

LICENCE 3 SCIENCE DE LA MATIÈRE
Ecole Normale Supérieure de Lyon

Licence Physique 2012–2013
Berthet Guillaume



Etude d'un détecteur basé sur la technologie des scintillateurs LaBr_3/NaI

Encadrant : *STEZOWSKI Olivier*



28 juillet 2013

Remerciement :

Table des matières

I	Approche théorique	2
1	Intéraction lumière-matière	2
1.1	L'effet photoélectrique	2
1.2	L'effet Compton	2
1.3	Création de paires	3
2	Scintillation et principe du phoswich	3
2.1	Scintillation	3
2.2	Principe du phoswich (phosphore sandwich)	4
3	Quelques détails sur l'acquisition	4
II	Analyse et traitement des données expérimentales	5
1	Caractérisation de la source	5
2	Signaux caractéristiques	6
2.1	Signaux	6
2.2	Traitement des signaux enregistrés	6
2.2.1	Distribution de la "BaseLine"	7
2.2.2	Etude des caractéristiques des signaux : temps de montée	7
3	Informations sur l'énergie déposée	9
3.1	Pile-up : définition et mise en évidence	9
3.2	Extraction des spectres	10
4	Scanning	12
4.1	Résolution	12
4.2	Intensité et position	13
5	Conclusion et perspectives expérimentales	15
III	Simulations	16
1	Introduction	16
2	Quelques paramètres de la simulation	16
2.1	Matériaux	16
2.2	Paramètres du scanning	16
3	Résultats de la simulation de scanning	16
3.1	Signaux	16
3.2	Etude des caractéristiques des signaux	17

Introduction

La collaboration PARIS (Photon Array for studies with Radioactive Ion and Stable beams) s'intéresse à plusieurs mesures d'intérêt nucléaire tant au niveau de la structure du noyau qu'aux mécanismes de réaction. Le détecteur sera principalement utilisé auprès de l'accélérateur SPIRAL 2 qui fournira une large palette de faisceaux. Il s'agit de spectroscopie γ , c'est à dire la détection de rayonnements γ émis par un noyau exotique excité (loin de la vallée de la stabilité) dans le but d'accéder à des informations sur sa forme par exemple.

La détection des rayonnements γ et la collecte des signaux se font par l'intermédiaire des scintillateurs. Ces derniers sont des cristaux qui, sous l'influence de rayonnements γ (mais aussi des neutrons), émettent des photons visibles qui vont ensuite pouvoir être détectés. Cette technologie est très utilisée dans le domaine de la spectroscopie γ et divers types de cristaux servent à son élaboration (tels que le germanium, le NaI etc...).

La collaboration PARIS a décidé d'innover en construisant un multidétecteur (figure 1) basé sur les nouveaux cristaux de LaBr3¹ (Lanthium Bromide) qui présentent des caractéristiques exceptionnelles.

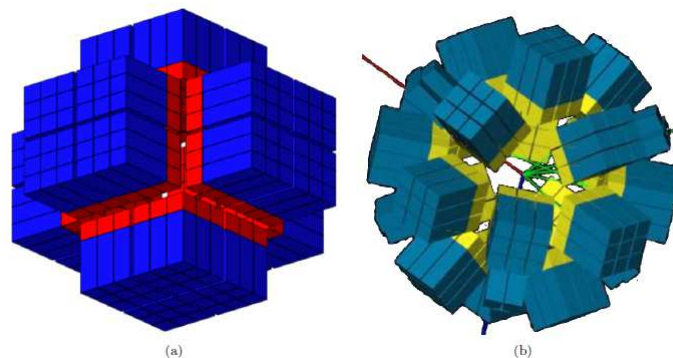


FIGURE 1 – Les cristaux de LaBr3 ne pouvant être fabriqués qu'en cubes, plusieurs géométries sont possibles pour la construction d'un détecteur final 4π . A gauche , une géométrie cubique, à droite une géométrie plutôt sphérique

La première partie de mon travail a consisté en l'étude et le traitement de signaux expérimentaux enregistrés lors d'un scan (figure 2) d'un scintillateur de type phoswich. Dans un second temps, j'ai procédé à des simulations sur Geant 4 afin de mieux appréhender les processus de collection du signal, avoir une maîtrise totale de la chaîne, en vue d'établir une comparaison avec les données réelles.

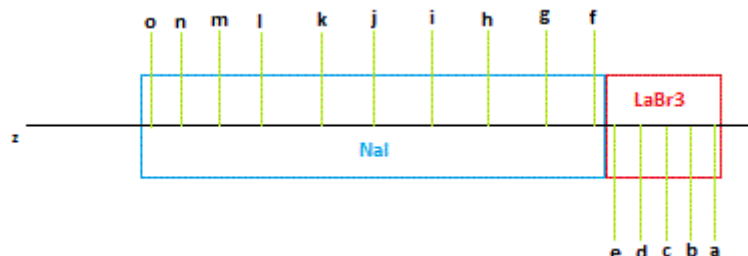


FIGURE 2 – Schéma des 15 positions du scan, numérotées de (a) à (o)

1. Produits par la société Saint Gobain

Première partie

Approche théorique

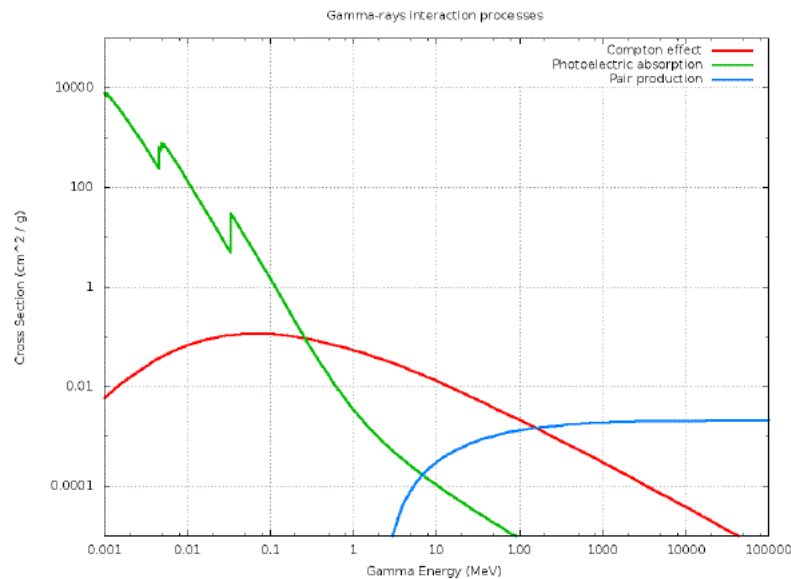


FIGURE I.3 – Les trois processus d'interaction lumière-matière.

Avant de parler de l'étude réalisée, il est important de bien cerner le contexte physique au sein duquel nous évoluons. En effet, le processus de détection de rayonnement gamma fait intervenir les différents types d'interaction lumière matière (figure I.3). Il est également nécessaire de bien comprendre le processus de scintillation, qui est à la base même de ce projet. Dans un dernier temps, nous nous pencherons brièvement sur la méthode de numérisation du signal employée ainsi que sur l'algorithme permettant la mesure de l'énergie déposée dans le scintillateur (phoswich).

1 Interaction lumière-matière

Les rayonnements γ sont émis par une source de ^{137}Cs . Le processus d'interaction lumière-matière mis en jeu dépend de l'énergie du rayonnement γ incident. On distingue alors trois formes d'interaction ; l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires électron-positron.

1.1 L'effet photoélectrique

Ce processus d'interaction est dominant pour des énergies faibles, inférieures à 200keV et consiste en l'absorption complète d'un photon incident par un atome. Dans le cas où l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de première ionisation de l'atome, une libération d'électron peut se produire suivie d'un réarrangement du cortège électronique.

1.2 L'effet Compton

Il s'agit du processus d'interaction qui nous intéressera le plus par la suite. Cet effet est dominant pour des énergies comprises entre 200keV et 8MeV . Il consiste en des collisions inélastiques entre un photon incident et un électron, une partie du moment du photon est transféré à l'électron en question et le rayonnement γ résultant est diffusé à l'angle θ par rapport à la direction de propagation du photon incident.

L'écart de longueur d'onde est donné par :

$$\lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h(1 - \cos(\theta))}{m_e c^2} \tag{1}$$

Où λ_0 et λ_1 sont respectivement les longueurs d'onde du photon incident et du photon dévié.

Cet effet peut entraîner des difficultés de détection car le rayonnement γ diffusé va déposer son énergie (alors nécessairement plus basse) dans une autre partie du détecteur. La reconstitution du γ incident peut être une tâche délicate.

1.3 Création de paires

Cet effet se produit aux hautes énergies, en ordre de grandeur $> 1MeV$, et consiste en la matérialisation d'une paire électron-positron.

Le positron formé s'annihile avec la matière environnante en formant deux rayonnements γ de $511keV$

2 Scintillation et principe du phoswich

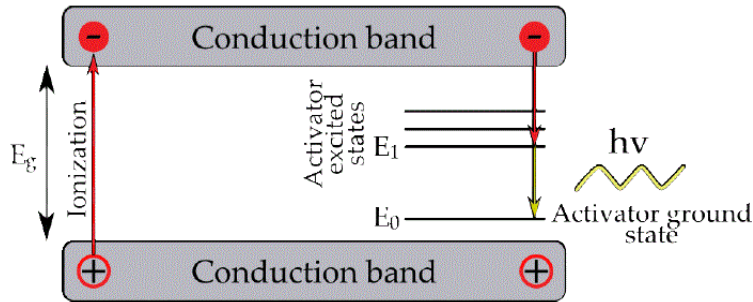


FIGURE I.4 – Mécanisme de luminescence dans un scintillateur

2.1 Scintillation

L'usage des scintillateurs est très courant dans le domaine de la physique nucléaire et représente un atout puissant pour le développement de cette physique. Il existe deux types de scintillateurs, les cristaux inorganiques et les scintillateurs organiques. Nous ne nous intéresserons qu'aux cristaux inorganiques dans ce travail. Le processus de scintillation dans un cristal inorganique dépend des niveaux électroniques présents.

Dans ce processus, une radiation incidente peut exciter un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence. Cependant, la dés excitation des électrons vers la bande de valence avec émission de photon se produit peu à cause de la ré-absorption. Pour permettre une telle dés excitation des impuretés sont ajoutées au cristal pour jouer le rôle "d'activateur" (I.4) en formant des niveaux électroniques supplémentaires dans la bande interdite. Chaque dés excitation vers un des ces niveaux va de paire avec l'émission d'un photon d'énergie plus basse que celle qu'on aurait obtenu pour une transition bande de conduction-bande de valence. La lumière émise se situe généralement dans le visible.

Le projet PARIS souhaite utiliser un cristal de LaBr3 ("Lanthium Bromide") qui, actuellement, présente la meilleure résolution en énergie. Ce scintillateur est nettement "meilleur" que les autres mais aussi plus cher.

2.2 Principe du phoswich (phosphore sandwich)

Pour pouvoir détecter efficacement des rayonnements aux très hautes énergies (jusqu'à 40MeV) il faudrait pouvoir utiliser un cristal unique de LaBr3 de grande longueur ($2''\times 2''\times 8''$). Le prix du matériau étant très élevé, la collaboration PARIS a décidé d'utiliser l'excellente résolution que confère le LaBr3, couplé à un autre cristal qui permettrait une bonne résolution aux hautes énergies. Plusieurs cristaux ont été testés et le NaI a été retenu. La configuration phoswich est donc un couplage optique entre un cristal de LaBr3 (LaBr3 : : Ce scintillateur of $2''\times 2''\times 2''$) et un cristal de NaI (NaI : :Tl scintillateur of $2''\times 2''\times 6''$).

Un des grands atout de cette configuration est que le cristal de NaI est transparent aux photons de scintillation émis par le LaBr3. De plus, un seul photomultiplicateur suffit pour collecter les signaux sur chaque phoswich. Cependant, nous verrons dans la suite que le couplage des deux cristaux entraîne certaines dégradations...

3 Quelques détails sur l'acquisition

La conversion du signal analogique en signal numérique se fait par l'intermédiaire d'une carte TNT2-D (TNT2 digitizer). Cette carte est très utilisée en spectroscopie haute résolution. Elle possède quatre voies opérant en parallèle. Chaque voie ayant une fréquence d'échantillonnage de 100MHz . Cependant, le pulse LaBr3 est caractérisé par un temps de montée très court, de l'ordre de quelques ns, ce qui implique que la fréquence d'échantillonnage est trop faible pour ce type de signaux (peu de points sont enregistrés sur la partie montante). C'est pour cela que le signal passe d'abord par un pré-amplificateur qui permet d'échantillonner sur un temps de monté plus long.

La carte démarre une acquisition à partir d'un "trigger". Un "trigger" est un seuil de déclenchement à partir duquel la carte commence à échantillonner le signal. Le choix du mode de trigger est très important, car il détermine avec quelle sensibilité l'acquisition commence, cela permet de ne pas enregistrer des fluctuations du bruit ambiant. La carte enregistre "un nombre de coups" qui augmente d'une unité à chaque trigger et possède aussi un "time stamp counter" qui fonctionne sur le même principe.

L'information sur l'énergie est extraite du signal grâce à l'algorithme de Jordanov. Cet algorithme utilise des paramètres (notamment temporels) qui peuvent être modifiés dans la carte. Un signal correspondant à un évènement peut alors être caractérisé par deux composantes (voir section 2.1) : une composante rapide (propre aux signaux LaBr3) et une composante lente (NaI). Dans le cadre de cette étude nous ne considérerons que les composantes rapides et totales.

Deuxième partie

Analyse et traitement des données expérimentales

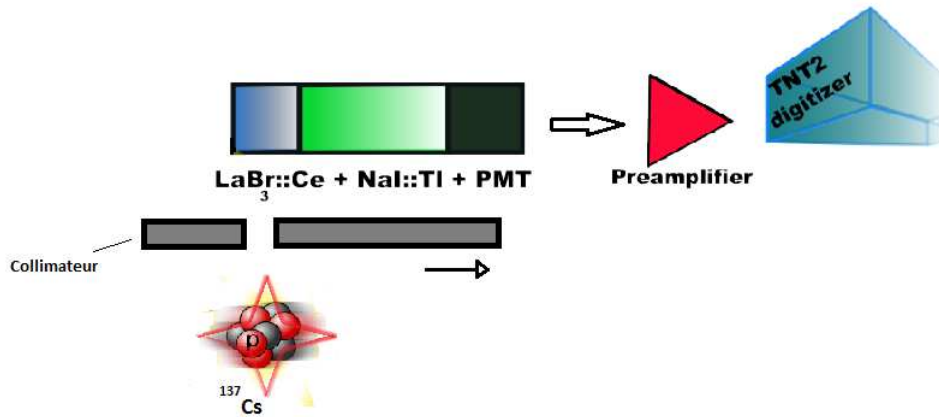


FIGURE II.1 – Dispositif expérimental complet de la source de ^{137}Cs aux cartes TNT2

Le principe de la manipulation est de réaliser un "scan" du phoswich dans son intégralité par une source collimatée de ^{137}Cs (II.1). Les rayonnements γ entrant dans le scintillateur interagissent avec la matière environnante. Les signaux de sortie sont collectés par un photomultiplicateur, pré-amplifiés, et envoyés à la carte TNT pour la numérisation.

1 Caractérisation de la source

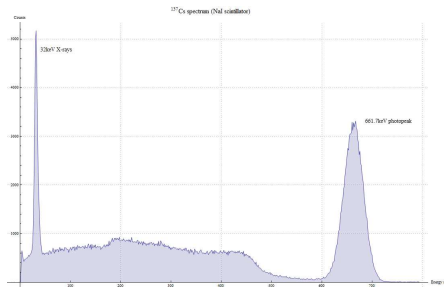


FIGURE II.2 – Spectre du ^{137}Cs mesuré avec un scintillateur NaI

Le césium 137 est l'un des isotopes du césium, il se désintègre en Baryum 137 qui retourne à son état fondamental en émettant un rayonnement γ d'énergie $E = 662\text{keV}$.

L'émission γ du ^{137}Cs est un pic de Dirac à 662keV (II.2).

La résolution permet de quantifier la précision de mesure sur la valeur de l'énergie. Un détecteur réel ne retournera jamais la valeur exacte de l'énergie du γ incident. La différence entre la valeur réelle de l'énergie et celle mesurée est liée à la résolution. Plus la résolution sera faible plus la précision de mesure sera élevée. En définissant la largeur à mi-hauteur ΔE à l'énergie E , on en déduit la formule pour la résolution du pic R :

$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (2)$$

2 Signaux caractéristiques

2.1 Signaux

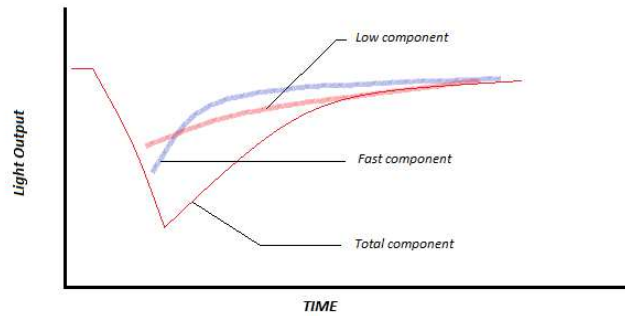


FIGURE II.3 – Forme caractéristique d'un signal de scintillation, représenté ici en négatif

Le signal de scintillation collecté par le photomultiplicateur est très spécifique. En fait, le cristal de LaBr3 seul a une seule composante de décroissance (16 ns) alors que le NaI en a deux (250 ns et 1000 ns). Ainsi, le signal du phoswich est influencé dans sa partie basse par le LaBr3 et dans sa partie haute par la première composante "rapide" du NaI. Dans la suite de l'étude, à la vue des caractéristiques de l'acquisition, nous considérerons une composante rapide (fast) et une composante totale (tot). Le temps de montée est de manière générale assez court, de l'ordre de quelques dizaines de ns. Le traitement de ces signaux par l'algorithme de Jordanov permet d'accéder à l'information sur l'énergie. Il s'agit en fait d'une intégration du signal pour obtenir la charge totale déposée par le signal électrique. On obtient ainsi deux informations sur l'énergie, nommées adc_{fast} (intégration de la composante rapide) et adc_{tot} (intégration de la composante totale).

2.2 Traitement des signaux enregistrés

Les signaux enregistrés lors de la campagne de mesures sont stockés dans des fichiers binaires, codés sous forme hexadécimale. Mon premier travail à été de décoder ces fichiers de manière à récupérer les signaux originaux et de comprendre comment ils ont été enregistrés. J'ai donc été amené à me familiariser avec le langage C++ et avec l'environnement ROOT, très utilisé en physique nucléaire et en physique des particules.

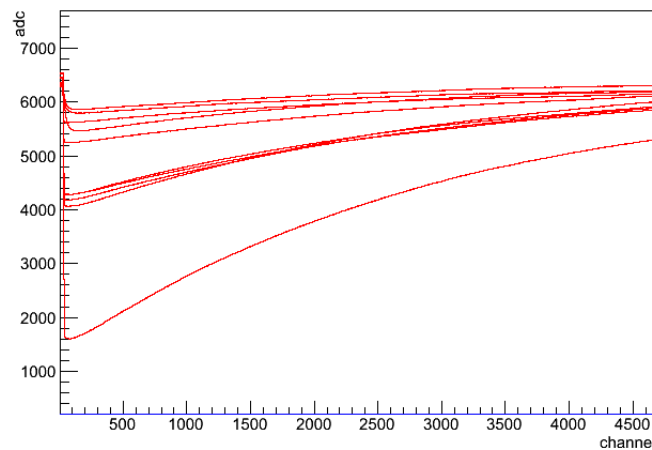


FIGURE II.4 – Exemple de quelques signaux extraits des données reçues de la campagne de mesures.

La figure II.4 montre une dizaine de signaux extraits des données expérimentales. On retrouve les caractéristiques de ces signaux de scintillation, c'est à dire un temps de montée rapide et un retour à la ligne de base par décroissance exponentielle. La ligne de base correspond au niveau "zéro" de la carte d'acquisition, c'est l'électronique du système qui la fixe, il est important d'avoir des informations sur sa valeur de manière à posséder un bon point de comparaison entre les signaux. Ces signaux nous amènent à nous poser plusieurs questions ; Quelle est la distribution de la ligne de base pour l'ensemble des signaux ? Le temps de montée est-il constant tout le long du phoswich ?

2.2.1 Distribution de la "BaseLine"

Pour répondre à la première question, j'ai isolé les valeurs de l'*adc* des 25 premiers canaux de chaque signal et réalisé la moyenne de ces valeurs. Puis les lignes de base ainsi obtenues ont été rangées dans un histogramme afin de connaître leur distribution.

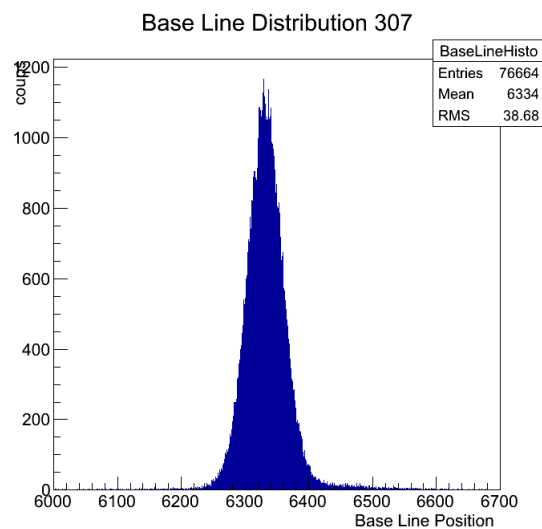


FIGURE II.5 – Distribution des valeurs de ligne de base pour l'ensemble des signaux obtenus en première position du scan (extrémité LaBr3)

Nous constatons que la distribution ainsi obtenue est Gaussienne (figure II.5), centrée sur le canal 6334. La même procédure a été réalisée pour l'ensemble des positions du scan. On obtient alors une **ligne de base moyenne** de 6345 avec un écart type $\sigma^2 = 61$. La ligne de base est donc relativement stable le long du phoswich. Ceci nous permet de comparer les signaux entre eux (de les sommer par exemple).

2.2.2 Etude des caractéristiques des signaux : temps de montée

Le temps de montée des signaux est habituellement court. De l'ordre de quelques ns pour le LaBr3 et de quelques dizaines de ns pour le NaI. Ce temps a été considéré comme invariant le long du phoswich. Des études préliminaires sur l'acquisition du signal ont permis de fixer les paramètres temporels nécessaire à l'application de l'algorithme de Jordanov. Cependant, lors de mon étude statistique des signaux, j'ai été amené à m'intéresser aux ceux donnant lieu au "photopeak".

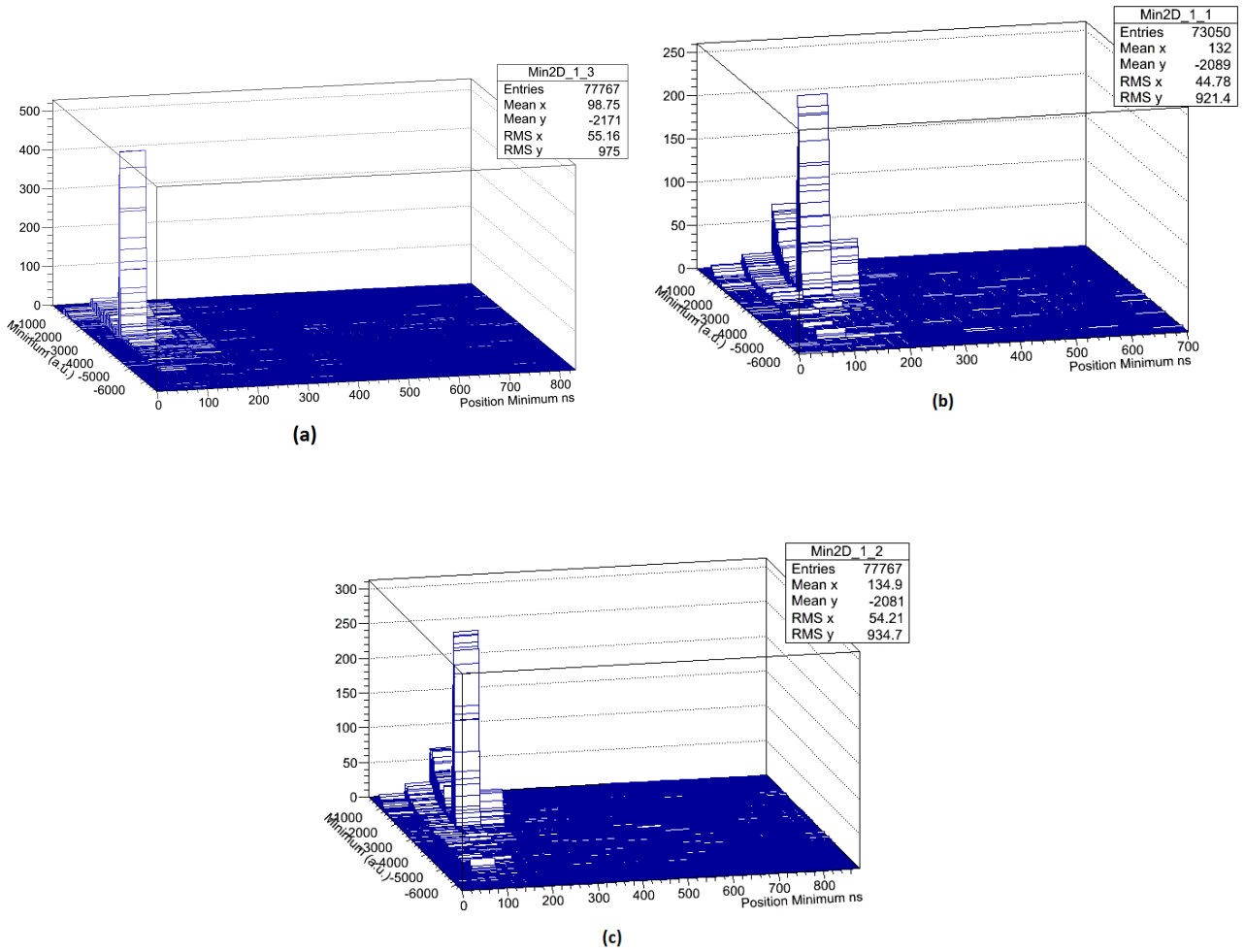


FIGURE II.6 – Tracés du minimum en fonction de la position du minimum (et nombre de coups) pour trois position de scan (figure 2) : figure (a) = position (c) , figure (b) = position (f), figure (c) = position (i)

Pour cela, j’ai choisi de raisonner sur le minimum de ces signaux (directement lié à l’amplitude en connaissant la ligne de base) ainsi que l’évolution de son abscisse. Il semblerait à première vue que les résultats soient en accord avec une évolution du temps de montée le long du scintillateur.

3 Informations sur l'énergie déposée

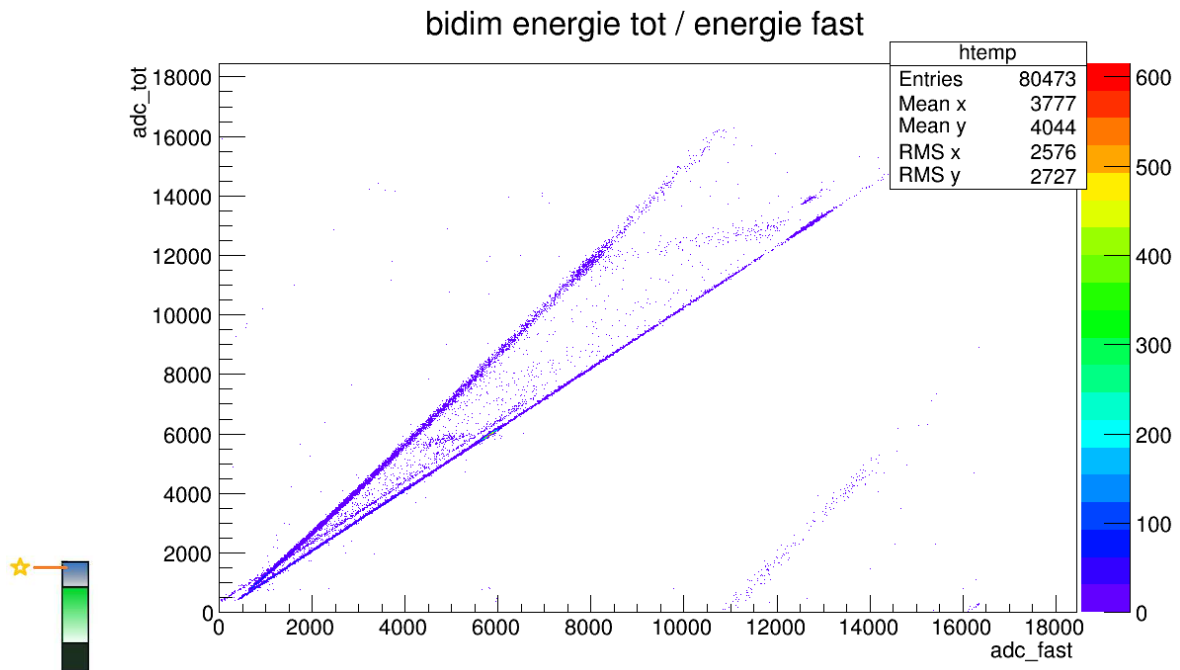


FIGURE II.7 – Diagramme bidimensionnel énergie totale versus énergie "fast". La statistique est celle de la première position de scan (Introduction figure 2, point (a))

Les deux composantes du signal sont présentes sur la figure II.7. La composante rapide est représentée sur une droite $adc_{fast} = adc_{tot}$, la composante totale est aussi une droite, de pente plus élevée puisqu'elle prend en compte la composante lente (pure NaI) du signal de telle sorte que : $adc_{tot} = adc_{fast} + adc_{low}$.

Ce "scan" ayant été réalisé sur la partie LaBr3 uniquement, on constate qu'une grande partie de la statistique est répartie sur la composante rapide du signal.

3.1 Pile-up : définition et mise en évidence

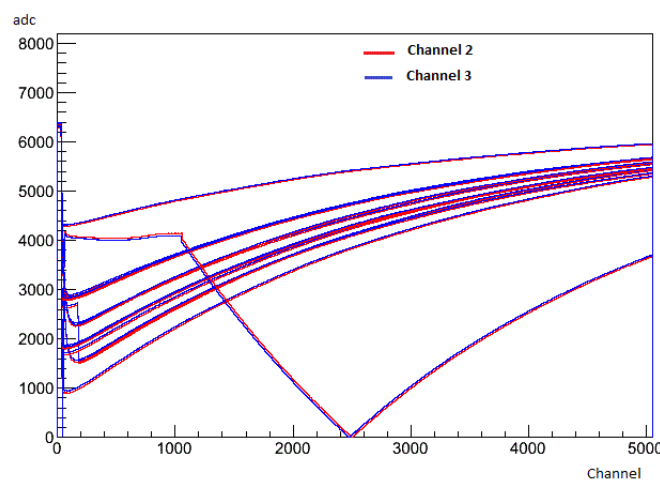


FIGURE II.8 – Relevé des signaux correspondant à la zone $adc_{fast} > 10000$ et $adc_{tot} < 8000$ sur la figure II.7. On note la présence de **pile up**

Comme nous l'avons déjà vu, l'information sur l'énergie est obtenue par traitement du signal par l'algorithme de Jordanov, ce dernier agit sur le signal comme s'il l'intégrait (calcul de la charge déposée par le signal en sortie du pré-amplificateur). Pour se faire, il s'agit de définir un paramètre temporel "court" pour la partie LaBr3 et un paramètre temporel "long" pour la partie NaI. Si la source de ^{137}Cs est trop intense, et si les temps caractéristiques des signaux sont long, alors il est possible d'avoir deux signaux issus de deux rayonnements γ consécutifs qui s'additionnent. Ce phénomène est appelé **pile up**.

Le pile up a la fâcheuse tendance d'être aisément sujet à une mauvaise interprétation. On peut croire qu'il s'agit d'un unique rayonnement γ d'énergie égale à la somme des énergies déposées dans le phoswich. En effet, si le signal électrique total reçu pour un γ unique est de la forme :

$$i(t) = I_\gamma \left[\overbrace{aN_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{f1}}\right)}^{\text{descenteLaBr3}} \underbrace{\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{r1}}\right)\right)}_{\text{partiemontanteLaBr3}} + \overbrace{bN_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{f2}}\right)}^{\text{descenteNaI}} \underbrace{\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{r2}}\right)\right)}_{\text{partiemontanteNaI}} \right] \quad (3)$$

Où les paramètres a et b sont appelés les " detector interaction weight". Ils décrivent l'énergie partagée entre les deux parties du phoswich avec comme contrainte que $a + b = 1$.

Si un second γ entre dans le détecteur peu de temps après le premier, il faut ajouter à l'équation 3 un terme spécifique au second signal, mais décalé dans le temps.

$$i'(t) = I_\gamma \left[aN_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{f1}}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{r1}}\right)\right) + bN_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{f2}}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{r2}}\right)\right) \right] + I_{\gamma'} \exp(t_0) \left[a'N'_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau'_{f1}}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau'_{r1}}\right)\right) + b'N'_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau'_{f2}}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau'_{r2}}\right)\right) \right]$$

Pour tenter d'expliquer la ligne apparente sur la figure II.7 pour des valeurs de $adc_{fast} > 10000$ et $adc_{tot} < 8000$, nous avons isolé les signaux associés. Une partie de ces signaux est visible en figure II.8, le signal central montre bien un dédoublement du pic qui semble correspondre à un pile-up.

Cependant, dans ma démarche de recherche, j'ai été amené à m'interroger sur l'origine d'un éventuel pile-up. D'autres causes peuvent-elles conduire à un tel phénomène ?

En effet, le traitement des données expérimentales ne prend en considération que les radiations émises par la source de ^{137}Cs , mais le scintillateur phoswich se trouve dans un environnement baigné de radioactivité naturelle susceptible de produire des rayonnements γ potentiellement source d'erreur sur les mesures. Cette piste n'a pas pu être explorée en raison du peu d'information dont nous disposons pour le traitement des signaux.

Si un γ incident subit l'effet Compton, il dépose son énergie un peu plus loin dans le phoswich. Sachant que la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice n est donnée par $v = \frac{c}{n}$. On en déduit la vitesse de la lumière dans le cristal de LaBr3 est $v_{LaBr3} = 146.24 \text{ mm.ns}^{-1}$ et $v_{NaI} = 162.05 \text{ mm.ns}^{-1}$. De manière générale, un photon met environ 1.27 ns pour traverser les $8''$ du phoswich. Le second dépôt d'énergie provenant du γ dévié par effet Compton étant à une distance du point d'interaction du premier γ faible devant celle du scintillateur, on peut considérer que ceci ne peut pas donner lieu à du pile-up.

3.2 Extraction des spectres

Le diagramme bidimensionnel présenté en figure II.7 présente un nombre de coups (nombre de photons détectés) maximal pour $adc_{fast} = adc_{tot} \approx 6000$. Ce point correspond à celui du "photopeak" qui est dû aux rayonnements γ qui ont déposé toute leur énergie dans le détecteur.

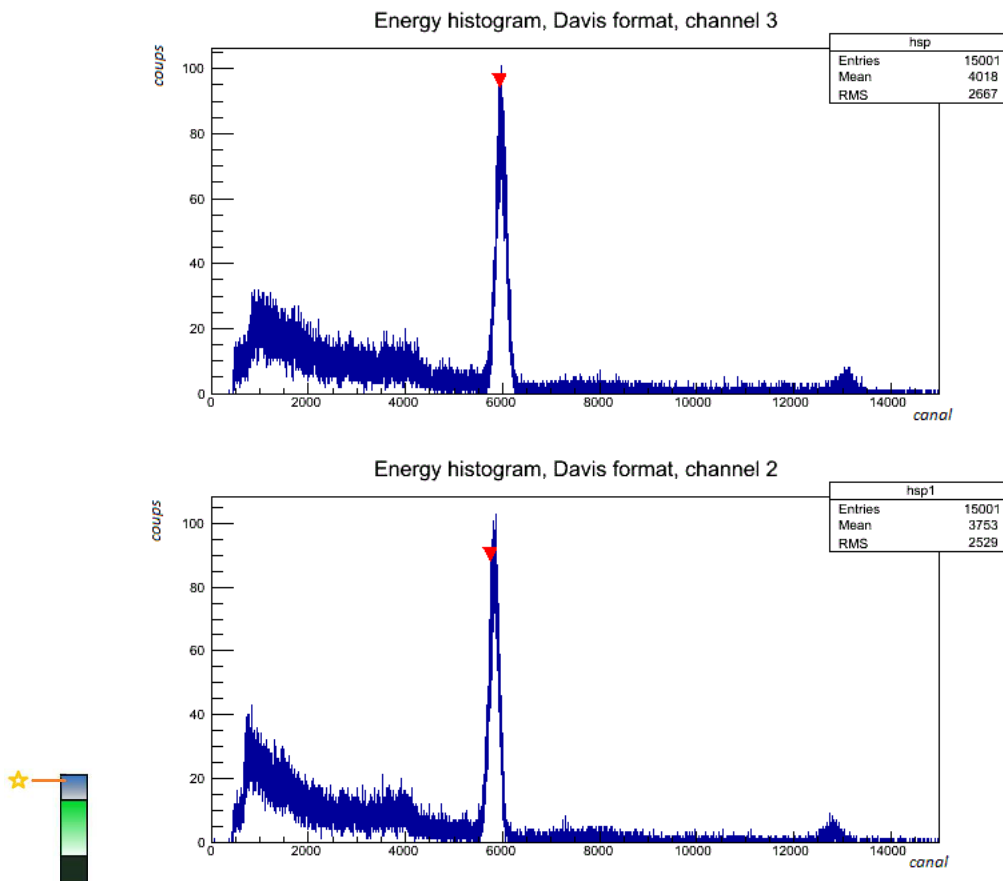


FIGURE II.9 – Spectres de scintillation calculés à partir de l’algorithme de Jordanov. Le spectre du haut correspond à la composante totale du signal, celui du bas à la composante rapide. Mesure effectuée à la première position du scan (307) dans le cristal de LaBr3

Les spectres ci-dessus sont obtenus à partir des informations sur l’énergie calculées par l’algorithme de Jordanov. Le pic principal, situé au canal 6000 correspond au ”photopeak”.

On constate la présence d’un front Compton entre les canaux 0 et 5000 (figure II.9). Ce front se situe à des énergies plus basses que celle du photopeak, ce qui confirme bien la présence de diffusion par effet Compton. Lors de la diffusion Compton, un photon incident subit une suite de chocs inélastiques. Un photon d’énergie E_1 subissant un choc est diffusé avec un angle θ et une énergie $E_2 < E_1$. Il est donc normal (et rassurant) que ces photons soient détectés avec une énergie plus basse que celle du rayonnement incident.

On constate également au niveau du canal 13000 (figure II.9) la présence d’un pic secondaire, de plus faible intensité. Ce dernier témoigne du phénomène de pile-up qui s’est produit lors de l’acquisition. Il se situe en effet à une énergie deux fois supérieure à l’énergie du rayonnement incident.

Remarque : Ce pic secondaire montre bien que le pile-up peut être traité. On confond facilement cet effet avec la présence d’un seul gamma d’énergie double !

4 Scanning

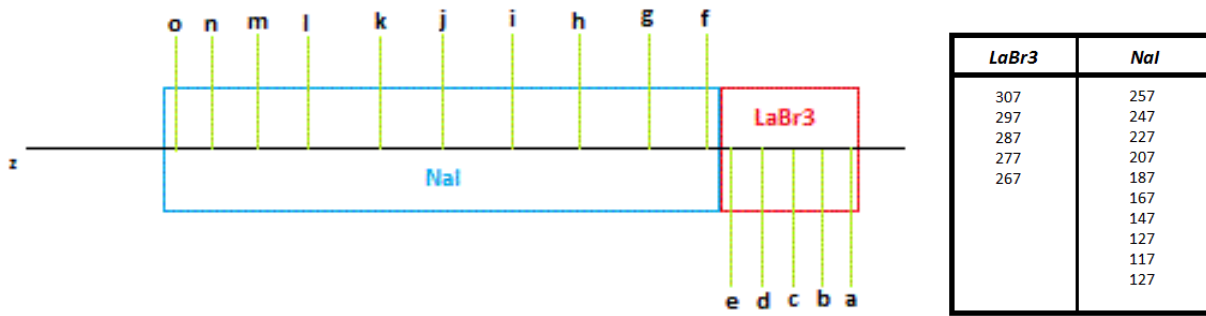


FIGURE II.10 – Lieux de scan sur le phoswich, et leur position en mm

De manière à extraire le plus d'information possible sur le transfert du signal au sein du phoswich, il convient de scanner ce dernier avec la source de ^{137}Cs et d'extraire les informations sur l'énergie (diagrammes bidimensionnels) et les spectres pour chaque position du scan (figure II.10). Plusieurs positions vont présenter des particularités, telle que la position (a) dans le LaBr3 ainsi que la frontière LaBr3/NaI aux positions (e) et (f). Ces particularités peuvent provenir d'une augmentation de l'effet Compton (a) ou d'un dépôt d'énergie suffisamment diffus pour que la scintillation se produise dans les deux cristaux à la fois (aux positions frontières principalement).

4.1 Résolution

Dès lors, il paraît nécessaire de se pencher sur certaines grandeurs susceptibles d'évoluer le long du phoswich. Les signaux dont l'énergie correspond à celle de la source se situe dans le "photopeak", ce dernier apparaissant dans les spectres, il est intéressant d'étudier l'évolution de sa forme le long du détecteur. Une première étude à donc été réalisée sur la **résolution**.

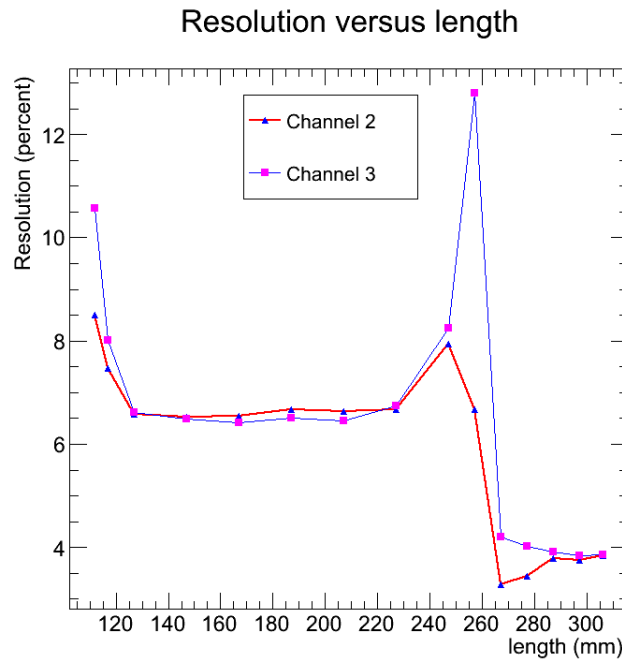


FIGURE II.11 – Tracé de la résolution en énergie pour le "photopeak" en fonction de la position du scan sur le phoswich. Channel 2 = composante "fast", Channel 3 = composante "tot".

Pour chaque spectre obtenu à une position donnée sur le phoswich, nous avons utilisé l'outil "gamaware" afin de réaliser un "fit" de la gaussienne représentative du "photopeak". Ce fit permet d'obtenir avec une meilleure précision la largeur à mi-hauteur ΔE et la position E pour le calcul de la résolution en énergie. Le graphe ci dessus (figure II.11) représente la résolution en énergie en fonction de la position pour les deux composantes du signal (rapide et totale).

Le cristal de LaBr3 nu est doté d'une excellente résolution en énergie de l'ordre 3% à 662keV. Cependant nous observons une résolution moyenne de 3.8% pour le LaBr3, 7.2% pour le NaI à 662keV (figure II.11). Il semblerait donc que le détecteur perde en résolution du fait de la configuration phoswich. On remarque également que la transition à la frontière LaBr3/NaI présente un pic de résolution assez élevée. Cela vient principalement du fait que le "photopeak" est plus déformé (et donc plus difficile à "fitter") dans cette zone du fait de dépôts d'énergie qui se font de part et d'autre dans les deux matériaux.

On constate enfin une nette augmentation de la résolution sur la partie extrême du cristal de NaI. Ceci est dû au fait que les photons de scintillations émis vers la cathode sont absorbés directement alors que ceux émis dans la direction opposée doivent parcourir une distance grande à l'intérieur du phoswich avant de revenir à la cathode.

4.2 Intensité et position

Nous avons également constaté un déplacement apparent du pic sur les spectres ainsi qu'une variation de son intensité. Les figures II.12 et II.13 montrent cette évolution.

La position du pic est, de part les caractéristiques du processus de scintillation, directement proportionnelle au nombre de photons détectés. La "brutalité" de la transition LaBr3 / NaI est donc causée par la différence de rendement de scintillation que l'on observe entre LaBr3 (63000 photons/MeV) et le NaI (30000 photons/MeV). On observe également une hausse de la position dans les parties basses de la figure II.12. En effet lorsqu'on se rapproche de la cathode en bout de NaI, la portion des photons émis dans cette direction est absorbée directement alors que les photons émis dans l'autre direction doivent traverser une partie du scintillateur avant de revenir à la cathode.

L'intensité est liée à l'efficacité "photopeak" de détection γ . Autrement dit, elle correspond au nombre d'évènements détectés. La diminution observée dans les parties basses de la figure II.13 provient de la proximité des dépôts d'énergie avec la cathode. La partie des évènements non détecté provient de rayonnements γ diffusés par effet Compton. Ces derniers ont plus de chance de sortir du détecteur sans être détectés. La même remarque peut être faite pour la première position de scan dans le cristal de LaBr3 (parties haute de la figure II.13), les γ déviés vers l'extérieur du phoswich ont peu de chances d'être détectés. La transition entre les deux cristaux est aussi marquée par une tendance à la diminution de l'intensité. Ceci est dû aux dépôts d'énergie de part et d'autre dans les deux matériaux. En effet on remarque une diminution plus marquée sur la "channel 2", ce canal correspond à la composante rapide du signal (donc pure LaBr3). A la transition entre les deux matériaux, l'énergie déposée dans le NaI impose une diminution du nombre d'évènements purs LaBr3 détectés.

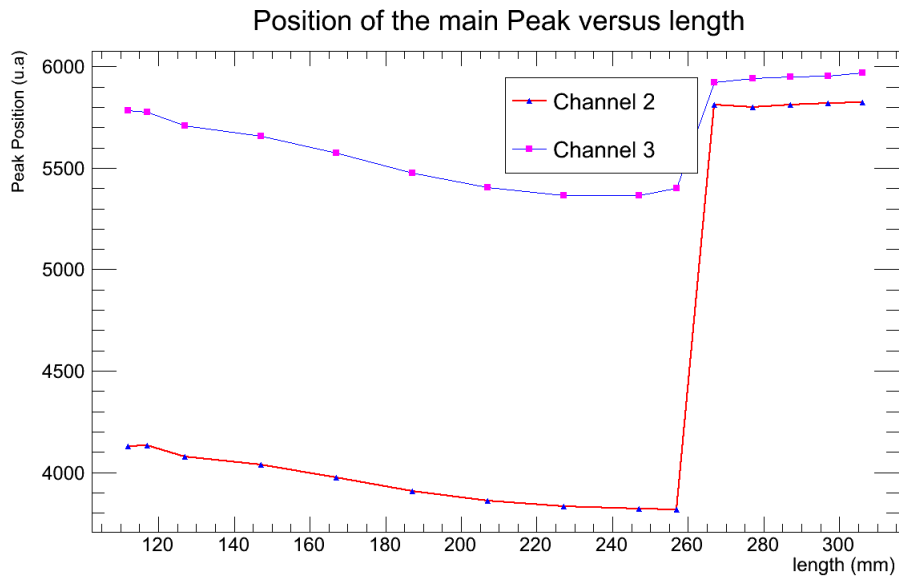


FIGURE II.12 – Evolution de la position du "photopeak" en fonction de la position du scan sur le phoswich. Channel 2 = composante "fast" , Channel 3 = composante "tot".

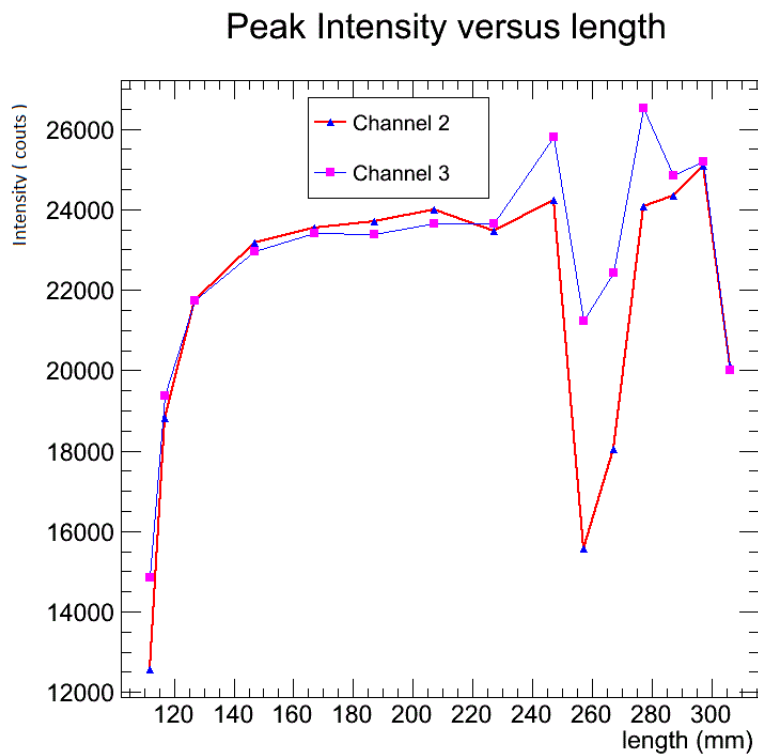


FIGURE II.13 – Evolution de l'intensité du "photopeak" en fonction de la position du scan sur le phoswich. Channel 2 = composante "fast" , Channel 3 = composante "tot".

5 Conclusion et perspectives expérimentales

L'étude expérimentale a porté sur un scanning du phoswich effectué lors d'une première campagne d'expérience. Ce scanning présente plusieurs intérêts :

- 1 Il permet de comprendre comment le signal optique est transmis le long du détecteur et ainsi de différencier les zones de scanning en fonction. Les positions "frontières" entre LaBr3 et NaI présentent des caractéristiques particulières (comme une nette augmentation de la résolution). Nous avons pu également vérifier la pertinence des algorithmes de traitement.
- 2 Il permet également de réaliser du repérage. En effet, l'utilisation finale de PARIS soumettra les phoswich à des rayonnements γ venant de face (sur la largeur du scintillateur). La pénétration du rayonnement γ dans le matériau étant variable selon l'énergie de ce dernier, il est intéressant de pouvoir repérer le lieu de dépôt de l'énergie. Nous avons pu constater une variation du temps de montée des signaux le long du phoswich, ce qui permettrait après une étude plus approfondie de réaliser un tel repérage.

Cependant, les signaux qui passent par la carte d'acquisition ont été au préalable pré-amplifiés, notamment afin que la fréquence d'échantillonnage de 100 MHz utilisée suffise pour relever quelques points sur la partie montante des signaux. Néanmoins, cette pré-amplification nous empêche d'avoir un accès direct au temps de montée.

Une prochaine campagne d'expériences a donc été initiée afin d'étudier les propriétés des signaux pour une fréquence d'échantillonnage de l'ordre de 2 GHz et sans pré-amplification.

Troisième partie

Simulations

1 Introduction

La collaboration PARIS a développé des packages spécifiques aux environnements GEANT 4 et ROOT pour simuler des événements physiques. Dans l'environnement GEANT 4, les particules sont désignées par des objets, par exemple "optical photon" pour des photons de scintillation. Les matériaux dans lesquels elles évoluent ainsi que les processus physiques auxquels elles sont sensibles sont pré-définis.

Le but de la simulation est d'obtenir des résultats "parfaits". En effet, lors de la détection d'un rayonnement γ donné, nous ne recevons de l'information sur ce dernier qu'après un grand nombre d'étapes dont nous ne maîtrisons pas toutes les composantes (les trois processus d'interaction lumière-matière, effets de bord, traitement électronique du signal, etc). En simulation, tout est maîtrisé! Les points d'interactions dans le scintillateur, la collection des photons optiques, etc.

L'objectif de cette partie est donc d'établir une simulation du scanning précédent afin d'obtenir des signaux similaires à ceux observé par l'expérience. Ceci fait, il s'agira de tenter d'observer une variation du temps de montée du signal comme cela a été remarqué dans les résultats expérimentaux.

2 Quelques paramètres de la simulation

2.1 Matériaux

Le scintillateur choisi pour la simulation est de type phoswich, composé d'un premier cristal de LaBr3 (2"x2"x2"), d'un second cristal de NaI (2"x2"x6") et d'une photocathode en aluminium. Les constantes de scintillation sont basées sur les données théoriques connues du LaBr3 et du NaI.

Matériau	Rendement de scintillation (photon/MeV)	Indice optique (à la longueur d'onde λ)
LaBr3	63000	2.05 ($\lambda = 380nm$)
NaI	38000	1.85 ($\lambda = 370nm$)

2.2 Paramètres du scanning

A la vue du nombre de photons de scintillation émis par MeV d'énergie du rayonnement γ déposée dans le matériau, un grand nombre de calculs va être nécessaire pour traiter la simulation. Nous choisissons donc un rayonnement γ incident d'énergie $662keV$. Six lieux de scanning sont choisis ; trois en début milieu et fin du LaBr3 (A, B et C sur la figure III.1) et trois en début milieu et fin du NaI (D, E et F sur la figure III.1).

Les positions de scan sont choisies de manière à ne pas soumettre une extrémité du phoswich aux rayonnements γ . La simulation est donc composée de six "run" (un par source) envoyant chacun 3000 rayonnements sur le phoswich.

3 Résultats de la simulation de scanning

3.1 Signaux

Les signaux extraits de l'arbre de données ROOT sont classés selon qu'ils sont issus du cristal de LaBr3, de NaI ou du phoswich (PW). On retrouve un de ces signaux en figure III.2. La même

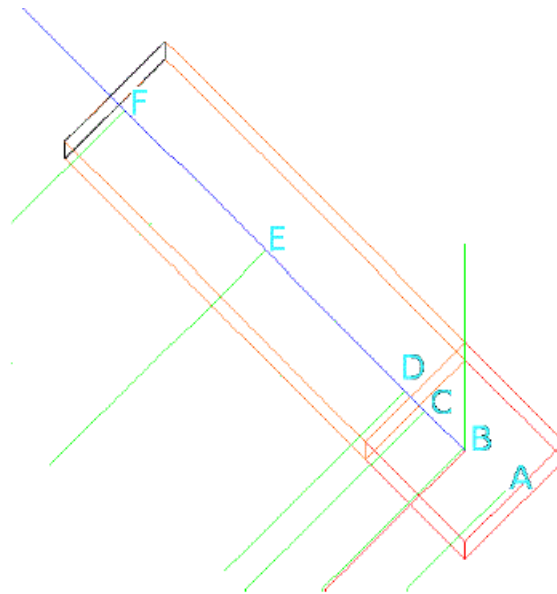


FIGURE III.1 – Représentation du phoswich et des six sources (en vert), la photocathode est visible en noir

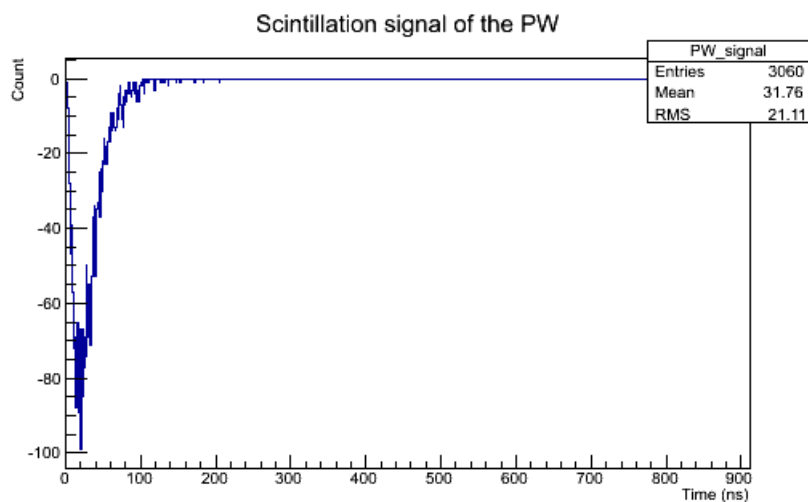


FIGURE III.2 – Exemple de signal simulé à partir de GEANT4

tendance est observée avec les signaux expérimentaux. On observe des fluctuations importantes autour du minimum de ce signal par rapport au signaux expérimentaux. Encore une fois, il semblerait que le pré-amplificateur ait tendance à lisser le signal, ce qui donne l'impression d'une statistique plus importante.

3.2 Etude des caractéristiques des signaux

La ligne de base n'ayant plus de sens ici (pas de traitement par carte électronique), la donnée du minimum des signaux suffit pour avoir de l'information sur le temps de montée. Nous avons donc tracé la distribution du minimum en fonction de la position du minimum pour chaque position du scan (voir en annexe).

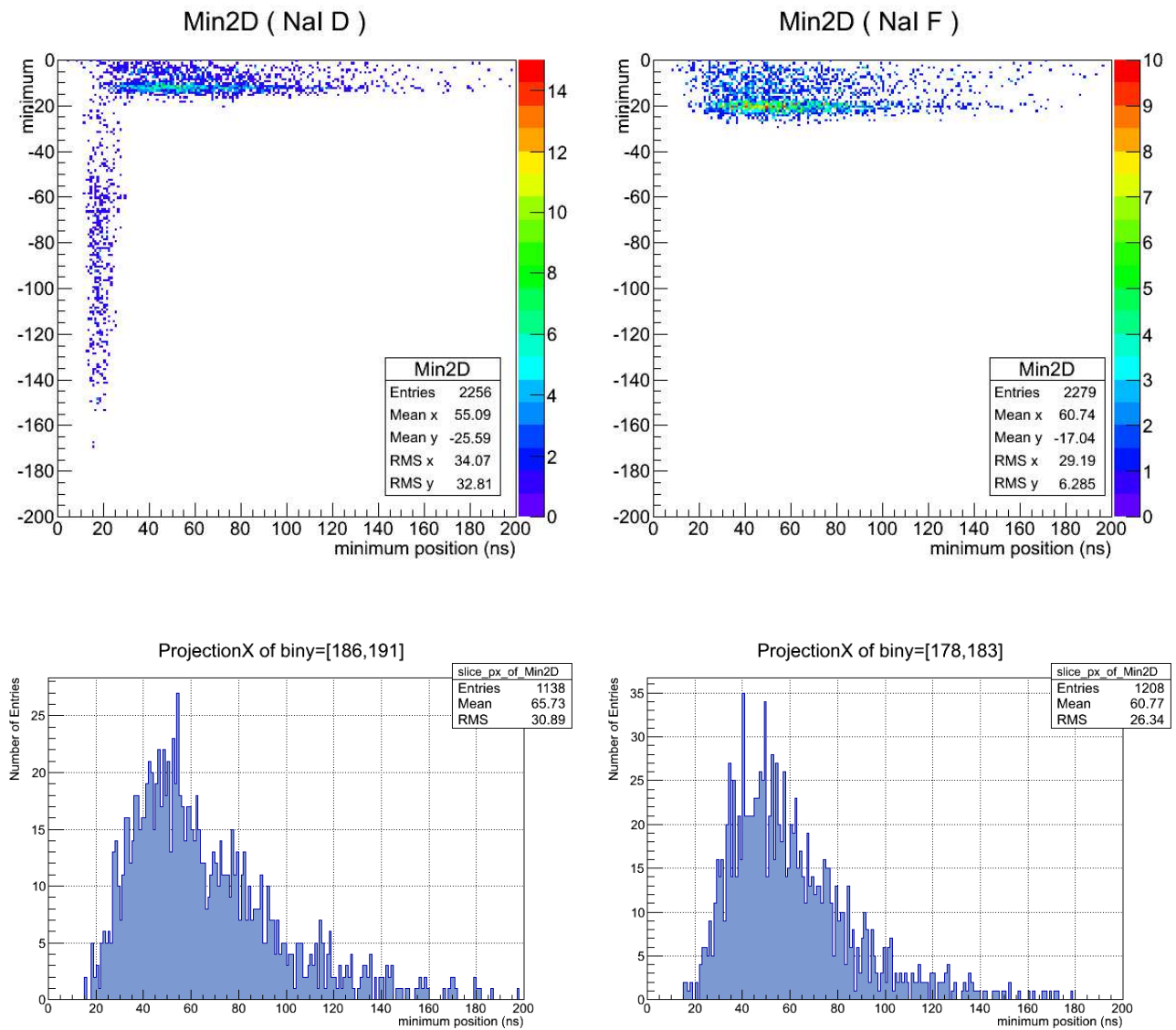


FIGURE III.3 – En haut à gauche ; diagramme bidimensionnel du minimum en fonction de la position du minimum pour un scan simulé en début du cristal de NaI (position D) . En haut à droite ; diagramme bidimensionnel du minimum en fonction de la position du minimum pour un scan simulé en fin de cristal de NaI (position F). En bas à gauche et en bas à droite, projection selon l’axe des abscisses des diagrammes bidimensionnels respectifs.

La répartition du minimum des signaux en fonction de leur position est représentée en figure III.3. On remarque dans chaque diagramme bidimensionnel une zone plus dense en points longue d’environ 40 ns pour des valeur du minimum comprises entre 15 et 20. Cette zone représente le "photopeak". Nous effectuons une projection sur l’axe des abscisses du "photopeak" afin d’en calculer la valeur moyenne. On obtient une moyenne de 65.73 ns pour le scan en position D, et 60.77 ns en position F. L’écart de 5 ns observé est en adéquation avec l’observation d’une variation du temps de montée le long du détecteur.

Conclusion Générale

[1] [2]

Références

- [1] Quang Tuyen DOAN. *Recherche de la symétrie tétraédrique dans le noyau ^{156}Gd par spectroscopie γ* . PhD thesis, Université Claude Bernard Lyon-1, Août 2006.
- [2] Marc Richer. *TNT2 Digital Pulse Processor Functionalities and TUC control software*, July 2007.

Annexes

