux de Radon à l'instant initial. On pourra considérer que le sixième noyau fils (^{210}Pb) est stable étant donné qu'il a une durée de vie très longue de l'ordre de plusieurs années donc très grande à l'échelle de notre expérience.

Dans le cas $k = 1$, la loi de désintégration du noyau de Radon introduit au départ se réduit à :

$$N_1(t) = N_0 \exp(-\lambda_1 t) \quad (9)$$

Dans le cas $k = 2$, nous avons une équation différentielle du type :

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

d'où

$$N_2(t) = -N_0\lambda_1 \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{\lambda_2 - \lambda_1} \right]$$

Sachant que si $\lambda_1 = \lambda_2$ l'équation devient : $N_2(t) = N_0\lambda_1 t \exp(-\lambda_1 t)$. On peut retrouver cela en faisant un développement limité au premier ordre en $(\lambda_2 - \lambda_1)$.

3.3.3 Taux de particules α

A partir du nombre de noyaux fils produits, nous pouvons déterminer le taux de particules α produisent par unité de temps à partir des équations suivantes :

$$T(\alpha_1) = \lambda_1 N_1(t) \quad (10)$$

$$T(\alpha_2) = \lambda_2 N_2(t) \quad (11)$$

$$T(\alpha_3) = \lambda_5 N_5(t) \quad (12)$$

$$T(\alpha_4) = \lambda_8 N_8(t) \quad (13)$$

Nous avons tracer ces taux sur la figure 43 (AnnexeB) dans le cas où $N_0 = 10000$. On peut alors déterminer le rapport entre les différents taux de particules α produisent au cours du temps :

$$R_1 = \frac{T(\alpha_2)}{T(\alpha_1)} \quad (14)$$

$$R_2 = \frac{T(\alpha_3)}{T(\alpha_1)} \quad (15)$$

$$R_3 = \frac{T(\alpha_4)}{T(\alpha_1)} \quad (16)$$

Nous avons tracer ces rapports sur la figure 44 (Annexe B) et nous observons que pour un temps grand devant la vie moyenne du ^{214}Pb (26,8min) le taux de α produits par le ^{218}Po et le ^{214}Po est égale à celui du Radon. Par contre plusieurs jours après l'introduction du ^{222}Rn , le taux de particules α produisent par le ^{210}Po est supérieur à celui du Radon. Nous pouvons donc en conclure que la sphère est bien contaminée par le ^{210}Po .

4 Analyse et Résultats

L'objectif de la sphère est de détecter des événements de très basse énergie issus de l'interaction des neutrons avec le gaz.

A partir des données recueillies par le logiciel d'acquisition SAMBA, j'ai fait une analyse avec ROOT (voir Annexe A) en ajoutant quelques corrections sur le temps de monté ainsi que sur le temps de descente permettant ainsi de gagner en résolution.

4.1 Prise de données avec le gaz prémélangé Ar+2%CH₄ à Saclay

Nous avons introduit dans la sphère 250 mbar de gaz pré-mélangé, nous obtenons alors une distribution en ^{210}Po (Figure 18) de l'ordre 0.13 coups/s situé à une amplitude en canaux de 3991 avec une résolution de 3% (Figure 19) après correction, obtenue en divisant l'écart type par la moyenne. De plus sur la figure 18, nous pouvons voir un pic beaucoup plus bas que celui du ^{210}Po situé à une amplitude en canaux de 600 qui correspondrait à des cosmiques.

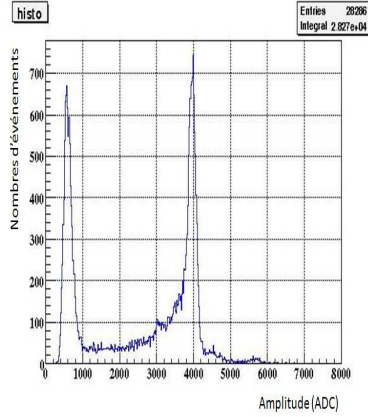


FIG. 18 – Distribution de ^{210}Po de 5.3 MeV avec $HT1=1500$ kV et $HT2=3700$ kV, atténuation=4 dB, avant correction.

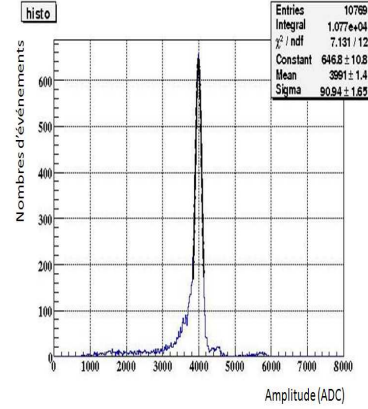


FIG. 19 – Distribution de ^{210}Po de 5.3 MeV avec $HT1=1500$ kV et $HT2=3700$ kV, atténuation=4 dB, après correction.

4.2 Prise de données avec le ^4He à Saclay

Avant de procéder à une expérience avec le ^3He qui est très coûteux, nous introduisons dans la sphère une petite quantité de ^4He qui vient s'ajouter au gaz prémélangé pour voir son impact sur le gain du détecteur. Nous avons commencé par ajouter 30 mbar de ^4He au 250 mbar de gaz prémélangé puis nous avons de nouveau ajouter 38 mbar de ^4He , nous avons donc au final dans la sphère 308 mbar de gaz. Initialement la distribution de ^{210}Po était situé à une amplitude de 3991 canaux (Figure 20), après l'ajout des 30 mbar, il s'est déplacé à une amplitude de 2999 canaux (Figure 21) puis après le second ajout de 38 mbar d' ^4He , le pic était situé à une amplitude de 2297 canaux (Figure 22). Soit une baisse du gain, qui correspond à pratiquement 1000 canaux en amplitude pour un ajout de ^4He par tranche de 30 mbar.

Ce calibrage nous a permis de prévoir la position (ADC) du pic de capture des neutrons thermiques par l'ajout de la même quantité de ^3He .

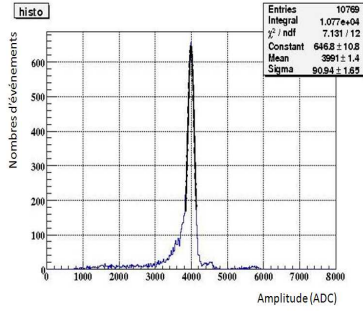


FIG. 20 – Distribution du ^{210}Po avec le gaz pré-mélangé, $HT1=1500\text{ KV}$, $HT2=3712\text{ KV}$, atténuation = 4dB

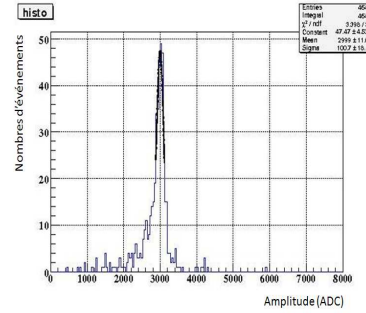


FIG. 21 – Distribution du ^{210}Po avec le gaz prémélangé et 30 mbar d'Helium-4, dans les mêmes conditions

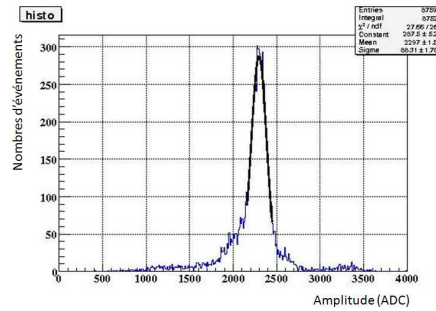


FIG. 22 – Distribution du ^{210}Po avec le gaz prémélangé et 68 mbar d'Helium-4, dans les mêmes conditions

4.3 Prise de données avec le ^3He à Saclay

Le but de cette expérience est de mesurer du bruit de fond neutronique et plus particulièrement la mesure de bruit de fond en neutron thermique au LSM (Laboratoire Souterrain de Modane). En effet, un certain nombre de neutrons arrivent sur Terre par seconde et par centimètre carré à cause de l'interaction des rayons cosmiques avec les gaz présents dans l'atmosphère. D'autres particules sont aussi présentes comme les muons qui en traversant la sphère produisent également des neutrons. Des neutrons thermiques sont également présents tout autour de nous dans la matière.

L'interaction se fait par réaction nucléaire $(n, p)^6$ sur l'Helium 3 :



Lorsque l'interaction a lieu avec un neutron thermique, le proton et le triton se partagent une énergie de 760 keV. A cause du grand volume de la sphère, le proton et le triton restent dans l'enceinte et y déposent toute leur énergie, ce qui limite l'effet de mur. Le ${}^3\text{He}$ étant très cher nous n'en avons ajouté que 50 mg au mélange Ar+2%CH₄. Malgré ce faible taux, la distribution en neutrons thermiques est bien visible (Figure 23 et 24) Nous obtenons alors un taux de neutrons thermiques de 0.03 coups/s.

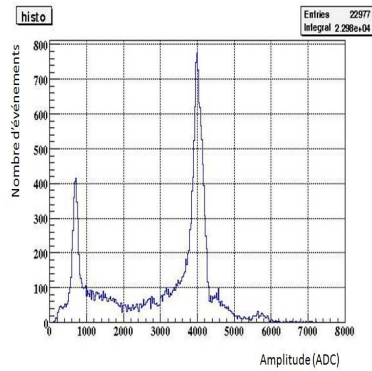


FIG. 23 – Distribution d' ${}^3\text{He}$ à 760keV et de ${}^{210}\text{Po}$ à 5.3MeV, HT1=1385 kV, HT2=3520 kV, atténuation = 10 dB, avant correction.

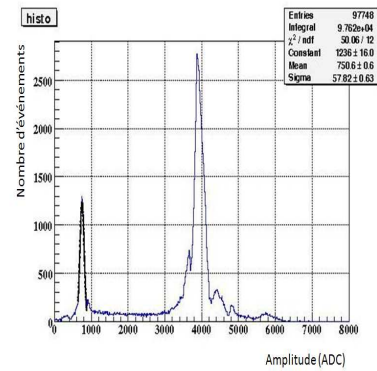


FIG. 24 – Distribution d' ${}^3\text{He}$ à 760keV et de ${}^{210}\text{Po}$ à 5.3MeV, HT1=1385 kV, HT2=3520 kV, atténuation = 10 dB, après correction

La résolution de la distribution de neutrons thermiques est de 7 % ce qui sera améliorée lors de la réalisation de l'expérience au LSM. Nous pouvons également remarquer la présence de neutrons rapides entre le pic d'Helium et le pic de Polonium, ainsi que les α provenant de la désintégration du Radon d'énergie E=5.4 MeV, E=6.1 MeV et E=7.686 MeV en petite quantité après le pic de Polonium-210.

4.4 Prise de données avec le gaz prémélangé au LSM

En juin, nous avons installé le détecteur sphérique au LSM pour y réaliser les mêmes expériences et comparer les résultats. Nous avons obtenu après pompage un taux de remontées nettement meilleure qu'à Saclay, de l'ordre de 9.10^{-9} mbar/s.

Nous avons introduit 250 mbar de gaz prémélangé dans la sphère et nous avons obtenu un taux de ^{210}Po de 0.13 coups/s, identique à celui obtenu à Saclay, avec une résolution de 2.4% qui est nettement amélioré (Figure 26).

De plus, nous avons pu observer une baisse de l'amplitude de 2% par jour pendant 2 jours puis elle s'est stabilisé à une baisse de 1% par jour, les jours suivants (Figure 27). Nous pouvons également constater une importante baisse du bruit de fond par rapport à Saclay.

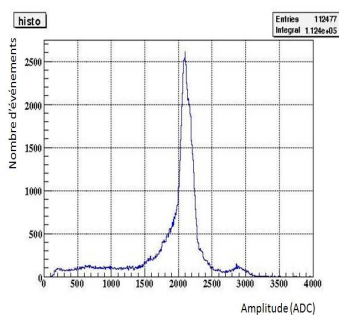


FIG. 25 – Distribution de ^{210}Po à 5.3MeV au LSM, avant correction.

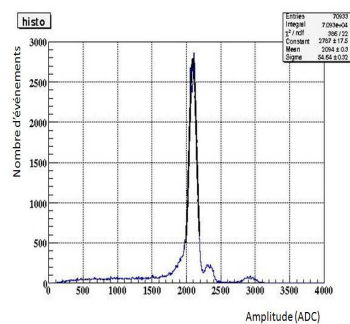


FIG. 26 – Distribution de ^{210}Po à 5.3MeV au LSM, après correction.

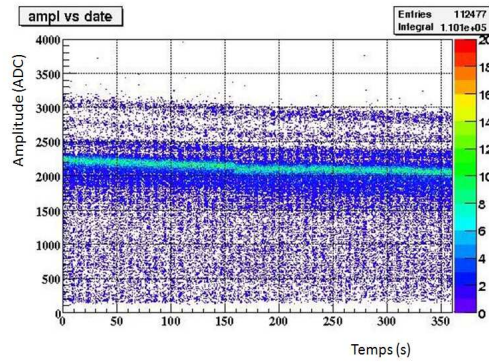


FIG. 27 – Les variations au cours du temps de l’amplitude du Polonium-210.

4.5 Prise de données avec l’Hélium 3 au LSM

Une semaine après son installation au LSM, nous avons introduit dans la sphère 3 g d’Hélium 3 pour faire une mesure en neutrons thermiques (Figure 28).

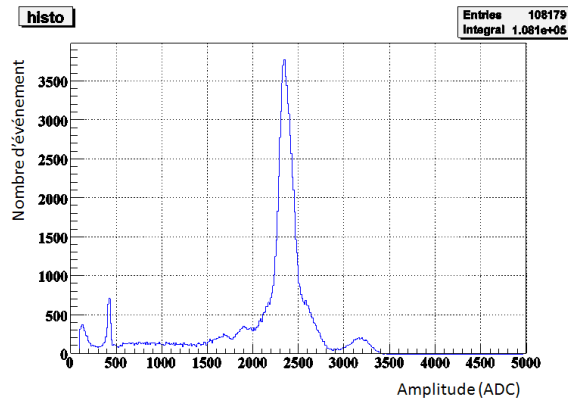


FIG. 28 – Distribution d’Hélium 3 et de Polonium-210 au LSM avec 3 g d’Hélium 3

Nous voyons très bien la distribution en Hélium 3 à une amplitude de 427 ADC et la distribution en Polonium-210 à une amplitude 2388 ADC. Nous avons également pu constater la présence d'électrons et de photons contenu dans le pic à une amplitude 150 ADC, ainsi que les reste de la contamination de la sphère par le Radon à une amplitude de 3400 ADC. Nous avons obtenu pour le Polonium-210 une résolution de 2.3% et pour l'Hélium 3 une résolution de 4%. Cette amélioration de la résolution est dû principalement à la propreté du gaz introduit dans la sphère.

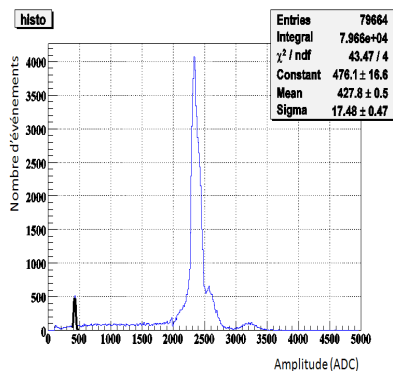


FIG. 29 – Distribution d'Hélium 3 après correction.

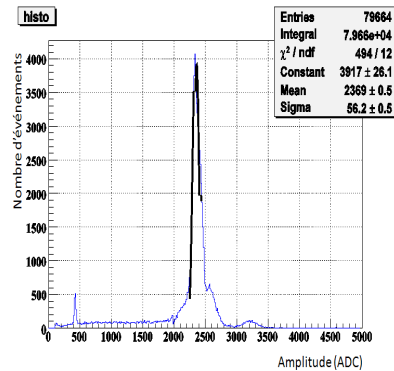


FIG. 30 – Distribution de Polonium-210 après correction.

On peut donc constater une nette amélioration de la résolution de la distribution en Hélium 3 au LSM et une diminution du nombre de coups de l'ordre de 0.0055 coups/s qui est dû au fait que les neutrons détectés au LSM sont des neutrons thermiques issus du milieu environnant et le taux de neutrons atmosphériques est quasi nul en comparaison de celui que nous avons à Saclay.

Conclusion

Au cours de mon stage, j'ai pu contribuer à l'amélioration du détecteur grâce aux tests faits sur deux cannes différentes et deux préamplificateurs avec une constante de temps différentes permettant ainsi d'avoir un système optimal. A partir des données prises avec la source de Radon et l'Helium-3, j'ai pu faire une analyse permettant d'améliorer encore davantage la résolution ainsi que la stabilité du détecteur.

Les résultats obtenus jusqu'à présent à Saclay et au LSM avec le ^3He sont prometteurs et très encourageants pour l'avenir. Néanmoins, le développement et l'amélioration de l'électronique autour du détecteur n'est pas encore terminé, en effet un nouveau système de filtrage plus compact et sans soudure entre la canne et le reste du circuit est en cours de réalisation permettant ainsi une baisse du bruit de fond lié à l'électronique.

Un développement de la mécanique est également envisageable. Il consisterait à fermer les ouvertures à l'intérieur de la sphère qui sont inutiles permettant ainsi une optimisation du champ électrique et un nettoyage plus approfondi des parois internes limiterait la contamination en ^{210}Po .

Références

- [1] I.Giomataris, I.Irastorza, I. Savvidis et al., *non publié*
A novel large-volume Spherical Detector with Proportional Amplification read-out.
- [2] S.Aune, P.Colas, P.Salin, E.Ferrer Ribas, I.Giomataris, V.Lepeltier (2006),
Nuclear Physics B
NOSTOS experiment and new trends in rare event detection.
- [3] E.Nagy(2007/2008),Faculté de Luminy.
Cours : Détecteurs de particules.
- [4] F.Sauli, A.Peisert (1984), CERN 84-08
Drift and diffusion of electrons in gases : a compilation.
- [5] A.Sharma,F.Sauli (1993), *Nucl.Instr. and meth.A334,420*
First Townsend coefficient measured in argon based mixtures at high fields.
- [6] J.D.Vergados, I.Giomataris(2006), *Physics Letters B*
A network of neutral current spherical TPCs for dedicated supernova detection.
- [7] I.Giomataris, J.D Vergados (2004), *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*
Neutrino properties studied with a triton source and a large TPC detectors.
- [8] Glenn F.Knoll (1999), *livre publié chez Wiley*
Radiation Detection and Measurement.
- [9] H.Wulandari, J.Jochum, W.Rau, F.von Feilitzsch (2004),*Astroparticle Physics 22*
Neutron flux at the Gran Sasso underground laboratory revisited.

Table des figures

1	Shéma de la sphère	5
2	Photo de la sphère dans le laboratoire	7
3	Amplitude en unités arbitraires en fonction du temps pour un événement enregistré avec le système d'acquisition SAMBA	8
4	Circuit électronique de filtrage relié à la canne	9
5	Temps de monte du signal en fonction de l'amplitude avec préamplificateur CANBERRA 1 et canne ILIAS 1, HT=3200 KV, atténuation=10dB.	10
6	Temps de monte en fonction de l'amplitude avec préamplificateur CANBERRA 1 et canne ILIAS 1, HT=3320 kV, sans atténuation.	10
7	Temps de monte en fonction de l'amplitude avec préamplificateur CANBERRA 2 et canne ILIAS 1.	10
8	Amplitude du signal en fonction du temps à la sortie du préamplificateur MAILLARD. 11	
9	Amplitude des électrons en fonction du temps en sortie du préamplificateur MAILLARD. 11	
10	Photo de la canne ILIAS 1.	12
11	Shéma de la canne ILIAS 1.	12
12	Amplitude (ADC) au cours du temps(en 10^3 s) avec un préamplificateur CANBERRA et une canne ILIAS 1, HT=3600 kV, atténuation=20 dB.	12
13	Photo de la canne parapluie.	13
14	Shéma de la canne parapluie.	13
15	Amplitude au cours du temps avec le préamplificateur CANBERRA 2 et une canne "parapluie".	13
16	Les distributions énergétiques des produits de désintégration du Radon avec canne parapluie et préamplificateur ILIAS, HT1=1540 kV, HT2=3720 kV.	14
17	Distribution énergétique dans le gaz prémélangé avec préamplificateur ILIAS et canne parapluie, HT1=1600 kV,HT2=3800 kV.	14
18	Distribution de ^{210}Po de 5.3 MeV avec HT1=1500 kV et HT2=3700 kV,atténuation=4 dB, avant correction.	17
19	Distribution de ^{210}Po de 5.3 MeV avec HT1=1500 kV et HT2=3700 kV,atténuation=4 dB, après correction.	17
20	Distribution du ^{210}Po avec le gaz pré-mélangé,HT1=1500 KV,HT2=3712 KV, atténuation = 4dB	18
21	Distribution du ^{210}Po avec le gaz prémélangé et 30 mbar d'Helium-4, dans les mêmes conditions	18
22	Distribution du ^{210}Po avec le gaz prémélangé et 68 mbar d'Helium-4, dans les mêmes conditions	18
23	Distribution d' ^3He à 760keV et de ^{210}Po à 5.3MeV,HT1=1385 kV, HT2=3520 kV, atténuation = 10 dB, avant correction.	19
24	Distribution d' ^3He à 760keV et de ^{210}Po à 5.3MeV,HT1=1385 kV, HT2=3520 kV, atténuation = 10 dB, après correction	19
25	Distribution de ^{210}Po à 5.3MeV au LSM, avant correction.	20
26	Distribution de ^{210}Po à 5.3MeV au LSM, après correction.	20
27	Les variations au cours du temps de l'amplitude du Polonium-210.	21
28	Distribution d'Hélium 3 et de Polonium-210 au LSM avec 3 g d'Hélium 3	21
29	Distribution d'Hélium 3 après correction.	22
30	Distribution de Polonium-210 après correction.	22
31	Temps de montée en fonction du temps de descente avec canne parapluie et préamplificateur CANBERRA 2,HT1=1600 kV, HT2=3800 kV	1

32	<i>Evénements sélectionnés correspondant ^{210}Po</i>	1
33	<i>L'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po avant correction</i>	2
34	<i>Profil de l'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po avant correction</i>	2
35	<i>L'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po après correction avec le fit</i>	2
36	<i>Profil de l'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po après correction avec le fit</i>	2
37	<i>L'amplitude au cours du temps pour le ^{210}Po avant correction</i>	3
38	<i>L'amplitude au cours du temps pour le ^{210}Po après correction.</i>	3
39	<i>Correction sur l'amplitude au cours du temps.</i>	3
40	<i>L'amplitude au cours du temps après correction.</i>	3
41	<i>Schéma de la chaîne de désintégration</i>	4
42	<i>Nombres de noyaux fils en fonction du temps</i>	5
43	<i>Taux de particules α produites au cours du temps</i>	5
44	<i>rapport des taux de particules α en échelle logarithmique</i>	6
45	<i>Premier α produit correspondant à une énergie de 5.48 MeV avec une résolution de 2.3%</i>	6
46	<i>Deuxième α produit correspondant à une énergie de 6.111 MeV avec une résolution de 1.8%</i>	7
47	<i>Toisième α produit correspondant à une énergie de 7.686 MeV avec une résolution de 1.6%</i>	7

A Analyse avec ROOT

A partir des données recueillis par le logiciel d'acquisition SAMBA j'ai créé un programme permettant d'analyser les données avec ROOT. Certaines corrections étaient à apporter sur le temps de montée et le temps de descente (nommé dureSphere dans l'analyse) pour corriger l'amplitude et améliorer la résolution. Pour cela, j'ai commencé par sélectionner les événements à traiter, en l'occurrence ici ceux correspondant au ^{210}Po dans le gaz prémélangé. Il m'a suffit d'effectuer une coupure sur ces événements nettement visible grâce à l'échelle de couleurs donnant une correspondance avec le nombres de coups.

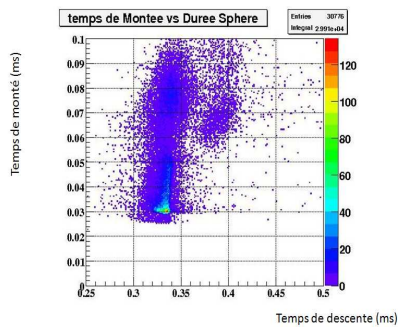


FIG. 31 – Temps de montée en fonction du temps de descente avec canne parapluie et préamplificateur CANBERRA 2, HT1=1600 kV, HT2=3800 kV

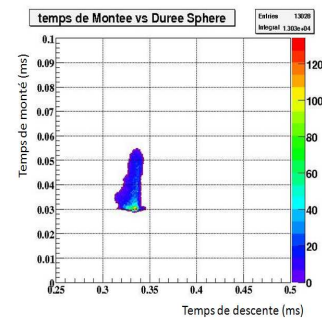


FIG. 32 – Evénements sélectionnés correspondant ^{210}Po

Une fois cette coupure effectué, j'ai effectué des ajustements sur les "profiles" de l'amplitude en fonction du temps de montée de manière à corriger les courbures qui pouvaient apparaître. Pour cela, j'ai inséré dans le programme une amplitude corrigée qui est en fait l'amplitude de départ à laquelle j'ai intégré mon ajustement comme par exemple ici un polynôme d'ordre 2 (Figure 34).

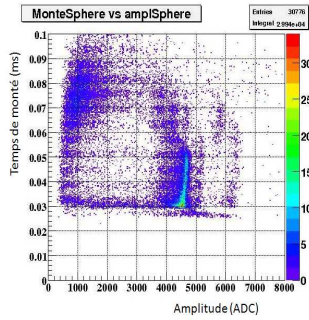


FIG. 33 – L'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po avant correction

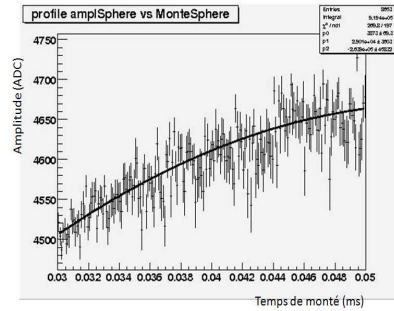


FIG. 34 – Profile de l'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po avant correction

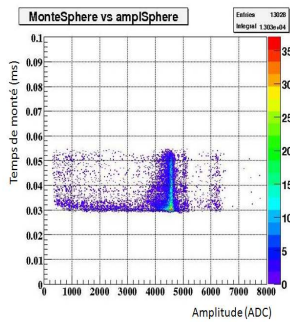


FIG. 35 – L'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po après correction avec le fit

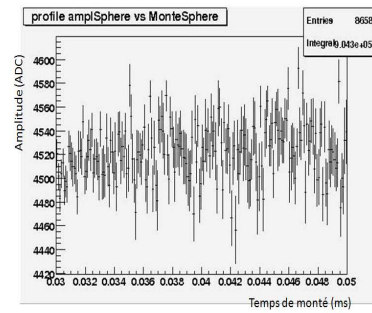


FIG. 36 – Profile de l'amplitude en fonction du temps de monté pour le ^{210}Po après correction avec le fit

J'ai effectué ensuite une dernière correction, de la même manière que précédemment, sur les variations de l'amplitude au cours du temps (appelé date dans l'analyse) car nous avons pu remarquer une baisse de 2% par jour de l'amplitude (Figure 37).

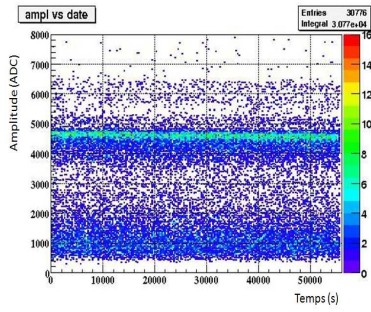


FIG. 37 – L'amplitude au cours du temps pour le ^{210}Po avant correction

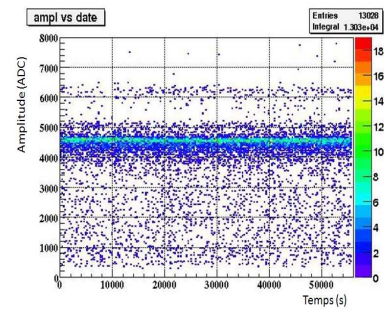


FIG. 38 – L'amplitude au cours du temps pour le ^{210}Po après correction.

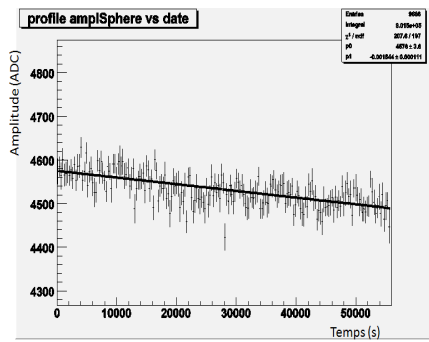


FIG. 39 – Correction sur l'amplitude au cours du temps.

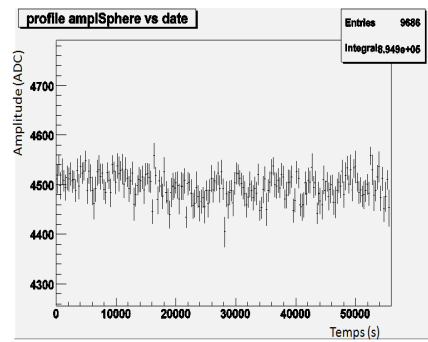


FIG. 40 – L'amplitude au cours du temps après correction.

B Désintégration du Radon

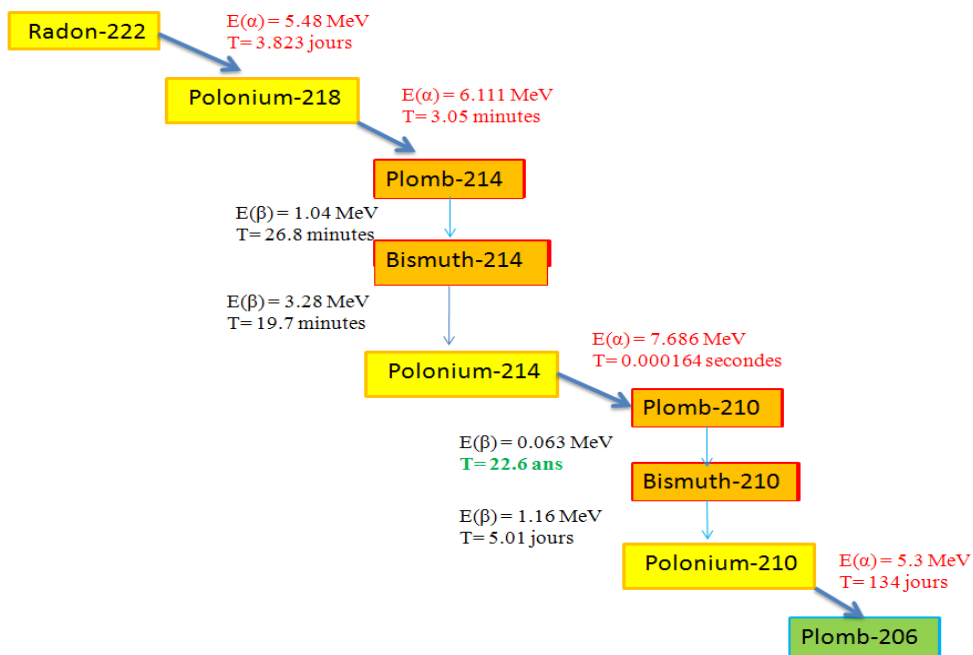


FIG. 41 – Schéma de la chaîne de désintégration

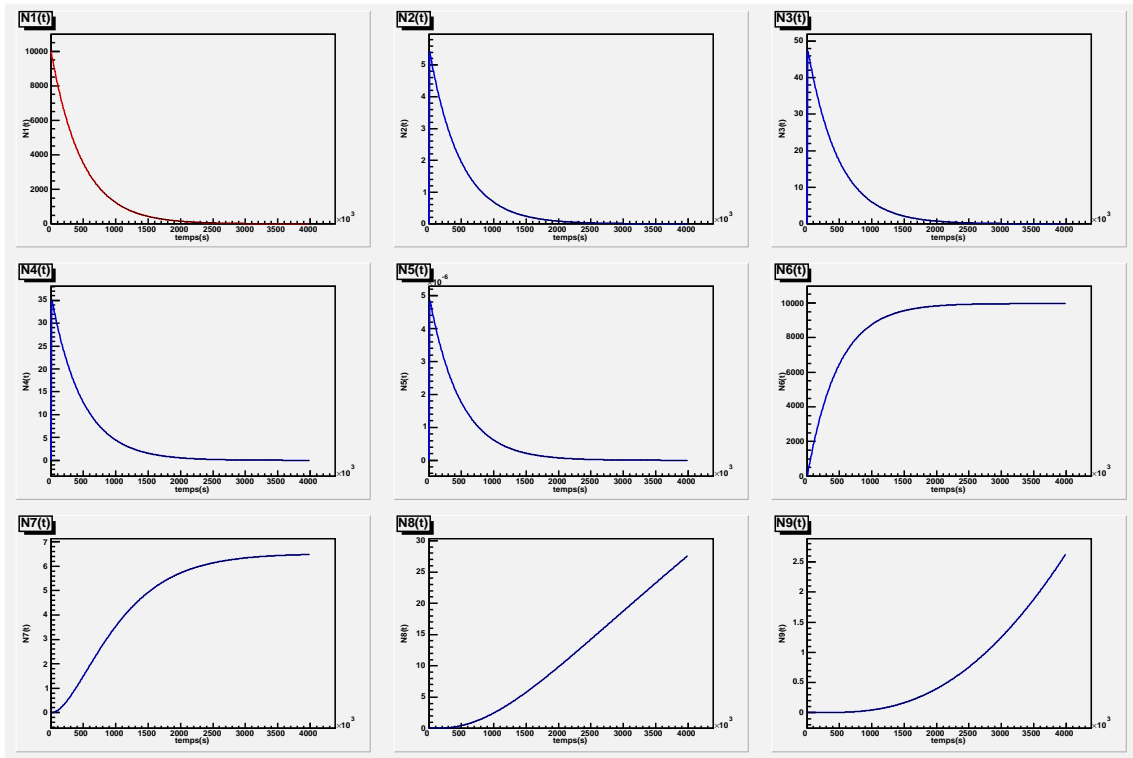


FIG. 42 – Nombres de noyaux fils en fonction du temps

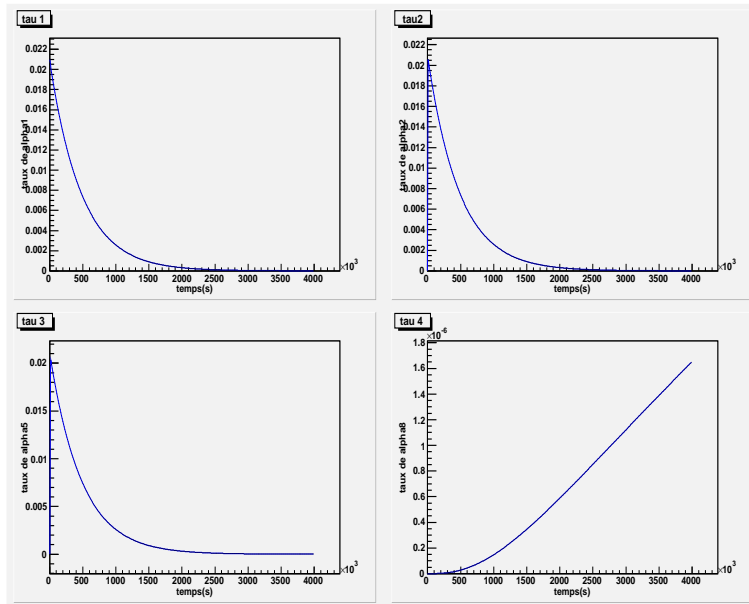


FIG. 43 – Taux de particules α produit au cours du temps

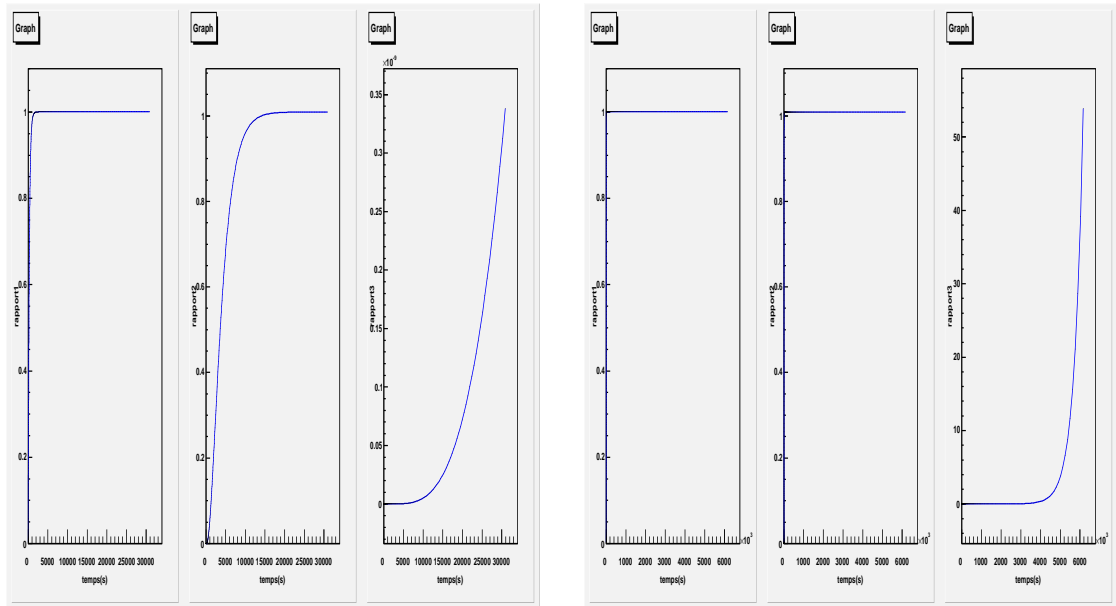


FIG. 44 – rapport des taux de particules α en échelle logarithmique

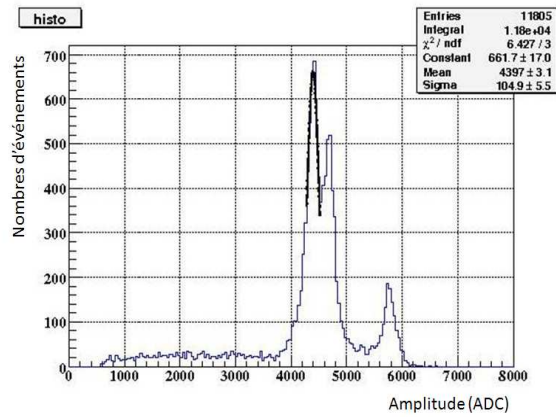


FIG. 45 – Premier α produit correspondant à une énergie de 5.48 MeV avec une résolution de 2.3%

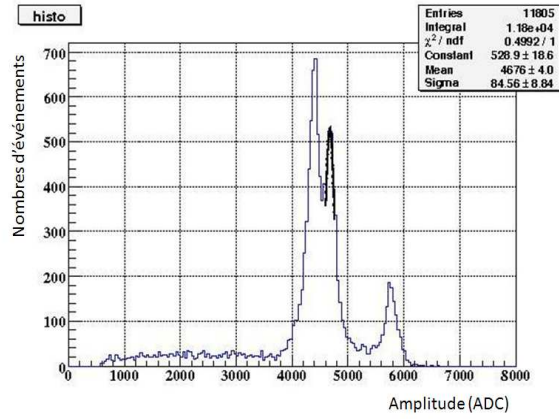


FIG. 46 – Deuxième α produit correspondant à une énergie de 6.111 MeV avec une résolution de 1.8%

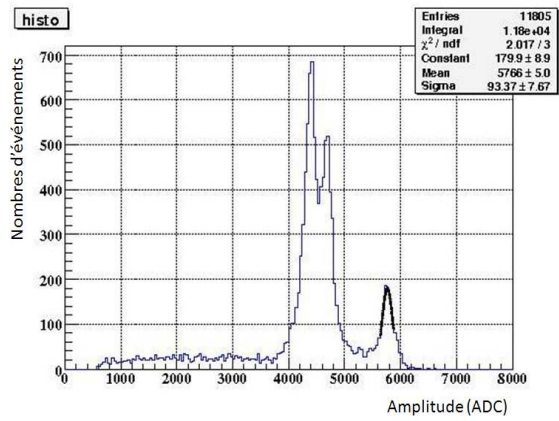


FIG. 47 – Troisième α produit correspondant à une énergie de 7.686 MeV avec une résolution de 1.6%