



Institut de Physique Nucléaire de Lyon
Groupe Matière Nucléaire

CARACTÉRISATION DES SCINTILLATEURS DU MULTI-DÉTECTEUR GAMMA PARIS

NAÏT-SAÏDI Flora
Master 2 Modèles non-linéaires en Physique
Rapport de Stage

Tuteur : OLIVIER STÉZOWSKI



Remerciements

La réalisation de ce mémoire souligne la conclusion de mon stage mais également de mon année de Master 2.

Au terme de ce travail, je voudrais tout d'abord remercier mon tuteur de stage Olivier Stézowski sans qui ce mémoire n'aurait pas été réalisé avec rigueur et précision. Merci pour ta disponibilité et ta patience, pour avoir pris le temps de m'expliquer certains éléments en détail et de ne pas avoir hésité à répéter les choses quand cela était nécessaire. Je remercie également le groupe de Matière Nucléaire pour m'avoir accueillie avec le sourire et dans la bonne humeur, particulièrement Clément (merci pour toutes les fois où j'ai frappé à ton bureau pour que tu me viennes en aide et d'avoir pris le temps de décrypté ce que je disais !), Iulia, Guillaume, Nadine, Camille, Daniel et Erika. Mon stage à Lyon s'est bien passé et vous avez contribué au bon déroulement de ces 3 mois.

Je tiens également à remercier mes enseignants de l'Université de Tours pour m'avoir donnée goût à la physique, d'avoir partagé leur savoir et contribué à mon épanouissement au sein de ce domaine. Je remercie particulièrement mes enseignants de Master 1 et Master 2 qui ont su être à l'écoute et de bons conseils quant à mes choix post-universitaires et qui n'ont pas hésité à me recommander.

Je remercie mes camarades de promo (pas nombreuse) Alexis, Ambroise, Evrard-Ouicem, Thomas, Benjamin et Joya, avec lesquels j'ai partagé des bons moments cette année (les années précédentes également !) que ce soit à la fac ou en dehors, à discuter de tout et de rien ; je remercie certains pour l'entraide quand on était complètement perdu.

Enfin je tiens à remercier mes parents pour leur soutien tout au long de mes études, pour m'avoir encouragée dans les mauvais moments, pour les sacrifices qu'ils ont faits afin que je puisse m'épanouir et atteindre mes objectifs. Je remercie mes frères dont l'aide a été importante tout au long de mes études. Je remercie également "tata" Marie qui a su me soutenir et être disponible tout au long de mon cursus.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	5
1 Contexte Physique	8
1.1 Les différentes interactions des gammas avec la matière	8
1.1.1 Effet photoélectrique	8
1.1.2 La diffusion Compton	9
1.1.3 La création de paires	9
1.2 Les différentes interactions des neutrons avec la matière	10
1.2.1 Diffusion élastique	10
1.2.2 Interactions inélastiques	10
1.2.3 La fission	11
1.3 Le détecteur	12
1.3.1 Le scintillateur	12
1.3.2 Principe du Phoswich	13
1.3.3 Le Photomultiplicateur	13
2 Expérience	16
2.1 Dispositif Expérimental	16
2.1.1 La source d’Americium-Beryllium	16
2.1.2 TNT2 Digitizer	17
2.1.3 V1751	17
3 Traitement des données	20
3.1 Ligne de Base	20
3.2 Construction de la ligne de base	20
3.3 Calculs des intégrales	22
3.4 Spectres de simulation	24
3.5 Traitement sur la carte TNT2 Digitizer	25
3.5.1 Signaux	25
3.5.2 Spectres	26
3.6 Traitement sur la carte V1751	28
3.6.1 Signaux	28
3.6.2 Spectres	29
3.7 Histogramme Bidimensionnel	30
3.7.1 Sur la carte TNT2	30
3.7.2 Sur la carte V1751	31
4 Interprétation des différents spectres	32
4.1 Calibration	32
4.2 Comportement des gammas	33

4.3	Comportement des neutrons	35
4.4	Analyse des formes des signaux	35
	Bibliographie	40

Introduction

À partir du 19^e siècle, les progrès de l'humanité ont été considérables dans la compréhension de la structure de la matière et des interactions avec l'environnement. De la mécanique quantique à la physique des particules, ainsi que par diverses expériences et modèles théoriques, nous avons établi à l'heure actuelle ce que l'on appelle le Modèle Standard décrivant la nature fondamentale des particules et leurs interactions. la force forte qui lie les nucléons entre les noyaux reste un champ actif de recherche. Cette recherche passe par la création en laboratoire de noyaux exotiques en nombre de neutron et/ou proton. On estime à environ 300,le nombre de noyaux étudiés à ce jour sur environ 8000 possibles.

Tout au long de mon stage, j'ai été amené à étudier un détecteur développé par la collaboration PARIS[1] (Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams) pour SPIRAL2 [2] fournissant une large palette de faisceaux. La détection des rayonnements γ ainsi que la collecte des signaux se font via des scintillateurs. Il existe plusieurs types de scintillateurs dont les scintillateurs inorganiques qui vont faire l'objet de notre étude. Un matériau scintillateur est capable de convertir l'énergie d'une particule incidente (à condition que cette énergie soit suffisamment grande) en lumière visible ou proche du visible. Cette lumière de scintillation ou photons de scintillation sont collectés dans un photomultiplicateur et transformés en un signal électrique que l'on va étudier.

La collaboration PARIS se base sur un scintillateur composé de deux cristaux : le LaBr3 (de bonne résolution) et le NaI, collés optiquement. Cette configuration porte un nom : le "phoswich". Celui-ci est recouvert d'une couche réfléchissante encapsulé dans de l'aluminium afin de mettre en place des clusters 3x3 (voir figures 1 et 2). Ces clusters seront assemblés de telle sorte à former un multidétecteur de forme compacte optimisant ainsi les paramètres de détection.

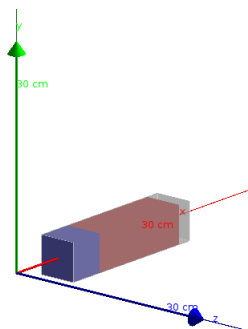


FIGURE 1 – Phoswich encapsulé dans de l'aluminium.

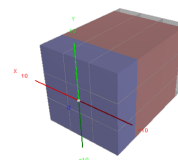


FIGURE 2 – Clusters 3x3 collaborant à la formation du multidétecteur.

L'objet de mon stage est donc l'étude des signaux issus de deux "phoswich" placés de part et d'autre d'une source radioactive d'Amercium-Beryllium envoyant des rayonnements γ et des neutrons. Ce rapport se base sur différentes sources de données, des informations issues de rapports de précédents stagiaires ayant travaillé sur le sujet, de résultats obtenus ainsi que le traitement de ces résultats. Dans un premier temps, j'aborderai les différents processus d'interaction des particules incidentes avec le matériau scintillateur et je définirai les propriétés du phoswich. Ensuite, je définirai le contexte expérimental ainsi que les différentes cartes d'acquisition utilisées afin d'étudier les différents signaux. Dans le chapitre 3, je traiterai des résultats obtenus ainsi que le travail effectué sur ceux-ci afin de poursuivre l'étude. Enfin, j'interpréterai les différents spectres du chapitre 3. Le but de mon stage est donc de savoir, à partir du travail réalisé dans ce rapport, si l'on peut différencier à partir d'une source aussi complexe que la source d'Amercium-Beryllium, les rayonnements γ des rayonnements neutroniques.

Chapitre 1

Contexte Physique

1.1 Les différentes interactions des gammas avec la matière

La détection de rayonnement gamma se fait par le biais de trois types d'interaction donnant lieu à des dépôts d'énergie dans la matière. Chaque type d'interaction est dominant dans une gamme d'énergie caractéristique qui dépend du milieu traversé.

1.1.1 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique correspond à l'absorption d'un photon incident par un atome. Plus précisément, le photon arrache un électron d'une couche interne de l'atome, à condition que l'énergie issue de ce photon incident soit supérieure à l'énergie d'ionisation. Pour une énergie donnée, la section efficace d'interaction (c'est-à-dire la probabilité d'interaction) est d'autant plus grande que le nombre atomique est grand. C'est un processus dominant aux plus basses énergies (< 200 keV) et contribuant à l'absorption des rayonnements gamma.

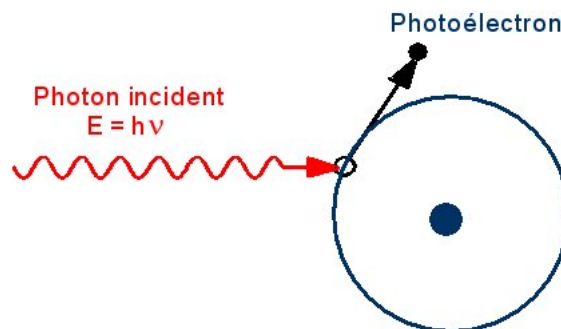


FIGURE 1.1 – Schéma du principe de l'effet photoélectrique.

1.1.2 La diffusion Compton

L'effet Compton consiste en la collision d'un photon avec un électron. Comme sur la figure 1.2, le photon rebondit sur celui-ci et lui cède une partie de son énergie. L'électron se met alors en mouvement. Le photon résultant de cette collision est diffusé selon un angle θ allant à son tour interagir avec la matière ; l'électron se propageant selon un autre ϕ , perd son énergie par ionisation. Lors de ce processus, contrairement à l'effet photoélectrique, tous les électrons de l'atome sont concernés. La diffusion Compton contribue au ralentissement des rayonnements gamma et est un processus dominant pour des énergies comprises entre 200 keV et quelques MeV.

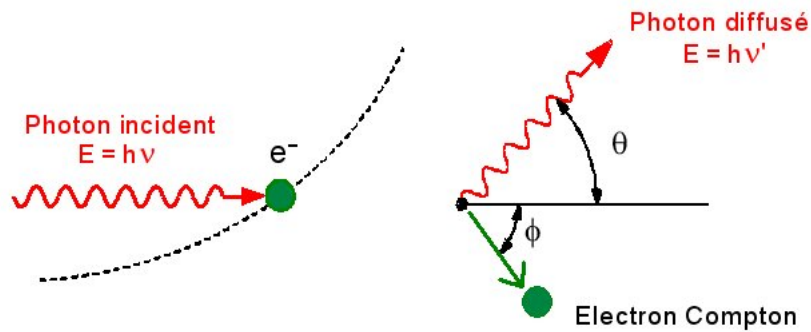


FIGURE 1.2 – Schéma illustrant la diffusion Compton.

1.1.3 La création de paires

Ce phénomène concerne les gammas ayant les énergies les plus élevées (supérieures à 2×511 keV). Le photon en présence de la matière va pouvoir s'annihiler et ainsi créer une paire électron-positron. Par la suite, le positron va s'annihiler à son tour avec un électron créant une paire de photons de 511 keV émis à 180 degrés. Ce phénomène se produit aux hautes énergies, il nous intéressera davantage par la suite.

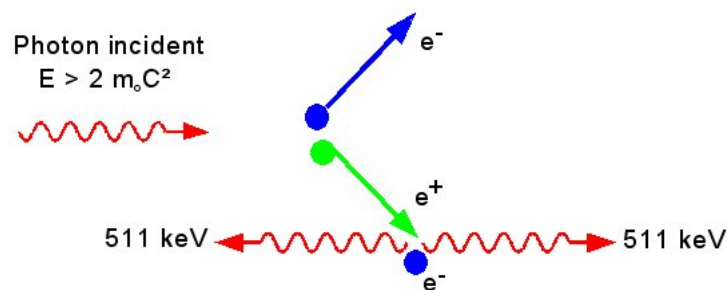


FIGURE 1.3 – Schéma représentant le principe de la création de paires.

1.2 Les différentes interactions des neutrons avec la matière

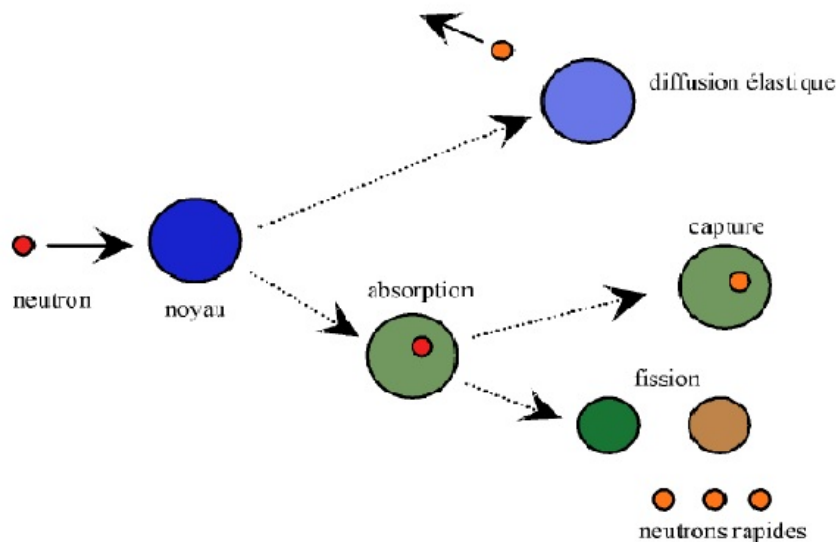


FIGURE 1.4 – Les différents mode d’interaction des neutrons avec la matière.

Le neutron est une particule de charge nulle. Il ne subit donc pas d’interaction coulombienne. Sa masse est quasi similaire à la masse du proton. On va par la suite travailler avec une source d’Americium-Beryllium produisant des neutrons d’énergie moyenne de l’ordre de 4 MeV [3]. Le neutron libre est une particule instable avec un temps de demi vie d’environ 12 minutes [4]. Lors de l’interaction avec la matière, comme les photons, les neutrons ne sont pas directement ionisants. Ils interagissent principalement avec les noyaux atomiques de la matière qui relaxera ensuite l’énergie au cristal détectant. Le neutron engendre aussi la fission. Typiquement, en physique nucléaire, il possède une énergie allant de quelques centaines de keV à plus de 10 MeV [3]. Voici une liste de différents types d’interaction neutron-noyau.

1.2.1 Diffusion élastique

Comme le montre la figure 1.4 dans le premier cas le neutron entre en collision avec un noyau en lui transférant une partie de son énergie mais ne le pénètre pas. Il y a conservation de l’énergie cinétique après la collision. Les deux corps changent de direction. C’est un processus qui a lieu quelque soit l’énergie du neutron.

1.2.2 Interactions inélastiques

Le deuxième cas sur la figure 1.4 fait référence à la capture neutronique. Le noyau capture le neutron sans se désintégrer. Ils fusionnent ensemble formant ainsi un noyau plus lourd. Le noyau dans un état excité va évacuer l’excès d’énergie en émettant un ou plusieurs photons pour revenir dans son état fondamental.

1.2.3 La fission

Le neutron incident est absorbé par un noyau fissile (troisième cas de la figure 1.4). Le surplus provoque la fission en deux fragments qui s'accompagne de l'émission de neutrons rapides. Le phénomène n'entre pas en jeu dans le processus de détecteur utilisé par la suite. Cependant la source que l'on va utiliser dans notre expérience comporte un noyau fissile : le Plutonium 241.

1.3 Le détecteur

1.3.1 Le scintillateur

Un scintillateur est un instrument constitué d'un matériau émettant de la lumière suite à un dépôt d'énergie. L'intensité de la lumière émise est proportionnelle à l'énergie laissée par la particule dans le scintillateur. Il existe deux types de scintillateurs : les scintillateurs organiques et les scintillateurs inorganiques. L'étude, ici, se portera sur deux scintillateurs inorganiques et plus particulièrement sur le LaBr₃ (Bromure de Lanthane)[5] couplé au NaI (Iodure de Sodium).

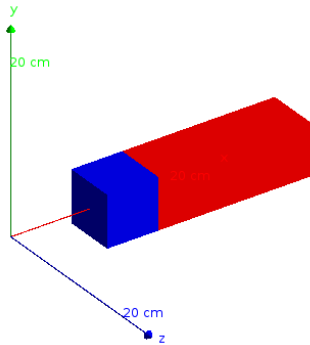


FIGURE 1.5 – Détecteur PARIS.

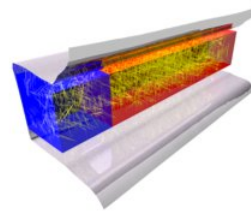


FIGURE 1.6 – Collection des photons de scintillation dans le détecteur.

La particule incidente ayant une énergie suffisante, entre dans le cristal en laissant une partie de son énergie. De ce fait, elle ionise un atome d'un matériau et fait passer l'électron de la bande de valence à la bande de conduction laissant ainsi un trou dans la bande de valence. Cet électron a une énergie suffisante pour effectuer d'autres collisions. Ce phénomène se reproduit jusqu'à qu'il n'ait plus d'énergie suffisante pour ioniser d'autres atomes. L'étape suivante correspond à la thermalisation, laquelle consiste en l'émission d'un photon par un électron lorsque celui-ci revient vers la bande de valence. Ceci se produit peu du fait de la réabsorption des photons. Afin de permettre une dés-excitation des électrons vers la bande valence, des impuretés (nommées "activateurs") ont été introduites dans le cristal (par exemple le Cérium pour le LaBr₃) afin de former des niveaux électroniques supplémentaires permettant des transitions d'énergies plus petites. Les photons générés appelés photons optiques par la suite (ils ont en effet une longueur d'onde visible) se dirigeront vers le photomultiplicateur.

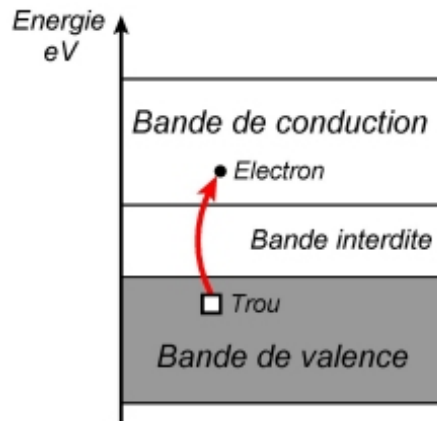


FIGURE 1.7 – Principe de luminescence dans un scintillateur.

1.3.2 Principe du Phoswich

Le phoswich (Phosphore Sandwich) couple optiquement deux scintillateurs : dans notre cas un cristal de LaBr_3 de longueur $2'' \times 2'' \times 2''$ et un cristal de NaI de longueur $6'' \times 2'' \times 2''$ ($1'' = 1 \text{ inch} = 2.54 \text{ cm}$). Le cristal LaBr_3 présente une bonne résolution en énergie (environ 3% à 662 keV) et en temps tout en possédant une grande efficacité de détection. Cependant son coût élevé limite les possibilités notamment si on souhaite des détecteurs très profonds. C'est pour cette raison qu'il a été couplé à un scintillateur NaI plus abordable bien que présentant une résolution moins bonne (environ 8% à 662 keV). Le NaI a aussi été choisi car il est transparent aux photons de scintillation émis par le LaBr_3 . Afin que les photons optiques ne s'échappent pas et d'en collecter un maximum, une couche réfléchissante a été mise en place sur les parois du détecteur (réflectivité > 97%).

1.3.3 Le Photomultiplicateur

Une fois collectés dans le scintillateur, les photons de scintillation arrivent au niveau du photomultiplicateur (voir figure 1.8). Celui-ci est tout d'abord composé d'une photocathode. Le photon incident traverse cette photocathode en excitant un atome de celle-ci afin de lui arracher un électron. L'électron en question arrive dans l'espace de focalisation sous vide. Au sein de cet espace, il va être aspiré et accéléré de dynode en dynode. Chaque dynode a une tension électrique (cette tension augmente au fur et à mesure de la progression de l'électron sur les dynodes). La différence de potentiel appliquée à chaque dynode permet ainsi la libération d'un certain nombre d'électrons. De part cette avalanche, le nombre d'électrons a été multiplié par un facteur de l'ordre de 10^5 photons/photon incident. Arrivés à la dernière dynode, appelée anode de collection, les électrons forment un signal électrique suffisamment intense à notre échelle macroscopique.

Pour le cristal LaBr_3 , environ 63000 photons de scintillation sont émis pour un dépôt d'énergie de 1 MeV et pour le cristal NaI , 38000 photons de scintillation sont émis pour un même dépôt d'énergie. Cette émission est caractérisée par deux autres paramètres : le temps de montée (rapide) et le temps de décroissance. Le cristal LaBr_3 possède un temps de montée de 17 ns et un temps de décroissance de 19 ns. Le cristal NaI quant à lui possède un temps de montée de 24 ns et deux temps de décroissance plus longs (230 ns et $1 \mu s$) [6], le deuxième n'étant pas pertinent par la suite sur les plages de temps regardées. De part les temps de décroissance de chaque cristal, on peut à priori, si on déconvolue

totalemment le signal, évaluer la quantité de signal déposée dans l'un et dans l'autre des éléments du "phoswich". Afin de mieux comprendre le principe, on définit la résolution du couplage des cristaux qui nous permet de comparer l'intégration du signal sur un temps court à l'intégration de la totalité du signal :

$$R_S = \frac{\int \Delta t_{fast} signal}{\int \Delta t_{tot} signal}$$

Si $R_S \simeq 1$: le photon sera absorbé majoritairement dans le LaBr3 ; s'il est absorbé dans le NaI alors R_S prendra une valeur minimale.

Chaque cristal émet les photons de scintillation suivant une distribution temporelle définie dont la forme de la fonction de distribution est :

$$i(t) = e_{particule} \cdot N \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_m}\right)\right) = e_{particule} \cdot i(t, \tau_m, \tau_d, N)$$

Avec τ_m et τ_d respectivement le temps de montée et le temps de décroissance propre à chaque cristal et N le nombre de photons de scintillation émis par MeV d'énergie déposée et e l'énergie de la particule.

Dans le cas où le photon incident interagit dans le premier cristal et diffuse ensuite dans le second cristal, il sera donc détecté à deux endroits différents. Les photons de scintillation créés vont donc suivre les distributions temporelles propres à chaque cristal. Ainsi pour un couplage de type phoswich le signal sera de la forme :

$$I(t) = e_{particule} \cdot [a \cdot i(t, \tau_{m1}, \tau_{d1}, N_1) + b \cdot i(t, \tau_{m2}, \tau_{d2}, N_2)]$$

Avec a et b des facteurs de pondération des proportions de la distribution dans le signal ($a + b \neq 0$), τ_{m1} et τ_{m2} les temps de montée respectivement dans le LaBr3 et le NaI, τ_{d1} et τ_{d2} les temps de décroissance respectivement dans le LaBr3 et le NaI.

Dans un autre chapitre, on intégrera le signal sur un temps court (correspondant à la composante LaBr3 du signal), on comparera le résultat à l'intégration de la totalité du signal afin de déterminer la proportionnalité en énergie déposée dans les différentes parties du détecteur.

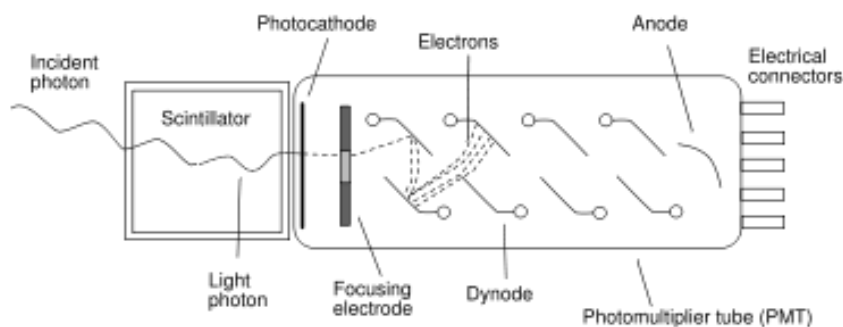


FIGURE 1.8 – Figure représentant l'avalanche d'électrons au sein du photomultiplicateur.

Chapitre 2

Expérience

2.1 Dispositif Expérimental

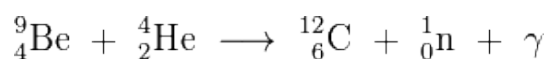


FIGURE 2.1 – Une source radioactive d’Americium-Beryllium (que l’on va définir dans la section suivante), en jaune, entourée de plomb (le tout faisant 2.5 cm), émet des rayonnements gammas et des neutrons. Deux détecteurs (deux "phoswich") sont placés de part et d’autre de cette source. Le premier phoswich (à droite avec en plus une sélection en énergie de 4.43 MeV) est placé à 3 cm de la source et le second (à gauche) est placé à 24.5 cm de la source.

L’expérience a été réalisée avant le début de mon stage. Les données enregistrées sur un disque dur ont fait l’objet d’une première analyse qui est présentée dans ce rapport.

2.1.1 La source d’Americium-Beryllium

La source d’Americium-Beryllium (AmBe) délivre des particules de grande énergie tant pour les gammas que pour les neutrons. Elle provient de la désintégration beta du Plutonium 241 ; elle n’existe donc pas à l’état naturel. La source d’AmBe génère des gammas de 4.43 MeV. Concernant les neutrons, leurs caractéristiques dépendent de la composition chimique de la source et de comment les deux éléments sont assemblés. Le changement en énergie du spectre alpha (qui provient de la décroissance de l’Americium 241 lui-même issu de la décroissance beta du Plutonium 241) implique un changement en énergie du spectre neutron. Ainsi, aucune source d’émission d’AmBe ne possède quantitativement le même spectre. Environ 10^6 neutrons sont émis par cette source avec une énergie d’une moyenne de l’ordre de 4 MeV (pouvant aller jusqu’à une énergie maximale de 11 MeV) [3].



Pour UNE réaction en chaîne, une particule alpha réagit avec le Beryllium afin de donner un neutron, un carbone dans un état excité et une certaine quantité d'énergie. En se dés-excitant, le carbone va émettre un rayonnement gamma de 4.43 MeV.

Ces deux particules, neutrons et gammas, vont pouvoir sortir de la source et être détectées par les détecteurs du dispositif expérimental (voir figure 2.1). La conversion du signal analogique issu des détecteurs en signal numérique se fait par le biais de cartes d'acquisitions. Dans cette expérience, on utilise deux types de cartes d'acquisition : une TNT2 digitizer et une V1751. On a ainsi deux jeux de données complémentaires.

2.1.2 TNT2 Digitizer

Cette carte possède quatre voies qui opèrent en parallèle. Chaque voie a une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz. Compte tenu de cette faible valeur, les signaux issus du photomultiplicateur doivent être mis en forme, via un pré-amplificateur, avant d'alimenter la carte. En effet les temps de montée (17 ns) et de décroissance (19 ns) du LaBr3 sont trop court pour la fréquence de fonctionnement. Cette carte d'acquisition possède un "trigger" correspondant à un seuil de déclenchement à partir duquel l'échantillonnage du signal est enregistré. C'est un élément important car il permet de déterminer avec quelle sensibilité l'acquisition débute et ainsi de ne pas commencer sur une fluctuation du bruit ambiant. La contrepartie d'un échantillonnage faible est que cette carte permet tout de même d'obtenir un grand nombre de signaux.

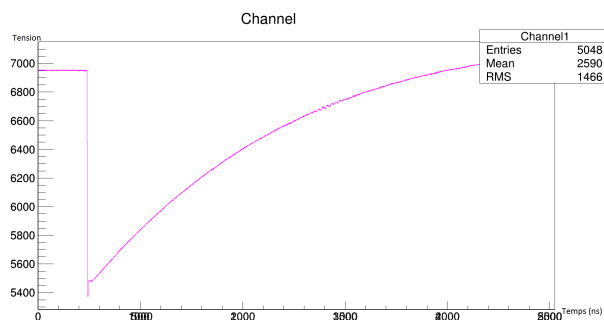


FIGURE 2.2 – Figure représentant un signal issu de la carte TNT2.

2.1.3 V1751

La V1751 est une carte d'acquisition ayant une fréquence d'échantillonnage de 1GHz, soit meilleure que la TNT2 Digitizer : elle ne nécessite donc pas de mise en forme par un pré-amplificateur. Le signal récupéré est donc plus consistant avec celui obtenu à la sortie du photomultiplicateur. Les signaux récupérés sont de meilleure résolution mais sont moins nombreux. Il faudra donc par la suite prendre en compte ces "contraintes" quant à l'étude des signaux.

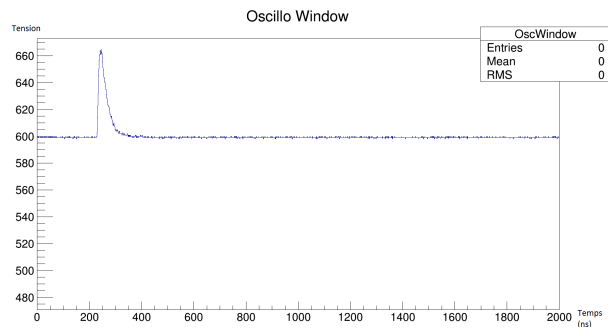


FIGURE 2.3 – Figure représentant un signal issu de la carte V1751.

Les figures 2.2 et 2.3 représentent des signaux non traités issus de données récupérées sur lesquels nous allons faire une étude par la suite.

Chapitre 3

Traitement des données

3.1 Ligne de Base

Si un dépôt d'énergie se produit, le signal sort du photomultiplicateur. Si aucune énergie n'est déposée dans le cristal, on aura une tension constante. La ligne de base correspond donc au minimum en l'absence de signal c'est-à-dire au zéro du signal.

3.2 Construction de la ligne de base

Afin de calculer la charge totale collectée au niveau du photomultiplicateur, il est nécessaire dans un premier temps de convertir les signaux bruts obtenus en soustrayant la ligne de base puis éventuellement de les inverser (les charges collectées pouvant être négatives).

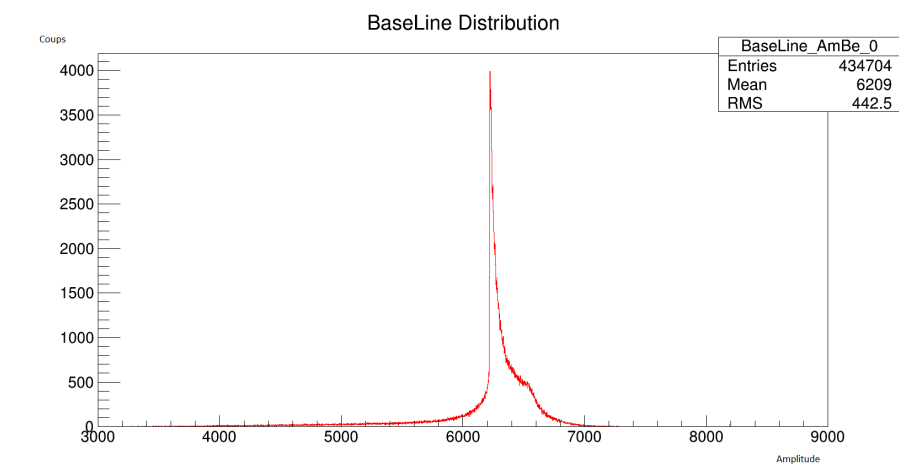


FIGURE 3.1 – Distribution des valeurs de la ligne de base des signaux du détecteur 1 pour la carte TNT2.

Cette étape doit se faire avec attention. En effet, une bonne stabilité de la ligne de base garantit des signaux de qualité. Pour contrôler cet aspect on a aussi, au fur et à mesure que l'on lit les signaux, calculé la ligne de base et construit la distribution statistique de la valeur trouvée. La construction de la ligne de base se fait via un algorithme qui s'applique sur un programme affichant les signaux. Comme on peut le voir sur la figure 2.2, sur environ 750 ns le signal est constant, on calcule donc la valeur

moyenne de ce signal et on soustrait la valeur au signal brut. Grâce à cet algorithme la ligne de base est soustraite puis les signaux inversés.

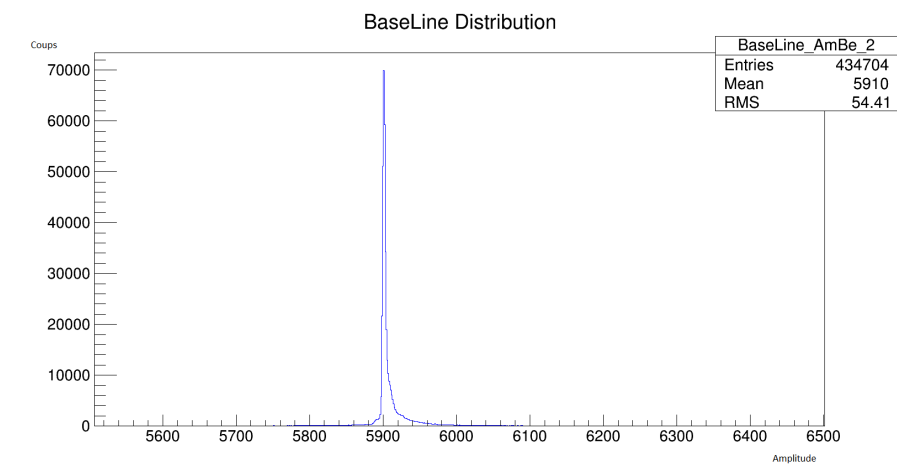


FIGURE 3.2 – Distribution des valeurs de la ligne de base des signaux du détecteur 2 pour la carte TNT2.

Nous allons voir dans une des sections suivantes que les signaux de la carte TNT2 sont au départ inversés et décalés par rapport au zero. Après traitement, j’ai remarqué que la ligne de base pour certains signaux n’était pas tout à fait stable (voir figure 3.3). Cette instabilité implique qu’un certain nombre de coups du spectre en énergie se trouve dans la partie négative de ce spectre. J’ai donc complété le programme associé afin de connaître la quantité de signaux donnant donc des coups dans les négatifs. Ils sont au nombre de 55598 sur un total de 434704 signaux. Par la suite, j’ai seulement considéré la partie positive des spectres obtenus ce qui exclut de fait de l’analyse de tels signaux instables.

Pour la figure 3.1, l’hypothèse est donc que la "bosse irrégulière" au canal 6600 pourrait correspondre aux signaux dont la ligne de base subirait quelques fluctuations.

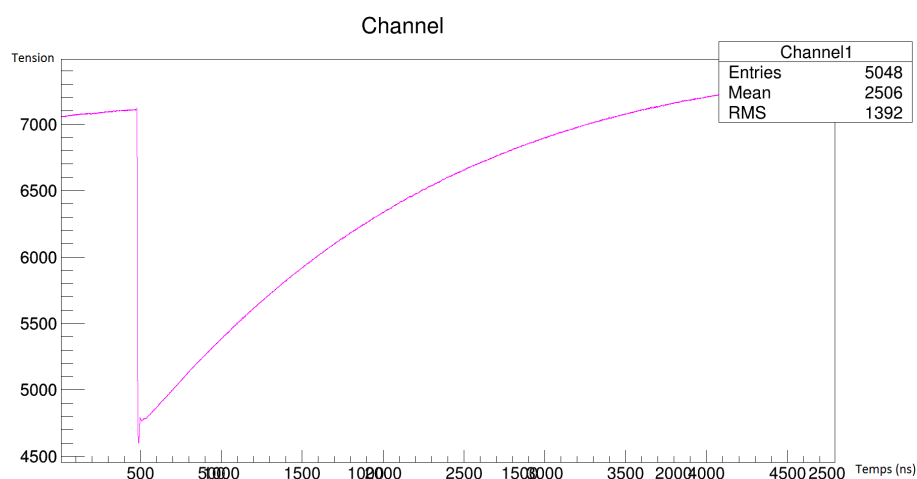


FIGURE 3.3 – Figure représentant un signal issu de la carte TNT2 ayant une ligne de base instable.

3.3 Calculs des intégrales

Afin d'obtenir la proportionnalité en énergie dans chaque cristal, on a fait le choix d'intégrer le signal sur un temps court qui recouvrerait la partie du LaBr3. En effet, le cristal LaBr3 ayant des temps de montée et de décroissance plus court que le cristal NaI, cette intégration "fast" se focalise sur une partie d'une signal en l'occurrence sur la composante rapide ; celle du LaBr3. La fonction de scintillation qu'il faut donc intégrer afin d'obtenir la proportionnalité en énergie est donc si e_1 représente l'énergie déposée dans le LaBr3 et e_2 l'énergie déposée dans le NaI :

$$i_{\Sigma}(t) = i^{LaBr3} + i^{NaI} = e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{m1}}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{m1}}\right)\right) + e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{m2}}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{m2}}\right)\right)$$

En normalisant à 1 les parties dépendantes du temps :

$$\begin{aligned} i^x(t) = 1 &= I \cdot \int_0^{\infty} \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_m}\right)\right) dt \\ &= I \cdot \frac{\tau_d}{1 + \frac{\tau_m}{\tau_d}} \end{aligned}$$

Donc,

$$I = \left(1 + \frac{\tau_m}{\tau_d}\right) \cdot \frac{1}{\tau_d}$$

On a donc pour un signal normalisé à 1,

$$\begin{aligned} i^x(t) &= \left(1 + \frac{\tau_m}{\tau_d}\right) \cdot \frac{1}{\tau_d} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_d}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_m}\right)\right) \\ &= I_n(\tau_{m_n}, \tau_{d_n}) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{d_n}}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{m_n}}\right)\right) \end{aligned}$$

Avec $x = \text{LaBr3, NaI}$ et $n = 1, 2$.

Pour le LaBr3 (τ_{m1}, τ_{d1}), un dépôt d'énergie de 1 MeV donne $N_1 = 63000$ photons de scintillation et pour le NaI (τ_{m2}, τ_{d2}), un dépôt d'énergie de 1 MeV donne $N_2 = 38000$ photons de scintillation.

En supposant que la collection du signal n'altère pas cette forme et en intégrant sur l'ensemble, on a :

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} i_{\Sigma}(t) dt &= \int_0^{\infty} e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{d1}}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{m1}}\right)\right) + e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{d2}}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{m2}}\right)\right) dt \\ &= e_1 \cdot N_1 + e_2 \cdot N_2 \end{aligned}$$

Ceci correspond à l'intégration totale du signal : ADC_{tot} pour les spectres non calibrés, l' ADC correspond à une quantité proportionnelle à l'énergie.
Si maintenant on intègre sur un temps plus court T :

$$\int_0^T i_{\Sigma}(t) dt = \int_0^T e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{d1}}\right) dt - \int_0^T e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\Lambda_1}\right) dt$$

$$+ \int_0^T e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{d2}}\right) dt - \int_0^T e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \cdot \exp(-t(\Lambda_2)) dt$$

Avec

$$\frac{\tau_{m1} + \tau_{d1}}{\tau_{m1} \cdot \tau_{d1}} = \frac{1}{\Lambda_1}$$

et

$$\frac{\tau_{m2} + \tau_{d2}}{\tau_{m2} \cdot \tau_{d2}} = \frac{1}{\Lambda_2}$$

$$= e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \cdot \left[-\tau_{d1} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{d1}}\right)\right]_0^T - e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \cdot \left[-\Lambda_1 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\Lambda_1}\right)\right]_0^T$$

$$+ e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \cdot \left[-\tau_{d2} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_{d2}}\right)\right]_0^T - e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \cdot \left[-\Lambda_2 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\Lambda_2}\right)\right]_0^T$$

$$= -e_1 \cdot N_1 \cdot \tau_{d1} \cdot I_1 \cdot \exp\left(\frac{-T}{\tau_{d1}}\right) + e_1 \cdot N_1 \cdot \tau_{d1} \cdot I_1 + e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \Lambda_1 \exp\left(\frac{-T}{\Lambda_1}\right) - e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 \Lambda_1$$

$$- e_2 \cdot N_2 \cdot \tau_{d2} \cdot I_2 \cdot \exp\left(\frac{-T}{\tau_{d2}}\right) + e_2 \cdot N_2 \cdot \tau_{d2} \cdot I_2 + e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \Lambda_2 \exp\left(\frac{-T}{\Lambda_2}\right) - e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 \Lambda_2$$

Ceci correspond à l'intégration du signal qui permet d'obtenir ADC_{fast} . On peut alors calculer plusieurs grandeurs dont certaines valeurs sont données dans le tableau. Pour les colonnes 2 et 3 on a la proportion de signal LaBr3 et NaI contenue dans l'intervalle de temps T .

On peut aussi bien sûr calculer le rapport $\frac{ADC_{Fast}}{ADC_{Tot}}$ (colonne 4 du Tableau 3.1) :

$$\frac{ADC_{Fast}}{ADC_{Tot}} = \frac{e_1 \cdot N_1 \cdot I_1 (\tau_{d1} (1 - \exp(\frac{-T}{\tau_{d1}}) + \Lambda_1 \cdot (\exp(\frac{-T}{\Lambda_1}) - 1))}{e_1 \cdot N_1 + e_2 \cdot N_2} +$$

$$\frac{e_2 \cdot N_2 \cdot I_2 (\tau_{d2} (1 - \exp(\frac{-T}{\tau_{d2}}) + \Lambda_2 \cdot (\exp(\frac{-T}{\Lambda_2}) - 1))}{e_2 \cdot N_2 + e_2 \cdot N_2}$$

Comme le signal entier est composé à priori des signaux de LaBr3 et NaI, j'ai effectué l'intégration de l' ADC_{Fast} avec différentes bornes d'intégration caractéristiques. J'ai tout d'abord choisi d'intégrer jusqu'à deux fois le temps de montée dans le LaBr3 puis j'ai choisi d'intégrer jusqu'à $\tau_{m_1} + \tau_{d_1}$ et enfin $2 \cdot (\tau_{m_1} + \tau_{d_1})$. Voici le tableau récapitulatif :

T	Proportion de l'intégration pour LaBr3	Proportion de l'intégration pour NaI	$\frac{ADC_{Fast}}{ADC_{Tot}}$
$2\tau_{m_1}$	0.7	0.06	0.57
$\tau_{m_1} + \tau_{d_1}$	0.73	0.06	0.59
$2(\tau_{m_1} + \tau_{d_1})$	0.95	0.17	0.60

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des proportions d'intégration associées aux différentes bornes d'intégration.

On remarque que l'intégration de l' ADC_{Fast} jusqu'à la borne $T = 2(\tau_{m_1} + \tau_{d_1})$ nous permet d'avoir un bon rendement concernant la proportion d'énergie déposée dans le LaBr3.

Les calculs d'intégrales effectués permettent donc de choisir théoriquement des bornes d'intégration. Pour chacune des expériences cela m'a permis de fixer des bornes d'intégration pour l' ADC_{fast} dans le programme associé.

3.4 Spectres de simulation

Afin de mieux comprendre la section suivante, on peut tout d'abord s'appuyer sur des spectres issus de simulation pour un gamma de 4.43 MeV et un neutron de 4.43 MeV qui comme nous le verrons dépose de l'énergie dans le milieu détectant de façon très différente.

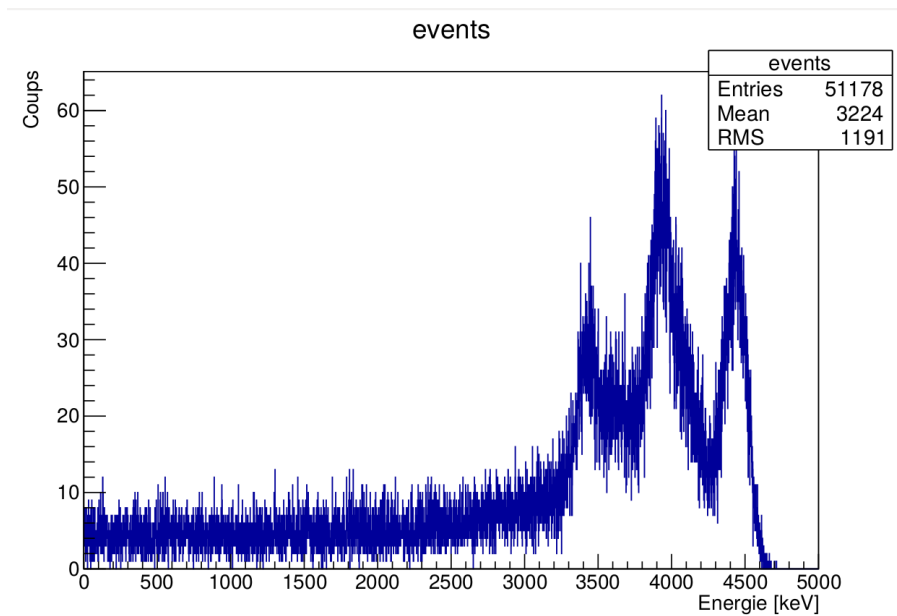


FIGURE 3.4 – Figure représentant la détection d'un gamma de 4.43 MeV.

On remarque sur cette figure 3.4 qu'il y a trois pics de gammas. La création de paires étant un phénomène important pour ces énergies, on peut donc dire que le premier pic (tout à droite) correspond à la détection totale du photon incident (4.43 MeV), que le deuxième pic (au milieu) qui correspond à une énergie de 3.92 MeV, provient de l'échappement d'un des 2 gammas d'annihilation (cf. Figure 1.3) et que le troisième pic (3.41 MeV) peut être associé au double échappement. On voit aussi que la probabilité pour ce dernier pic d'arriver est relativement plus faible que pour les autres pics.

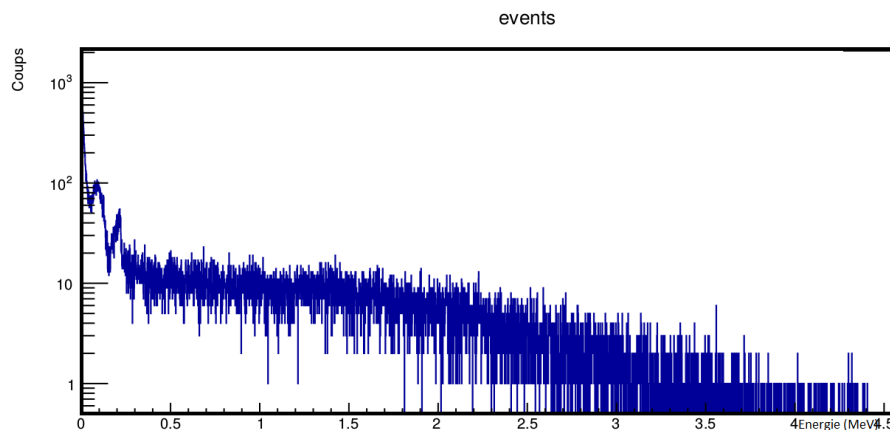


FIGURE 3.5 – Spectre de simulation d'un neutron de 4.43 MeV.

D'après la figure 3.5, le neutron a un comportement bien différent du gamma. En effet, on remarque que pour un neutron de 4.43 MeV l'énergie se manifeste selon une distribution (et non des pics) qu'il y a de faibles dépôts d'énergie en très grandes quantités au début du spectre et qu'une bonne partie de l'énergie incidente sort du détecteur.

3.5 Traitement sur la carte TNT2 Digitizer

3.5.1 Signaux

Dans un premier temps, il a fallu construire le programme associé afin d'obtenir les signaux. Il consiste à créer un histogramme à 1D, il récupère ensuite les 4 signaux (issus des 4 voies parallèles de la carte). À chaque signal lu, il lui applique un algorithme et les affiche grâce à ROOT [7]. À l'aide de cette carte d'acquisition, on récupère 434704 signaux, soit un très grand nombre de signaux. Les signaux bruts (voir Figure 3.7) sont négatifs.

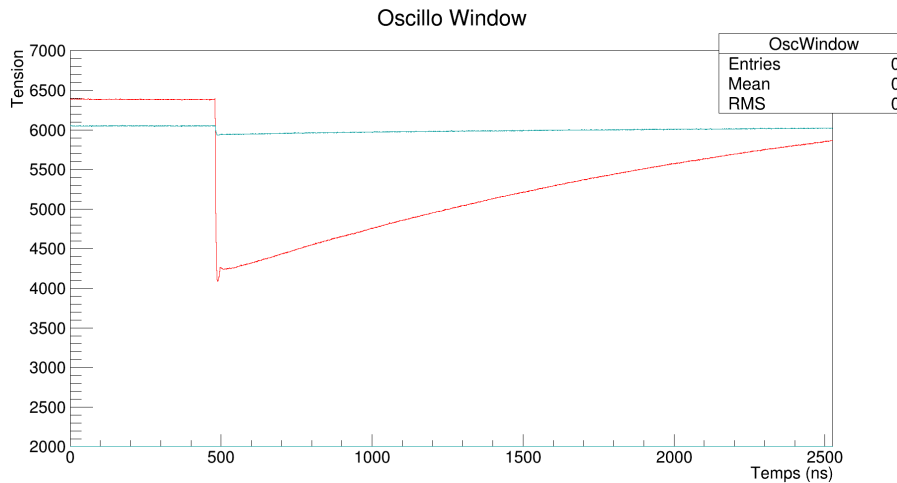


FIGURE 3.6 – Figure représentant un paquet de 2 signaux "non traités".

Il a donc fallu traiter les signaux en les inversant après soustraction de la ligne de base à l'aide d'un algorithme. Ce qui permet une étude plus aisée par la suite.

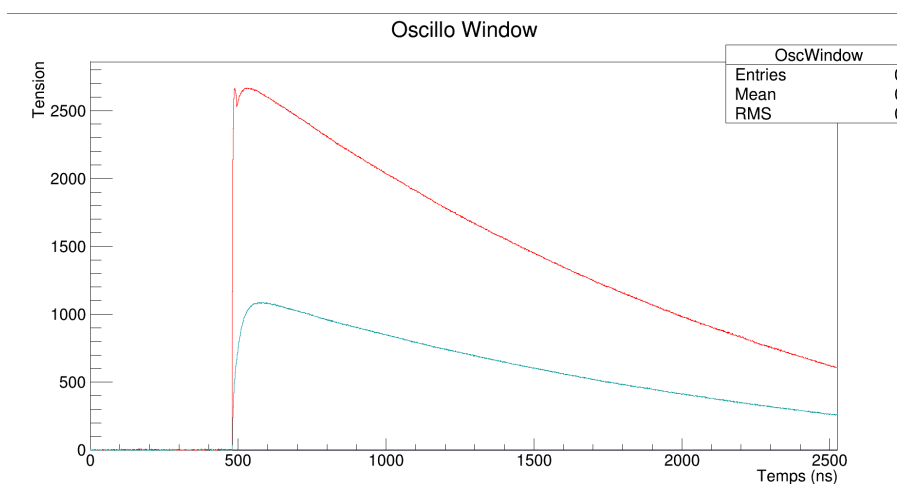


FIGURE 3.7 – Figure représentant un paquet de 2 signaux après soustraction de la ligne de base et inversion de ceux-là.

On remarque que les signaux se décomposent en deux parties : une partie montante correspondant à l'inverse d'une exponentielle et une partie descendante correspondant à une exponentielle décroissante, ce que l'on attend comme forme (équations de la page 11).

3.5.2 Spectres

Les spectres d'énergie sont obtenus à l'aide d'un programme. Chaque signal est lu afin d'appliquer un algorithme qui extrait la ligne de base, la soustrait et l'inverse. Obtenir un spectre en énergie consiste donc à intégrer chaque signal et le résultat de cette intégration contribue au remplissage de l'histogramme. Physiquement parlant l'intégrale du signal est proportionnelle à l'énergie et on obtient une distribution des valeurs des amplitudes.

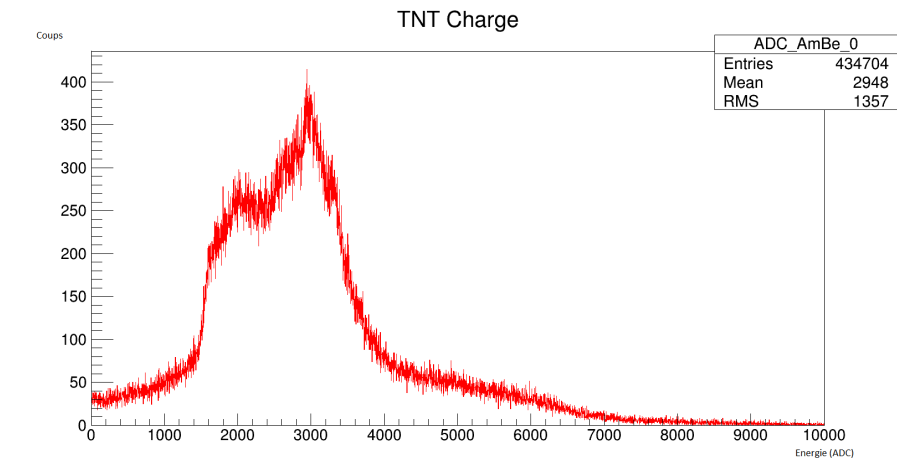


FIGURE 3.8 – Figure représentant le spectre en énergie du détecteur 1 (celui sur lequel une sélection en énergie été appliquée).

On remarque sur la figure 3.8, deux grands pics aux canaux 2895 et 2034. Il s'agit des spectres issus des signaux du détecteur 1. Étant donné la sélection en énergie autour de 4.43 MeV et la physique d'interaction des gammas avec le détecteur, on peut émettre l'hypothèse que ces deux pics correspondent à des pics de gammas d'énergie de 4.43 MeV pour le canal 2895 et 3.92 MeV pour le canal 2034. Du fait de la sélection en énergie, il est probable qu'il y ait eu une coupure et que le canal 1000 correspondrait au 3.41 MeV.

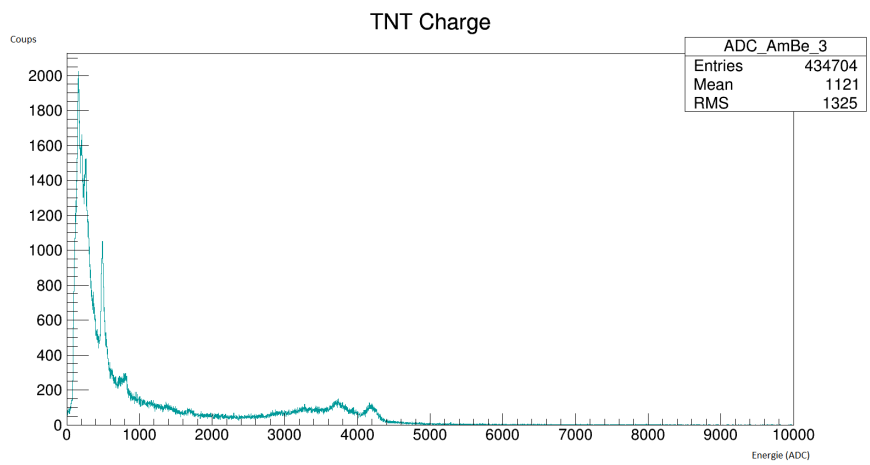


FIGURE 3.9 – Figure représentant le spectre en énergie d'une des deux voies du détecteur 2 (sans sélection en énergie).

La figure 3.9 correspond au spectre issu des signaux du détecteur 2. On remarque que l'on a un spectre un peu plus "complet" par rapport aux précédents. Cela s'explique bien évidemment par le fait que l'on n'ait pas imposé de conditions en énergie. On constate que l'on a un grand nombre de coups à de faibles énergies et ensuite on a un effet "pile-up" vers les canal 4000. Le pile-up est le fait d'avoir deux signaux consécutifs qui correspondent à l'émission de deux particules.

Du fait de la complexité de la source d'AmBe, il y a plusieurs possibilités au niveau de la détection et

des réactions. Les particules émanant de cette source étant des neutrons et des gammas, il se peut alors que pour deux événements consécutifs un gamma soit détecté dans un détecteur et un autre gamma dans l'autre détecteur ou encore que deux gammas soient détectés dans un des détecteurs ou alors qu'un neutron soit détecté dans un des détecteurs et un gamma dans l'autre détecteur.

L'hypothèse la plus probable sur laquelle nous allons nous attarder est donc que ce pile-up correspondrait aux pics de gammas et que les faibles énergies du début jusqu'au canal 2000 correspondraient aux dépôts d'énergie de la part des neutrons. Ces hypothèses s'appuyant sur les données de simulation de la section précédente.

3.6 Traitement sur la carte V1751

3.6.1 Signaux

Dans un principe similaire, le programme associé à cette carte d'acquisition permet de récupérer les signaux générés par la base de données, lui applique un algorithme et les affiche dans une fenêtre.

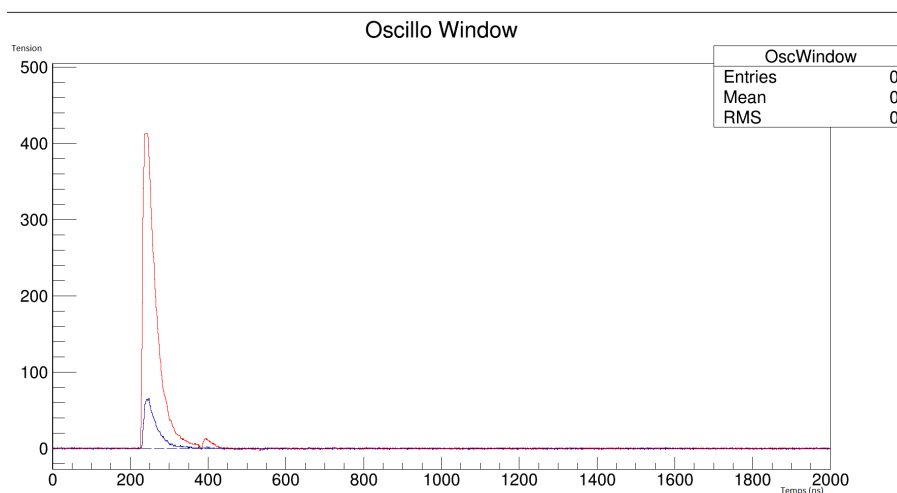


FIGURE 3.10 – Figure représentant deux signaux issus de la V1751 - en rouge : le signal issu du détecteur 1 - en bleu : le signal issu du détecteur 2.

De même, les signaux semblent suivre la forme mathématique décrite dans la section précédente.

3.6.2 Spectres

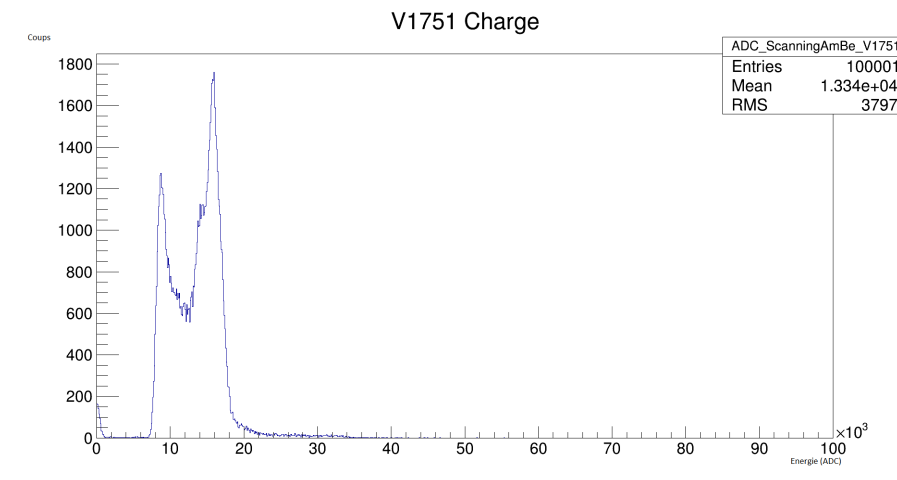


FIGURE 3.11 – Figure représentant le spectre en énergie du détecteur 1 (avec sélection en énergie).

Dans la figure 3.11, on remarque deux pics francs aux canaux 8700 et 15900. Avec un raisonnement similaire suite à la physique et aux simulations, il s'agirait respectivement des énergies de 3.92 MeV et 4.43 MeV.

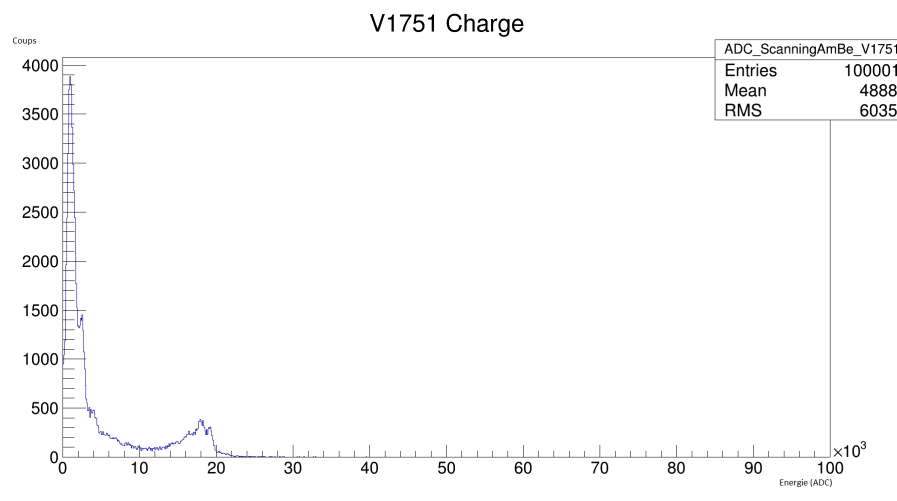


FIGURE 3.12 – Figure représentant le spectre en énergie du détecteur 2 (sans sélection en énergie).

Le spectre, ici, n'étant pas "coupé" on obtient encore une figure plus complète. Ceci est en accord avec la figure 3.9. Étant donné un nombre de signaux moins important avec cette carte d'acquisition, on perd légèrement au niveau de l'information, ce qui explique que la statistique soit plus faible.

3.7 Histogramme Bidimensionnel

Le but de calculer les intégrales correspondant à l' ADC_{Fast} et ADC_{Tot} est d'extraire la partie du détecteur dans laquelle les particules déposent leur énergie. L'intérêt de l'histogramme bidimensionnel est la visualisation du rapport des ces deux intégrales.

3.7.1 Sur la carte TNT2

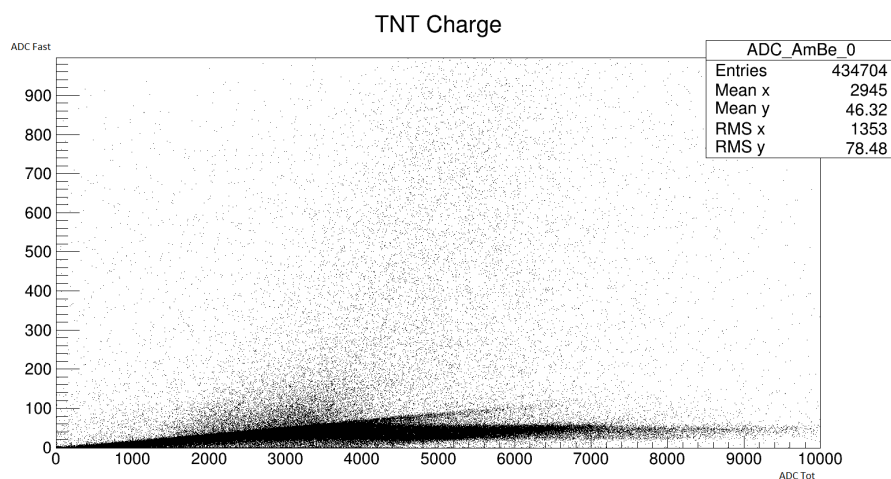


FIGURE 3.13 – Histogramme bidimensionnel obtenu pour le détecteur 1.

On remarque que l'histogramme 3.13 ci-dessus n'est pas très clair. On ne distingue pas correctement ADC_{FAST} et ADC_{tot} . Cela vient du fait que l'on ait appliqué une sélection en énergie dans le détecteur 1.

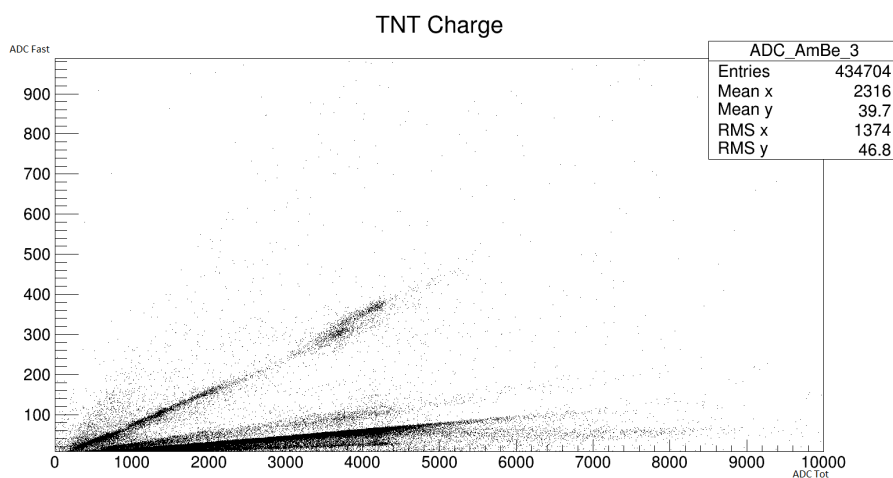


FIGURE 3.14 – Histogramme bidimensionnel obtenu pour le détecteur 2.

Dans la figure 3.14 on peut remarquer plusieurs lignes droites qui correspondent aux différents dépôts d'énergie dans les cristaux. De plus le pré-amplificateur modifie les temps de montée et de décroissance, ce qui rend difficile l'analyse pour établir une fenêtre pour l' ADC_{fast} .

3.7.2 Sur la carte V1751

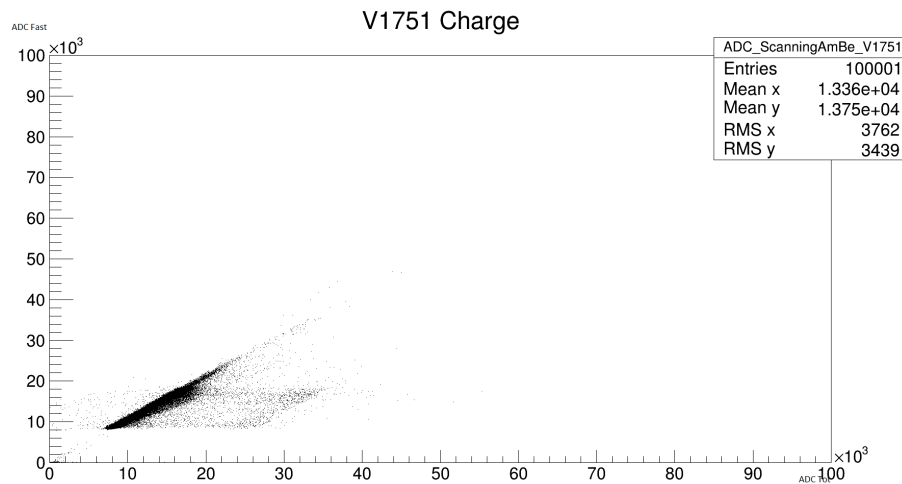


FIGURE 3.15 – Histogramme bidimensionnel obtenu pour le détecteur 1.

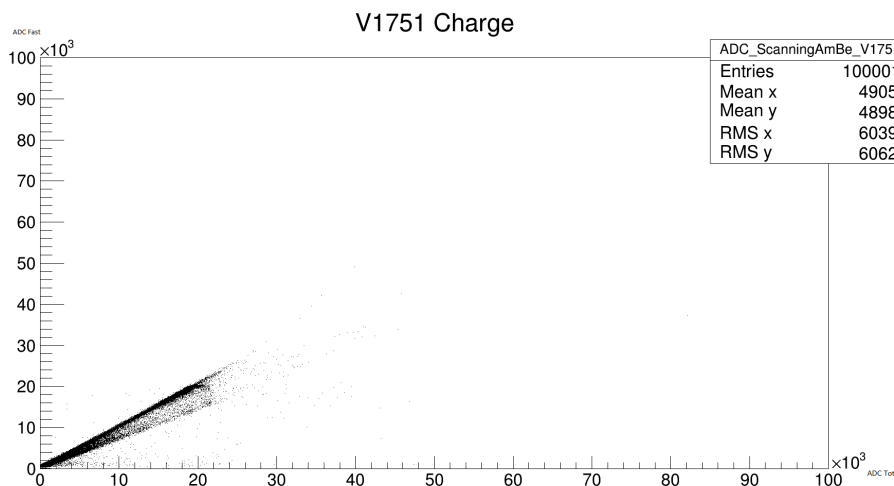


FIGURE 3.16 – Histogramme bidimensionnel obtenu pour le détecteur 2.

Sur les figures 3.15 et 3.16, on peut constater que l'histogramme est un peu plus clair et on peut voir qu'il y a majoritairement un dépôt d'énergie dans le cristal LaBr3 car on a une concentration de points sur la composante rapide.

Chapitre 4

Interprétation des différents spectres

4.1 Calibration

Afin de faire correspondre les énergies, il a fallu effectuer une calibration sur les différents spectres pour chaque détecteur.

À la suite des hypothèses tenues précédemment, si l'on part du principe que dans le détecteur 1 (avec sélection en énergie) il y a de grandes chances que les pics soient des gammas, le canal 3000 correspondrait donc à l'énergie de 4,43 MeV et le canal 2000 à l'énergie de 3,92 MeV. À partir d'un système de deux équations à deux inconnues ayant la forme : $\text{énergie} = a \cdot \text{Canal} + b$, on obtient des valeurs correspondant au coefficient directeur a et l'ordonnée à l'origine b pour chaque détecteur. La calibration se base donc sur l'hypothèse que l'on a établie pour les pics de gammas.

Pour la TNT2 :

Détecteur 1 : $a=0.00051$ et $b=2.9$.

Détecteur 2 : $a=0.001133333$ et $b = -0.27333195$

Pour la V1751 :

Détecteur 1 : $a = 0.000073$ et $b = 3.262$

Détecteur 2 : $a = 0.0004$ et $b = -3.29$

Seulement, pour le détecteur 2 (sans sélection en énergie) de chaque carte d'acquisition, la calibration n'est pas totalement idéale car quand il s'agit de calculer les canaux qui correspondraient aux neutrons, on obtient des énergies négatives. Afin de pallier à cela, il a donc fallu imposer une condition différente à l'équation permettant la calibration. L'hypothèse est que cette "mauvaise" calibration proviendrait du zéro des spectres. Étant donné que l'on a choisi deux points relativement proches pour calibrer, la droite passant par ces points a de grandes chances d'extrapoler loin (à l'origine de notre fenêtre). L'idée est donc de prendre deux points suffisamment éloignés afin de combler l'erreur à l'origine. On a donc effectué une nouvelle calibration (uniquement pour le détecteur 2) en posant $b=0$.

À l'aide de la formule suivante : $\text{énergie} = a \cdot \text{Canal}$, on calcule de nouveau le coefficient directeur a pour chaque détecteur ainsi que les énergies associées. De la même manière, on fixe a grâce aux pics des gammas.

On obtient ainsi le tableau récapitulatif suivant pour ces détecteurs :

TNT2	Canal	Énergie(MeV)
a=0.0011	155	0.264
	205	0.349
	260	0.442
neutrons	480	0.816
	800	1.36
	1380	2.346
	1660	2.822
	3247	3.41
gammas	3700	3.92
	4125	4.43

Les canaux 155 à 1660 représentent la distribution en énergie des neutrons et les canaux 3247, 3700 et 4125 représentent les pics de gammas.

V1751	Canal	Énergie(MeV)
a=0.00022	1000	0.220
	2600	0.572
neutrons	4000	0.880
	7000	1.54
	8500	1.87
	16400	3.41
gammas	17900	3.92
	19200	4.43

Les canaux 1000 à 8500 représentent la distribution en énergie des neutrons et les canaux 19200, 17900 et 16400 représentent les pics de gammas.

La calibration est effectuée avec une hypothèse qui ne nous permet pas d'interpréter de façon sûre la structure de base des spectres : les énergies trouvées par les deux acquisitions, même si elles semblent consistante, ne sont pas exactement les mêmes. On ne peut donc pas comparer directement ce énergies aux simulations.

4.2 Comportement des gammas

Une fois la calibration refaite pour le détecteur 2, il a fallu regarder les signaux pour chaque partie des spectres. On va s'intéresser davantage aux signaux et aux spectres pour la carte V1751 étant donné que l'analyse serait plus constructive sur celle-ci. Dans le programme affichant les signaux de la V1751, j'ai séparé le spectre en deux paquets. Pour le premier paquet, j'ai isolé le spectre de l'énergie = 2.2 MeV à l'énergie 5.28 MeV sous forme de condition afin de n'afficher que les signaux associés. Ci-dessous, un signal contribuant à une partie du spectre isolé.

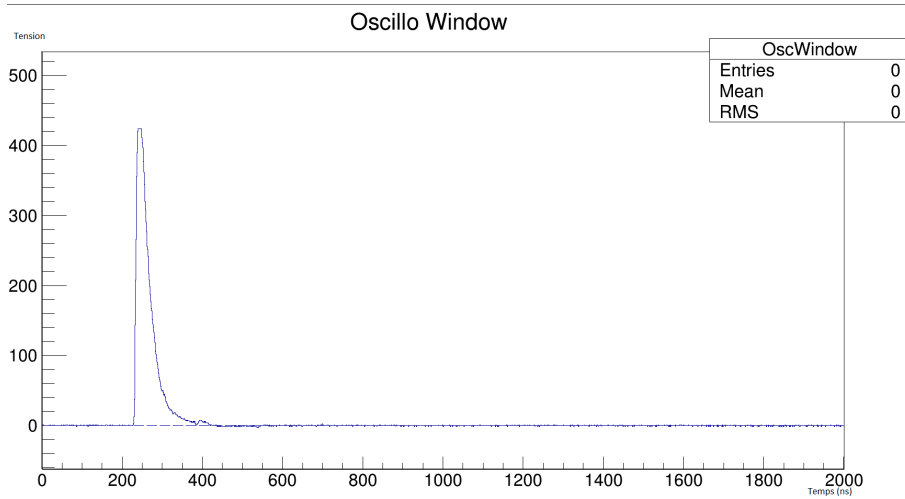


FIGURE 4.1 – Figure représentant un signal contribuant à une partie du spectre des gammas.

Le signal paraît "lisse" ; ceci est dû aux grands dépôts d'énergie.

4.3 Comportement des neutrons

Pour le deuxième paquet, j'ai isolé le spectre de l'énergie = 0 MeV à l'énergie = 2.2 MeV.

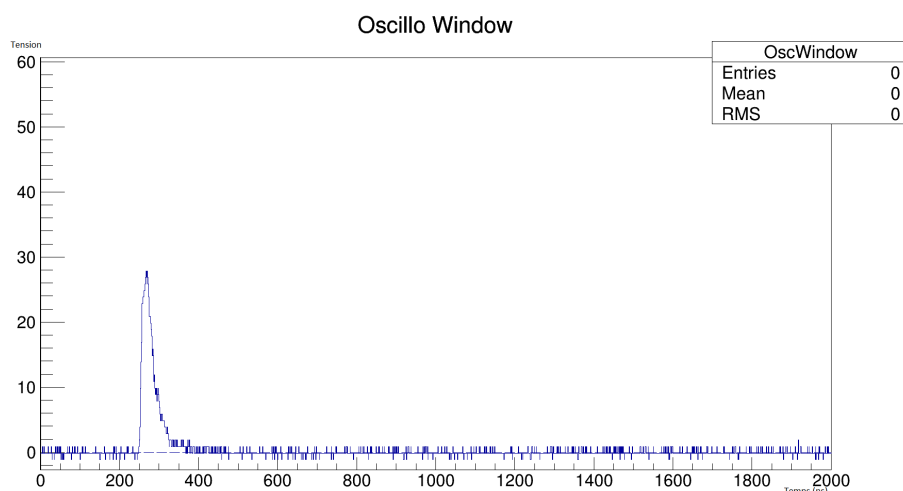


FIGURE 4.2 – Figure représentant un signal contribuant à la partie du spectre des neutrons.

Il y a beaucoup de fluctuations dans ce signal. Cela est dû au fait que les particules, à priori les neutrons, déposent une faible quantité d'énergie dans le détecteur.

4.4 Analyse des formes des signaux

À partir de toutes ces informations, on peut enfin s'interroger sur la distinction des neutrons des gammas. Car en effet, si le pré-amplificateur de la TNT2 a la fâcheuse tendance à modifier les temps de montée et de décroissance, il est donc plus judicieux de s'attarder sur le contenu de la V1751. D'après les figures 4.1 et 4.2, on remarque tout de même que les signaux ont presque la même allure. Cependant, on pourrait se pencher un peu plus sur les temps de montée de chacun. Les neutrons et les gammas ne déposent pas de la même façon leur énergie dans le détecteur et la réponse peut différer selon qu'on est dans le LaBr3 ou le NaI. J'ai donc calculé manuellement les temps de montée de trois signaux pour chacune des parties et je les ai comparés aux temps de montée calculés via un algorithme :

Pour les neutrons :	Calculs manuels	Calculs via l'algorithme	Signal n°
	$\Delta tm_1 = 12 \text{ ns}$	39 ns	23
	$\Delta tm_2 = 14 \text{ ns}$	14 ns	56
	$\Delta tm_3 = 10 \text{ ns}$	19 ns	77
Pour les gammas :	Calculs manuels	Calculs via l'algorithme	Signal n°
	$\Delta tm_1 = 13 \text{ ns}$	14 ns	68
	$\Delta tm_2 = 12 \text{ ns}$	102 ns	86
	$\Delta tm_3 = 17 \text{ ns}$	29 ns	77

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des temps de montée de 3 signaux pour chaque paquet.

Dans la tableau 4.1 on remarque qu'il y a une légère différence d'environ 2 ns pour les temps de montée (pour les calculs manuels) entre les gammas et les neutrons. Néanmoins, on peut noter que pour chaque paquet il y a une différence entre les calculs manuels et les calculs établis par l'algorithme. Dans celui-ci, la fonction calculant les temps de montée (rising time = RT) s'appuie sur la détermination du temps T0 pour lequel commence le signal et la détermination de la position du maximum Tm (RT=Tm-T0). Donc le temps de montée est calculé de telle sorte que l'on parte du maximum du signal (Tm) et on décrémente jusqu'au minimum du signal (T0). En reprenant chaque signal, j'ai remarqué que ce qui faisait une telle différence était dû au T0, c'est-à-dire le moment à partir duquel le signal commence. Or, du fait des fluctuations au début des signaux, j'ai remarqué qu'il y avait des parties de signal négatives. Ce qui explique la différence entre le T0 que je relevais manuellement et le T0 fixé par l'algorithme qui recherche la première valeur la plus petite depuis Tm.

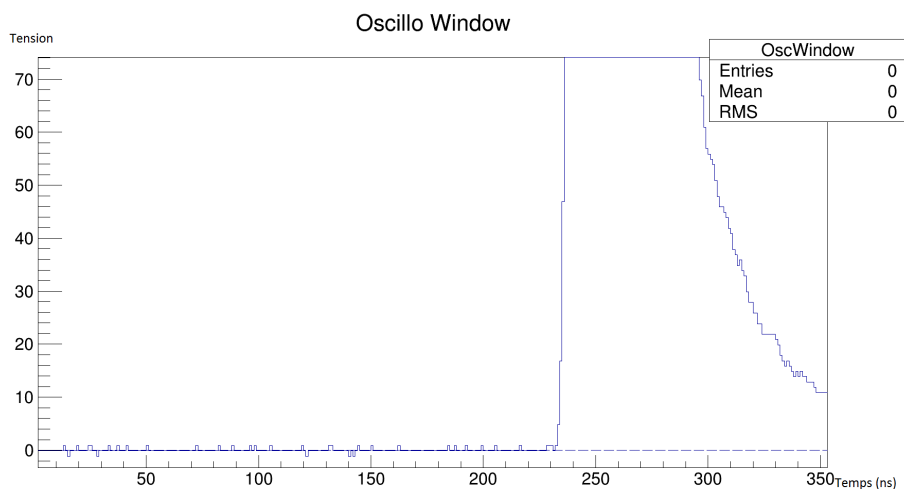


FIGURE 4.3 – Figure représentant le premier T0 = 144 ns repéré par l'algorithme.

On remarque bien dans la figure 4.3 qu'à T0 = 144 ns, le signal est dans les négatifs.

Afin d'approfondir cela, il faut savoir combien il y a de signaux dans chaque paquet. En complétant encore le programme, on compte environ 17828 signaux pour les gammas et 77470 signaux pour les neutrons.

À partir de ceci, j'ai créé deux histogrammes à 1D de distribution des temps de montée (un pour les neutrons et un pour les gammas). On obtient les figures suivantes :

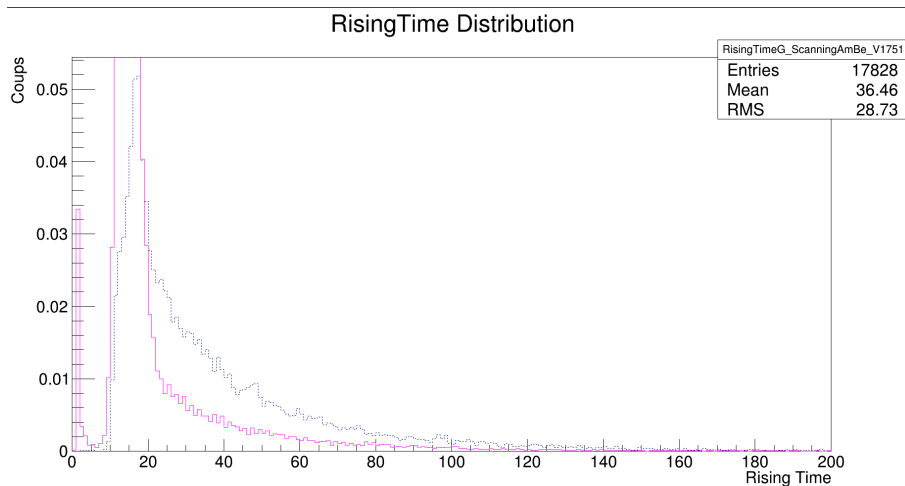


FIGURE 4.4 – Distribution des temps de montée de la V1751 : - en magenta pour les neutrons, - en pointillés pour les gammas.

On remarque que, sur la figure 4.4, les deux distributions sont légèrement décalées l'une par rapport à l'autre. Ce qui coïncide avec les données du tableau 4.3. On peut donc supposer que les temps de montée pourraient être un critère de différenciation entre les gammas et les neutrons.

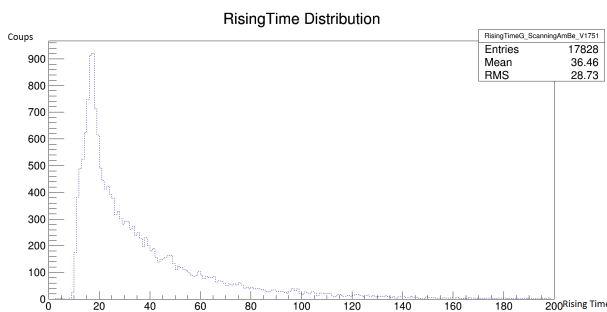


FIGURE 4.5 – Distribution des temps de montée des gammas.

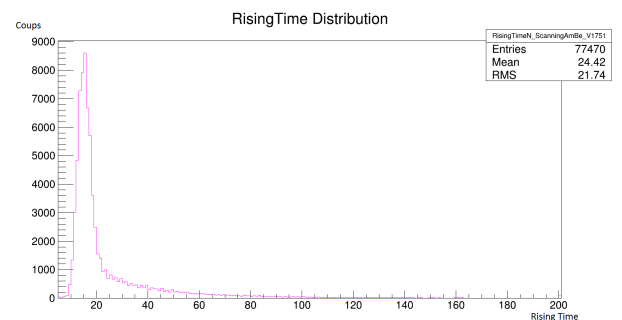


FIGURE 4.6 – Distribution des temps de montée des neutrons.

Sur les figures 4.5 et 4.6, on remarque que les moyennes des distributions ne sont en effet pas les mêmes. Pour la distribution des gammas, la moyenne est de 36.46 ns et pour la distribution des neutrons 24.42 ns. Il y a donc une différence de 12.04 ns entre les deux distributions. Seulement, comme expliqué plus haut, le T0 n'est pas défini efficacement par l'algorithme pour certains signaux. On ne peut donc pas se fier totalement à tous les temps de montée calculés par cet algorithme. Il faudrait donc mener une étude plus approfondie pour améliorer l'algorithme en question afin de fixer un T0 efficient c'est-à-dire le temps réel à partir duquel on a un signal.

Conclusion

Nous avons débuté ce rapport en nous posant une question intéressante : peut-on à partir d'une source radioactive d'Amercium-Beryllium envoyant des rayonnements gammas et des rayonnements neutroniques dans le détecteur PARIS, distinguer ces deux rayonnements en étudiant les signaux à la sortie de ce détecteur.

Il a donc fallu tout d'abord expliquer les différentes interactions des gammas avec la matière d'une part et des neutrons avec la matière d'une autre part. Afin de pouvoir étudier les différents signaux, une description du fonctionnement du détecteur s'est imposée. Par la suite, nous avons approfondi la contexte expérimental en citant les différentes propriétés de la source d'Amercium-Beryllium. L'expérience s'est déroulée avant le début de mon stage, les signaux sur lesquels j'ai travaillé étaient enregistrés sur un disque dur. J'ai donc étudié ces signaux et des traitements ont été effectués sur ceux-ci afin de comprendre leur forme et établir un lien avec le contenu de la source radioactive. Certains signaux avaient une ligne de base instable (j'ai par la suite découvert que cette instabilité des lignes de base étaient à l'origine des coups négatifs dans les spectres en énergie). Afin de connaître la proportionnalité en énergie déposée dans chaque cristal, j'ai comparé l'intégration du signal sur un temps court ADC_{Fast} à l'intégration de la totalité du signal ADC_{Tot} . Il s'est avéré que le fait d'intégrer jusqu'à $2 \cdot (\tau_{m1} + \tau_{d1})$ pour obtenir l' ADC_{Fast} donnait un meilleur rendement dans le but d'obtenir la partie du signal LaBr3. Ensuite, j'ai obtenu les spectres associés pour chaque détecteur et pour chaque carte d'acquisition (TNT2 et V1751). Après avoir obtenu les spectres en énergie, nous avons émis des hypothèses concernant les différentes parties des spectres grâce à des spectres de simulation (d'un gamma et d'un neutron) réalisés entre temps. Afin de visualiser tout cela, j'ai construit des diagrammes bidimensionnels permettant de voir le rapport $\frac{ADC_{Fast}}{ADC_{Tot}}$.

Dans une dernière partie, j'ai re-calibré les spectres afin d'associer à chaque canal concerné son énergie. Dans la suite du rapport et avec toutes les informations recueillies dans l'étude, je me suis intéressée aux différents temps de montée pour chaque partie des spectres de la V1751 (étant donné que le pré-amplificateur de la TNT2 modifie ces temps de montée je n'ai pas effectué d'étude de temps de montée sur les spectres associés). En effet, après avoir calculé les temps de montée (pour les neutrons et pour les gammas) manuellement d'une part et via un algorithme d'une autre part, j'ai remarqué qu'il y avait des différences entre ces deux méthodes. J'ai ensuite créé des histogrammes de distribution des temps de montée pour la partie neutrons et pour la partie gammas. J'ai noté que les moyennes des distributions différaient de 12.04 ns (les temps de montée des gammas étant un peu plus longs par rapport aux neutrons). On peut donc penser que le temps de montée pourrait être un critère permettant de différencier un signal provenant d'un gamma d'un signal provenant d'un neutron.

Cependant une étude plus approfondie sur l'élaboration de l'algorithme calculant les temps de montée devra donc être menée par la suite afin d'être plus en adéquation avec les relevés "manuels" des temps de montée.

Bibliographie

- [1] <http://paris.ifj.edu.pl/index.php?lng=en>.
- [2] <http://www.ganil-spiral2.eu/spiral2>.
- [3] Iehito Tsuda Isao Murata, Ryotaro Nakamura, Shoko Nakayama, Masao Matsumoto, and Hiroyuki Miyamaru. Neutron and gamma-ray source-term characterization of ambe sources in osaka university. *Progress in Nuclear Science and Technology, Volume 4*, 2014.
- [4] Robert LUFT. *Biosphère et chimie : un laboratoire naturel*. edp sciences, 2014.
- [5] <http://www.crystals.saint-gobain.com/>.
- [6] Boucheneb Idir. Etude de la collection du signal lumineux produit dans un scintillateur de la collaboration paris. jun 2014.
- [7] <https://root.cern.ch/>.
- [8] Marmonier Carole S-O Flyckt. *Photomultipliers tubes, Principles and applications*. PHOTONIS, 2002.
- [9] Fabian Xavier. Simulations for a gamma-ray calorimeter (paris) based on new scintillators (labr3). jul 2012.
- [10] Berthet Guillaume. Etude d'un détecteur basé sur la technologie des scintillateurs labr3/nai. jul 2013.