

Titre: Simulation et caractérisation d'un détecteur à neutrons à base d'un scintillateur liquide linear alkyl benzene (LAB) chargé en bore
Title: scintillateur liquide linear alkyl benzene (LAB) chargé en bore

Auteur: Ghaouti Bentoumi
Author:

Date: 2011

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bentoumi, G. (2011). Simulation et caractérisation d'un détecteur à neutrons à base d'un scintillateur liquide linear alkyl benzene (LAB) chargé en bore [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/634/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/634/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Guy Marleau, & Guy Jonkmans
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

SIMULATION ET CARACTÉRISATION D'UN DÉTECTEUR À NEUTRONS À BASE
D'UN SCINTILLATEUR LIQUIDE LINEAR ALKYL BENZENE (LAB) CHARGÉ EN BORE

GHAOUTI BENTOUMI

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)

AOÛT 2011

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

SIMULATION ET CARACTÉRISATION D'UN DÉTECTEUR À NEUTRONS À BASE
D'UN SCINTILLATEUR LIQUIDE LINEAR ALKYL BENZENE (LAB) CHARGÉ EN BORE

Présenté par: BENTOUMI Ghaouti

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. KENNEDY Gregory, Ph. D., président

M. MARLEAU Guy, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. JONKMANS Guy, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

M. MACHRAFI Rachid, Ph.D., Membre

DÉDICACE

À ma famille

REMERCIEMENTS

Le présent travail entre dans le cadre d'une collaboration entre l'École Polytechnique de Montréal et les laboratoires d'Énergie Atomique du Canada Limitée (EACL) à Chalk-River (CRL). Tous le travail a été effectué dans la branche de physique appliquée à EACL à Chalk-River

En tant que Directeur de cette thèse, Monsieur Guy Marleau, Professeur à l'école polytechnique de Montréal, se doit d'être remercié pour son support scientifique et financier— ses conseils, ses idées, son soutien – mais je veux aussi lui témoigner de ma gratitude pour sa confiance en moi en acceptant de m'encadrer.

Je remercie également Monsieur Guy Jonkmans, chercheur dans la branche de la physique appliquée à EACL, et co-directeur de ce travail, pour sa sympathie, sa disponibilité, ses idées et conseils, ainsi que pour son aide précieuse de tous les jours.

Mes remerciements vont à Monsieur Bhaskar Sur, Directeur la branche de la physique appliquée à EACL, pour m'avoir proposé et confié ce travail de recherche, de m'avoir accueilli durant cette maîtrise dans les locaux d'EACL et d'avoir supervisé ce travail.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Li Liqian, chercheur à AECL, pour son amitié et ces qualités humaines en premier et pour tout le travail qu'il a accompli dans ce projet. Sans son expertise en électronique et en informatique, la partie expérimentale ne pouvait se réaliser.

Je tiens aussi à remercier ceux qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail : Monsieur le Professeur Gregory KENNEDY de l'école polytechnique de Montréal, Président du Jury, et Monsieur le Professeurs Rachid MACHRAFI de l'University of Ontario Institute of Technology (UOIT), membre de ce jury.

Je tiens à remercier Monsieur Dai Xiongxin, chercheur à AECL, pour nous avoir fourni le scintillateur liquide.

Je tiens à remercier Monsieur Helmut Fritzsche, chercheur au Centre canadien de faisceaux de neutrons du CNRC, pour nous avoir donné accès au faisceau de neutron et de nous avoir aidé durant notre expérience.

Je veux aussi remercier tous les membres de la branche physique appliquée qui m'ont accueilli avec sympathie et en particulier Jennifer Schroeder, l'attachée administrative de la branche, pour sa gentillesse et son aide.

Enfin, je veux dire merci à ma famille – tous – mais surtout à ma femme, mes enfants et mes parents.

Simplement : merci à tous.

RÉSUMÉ

Un scintillateur liquide à base du solvant linéaire alkyl benzène (LAB) et chargé en bore a été conçu pour l'utilisation dans un détecteur de neutrons dans un environnement de rayons gamma. Le détecteur est rendu robuste grâce à une fibre optique qui transporte la lumière du module scintillateur à un photomultiplicateur situé à distance. Nous décrivons ici un modèle de simulation GEANT4 pour l'optimisation de la conception du détecteur. Ce modèle comprend la physique de l'interaction des neutrons avec du bore-10, la scintillation lumineuse et le transport de lumière dans la fibre optique. Toutes les composantes du détecteur sont simulées dont le scintillateur et la fibre optique. Les résultats montrent que pour un faisceau unidirectionnel de neutrons thermiques, un petit détecteur de neutrons avec une efficacité de détection de 70% peut être atteint par le chargement du scintillateur avec 4.5% de bore-10 et en utilisant une fibre optique de 2 mètres.

Le travail expérimental a permis en premier lieu de valider les calculs GEANT4 et de confirmer le principe de l'utilisation de LAB comme solvant d'un scintillateur liquide pour la détection du rayonnement nucléaire. Les mesures avec un faisceau de neutron ont permis d'observer, pour la première fois, dans le spectre énergétique un pic autour de 60 keV dû aux neutrons. Nous avons également trouvé que le scintillateur à base de LAB a une figure de mérite de 1.14 pour la discrimination entre les particules alpha et beta. Les mesures avec une fibre optique, quand à eux, ont montré la validité du concept suggéré dans ce travail même si la résolution énergétique se perd dans une telle configuration. Tous ces résultats expérimentaux montrent la possibilité de fabriquer un petit détecteur de neutrons à base du scintillateur liquide LAB qui est fonctionnel dans un fort champ de rayons gamma.

ABSTRACT

A Boron-Loaded linear alkyl benzene (LAB) liquid scintillator (LS) neutron detector has been designed to detect neutrons in a high gamma field environment. The detector is made robust by piping the light from a remotely located LS module to the photomultiplier using an optical fibre. Here we describe a GEANT4 based simulation model to optimize the design of the LS detector. This model includes the physics of neutron interaction with Boron-10, light scintillation by the LAB and light transport in the optical fiber. All the detector components including the scintillator and the light guide are simulated. The results show that for unidirectional beam of thermal neutrons, a small detector with 70 % neutron detection efficiency can be achieved by loading the LAB with 4.5% Boron-10 and by using a 2 meter optical fibre. The simulated output results are compared to actual measurement.

The experimental work validates the GEANT4 calculations and confirms the principle of the use of LAB as a solvent of a liquid scintillator to detect nuclear radiation. In the measurements with a neutron beam, we have observed, for the first time, a peak around 60 keV due to neutrons. We also found that the scintillator-based LAB has a figure of merit of 1.14 for the discrimination between alpha and beta particles. Measurements with an optical fiber showed the validity of the concept suggested in this work even if the energy resolution is lost in such configuration. All these results show the possibility of manufacturing with the liquid scintillator-based LAB, a small neutron detector functional in a strong field of gamma rays.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ	VI
ABSTRACT.....	VII
TABLE DES MATIÈRES	VIII
LISTE DES TABLEAUX.....	XI
LISTE DES FIGURES.....	XII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XVI
LISTE DES ANNEXES.....	XVII
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 THÉORIE GÉNÉRALE	7
1.1 Interaction du neutron	7
1.1.1 Diffusion élastique – (n, n)	8
1.1.2 Diffusion inélastique – (n, n γ).....	10
1.1.3 Transmutation – (n, p) ou (n, α)	11
1.1.4 Capture radiative – (n, γ)	11
1.1.5 Section efficace des neutrons	12
1.2 Interaction des rayons gamma	15
1.2.1 Effet photoélectrique.....	15
1.2.2 Effet Compton	16
1.2.3 Création de pairs électrons-positrons.....	17
1.2.4 Section efficace des rayons gamma	18
1.3 Interaction des particules chargés	19

1.3.1	Perte spécifique de l'énergie :	20
1.3.2	Parcours de la particule chargée dans un milieu :	22
1.3.3	Courbe de Bragg	24
CHAPITRE 2	LA SCINTILLATION	27
2.1	Physique de la scintillation	28
2.2	Relation entre la scintillation et l'énergie de la particule chargée	33
2.2.1	Molécules organiques	35
2.3	Montage expérimental des scintillateurs	39
2.4	Discrimination entre neutron et rayon gamma	42
2.4.1	Discriminations basée sur la taille du scintillateur.....	43
2.4.2	Discrimination basée sur la forme temporelle de l'impulsion	46
CHAPITRE 3	MODÈLES DE SIMULATION D'UN DÉTECTEUR À NEUTRON	49
3.1	GEANT4.....	49
3.1.1	Modèles et processus physiques.....	50
3.1.2	Définition de la géométrie et des matériaux	51
3.1.3	Définition du faisceau de particules primaires	52
3.2	La simulation GEANT4.....	52
3.3	Choix de la géométrie	53
3.3.1	Simulation de la capture des neutrons	57
3.3.2	Simulation de la création et du transport des photons optiques	63
3.3.3	Couplage fibre optique cylindre	65
3.3.4	Effet de la réflectivité de la surface interne du cylindre	66
3.3.5	Effet de la hauteur du cylindre	68
3.4	Conclusion sur la simulation GEANT4	69

CHAPITRE 4 PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE ET ANALYSE DES DONNÉES	71
4.1 Méthode expérimentale	71
4.2 Calibration du détecteur.....	74
4.3 Validation des calculs GEANT4	78
4.4 Mesure avec deux sources : alpha et beta.....	80
4.4.1 Compréhension du système d'acquisition	81
4.5 Pulse Shape Discrimination.....	85
4.6 Mesure avec neutron	93
4.7 Mesure avec fibre optique	97
CONCLUSION	100
RÉFÉRENCES	103
ANNEXE	107

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1: Perte spécifique d'énergie et parcours de l'électron dans l'eau	22
Tableau 1-2: Perte spécifique de l'énergie et parcours de la particule alpha dans l'eau	23
Tableau 2-1: Quelques scintillateurs inorganiques avec leurs propriétés les plus importantes.	30
Tableau 2-2: Caractéristiques de quelques scintillateurs organiques commerciaux. Les scintillateurs BC-XX sont de la compagnie Saint-Gobain [19] et EJ-XX sont de la compagnie Eljen [20].	32
Tableau 2-3: Nombre de photons générés par MeV pour quelques scintillateurs organiques commerciaux.....	33
Tableau 2-4: Exemples de mixage solvant - soluté.....	36
Tableau 3-1: Effet du couplage de la fibre optique au cylindre sur l'efficacité de comptage des photons optiques.	66
Tableau 3-2: Efficacité de la collecte des photons pour différentes réflectivités totales (R _{tot}), spéculaire (R _s) et diffuse (R _d). Le cylindre a un rayon de 1 mm et une hauteur de 2 cm. La fibre a un rayon de 1 mm et une longueur de 2 mètres.....	67

LISTE DES FIGURES

Figure 0.1: Description du fonctionnement du détecteur à neutron à base du gaz He-3.....	3
Figure 1-1: Diffusion élastique des neutrons par un noyau atomique	9
Figure 1-2: Diffusion inélastique des neutrons par un noyau atomique	10
Figure 1-3: Sections efficaces du neutron pour différentes réactions avec différents noyaux. Cette figure est prise de la référence.	13
Figure 1-4: Illustration de l'effet photoélectrique. Cette figure est tirée de la référence.	16
Figure 1-5: Illustration de l'effet Compton.	17
Figure 1-6: Sections efficaces macroscopiques des rayons gamma avec le cristal NaI.	19
Figure 1-7: Parcours des particules électron, proton et alpha dans l'eau liquide.....	24
Figure 1-8: Courbe de Bragg typique pour un proton d'énergie initiale de 110 MeV dans l'eau. Cette courbe est prise de la référence [13].	25
Figure 1-9: Courbe de Bragg typique pour une particule alpha d'énergie initiale de 5.49 MeV dans l'air. Cette courbe est prise de la référence.	26
Figure 2-1: Les différentes classes de scintillateurs	28
Figure 2-2: Schéma des transitions électroniques dans une molécule organique.	29
Figure 2-3: Gap des matériaux inorganiques.	30
Figure 2-4 : Nombre de photons créés dans un scintillateur pour un electron et une particule alpha pour differentes énergies.	34
Figure 2-5: Spectre d'émission du LAB pur et du LAB avec des molécules de PPO et POPOP. Cette figure est prise de la référence [19].	38
Figure 2-6: Optimisation de l'émission d'un scintillateur à base d'un solvant aromatique en fonction de la concentration de PPO (-), PBD (---) et p-terphenyl (--) . Figure adaptée de la référence [11].	38
Figure 2-7: Illustration d'un photomultiplicateur.	40

Figure 2-8: Diagramme du montage expérimental.	41
Figure 2-9: Circuit RC utilisé pour la collecte de l'impulsion électrique.	41
Figure 2-10: illustration d'un scintillateur dans un champ de flux parallèle de neutrons et de rayons gamma.	43
Figure 2-11: Comparaison entre nombre de photons optiques produits par un neutron et un rayon gamma dans le scintillateur organique à base de LAB.	45
Figure 2-12: Variation temporelle de l'émission optique du Stilbene pour différentes particules. Cette figure est prise de la référence [11].	47
Figure 2-13: Description du rapport entre partie rapide et queue de l'impulsion.	47
Figure 3.1: Illustration du concept du détecteur à neutron retenu dans ce projet.	55
Figure 3.2 : Simulation de la capture des neutrons par le bore-10 contenu dans le scintillateur liquide.	58
Figure 3.3 : Zoom autour de la capture des neutrons par le bore-10.	58
Figure 3.4: Efficacité de capture des neutrons en fonction de la concentration de B-10. Le rayon du cylindre et l'énergie des neutrons sont prises constantes à 2.5 mm et 0.025 eV respectivement. La concentration du bore-10 est donnée par rapport à la masse de LAB. Dans ce graphique, 1% correspond au bore naturel et 4.5% au bore enrichi à 90% en bore-10.	60
Figure 3.5: Efficacité de capture des neutrons en fonction du rayon du détecteur. La fraction massique de B-10 et l'énergie des neutrons sont prises constantes à 4,5% et 0,025 eV respectivement.	61
Figure 3.6: Efficacité de capture des neutrons par rapport à leur énergie. L'enrichissement en B-10 et le rayon du cylindre sont supposés constants à 4.5% et 2.5 mm respectivement.	62
Figure 3.7: (Couleur) Vue panoramique de la simulation de la capture des neutrons par le bore-10 et la production et le transport des photons optiques du scintillateur vers la fibre optique. Les lignes vertes indiquent le trajet des neutrons, les jaunes celles des rayons gamma et les lignes bleus indiquent le trajet des photons optiques. Dans cette figure, un gap existe entre le cylindre et la fibre optique.	64

Figure 3.8: Variation de l'efficacité de collection des photons et de leurs nombre sur le PMT en fonction de la hauteur du cylindre contenant le LAB. Les résultats sont pour un faisceau de neutrons de taille infinie et un cylindre avec une réflexion totale de 98%, dont 70% est spéculaire.....	69
Figure 4-1: Schéma illustrant l'expérience pour le test du détecteur à rayonnement à base du scintillateur.....	72
Figure 4-2: Configuration typique d'un détecteur de rayonnement. Le diamètre et la hauteur de la cellule sont 50.8 et 70.62 mm respectivement.....	74
Figure 4-3: Exemple d'impulsion obtenue après numérisation par le convertisseur ADC SIS3320	75
Figure 4-4: Histogramme du nombre d'occurrence des valeurs de la surface sous l'impulsion pour trois différentes sources gamma.....	76
Figure 4-5: Calibration du système de détection.....	77
Figure 4-6: Comparaison entre les spectres énergétiques obtenus par simulation GEANT4 et par mesure expérimentale (carré) dans le cas du scintillateur LAB exposé à une source de cobalt-60.....	79
Figure 4-7: Chaine de décroissance du Thorium 232. Cette figure est prise de la référence [36].	81
Figure 4-8: Mesure du rayonnement alpha avec le scintillateur chargé en Pb-212.....	82
Figure 4-9: Spectre énergétique montrant les deux pics alpha à 6.208 et 8.95 MeV. Ce spectre a été obtenu dans une acquisition de 10 heures en utilisant le scintillateur chargé en Pb-212.	84
Figure 4-10: Exemple de deux impulsions alpha et beta générées par le scintillateur LAB chargé de Pb-212.....	86
Figure 4-11: Histogramme du temps séparant les deux impulsions alpha et beta.	87
Figure 4-12: Comparaison entre les impulsions beta et alpha produites par le scintillateur LAB chargé. Les impulsions sont normalisées par rapport à leurs maximums pour comparaisons.	88
Figure 4-13: Rapport R brut des surfaces en fonction de la surface totale de l'impulsion dans le cas alpha et beta.	90

Figure 4-14: Distribution de l'énergie de la particule beta résultant de la désintégration de Bi-212. Cette distribution a été obtenue par la simulation GEANT4.....	90
Figure 4-15: Rapport R moyen des surfaces en fonction de la surface totale de l'impulsion dans le cas alpha et beta	92
Figure 4-16: Schéma décrivant l'expérience utilisant des neutrons thermiques produits dans le réacteur NRU et le long de la ligne D3.	94
Figure 4-17: Spectres d'énergies dans différentes conditions de neutron et de gamma. Ces spectres sont enregistrés avec le scintillateur chargé en bore naturel à 5% et le système DAQ.....	96
Figure 4-18: Montage expérimental utilisant la source d'Am-241 et une fibre optique	97
Figure 4-19: Spectre énergétique enregistré en utilisant une fibre optique et le scintillateur chargé Pb-212	98
Figure 4-20: Spectre énergétique enregistré en utilisant une fibre optique et le scintillateur excité avec une source alpha d'Am-241.	99

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

La liste ci-dessous englobe les sigles et abréviations utilisés dans le mémoire ainsi que leur signification :

LAB	LINEAR ALKYL BENZENE
PPO	2,5-Diphenyloxazole
Bis-MsB	1,4-Bis(2-methylstyryl)benzene
PSD	Pulse Shape Discrimination
PMT	Photomultiplicateur
HV	High voltage
EACL	Énergie atomique du Canada limitée
CERN	European Organization for Nuclear Research
KEK	High Energy Accelerator Research Organization -Japan
ADC	Convertisseur Analogique digital
DAQ	Data Acquisition
NRU	National Research Universal reactor
NIST	National Institute of Standards and Technology

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 : EXEMPLE DE CODE GEANT4	107
ANNEXE 2 : PROGRAMME POUR LA CONFIGURATION DU CONVERTISSEUR ADC SIS3320115.....	115

INTRODUCTION

Le terme rayonnement désigne le processus de transfert d'énergie impliquant une particule porteuse. Selon la nature électrique de cette dernière, 2 classes se présentent: les particules chargées et les particules neutres. Le rayonnement chargé inclus les électrons et les particules lourdes chargées alors que pour le rayonnement neutre, on retrouve les photons (rayonnement électromagnétique) et les neutrons.

Les électrons (positifs ou négatifs) peuvent être produits lors de la désintégration nucléaire d'un noyau (désintégration β) et les électrons énergétiques émis par des processus physiques atomiques comme l'effet photoélectrique et la création des pairs électron-positron. La catégorie des particules lourdes chargées inclus tous les ions qui ont une masse atomique supérieure à celle de l'électron, comme le proton, la particule α et les produits de fission. Dans la catégorie du rayonnement électromagnétique, on trouve les rayons x, les rayons γ et la lumière. L'origine de ce rayonnement électromagnétique peut être le noyau lors de son réarrangement interne, comme c'est le cas des rayons gamma, ou il peut provenir des couches atomiques, comme c'est le cas des rayons x et de la lumière. Dans la dernière catégorie il y a les neutrons, qui nous intéressent plus particulièrement dans cette étude, et sur lesquels nous nous concentrerons maintenant.

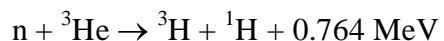
Le neutron est une particule subatomique qui ne possède pas de charge et a une masse à peu près égale à celle du proton, soit 1.675×10^{-27} Kg. Les neutrons sont considérés comme étant rapides s'ils ont des énergies supérieures à 1 eV, sinon on suppose qu'ils sont thermiques. Dans ce travail, nous nous intéressons uniquement aux neutrons thermiques, qui sont d'une très grande importance en physique des réacteurs nucléaires.

Les sources de neutrons sont variées et incluent [1] :

- Fission spontanée : Les noyaux plus lourds que l'uranium ont une probabilité assez élevée de se fissionner de façon spontanée tout en produisant des neutrons. C'est le cas par exemple du Californium 252.
- Fission thermique stimulée : un neutron thermique entrant en collision avec des noyaux fissiles (uranium 235, uranium 233, plutonium 239 et plutonium 241) peut le scinder et produire des neutrons. Ce processus est la source majeure des neutrons dans les réacteurs nucléaires à neutrons thermiques.
- Fission rapide stimulée : un neutron rapide entrant en collision avec des noyaux lourds (tous les actinides) peut le scinder et produire des neutrons. Ce processus est la source majeure des neutrons dans les réacteurs nucléaires rapides.
- Radio-isotope : une particule alpha provenant d'un isotope instable est dirigée vers une cible pour produire un neutron via l'interaction (α , n). Les choix de la source alpha et de la cible (béryllium 9 par exemple) sont multiples.
- Photo-génération : Quand une source gamma, d'énergie très élevée, excite le béryllium 9 ou le deutérium, il peut en résulter un neutron.

Depuis la découverte du neutron en 1932 par James Chadwick, l'homme n'a pas cessé de lui trouver des applications. Même si bon nombre d'entre elles avaient un but militaire, la majorité des applications ont un but civil et contribuent au progrès de l'humanité. Ils couvrent plusieurs domaines, comme la production d'énergie électrique, l'aérospatial, l'automobile, les matériaux, la biologie, la médecine et les applications en science fondamentale [2].

Ces applications requièrent souvent l'utilisation d'un détecteur afin de quantifier la population et l'énergie de ces neutrons. Jusqu'à présent le détecteur à neutron le plus efficace et le plus largement utilisé est celui à base de l'hélium 3 (He-3). Comme le montre la Figure 0.1, ce détecteur fonctionne selon le principe suivant. Avec une section efficace de 5330 barns, un neutron thermique incident sur un cylindre rempli du gaz hélium 3 produit un proton et un triton via la réaction nucléaire suivante :



Sous l'effet d'un haut voltage entre la paroi du cylindre (cathode) et un fil métallique placé dans l'axe central du cylindre (anode), les électrons produits par le proton et le triton accélèrent et produisent par avalanche des milliers d'électrons. Le courant électrique généré par ces particules chargées et collecté par le système d'acquisition est proportionnel au flux neutronique.

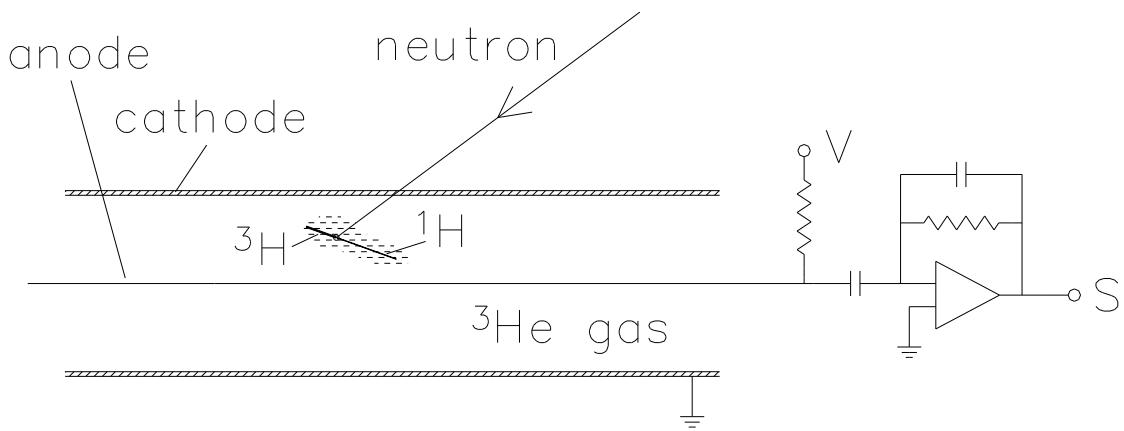


Figure 0.1: Description du fonctionnement du détecteur à neutron à base du gaz He-3.

La disponibilité limitée de l'hélium 3 (abondance naturelle de 0.000137 % atomique) et son usage extensif dans ce type de détecteur ont fait que les stocks d'hélium 3 sont en voie d'épuisement [3]. Cela a poussé plusieurs nations à interdire son exportation et son prix sur le marché mondial a flambé.

Dans plusieurs laboratoires du monde, les recherches se sont accélérées pour trouver des solutions de rechange à ces détecteurs. Plusieurs idées ont été explorées. Une d'entre elle consiste en la construction d'un détecteur à base d'un scintillateur et qui est sensible aux neutrons. On sait depuis longtemps que certains matériaux émettent de la lumière suite à leurs excitations par un rayonnement approprié. L'idée est de remplacer l'hélium 3 par un mélange de noyaux sensibles aux neutrons et un scintillateur. Les produits de l'interaction nucléaire exciteront le scintillateur

et donnent naissance à des photons optiques. À l'aide d'un photomultiplicateur ces derniers seront convertis en une impulsion électrique.

Un obstacle majeur se dresse devant cette idée : les scintillateurs sont en général sensibles à toute sorte de rayonnement incluant les rayons gamma (présents partout). Toute solution proposée pour résoudre ce problème doit augmenter la probabilité d'interaction des neutrons dans le scintillateur et diminuer celle des rayons gamma. Cela est possible par deux moyens :

- Géométrique : réduire le volume du scintillateur au minimum.
- Physique : utiliser le fait que l'émission optique du scintillateur dépend temporellement du type de rayonnement excitant.

Ainsi dans le présent travail, nous proposons une étude sur un détecteur neutronique à base du scintillateur liquide : Linear-Alkyl-Benzène (LAB) chargé en bore. Il est constitué de deux parties reliées entre elle par une fibre optique :

- Le scintillateur chargé en bore : le rôle du bore est de capturer le neutron en se basant sur la réaction (n, α) du bore 10. L'énergie résultante de cette interaction nucléaire est transférée ensuite au scintillateur pour produire des photons optiques.
- La partie électrique : formée par le photomultiplicateur (PMT) qui reçoit les photons optiques par fibre et les transforme en une impulsion électrique mesurable.

La partie sensible au rayonnement a une taille millimétrique afin d'être transparente au rayonnement gamma. La clé de la réussite de ce détecteur est dans la géométrie réduite du détecteur et aussi dans le scintillateur. Nous espérons retrouver au moins les caractéristiques suivantes dans ce dernier :

- Haute efficacité pour la détection du rayonnement neutronique : il faut tenter d'augmenter et, la section efficace de capture des neutrons et, l'émission optique du scintillateur.

- Une rapide décroissance de l'émission optique. Cela favorise des applications à haute cadence.
- Une réponse optique différente selon le type de rayonnement. Ainsi, il sera possible de déterminer le type de la particule responsable de l'émission optique.
- Faible coût et disponibilité.
- Haute tolérance aux rayonnements.

Plusieurs étapes sont nécessaires pour le développement d'un tel détecteur à neutron. Il y a la partie étude de la capture des neutrons dans le scintillateur et l'optimisation de sa taille. Il y a aussi la partie production et transport de la lumière jusqu'au PMT. Avec la géométrie complexe envisagée pour notre détecteur, une étude analytique est impossible. C'est pourquoi il a été important de simuler sa géométrie dans un code de transport de rayonnement. Le rôle de chaque composante du détecteur a été examiné. Nous avons utilisé le progiciel GEANT4 pour simuler le détecteur de neutrons à base de LAB chargé en bore. Ce logiciel permet à la fois de simuler l'interaction des rayonnements avec la matière et la production et le transport des photons optiques.

Le but de la simulation est de déterminer les paramètres optimaux pour le détecteur de neutron. Ces paramètres serviront par la suite à la fabrication du détecteurs. Une autre étape importante avant de procéder à la construction du détecteur, est celle de la validation des calculs GEANT4 et la caractérisation expérimentale du scintillateur LAB.

Dans ce mémoire nous présentons notre travail sur le design et l'optimisation d'un petit détecteur à neutron à base du scintillateur liquide LAB chargé avec du bore. Dans le chapitre 1 nous exposerons les bases théoriques de l'interaction du rayonnement avec la matière. Dans le chapitre 2, il sera question de la scintillation. Sans entrer dans les détails, nous donnerons dans ces deux premiers chapitres, les connaissances nécessaires et utiles à la compréhension des résultats de simulation du détecteur neutronique et à l'interprétation des données expérimentales obtenues. Le chapitre 3 est consacré entièrement à la simulation GEANT4. Les différents résultats obtenus ainsi que leurs implications sur le design du détecteur neutronique seront

discutés. Dans le dernier chapitre nous présenterons la validation expérimentale de nos simulations GEANT4 en utilisant un modèle simple. Il y sera aussi question de la caractérisation du scintillateur LAB par différente sorte de rayonnement. Enfin nous présenterons les résultats obtenus avec une réalisation préliminaire du détecteur neutronique envisagé.

Nous fermerons ce mémoire par une conclusion sur les résultats les plus importants obtenus dans ce projet. Quelques idées pour la continuité de ce projet seront suggérées.

CHAPITRE 1 THÉORIE GÉNÉRALE

Deux types d'interactions avec la matière sont possibles pour les neutrons [4]. Premièrement, le neutron peut être diffusé par un noyau. Une partie de son énergie cinétique est alors transférée au noyau dit de recul. Ce mécanisme d'interaction domine lors de collisions avec des noyaux légers tels que l'hydrogène et le deutérium. Deuxièmement, le neutron peut provoquer une réaction nucléaire et produire des protons, des particules alpha, des rayons gamma ou des fragments de fission. Ce mode d'interaction est plus probable pour des noyaux lourds.

L'interaction des neutrons avec la matière ne produit pas directement d'électrons ou de photons optiques. Le processus de détection des neutrons commence donc lorsque les neutrons interagissent avec les noyaux et produisent une ou plusieurs particules chargées. Celles-ci sont soumises au mécanisme de perte d'énergie continue à travers des interactions essentiellement Coulombiennes. Elles libéreront des électrons et des photons optiques qui sont beaucoup plus faciles à détecter. Le signal électrique produit par ces dernières particules élémentaires peut alors être traité et on peut en tirer des informations pertinentes sur le neutron initiant la réaction.

Le bon fonctionnement du détecteur dépend essentiellement de la manière avec laquelle le neutron interagit avec la matière de la partie sensible du détecteur. La compréhension des mécanismes physiques fondamentaux est donc importante pour la conception de tout détecteur. Dans ce chapitre nous exposons les différents types d'interaction des neutrons, particule primaire que nous cherchons à détecter, des rayons gamma et des particules chargées avec la matière. Sans entrer dans les détails, nous donnerons les grandes lignes qui nous seront utiles pour la compréhension et l'interprétation des résultats obtenus dans ce travail. Plus d'information est disponible dans les différentes références citées dans ce chapitre.

1.1 Interaction du neutron

Les neutrons sont capables d'interagir par le biais d'une des quatre interactions fondamentales: électromagnétique, nucléaire faible, nucléaire forte et l'interaction

gravitationnelle [5]. L'interaction électromagnétique n'est considérée que pour les neutrons de très hautes énergies (ce sont alors les quarks qui composent le neutron qui entrent en interaction avec la matière). La force gravitationnelle sur le neutron est si petite qu'elle est généralement ignorée dans la plupart des expériences de physique des particules. L'interaction faible se manifeste dans la désintégration en un proton, électron et antineutrino. De ces quatre forces, c'est l'interaction forte qui est la plus importante et dominante. Elle est responsable de la liaison des trois quarks du neutron dans une seule particule. La force forte résiduelle est également responsable de la liaison de neutrons et de protons dans les noyaux. Cette force nucléaire joue un rôle important lorsque les neutrons traversent la matière.

Contrairement aux photons ou aux particules chargées, les neutrons ne peuvent pas perdre d'énergie par l'ionisation des atomes (interaction électromagnétique très faible des quarks due à la charge nulle du neutron). Le neutron se déplace donc à travers la matière jusqu'à ce qu'il entre en collision avec un noyau. Pour cette raison, le rayonnement neutronique est très pénétrant.

De nombreux types de réactions sont possibles entre un neutron et un noyau. La probabilité pour chacune des réactions de se produire dépend du noyau et est également très sensible à l'énergie des neutrons. Les quatre principaux processus d'interaction neutron-noyau sont décrits ci-dessous, les deux premiers sont des réactions de diffusion tandis que les deux derniers sont des réactions d'absorption [1,6].

1.1.1 Diffusion élastique – (n, n)

Comme il est illustré à Figure 1-1, lors d'une collision élastique, un neutron diffuse sur un noyau et lui transfère une partie de son énergie. Par conséquent tous les deux rebondissent dans des directions et à des vitesses différentes de ce qu'ils avaient initialement. La quantité d'énergie transférée du neutron au noyau dépend de la masse du noyau et de l'angle sous lequel le noyau est frappé par le neutron. Il est également possible que, le neutron soit absorbé, puis réémis par le noyau tout en conservant l'énergie cinétique globale du système. En outre, étant donné que le neutron n'est pas chargé, il n'est pas affecté par la présence du nuage électronique des atomes.

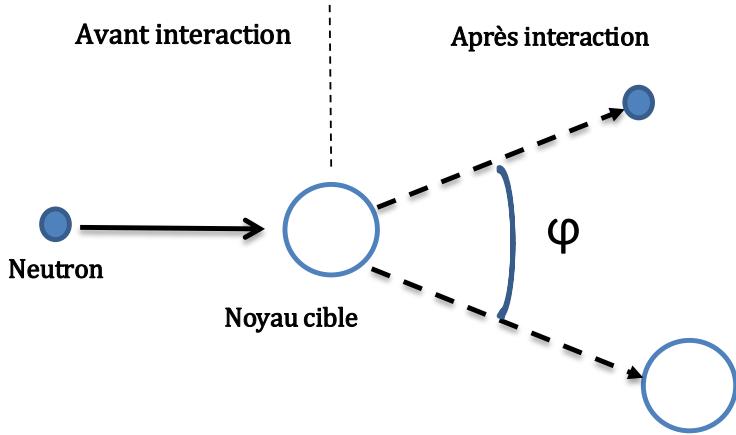


Figure 1-1: Diffusion élastique des neutrons par un noyau atomique

La relation non-relativiste entre l'énergie E du neutron avant collision et celle après collision E' peut se résumer dans la relation suivant, exprimée dans le référentiel du laboratoire [7]:

$$\frac{E'}{E} = \frac{1+A^2+2A\cos\varphi}{(A+1)^2} \quad (\text{Équation 1.1})$$

où A est la masse atomique du noyau et φ est l'angle entre le neutron et le noyau après interaction. On peut noter que plus le noyau impliqué est léger, plus il est efficace pour ralentir les neutrons. En d'autre terme, le neutron transfert par collision élastique plus d'énergie à un noyau léger qu'à un noyau lourd. C'est la raison pour laquelle on utilise l'eau (légère ou lourde) pour ralentir les neutrons dans un réacteur nucléaire, et des matériaux plastiques, de forte densité en hydrogène (Téflon, Polycarbonate...), pour ralentir les neutrons dans des expériences de spectroscopie neutronique exigeant des neutrons lents.

1.1.2 Diffusion inélastique – ($n, n\gamma$)

Quand un neutron entre en collision avec un noyau, il est possible qu'il soit absorbé pour former un noyau composé excité. Comme illustré à la Figure 1-2, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est transformée en énergie d'excitation au noyau qui pourra se désexciter par la suite en émettant un ou plusieurs rayons gamma. Un tel procédé est considéré comme une diffusion inélastique des neutrons car il n'y a pas de conservation d'énergie cinétique lors de la collision du système initial [7]. Le rayonnement gamma émis lors de cette interaction est caractéristique du noyau.

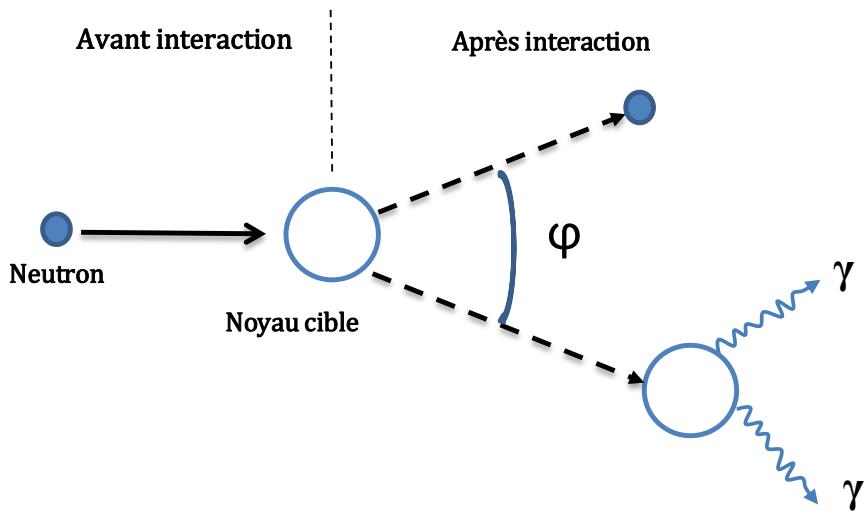
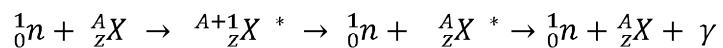


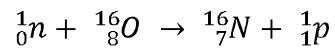
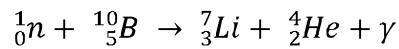
Figure 1-2: Diffusion inélastique des neutrons par un noyau atomique

Ce type d'interaction est dominant pour la plupart des cas d'interaction des neutrons rapides avec des noyaux lourds. Nous pouvons résumer cette interaction dans l'équation suivante :



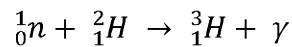
1.1.3 Transmutation – (n, p) ou (n, α)

Dans le cas d'une réaction de transmutation, un noyau composé excité est formé par l'absorption d'un neutron. Après désexcitation, une particule chargée est émise. Elle l'est généralement sous la forme d'un proton ou d'une particule alpha. Contrairement à la précédente interaction, le noyau initial est transformé en un noyau d'un élément différent. Des exemples de cette réaction sont l'absorption d'un neutron par le bore-10 et l'oxygène-16 [1] :



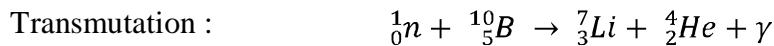
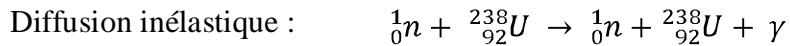
1.1.4 Capture radiative – (n, γ)

Pour qu'une interaction neutron-noyau soit classée comme capture radiative, le noyau composé formé en absorbant un neutron, doit se désexciter en émettant un ou plusieurs rayons gamma d'énergies bien spécifiques. C'est la réaction nucléaire la plus commune et conduit à la formation d'un isotope du noyau initial. Autrement dit, le nouveau noyau a le même nombre de protons mais un nombre différent de neutrons. Un des exemples de la capture radiative est l'absorption d'un neutron par du deutérium pour former du tritium [1] :



1.1.5 Section efficace des neutrons

En résumé, les quatre exemples d'interactions dominantes qu'un neutron peut subir sont représentés par les réactions nucléaires suivantes :



Il existe d'autres types d'interactions dont nous n'avons pas parlé [7]. Une d'entre elle est la fission nucléaire. L'interaction du neutron avec des noyaux lourds impairs comme ${}^{235}U$ et ${}^{239}Pu$ peut provoquer la fission de ces derniers. À haute énergie la fission peut se dérouler aussi avec les noyaux pairs comme ${}^{238}U$ alors que cette réaction est peu probable à basse énergie. Ces interactions sortent du cadre de ce travail, et c'est pourquoi nous n'entrons pas dans leurs détails.

Chacune des réactions énumérées ci-dessus pour le neutron a une probabilité finie de se produire qui est décrite par une section efficace. On parle alors de section efficace de diffusion élastique, de diffusion inélastique, de transmutation ou de capture radiative. La section efficace est une donnée microscopique et est exprimée par noyau. Elle est notée par le symbole grec σ et son unité traditionnelle est le barn qui vaut 10^{-24} cm^2 . Un indice est placé après σ pour différencier la section efficace des différentes interactions. Des exemples de sections efficaces sont donnés dans la Figure 1-3 pour différentes sortes de réactions neutronique et avec plusieurs types de noyaux.

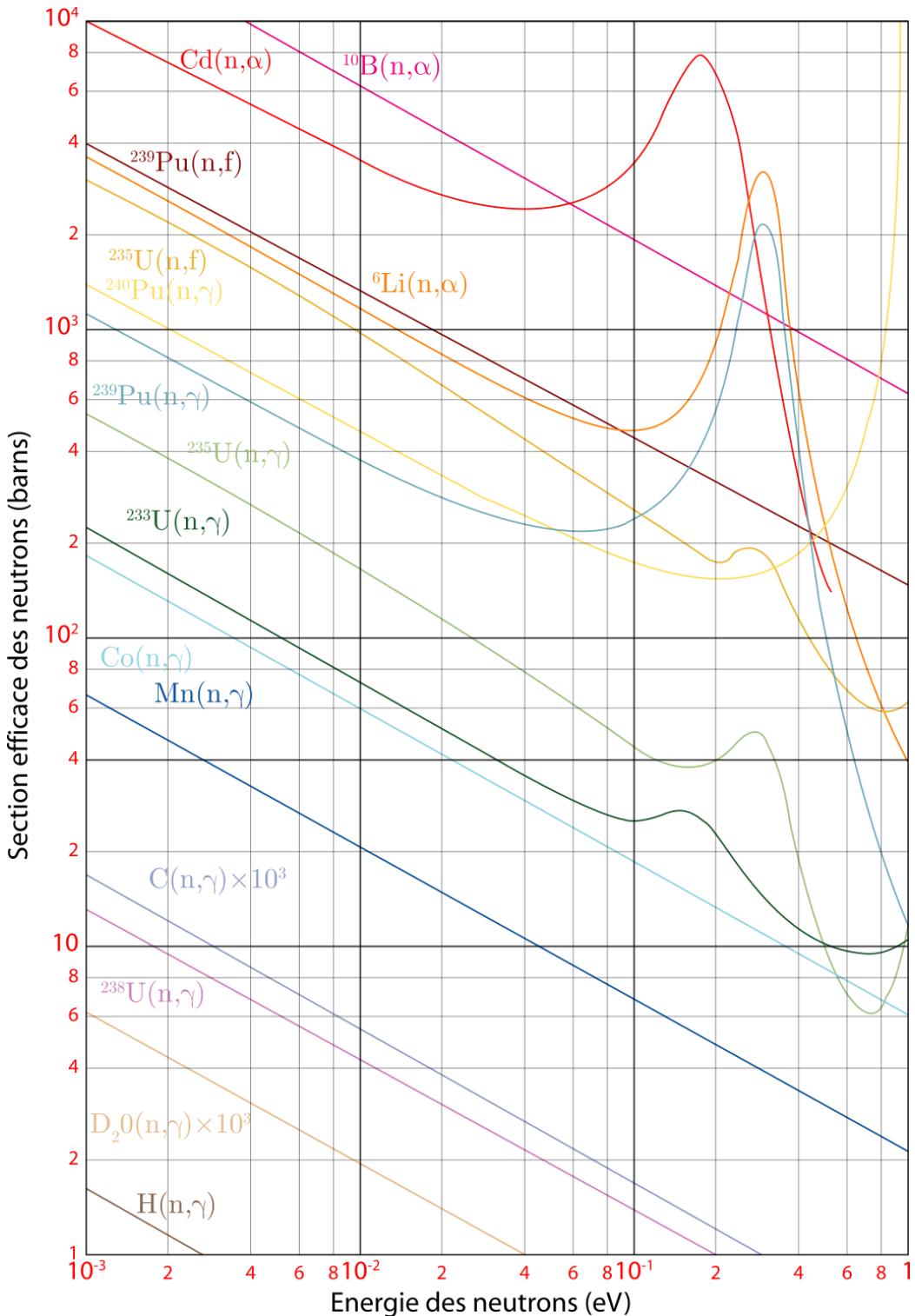


Figure 1-3: Sections efficaces du neutron pour différentes réactions avec différents noyaux. Cette figure est prise de la référence.

Comme on peut le constater sur la Figure 1-3, la section efficace varie beaucoup avec l'énergie du neutron, le noyau cible et le type d'interaction. Par exemple pour un neutron thermique (0.025 eV), elle vaut près de 3840 barns pour l'interaction ^{10}B (n, α) et 1000 barns pour l'interaction ^6Li (n, α). Pour un neutron de 1eV et pour ces mêmes réactions, elle est réduite à 6 barns et à 1.5 barns respectivement.

Dans la pratique, on utilise la section efficace macroscopique Σ qui est définie par :

$$\Sigma = N\sigma \quad (\text{Équation 1.2})$$

où N est la densité des noyaux du matériau en interaction avec les neutrons. Σ a la dimension inverse de la longueur (cm^{-1}). La section efficace macroscopique totale est la somme de toutes les sections efficaces macroscopiques des différentes interactions possibles :

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_{elastique} + \Sigma_{inelastique} + \Sigma_{capture} + \dots$$

Cette grandeur physique traduit l'atténuation linéaire d'un faisceau de neutron par un matériau. Ainsi après avoir traversé un matériau d'épaisseur l , l'intensité initiale I_0 d'un faisceau de neutron se réduit à :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\Sigma_{tot} \cdot l} \quad (\text{Equation 1.3})$$

Toutes les réactions possibles du neutron sont caractérisées par un transfert d'énergie totale des particules initiales aux particules finales. Pour la diffusion élastique on est en présence uniquement de transfert d'énergie cinétique. Elle est sous forme électromagnétique quand elle est emportée par des rayons gamma, et cinétique quand elle est transportée par les particules chargées. C'est cette dernière qui nous intéresse le plus dans le cas des détecteurs de neutrons [1]. Elle est la plus susceptible d'être déposée dans le milieu impliqué dans l'interaction avec le neutron. Un détecteur à neutrons efficace est celui qui a à la fois une grande section efficace et un transfert d'énergie élevée. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant.

1.2 Interaction des rayons gamma

Les rayons gamma sont un rayonnement électromagnétique qui prend comme origine le noyau. Ils sont émis lors d'une désintégration d'un noyau ou de sa désexcitation lors des transitions nucléaires internes. Ces photons gamma sont très énergétiques et leurs énergies varient d'un peu moins de 100 keV à quelques MeV. Comparativement aux particules alpha et beta, ils sont très pénétrant dans la matière et leurs pouvoir d'ionisation est faible.

L'interaction des rayons gamma avec la matière est décrite par cinq mécanismes: l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la production de paires, la diffusion de Rayleigh et la photodésintégration [1]. Les deux derniers mécanismes ne sont pas particulièrement pertinents lorsqu'on examine la réponse d'un détecteur à des rayons gamma d'énergie moyenne.

1.2.1 Effet photoélectrique

Comme illustré à la Figure 1-4, un électron de la couche interne de l'atome cible est éjecté quand un faisceau gamma interagit avec lui. Dans cette réaction, le photon gamma disparaît complètement et l'électron est éjecté avec une énergie E_e égale à l'énergie incidente du faisceau gamma ($h\nu$) moins l'énergie de liaison de l'électron E_b et l'énergie de recul de l'ion. Dans cette interaction, une émission d'un rayon X est possible si l'électron éjecté est celui des couches atomique interne.

On appelle cette opération d'extraction de l'électron par un rayonnement gamma, l'effet photoélectrique. C'est une réaction à seuil. L'effet photoélectrique est dominant à des énergies de rayons gamma faible (<100 keV) et pour des atomes de grand nombre Z. Il n'y a pas de relation analytique simple pour décrire l'effet photoélectrique, cependant le coefficient d'interaction photoélectrique, noté τ , peut se résumer dans la relation suivante [1] :

$$\tau(cm^{-1}) \sim Z^n / (h\nu)^{3.5} \quad (\text{Équation 1.4})$$

où n est un facteur entre 4 et 5.

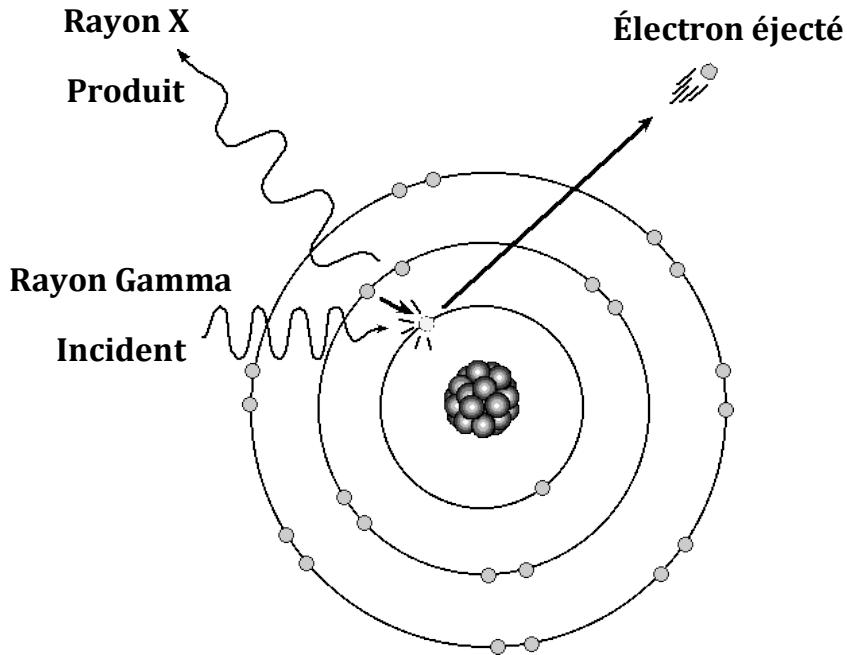


Figure 1-4: Illustration de l'effet photoélectrique. Cette figure est tirée de la référence.

1.2.2 Effet Compton

L'effet Compton, ou la diffusion Compton, a lieu lors de la collision de rayons gamma avec un électron faiblement lié. Contrairement à l'effet photoélectrique, le rayon gamma incident n'est pas complètement absorbé, il est plutôt dévié avec une énergie plus faible sous un angle θ et l'électron cible est diffusé sous un angle Φ comme montré dans la Figure 1-5. L'énergie de l'électron Compton est égale à l'énergie incidente du rayon gamma moins l'énergie du rayon gamma diffusé ($h\nu - h\nu'$). L'effet Compton est dominant à des énergies de rayons gamma moyen (> 100 keV et < 2 MeV), qui est l'intervalle d'émissions des radio-isotopes. Le coefficient d'interaction, noté σ , est donnée par [1] :

$$\sigma \text{ (cm}^{-1}\text{)} \sim Z/h\nu \quad (\text{Équation 1.5})$$

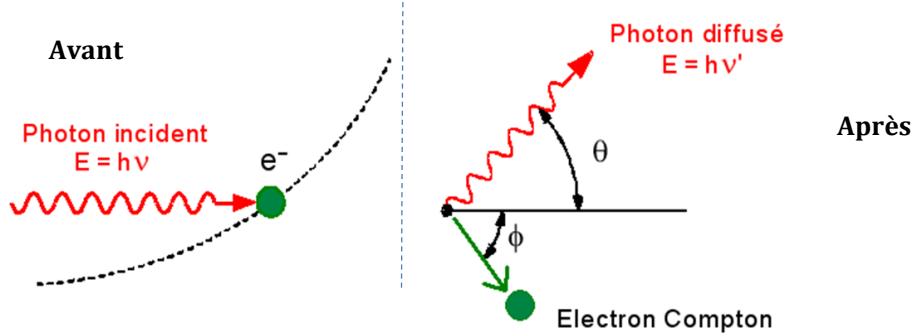


Figure 1-5: Illustration de l'effet Compton.

Puisque tous les angles de diffusions sont possibles avec à peu près la même probabilité, l'énergie transférée à l'électron peut varier de zéro à une bonne portion de l'énergie initiale du photon gamma. L'expression qui relie le transfert d'énergie et l'angle de diffusion peut être dérivée simplement en écrivant les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. On peut montrer que l'énergie du photon diffusé est donnée par [1] :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (\text{Équation 1.6})$$

où $m_0 c^2$ est la masse de l'électron au repos (0.511 MeV). Un minimum d'énergie est transféré quand $\theta = 0$ et le maximum d'énergie est transféré lorsque $\theta = \pi$.

1.2.3 Création de pairs électrons-positrons

Quand un rayon gamma de haute énergie passe à proximité du noyau d'un atome et interagit avec son champ électromagnétique intense, il y a une forte probabilité pour qu'il soit complètement transformé en une paire électron-positron. En raison de la conservation de la masse et de l'énergie, l'énergie minimale requise pour la production de paires est la masse de la paire positron-électron, soit 1.022 MeV. Cet effet va dominer à des énergies de rayons gamma très

élevées (> 2 MeV). La probabilité de cette interaction croît avec l'énergie des photons et le carré du nombre Z de l'atome cible. Le coefficient d'interaction, noté κ , peut être approximé par [1] :

$$\kappa(cm^{-1}) \sim Z^2(h\nu - 1.022) \quad (\text{Équation 1.7})$$

1.2.4 Section efficace des rayons gamma

La probabilité totale d'interaction d'un rayon gamma avec un milieu donné est la somme des probabilités de ces trois interactions. Elle est notée :

$$\mu = \tau + \kappa + \sigma$$

Cette probabilité d'interaction, obéit à une cinétique de premier ordre. Ainsi, la variation du flux des rayons gamma en fonction de la distance x parcourue dans le matériau est donnée en forme différentielle par :

$$\frac{dI}{dx} = -\mu I$$

ou en forme intégrale comme :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} \quad (\text{Équation 1.8})$$

Un exemple de la section efficace totale des rayons gamma pour le cristal d'iodure de sodium (NaI) en fonction de l'énergie est illustré à la Figure 1-6. Cette figure a été tracée en utilisant des valeurs de sections efficaces fournies par la base de données XCOM de NIST [8]. Dans cette même figure, les contributions de l'interaction photoélectrique et Compton sont également incluses.

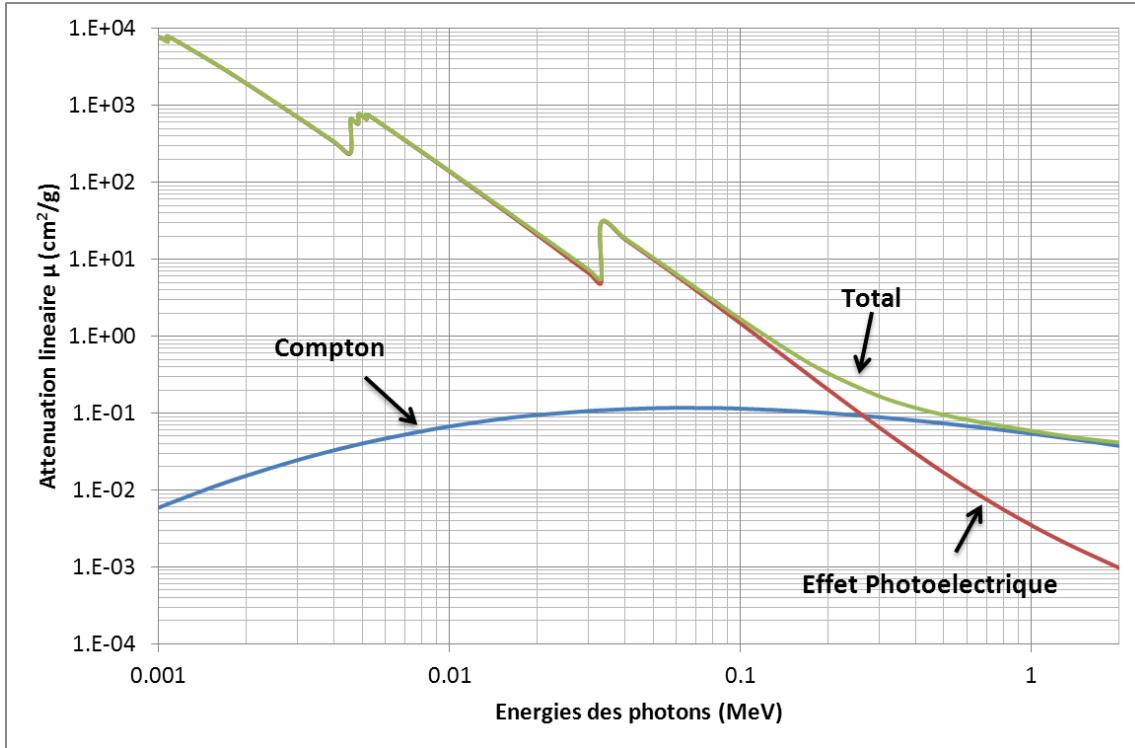


Figure 1-6: Sections efficaces macroscopiques des rayons gamma avec le cristal NaI.

1.3 Interaction des particules chargées

Nous avons vu dans les deux sections précédentes, que l'interaction du neutron ou du rayonnement gamma avec la matière peut mener à la production de particules chargées. Il peut aussi bien s'agir de particules légères comme un électron ou de particules plus lourdes comme un proton, une particule alpha ou un noyau lourd. Dans leurs fonctionnements, tous les détecteurs de neutrons exploitent les particules chargées émises suite à des collisions entre les neutrons et la matière. Il est donc très important d'étudier l'interaction de ces particules chargées avec la matière.

Les particules chargées (électrons, protons, alphas, etc.) vont interagir avec les molécules de différentes façons [1,9,10]. Ils interagissent avec la matière principalement via la force coulombienne. L'interaction avec le noyau (interaction Rutherford) est aussi possible, mais la probabilité est tellement faible qu'elle peut être ignorée pour des applications pratiques.

Une fois la particule lourde chargée créée, elle interagit en même temps avec plusieurs électrons liés à l'atome. Par conséquent elle est ralentie et les électrons liés subissent une impulsion. Dépendamment de l'intensité de l'impulsion, l'électron lié peut aussi bien être excité vers une autre orbite atomique comme il peut être arraché complètement de l'atome. Le maximum d'énergie qu'une particule chargée peut transférer vers un électron lié est $4Em_0/m$ [1] où m est la masse de la particule chargée lourde et m_0 la masse de l'électron. À cause du faible taux de transfert d'énergie que ceci implique, une particule chargée doit subir plusieurs collisions avant de ralentir complètement. Le long de son parcours, il y aura un grand nombre d'électrons atomiques à qui elle transférera de l'énergie. Ceci va se traduire en une production importante d'ions lourds, de molécules excitées, de radicaux libres, de particules secondaires (dispersés ou nouvellement créées), et en l'augmentation de l'énergie des molécules (en forme de vibration, rotation, et cinétique) [11]. Le type de processus (chimique et/ou physique) qui prendra place dépend de l'intensité de l'excitation et des molécules du milieu traversé par la particule chargée. Ces effets sont très locaux et se restreignent aux environs du trajet de la particule chargée. À cause de son caractère local, la majorité des molécules dans le matériau ne seront pas affecté. Pour mieux quantifier ces interactions, plusieurs grandeurs physiques seront introduites ci-après.

1.3.1 Perte spécifique de l'énergie :

La perte spécifique d'énergie S pour une particule chargée est simplement définie comme étant la différence d'énergie (perte d'énergie) de cette particule divisée par la distance parcourue dans le milieu traversé [1] :

$$S(E) = - \frac{dE}{dx} \quad (\text{Équation 1.9})$$

Ce facteur traduit le taux de perte de l'énergie par la particule dans un milieu donné. Plus ce coefficient est grand, plus vite la particule chargée est ralentie. Il a été démontré que S augmente quand la vitesse de la particule diminue. Dans le cas des particules chargées lourdes, la

formule classique pour S est connue sous le nom de la formule de Bethe et s'écrit comme suit [1] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB \quad (\text{Équation 1.10})$$

où

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

Dans cette expression v et ze sont la vitesse et la charge de la particule chargée. N et Z sont la densité et le nombre atomique du milieu absorbant, m_0 est la masse de l'électron au repos et e la charge électronique. Le paramètre I représente la moyenne du potentiel d'ionisation du milieu absorbant.

Dans le cas où la particule chargée est un électron, la perte spécifique de l'énergie a une expression un peu différente [1] :

$$-\frac{dE}{dx} c = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_0 v^2} (A - B + C) \quad (\text{Équation 1.11})$$

où

$$A = \ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2 (1 - \beta^2)}$$

$$B = \ln 2 \left(2(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} - 1 + \beta^2 \right),$$

$$C = (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} (1 - (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}})^2$$

Les paramètres dans cette équation ont la même signification que dans l'équation précédente et $\beta \equiv v/c$.

Les deux équations précédentes traduisent la perte d'énergie par interaction coulombienne. Pour les électrons, il existe un autre mode de perte d'énergie; c'est la perte par rayonnement qui est communément appelé Bremsstrahlung. Ce mode de perte est d'autant important quand l'énergie de l'électron augmente ou le nombre de protons du matériau traversé est grand. On peut le résumer dans l'équation suivante [1] :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ}{137m_0^2c^4} \left(Z+1 \right) e^4 \left(4 \ln \frac{2E}{m_0 c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (\text{Équation 1.12})$$

Ce mode de perte d'énergie n'est pas significatif devant le mode de perte par interaction coulombienne et il n'est pris en considération que pour les matériaux de nombre de protons élevés.

1.3.2 Parcours de la particule chargée dans un milieu :

Comme il a été discuté plus haut, la particule chargée perd continuellement de l'énergie jusqu'à ce qu'elle soit stoppée par le milieu traversé. La distance nécessaire pour ralentir complètement la particule chargée est appelée parcours de la particule. Elle dépend à la fois de l'énergie de la particule chargée et de la densité et de la nature chimique du milieu traversé [11]. Dans les Tableau 1-1 et Tableau 1-2, nous rapportons respectivement quelque valeurs, prises de la littérature, de la perte spécifique d'énergie et du parcours pour un électron dans l'eau et pour une particule alpha dans l'air.

Tableau 1-1: Perte spécifique d'énergie et parcours de l'électron dans l'eau.

Énergie de l'électron (keV)	Perte spécifique d'énergie (keV/ μm)	Parcours (μm)
0.1	33.2	0.0030
0.5	18.6	0.0196
10	2.3	2.5
480	0.207	1650

Tableau 1-2: Perte spécifique de l'énergie et parcours de la particule alpha dans l'eau

Énergie de l'électron (MeV)	Perte spécifique d'énergie (keV/ μm)	Parcours (μm)
1	181	6.8
3	107	21.5
5	77	43.8
8	55	90.5

Le parcours de la particule et la dissipation de l'énergie sont étroitement liés. Plus vite la particule perd de l'énergie, plus faible sera son parcours dans le milieu absorbant. Également, le parcours de la particule est réduit considérablement quand la charge de la particule augmente. Ceci est dû à l'augmentation de la force coulombienne. Ainsi et comme le montre la Figure 1-7, pour la même énergie, un proton est stoppé dans une distance plus courte que l'électron mais nettement plus grande que pour une particule alpha. Cette figure a été tracée en utilisant des valeurs de sections efficaces fournies par les bases de données estar, pstar et astar de NIST [12].

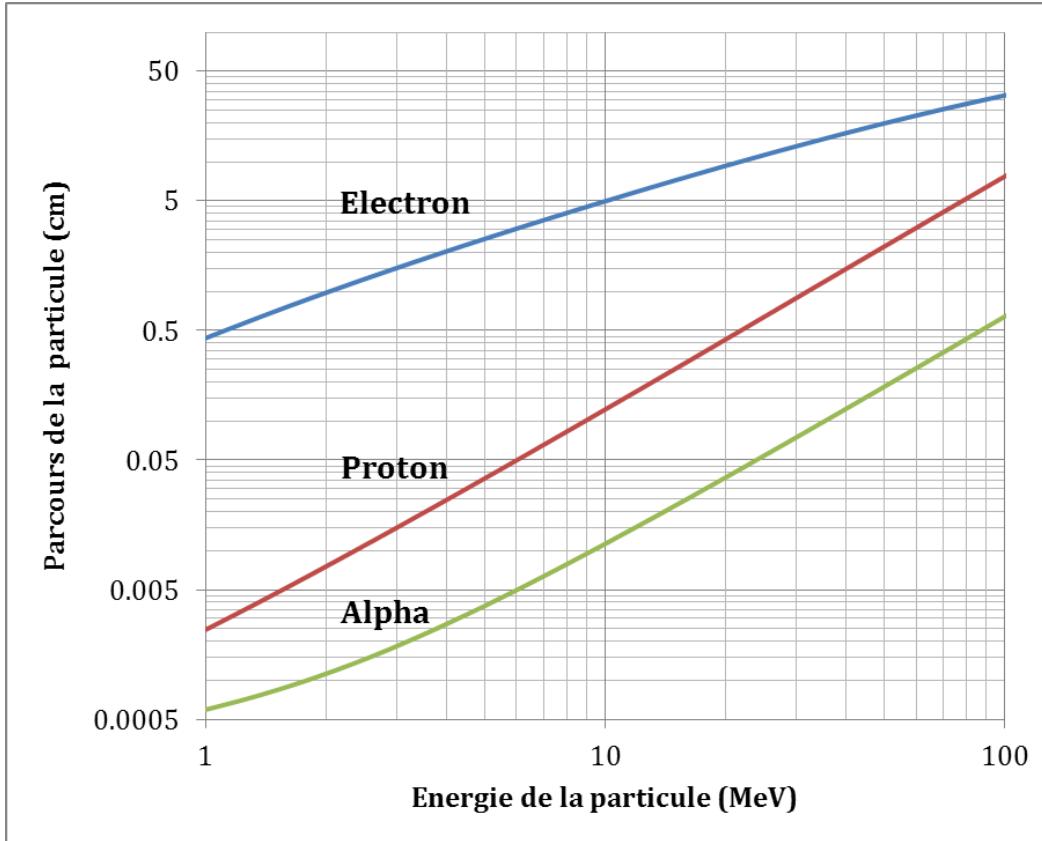


Figure 1-7: Parcours des particules électron, proton et alpha dans l'eau liquide.

1.3.3 Courbe de Bragg

Les particules chargées ne perdent pas toutes leur énergie de la même façon. Comme indiqué sur les Figure 1-8 et Figure 1-9, le proton dépose presque la totalité de son énergie à la fin de son parcours. La particule alpha quand à elle dépose de plus en plus d'énergie le long de son parcours. Il reste qu'une bonne partie de son énergie est déposée à la fin du trajet. La situation pour les électrons est presque similaire à celle des protons; au début, la perte de l'énergie est faible et constante et ce n'est qu'à la fin du parcours qu'on assiste à une perte majeure de l'énergie de l'électron. Comme prévu, la perte d'énergie augmente en $1/E$ et c'est à la fin du trajet que la particule perd brutalement le reste de son énergie cinétique.

La courbe représentant la perte d'énergie en fonction de la distance parcourue dans le milieu absorbant s'appelle la courbe de Bragg. Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, si toute l'énergie est déposée en un seul point, il en résulte une production d'une forte densité de populations d'électrons libre, d'ions, de molécules excitées, de radicaux libres et de d'autre espèces physique comme par exemple les excitons et les phonons. L'interaction entre ces derniers a une grande influence sur le phénomène de la scintillation.

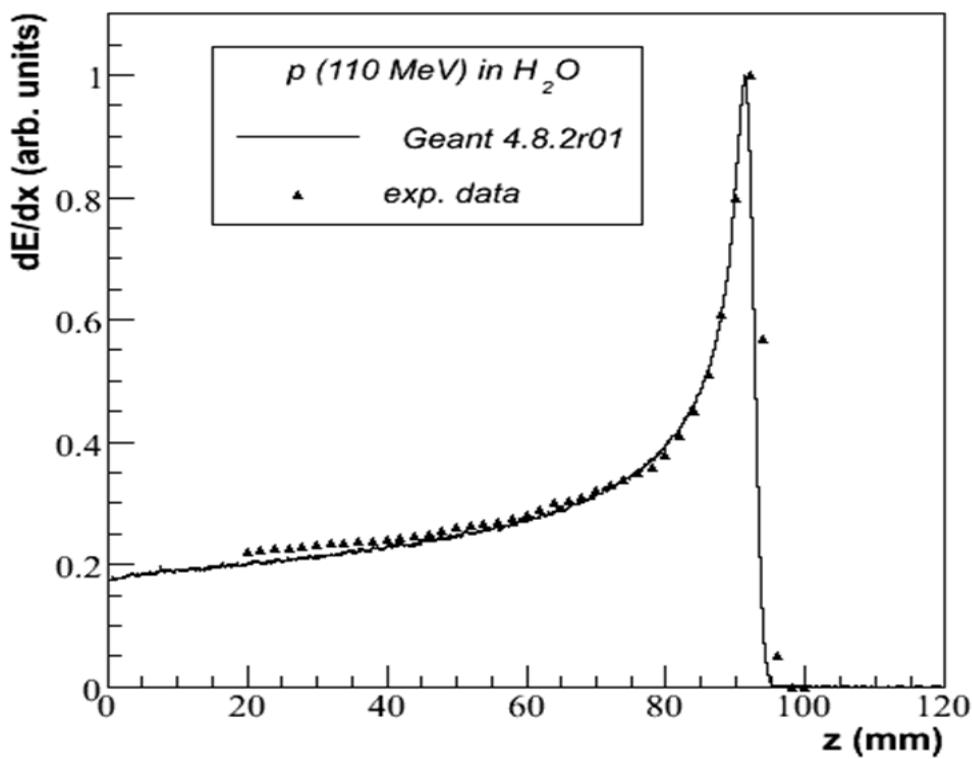


Figure 1-8: Courbe de Bragg typique pour un proton d'énergie initiale de 110 MeV dans l'eau. Cette courbe est prise de la référence [13].

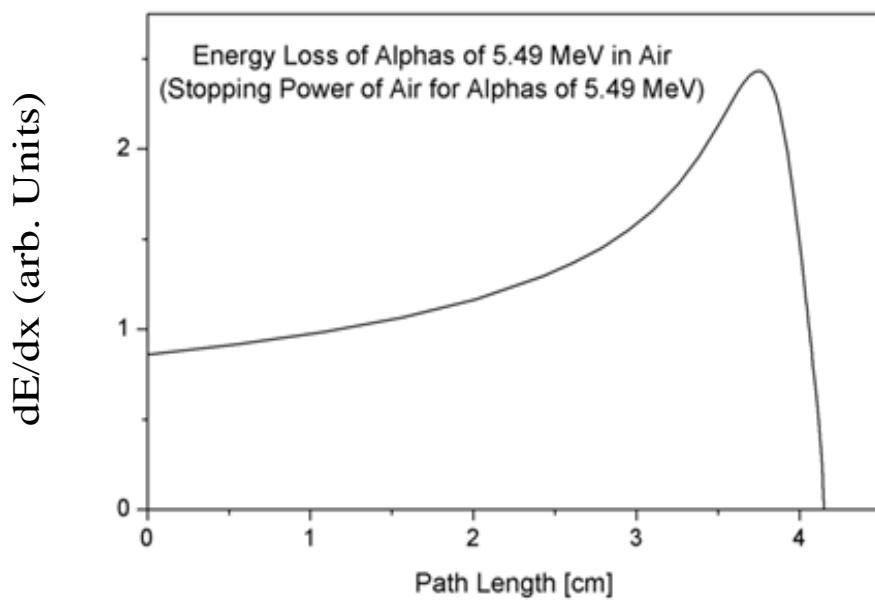


Figure 1-9: Courbe de Bragg typique pour une particule alpha d'énergie initiale de 5.49 MeV dans l'air. Cette courbe est prise de la référence.

CHAPITRE 2 LA SCINTILLATION

Au chapitre 1, nous avons vu que l’interaction d’un neutron ou d’un rayon gamma avec la matière finit toujours par la création d’une particule chargée. Cette dernière perd son énergie dans le milieu environnant sur une distance relativement courte. Également, nous avons vu que la densité de l’énergie transférée par les particules chargées aux molécules (atomes) du milieu environnement n’est pas suffisamment élevée (valeur inférieure à l’énergie de liaison de la molécule) pour produire un changement chimique, mais résulte en la scintillation [11].

La scintillation est le phénomène d’émission de la lumière par un milieu suite à une excitation par un rayonnement. Les électrons passent d’un niveau énergétique bas vers un niveau plus élevé. Le retour à l’équilibre de ces électrons excités s’accompagne par l’émission de photons. Du point de vue quantique, cette image est commune à tous les milieux, qu’ils soient organiques ou inorganiques, solides, gaz ou liquide. Il n’y a que la définition des états énergétiques quantiques qui changent.

Les scintillateurs sont groupés en deux grandes classes : organique et inorganique [1]. Un scintillateur peut être en forme solide, liquide ou gazeuse. Il peut être pur ou dilué dans un autre milieu non-scintillant. La scintillation peut être produite directement par le rayonnement, comme expliqué dans les parties 1.1.1 et 1.1.2, ou elle peut être produite par l’intermédiaire d’un autre noyau, comme expliqué dans la partie 1.1.3. On parle dans ce dernier cas d’un scintillateur chargé et c’est ce dernier qui nous intéresse le plus dans ce travail.

Les détecteurs à scintillation utilisent soit le mécanisme de recul ou celui de réaction. Ils peuvent utiliser des médias de détection solide, liquide ou gazeux. Bien que le choix des réactions soit limités, les médias de détection peuvent être très variés et conduisent à de nombreuses options. L’organigramme de la Figure 2-1 détaille les deux classes de scintillateurs utilisés pour des applications en physique nucléaire.

Dans ce travail nous nous intéressons uniquement à un des scintillateurs organique qui est à base du solvant le Linear-Alkyl-Benzène (LAB). C’est pourquoi nous détaillons un peu plus cette classe de scintillateurs. Dans ce chapitre nous parlerons en premier lieu de la physique de la

scintillation, puis de la relation entre l'énergie de la particule chargée et la scintillation et enfin nous verrons comment tout cela est utilisé expérimentalement.

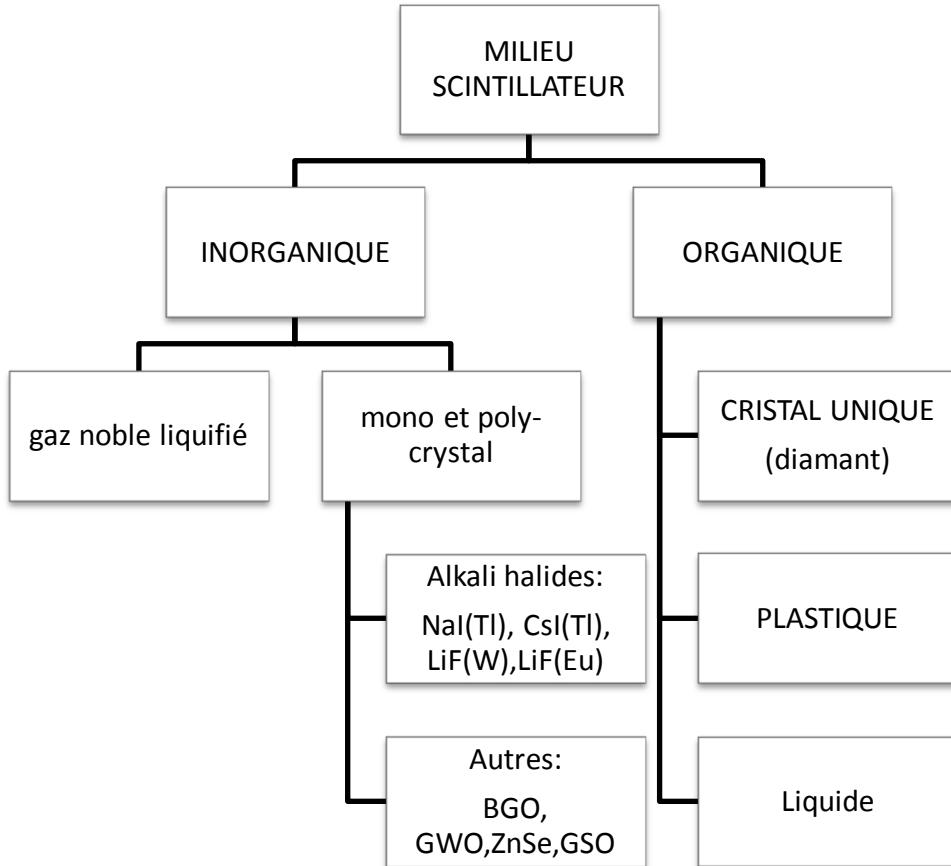


Figure 2-1: Les différentes classes de scintillateurs

2.1 Physique de la scintillation

Les milieux scintillant organiques peuvent émettre de la lumière via trois mécanismes: la fluorescence, la phosphorescence et la phosphorescence retardée [11,14]. La fluorescence est un processus où la lumière émise est très brève. Sa durée va de 10^{-12} à 10^{-9} secondes. Comme il est montré dans la Figure 2-2, l'énergie déposée dans un milieu, par la particule ionisante, excite les électrons de l'état fondamental (S_0) et les transferts vers des états π singuliers ($S_1, S_2 \dots$) de spin 0. Ces états excités sont instables et les électrons vont rapidement retourner à l'état

fondamental par l'émission d'un photon. La phosphorescence commence de la même manière que la fluorescence. La différence réside dans le fait que l'électron après excitation migre d'un état singulier ($S_1, S_2 \dots$) vers un état triplet (T_1, T_2, \dots) de spin 1. Ce transfert est connu sous le nom de transition inter-état. L'électron se trouvant dans ces états triplets instables va décroître vers l'état fondamental par l'émission d'un photon. Les états triplets sont toujours d'une énergie inférieure aux états singuliers et donnent donc une émission dans le proche UV et le visible. Pour la phosphorescence retardée, un électron est excité vers un état triplet par le biais d'un état singulier. Si une énergie additionnelle lui est transférée, il peut retourner dans les états singuliers (S_1, S_2, \dots). Typiquement, ce processus se produit quand deux électrons excités à un état triplet interagissent entre eux. Un des deux électrons se désexcite vers l'état fondamental (S_0) et l'autre retourne vers un des états singuliers excités pour décroître ensuite vers l'état fondamental en émettant un photon [11].

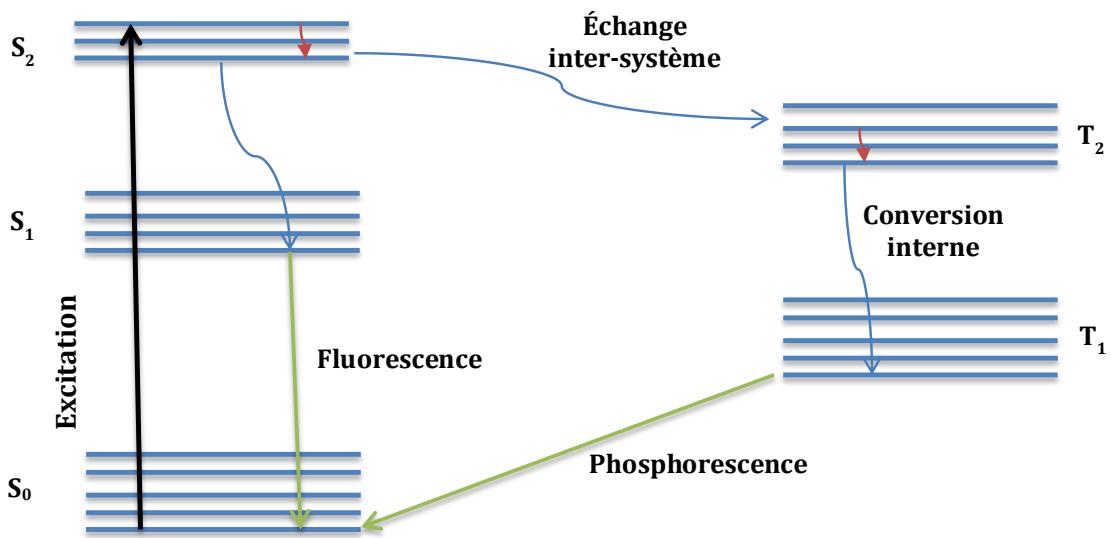


Figure 2-2: Schéma des transitions électroniques dans une molécule organique.

Pour les scintillateurs inorganiques, la situation est très similaire. Les électrons sont distribués sur deux bandes comme le montre la Figure 2-3. Dans un matériau parfait les électrons de la bande de valence sont liés au noyau et ceux de la bande de conduction sont relativement libres. Entre les deux bandes, on retrouve la bande interdite où aucun électron ne peut se trouver

[14]. Après absorption d'une quantité d'énergie, un électron de la bande de valence est excité vers la bande de conduction où il sera instable. Son retour vers la bande de conduction va s'accompagner d'une émission d'un photon d'une énergie unique dans l'UV. Due à l'imperfection du matériau, de nouveaux états énergétiques sont créés dans la bande interdite. Ils jouent le même rôle que celui des états triplet dans les scintillateurs organiques. Ils donneront naissance aux mécanismes de phosphorescence et de phosphorescence retardée. Pour des applications pratiques, des imperfections sont introduites par dopage dans la matrice du matériau scintillateur. Le spectre d'émission devient alors plus large et dans la gamme visible [14]. Des exemples de scintillateurs inorganiques dopés, ou non, sont présentés dans le Tableau 2-1.

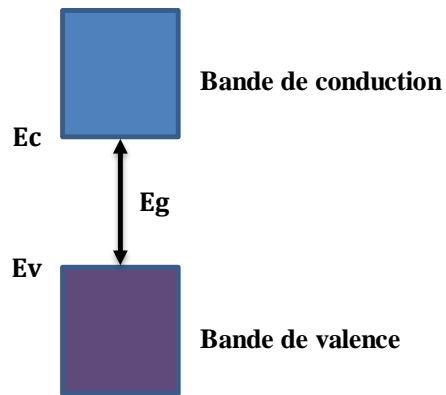


Figure 2-3: Gap des matériaux inorganiques.

Tableau 2-1: Quelques scintillateurs inorganiques avec leurs propriétés les plus importantes.

Scintillateur	Max du spectre d'émission (nm)	Temps de décroissance (μs)	Densité (g/cm ³)
NaI(Tl)	415	0.23	3.67
CsI(Tl)	540	0.98 (64%), 3.34 (36%)	4.51
BGO	480	0.3	7.13
LSO	420	0.047	7.4
LaBr ₃ (Ce)	380	0.026	5.29

La variation temporelle de la scintillation est décrite généralement par la formule suivante :

$$I = I_0(e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}) \quad (\text{Équation 2.1})$$

où I_0 est l'intensité maximale de la scintillation. τ_2 est le taux de transfert des électrons de l'état fondamental vers l'état excité. τ_1 est le taux de transfert des électrons de l'état excité vers l'état fondamental. Le taux τ_2 est généralement négligeable devant τ_1 et il est souvent ignoré dans la relation précédente. L'intensité est alors donnée par :

$$I = I_0 e^{-t/\tau_1} \quad (\text{Équation 2.2})$$

τ_1 est communément appelée constante de temps de décroissance des niveaux excités. Pour les scintillateurs organiques, cette constante de temps est généralement beaucoup plus faible que pour les scintillateurs inorganiques. Comme le montre le Tableau 2-2, elle est de l'ordre de quelques nanosecondes. C'est une des raisons qui motive les recherches sur les scintillateurs organique.

Souvent la phosphorescence et la phosphorescence retardée sont combinées dans un seul terme qui est la phosphorescence. Nous utiliserons par la suite ce terme pour décrire les deux phénomènes. Si les trois modes d'émission sont considérés, l'équation 2.2 devient alors :

$$I = I_{fluo} \cdot e^{-t/\tau_{fluo}} + I_{phos} \cdot e^{-t/\tau_{phos}} \quad (\text{Équation 2.3})$$

où I_{fluo} , I_{phos} sont l'intensité de la fluorescence et de la phosphorescence respectivement. τ_{fluo} , τ_{phos} sont les constantes de temps de décroissance pour la fluorescence et la phosphorescence respectivement.

Les constantes de temps rapportés dans les Tableau 2-1 et Tableau 2-2 sont celles de la fluorescence. Pour la phosphorescence, la constante de temps est beaucoup plus grande. Elle est de l'ordre de la microseconde voir même de la milliseconde pour les scintillateurs inorganiques [15].

Tableau 2-2: Caractéristiques de quelques scintillateurs organiques commerciaux. Les scintillateurs BC-XX sont de la compagnie Saint-Gobain [16] et EJ-XX sont de la compagnie Eljen [17].

Scintillateur	Max du spectre d'émission (nm)	Temps de décroissance (ns)	Densité (g/cm ³)
BC-454	425	2.2	1.026
BC-501A	425	3.2	0.874
BC-422	370	1.4	1.032
EJ-309	425	3.5	0.964
EJ-339	425	3.7	0.93

Pour beaucoup de scintillateurs, l'intensité de la phosphorescence est négligeable devant celle de la fluorescence. Cela convient à la plupart des applications de détection du rayonnement. D'autres applications par contre, comme celle où la discrimination entre neutron et rayonnement gamma est primordiale, nécessitent un scintillateur avec une contribution plus grande de la phosphorescence.

La fraction de la lumière émise par phosphorescence dépend de la densité excitée dans l'état triplet qui elle dépend du coefficient linéaire de transfert d'énergie (LET) du rayonnement incident. Plus le LET est élevé et plus la fraction de la lumière émise par phosphorescence est élevée. Les rayons gamma et les électrons rapides qu'ils produisent (via effet photoélectrique, Compton et pairs) ont un faible LET. Par conséquent ils ont une faible émission de lumière par phosphorescence. Les neutrons par les particules chargées lourdes qu'ils produisent ont un LET relativement élevé [11]. Par conséquent la fraction de photons émis par phosphorescence est assez élevée. Il en résulte que pour un scintillateur donné, la lumière produite par un rayon gamma décroît plus rapidement qu'une lumière produite par un neutron. C'est cette caractéristique qui est exploitée expérimentalement pour différencier les neutrons du rayonnement gamma.

2.2 Relation entre la scintillation et l'énergie de la particule chargée

Un scintillateur parfait sera celui qui convertit à 100% l'énergie cinétique de la particule chargée en lumière. Dans la réalité, la plus grande partie de l'énergie cinétique de la particule chargée est convertie sous forme de chaleur (plus de 99%). Uniquement une très infime partie est convertie en photons. Les processus physiques non-radiatifs responsables de cette inefficacité sont nombreux. On peut les résumer dans l'imperfection du matériau scintillant, l'interaction des électrons excités entre eux, la nature électronique de la molécule scintillante. Plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [14].

La fraction d'énergie cinétique convertie en lumière dépend de la nature de la particule chargée, de son énergie et du milieu scintillateur. Pour quantifier ce phénomène, une mesure du nombre de photons générés par une énergie de l'électron de 1 MeV a été introduite. Dans le Tableau 2-3, quelques valeurs mesurées du nombre de photons générés/MeV sont rapportées. Dans les scintillateurs organiques, cette réponse est linéaire pour un électron d'une énergie supérieure à 125 keV tandis qu'elle ne l'est pas pour des particules chargées lourdes [11].

Tableau 2-3: Nombre de photons générés par MeV pour quelques scintillateurs organiques commerciaux.

Scintillateur	Nombre de photons générés/MeV
BC-454	7680
BC-501A	12480
BC-422	8800
EJ-309	12000
EJ-339	10400

Comme illustré à la Figure 2-4, il a été démontré expérimentalement [11,11] que pour la même énergie, une particule chargée lourde produit moins de photons qu'un électron. Par exemple, aux faibles énergies, autour de 1 MeV, la particule alpha génère 20 fois moins de photons qu'un électron. Ce rapport se réduit à 8 pour des particules d'énergies supérieures à 5 MeV.

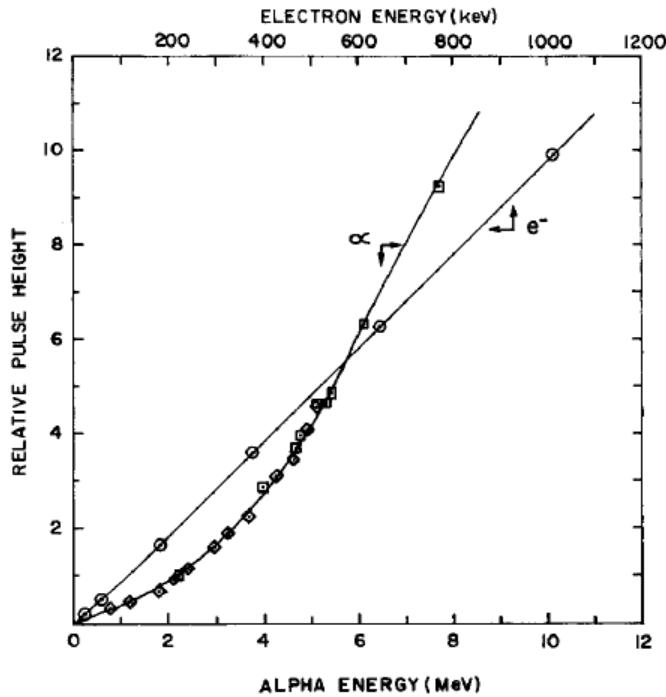


Figure 2-4 : Nombre de photons créés dans un scintillateur pour un électron et une particule alpha pour différentes énergies.

Pour décrire le nombre de photons produits indépendamment du type de la particule chargée, une unité standard est introduite. C'est l'énergie équivalente à celle de l'électron, symbolisé par MeVee. Par exemple, si un électron de 1 MeV et une particule alpha de 10 MeV produisent chacun 1000 photons, on dira qu'ils sont équivalents énergétiquement à 1 MeVee.

La réponse du milieu organique scintillateur à la particule chargée peut être mieux décrite par une relation entre dL/dx , l'énergie de fluorescence émise par unité de longueur du parcours, et dE/dx , la perte spécifique d'énergies par la particule chargée. Une relation largement utilisée est celle de Birks [1] :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (\text{Équation 2.4})$$

où S représente le facteur de proportionnalité en l'absence de tout phénomène non-radiatif. kB est un facteur quantifiant le processus non-radiatif (quenching) avec B la densité des molécules excitées et k la fraction des molécules qui ne donne pas naissance à des photons. Les facteurs S et kB sont des paramètres variables ajustés aux données expérimentales. Les facteurs S et kB changent d'un scintillateur à l'autre et d'une particule excitante à une autre.

2.2.1 Molécules organiques

La plupart des molécules aromatiques, telles que le benzène, ne sont pas de bons scintillateurs. On leur ajoute donc, en proportion très faible, d'autres molécules scintillantes plus efficaces. La molécule aromatique (solvant) aura alors le rôle d'absorbant pour le rayonnement tandis que l'autre molécule (soluté) correspondra au milieu scintillant appelé le fluor. Des exemples de mélanges solvant-soluté sont donnés dans le Tableau 2-4 [11].

Comme le montre la Figure 2-5, en plus d'augmenter le nombre de photons produits, le soluté décale le spectre d'émission vers le visible. Ceci est très utile quand on sait que la plupart des photomultiplicateurs sont principalement sensibles dans cette gamme du spectre électromagnétique. Parfois, un deuxième soluté est ajouté avec des concentrations encore plus faibles afin d'augmenter l'efficacité du premier soluté (voir Figure 2-5).

Tableau 2-4: Exemples de mixage solvant - soluté

Solvant	Premier fluor (g/litre)	Deuxième fluor (mg/Litre)
Toluène	PPO (4-6)	M2-POPOP (50-20)
Toluène	Butyl-PBD (8-12)	-----
p-Xylène	Butyl-PBD (8-12)	-----
Dioxane	PPO (4)	M2-POPOP (200)
Dioxane	PPO (7)	M2-POPOP (300)
p-Xylène	PPO (4-6)	-----
LAB	PPO (1-10)	Bis-MSB (300)

Pour une grande émission optique, il est très important que l'énergie puisse passer du solvant vers le soluté. Ce transfert d'énergie est fonction de la concentration du soluté [11]. Des études expérimentales ont été conduites afin de déterminer la concentration optimale du soluté. Dans la Figure 2-6, un exemple de variation de l'émission en fonction de la concentration est donné pour quelques molécules largement utilisées. Le mode de transfert de l'énergie entre le solvant et le soluté est expliqué par une interaction dipolaire des deux molécules solvant-soluté. Bien que la compréhension de ce phénomène d'interaction ne fasse pas l'objet de ce travail, plus de détails peuvent être trouvés dans les travaux de Forster [11].

Le choix d'un scintillateur pour une application donnée, est dicté essentiellement par la volonté d'avoir un maximum de photons émis par énergie absorbée. Toutefois, d'autres paramètres entrent en jeu dans le choix du milieu scintillant. On peut les classer dans trois catégories :

1. Chimique :

- a. Une compatibilité entre les molécules du solvant et du soluté. Cela permet une optimisation pour une meilleure émission optique et une longévité accrue du mélange.
- b. Un chargement maximal avec un absorbant du rayonnement comme par exemple le bore 10 pour la capture des neutrons.

- c. Une compatibilité entre le scintillateur et les autres composantes du détecteur.
 - d. Un effet négligeable du rayonnement sur le scintillateur. Cela assure des propriétés physiques constantes au cours du temps et un fonctionnement fiable du détecteur.
 - e. Un point d'inflammabilité très élevé. Ceci est très important pour toutes les questions de sûreté durant la préparation et l'utilisation du scintillateur.
2. Physique :
- a. Un nombre de photons émis élevé par unité d'énergie absorbée. La sensibilité du détecteur dépend essentiellement de ce point.
 - b. Un spectre énergétique d'émission dans la gamme UV – visible. Cela permet de d'avoir accès à un grand choix de PMT ayant une efficacité de conversion maximal de photons à une impulsion électrique.
 - c. Un temps de décroissance rapide de l'émission optique pour la détection et la quantification des sources radioactives très actives.
 - d. Un comportement temporel de l'émission optique dépendant du type rayonnement. Ceci est important pour la discrimination entre les différentes particules.
 - e. Une transparence optique accrue dans sa gamme d'émission. Ce point est très important pour des détecteurs utilisant un gros volume de scintillateur.
 - f. Une densité massique élevée. Ceci réduit la taille du détecteur pour une application donnée.
3. Économique : Un point qui se résume en un bas prix et une large disponibilité.

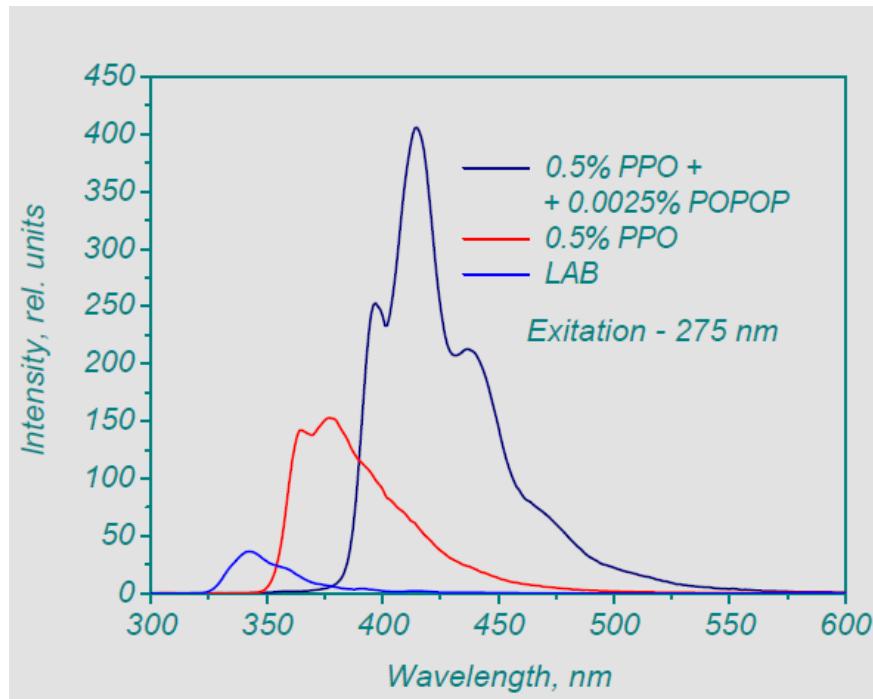


Figure 2-5: Spectre d'émission du LAB pur et du LAB avec des molécules de PPO et POPOP.

Cette figure est prise de la référence [18].

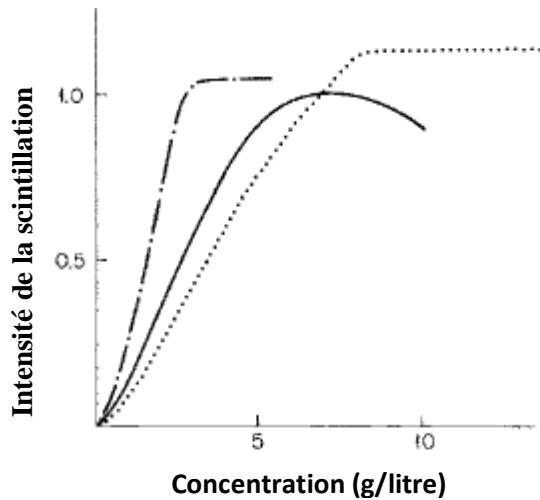


Figure 2-6: Optimisation de l'émission d'un scintillateur à base d'un solvant aromatique en fonction de la concentration de PPO (-), PBD (---) et p-terphenyl (-.-). Figure adaptée de la référence [11].

Dans le présent travail, nous avons utilisé un scintillateur à base du solvant LAB [19] auquel nous avons ajouté les fluors PPO (2,5-Diphenyloxazole) et Bis-MsB (1,4-Bis(2-methylstyryl) benzène). LAB a la formule chimique $C_6H_5C_nH_{2n+1}$ et où n varie entre 10 et 16. Sa densité varie entre 0.85 et 0.865 g/cm³. Le LAB répond à la majorité des exigences recherchées pour des applications en scintillation. Il est produit en très grande quantité à travers le monde pour l'industrie des détergents. Ainsi son prix est vraiment bas. Il a un point d'inflammabilité très haut (130 °C). Il n'est pas toxique et il est compatible avec les matériaux plastiques. Pour remédier à son inefficacité d'émission de la lumière, il existe un bon nombre de fluors qui sont compatibles avec lui. Dans le présent travail, nous avons utilisé des concentrations de 3g/litre et 200 mg/litre de PPO et de Bis-MSB respectivement. Cela donne une émission avec un maximum autour de 425 nm [20].

2.3 Montage expérimental des scintillateurs

L'utilisation d'un scintillateur dans la détection du rayonnement serait impossible sans le tube photomultiplicateur (PMT) qui convertit la faible quantité de lumière en un signal électrique correspondant sans ajouter une grande quantité de bruit. Comme le montre la Figure 2-7, le tube PMT est constitué de:

- Une photocathode qui convertit les photons incidents générés dans le scintillateur en électrons par effet photoélectrique.
- Une série de dynodes opérées à potentiel positif par rapport à celui de la photocathode. Les électrons qui s'échappent de la photocathode seront accélérés vers la première dynode pour en générer plusieurs autres. Cette multiplication des électrons se répète dans les autres dynodes.
- Une anode qui collecte les électrons multipliés par un facteur d'environ 1 million, et produit une impulsion électrique correspondante.

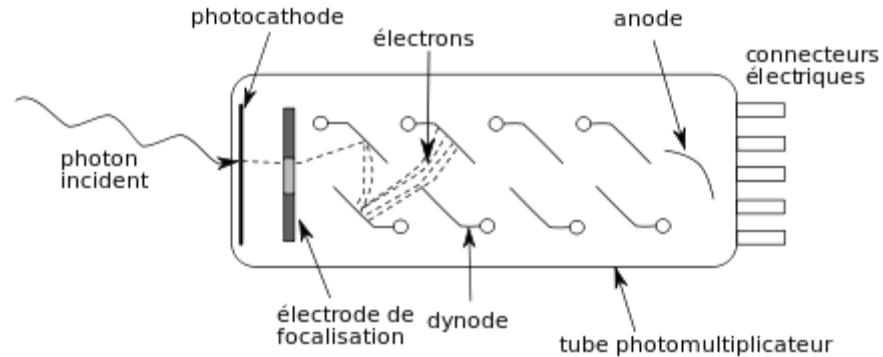


Figure 2-7: Illustration d'un photomultiplicateur.

Idéalement le devant d'un PMT est collé par une graisse optique à un scintillateur. Un exemple de cette géométrie est illustré à la Figure 2-8. La photocathode du PMT transforme les photons en électrons avec une certaine probabilité qu'on appelle efficacité quantique du PMT. Le choix du matériau de la photocathode dépend du spectre d'émission du scintillateur. On doit assurer un grand recouvrement entre le spectre d'émission et la sensibilité de la photocathode. Plus de photons peuvent aussi être collectés en entourant le scintillateur d'un réflecteur.

L'impulsion générée à l'anode sera enregistré par un système d'acquisition (DAQ). Une variété très large des systèmes d'acquisitions existe. Il peut s'agir d'un simple oscilloscope ou d'un système d'acquisition multicanal (MCA) très sophistiqué. Le choix dépendra de l'information qu'on désire obtenir de l'expérience.

Un circuit RC est un des systèmes les plus simples et à la fois le plus utilisé. Le courant généré par le PMT est mesuré par un circuit RC. On peut démontrer qu'en mode voltage, la différence de potentiel $V(t)$ mesurée sur la capacité est donnée par [1] :

$$V(t) = \frac{1}{\lambda - \theta} \frac{\lambda Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}) \quad (\text{Équation 2.5})$$

où λ ($\lambda=1/\tau_1$) est la constante de décroissance du scintillateur, Q l'intégrale du courant sur la durée totale de l'impulsion, $\theta \equiv 1/(RC)$ est l'inverse de la constante du temps du circuit RC.

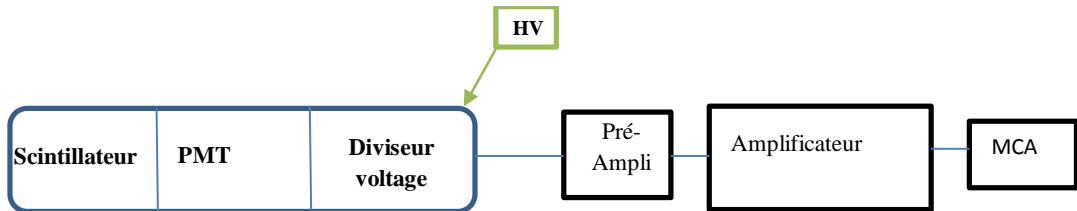


Figure 2-8: Diagramme du montage expérimental.

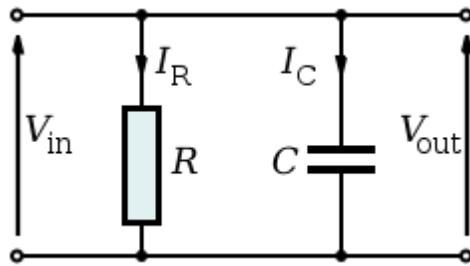


Figure 2-9: Circuit RC utilisé pour la collecte de l'impulsion électrique.

L'impulsion électrique produite par le circuit RC peut être définie par les paramètres suivants :

- Amplitude maximale
- Aire
- La distribution temporelle
- Le taux de répétition

Le choix approprié des deux constantes λ et θ permet de bien caractériser cette impulsion.

Ainsi pour $\lambda \gg \theta$, la relation précédente devient :

$$V(t) = \frac{Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}) \quad (\text{Équation 2.6})$$

La plupart des scintillateurs sont utilisés dans cette configuration qui a l'avantage de donner une impulsion avec une amplitude maximale et un bruit minimal. De plus, l'amplitude n'est pas sensible à la résistance de charge ou aux petites variations temporelles électroniques.

Dans ce cas, l'amplitude de l'impulsion est Q/C et la constante λ détermine le temps de montée de l'impulsion, tandis que la constante θ détermine son temps de décroissance.

En résumé, l'impulsion produite par l'anode du PMT dépend du nombre de photons arrivant sur la photocathode qui est lui relié directement à l'énergie déposée par la particule chargée dans le scintillateur. Cette énergie dépend de la particule primaire (neutron ou rayon gamma) et de l'interaction qu'elle subit dans le scintillateur. Il en résulte que l'impulsion électrique produite par le PMT va dépendre directement de la particule primaire.

Ainsi il existe une relation entre l'énergie déposée par la particule chargée et les caractéristiques de l'impulsion. Connaissant le milieu scintillateur et ses différentes réactions possibles avec le rayonnement, nous pouvons remonter à l'énergie de la particule primaire juste en observant l'amplitude et l'aire de l'impulsion. Ceci n'est pas vrai pour un scintillateur utilisant la réaction de transmutation des neutrons puisque l'énergie de la particule chargée produite est constante et indépendante de l'énergie du neutron [1]. Un système parfait sera celui ayant une linéarité entre l'aire de l'impulsion et l'énergie de la particule chargée. C'est cette relation que tout système d'acquisition essayera de déterminer.

2.4 Discrimination entre neutron et rayon gamma

Comme annoncé auparavant l'objectif de ce projet est non seulement détecter un neutron mais également de le détecter dans un grand flux de rayon gamma. Pour cela nous pouvons exploiter d'un côté les sections efficaces totales des neutrons et des rayons gamma qui sont très différents dans un scintillateur organique. D'autre part, nous pouvons exploiter le fait que les caractéristiques temporelles de l'émission optique des scintillateurs dépendent du type de rayonnement incident. Dans le premier cas cela revient à optimiser la taille du scintillateur de sorte qu'il soit opaque au neutron et le plus transparent possible au rayon gamma. Dans le deuxième cas, cela revient à augmenter l'émission optique par phosphorescence quand le rayonnement incident est un faisceau de neutron.

2.4.1 Discriminations basée sur la taille du scintillateur

Pour illustrer cette idée d'optimisation basée sur la géométrie, considérons un parallélépipède de dimension $l \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ rempli d'un scintillateur de masse m et de densité massique de 0.9 g/cm^3 . La masse du scintillateur est constituée à 95.5% par le solvant LAB, de formule chimique $\text{C}_6\text{H}_5\text{-C}_{12}\text{H}_{25}$, et par les fluors PPO et Bis-MSB. Le reste de la masse est composé par le bore-10 pour l'absorption des neutrons thermique.

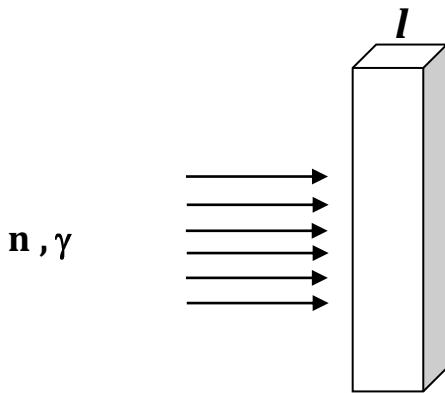


Figure 2-10: illustration d'un scintillateur dans un champ de flux parallèle de neutrons et de rayons gamma.

Dans de telles conditions, la masse du bore-10 contenue dans un volume de 1 cm^3 de scintillateur est 0.045 g , ce qui correspond à 2.71×10^{21} noyaux de B-10. La section efficace de capture des neutrons thermiques par le noyau B-10 est de $3840 \times 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$. Cela donne une section efficace macroscopique totale de capture Σ de 10.41 cm^{-1} .

De la même manière et en utilisant la base de donnée XCOM de NIST [8], nous trouvons que ce scintillateur a une section efficace macroscopique totale de 0.0636 cm^{-1} pour l'interaction d'un rayon gamma de 1 MeV .

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la capture du neutron par le noyau B-10 engendre une particule alpha d'une énergie moyenne de 1.488 MeV . Nous estimons que cette

dernière produit 750 photons optiques par une énergie déposée de 1 MeV [21,22]. Cela revient à dire que chaque capture de neutron dans le scintillateur produit environ 1055 photons optiques.

Pour les rayons gamma de 1MeV, c'est l'interaction Compton qui domine dans le scintillateur. Le bord Compton est alors égal à 0.797 MeV (voir équation 1.6). Les électrons Compton créés par cette interaction ont une distribution énergétique constante entre 0 et le bord Compton. Ceci nous mène à prédire qu'en moyenne un électron de 0.4 MeV est produit par l'interaction d'un rayon gamma dans le scintillateur. Cela implique que 5280 photons optiques sont produits par l'interaction Compton dans le scintillateur [21,22].

En utilisant l'équation 1.3 pour l'intensité d'un faisceau neutronique après avoir traversé un scintillateur d'une épaisseur l , nous trouvons que le nombre de photons émis est :

$$N\text{Photon}_{neutron} = 1055 * (1 - e^{-10.41*l}) \quad (\text{Équation 2.7})$$

De la même manière, en utilisant l'équation 1.8 pour l'intensité d'un faisceau de rayons gamma après avoir traversé un scintillateur d'une épaisseur l , le nombre de photons émis est :

$$N\text{Photon}_{gamma} = 5280 * (1 - e^{-0.0636*l}) \quad (\text{Équation 2.8})$$

où l , en centimètre, est la longueur du côté du parallélépipède, dans la Figure 2-10, qui est dans la direction de propagation des rayonnements gamma et neutrons.

En se basant sur les équations 2.7 et 2.8, nous présentons à la Figure 2-11 une comparaison entre le nombre moyen de photons créés par capture d'un neutron thermique et l'interaction Compton d'un rayon gamma. Il en ressort que le nombre moyen de photons optique produits par un neutron augmente dramatiquement jusqu'à saturation avec l'épaisseur du scintillateur. Pour les rayons gamma, la relation est plus linéaire entre le nombre de photons produits et l'épaisseur du scintillateur.

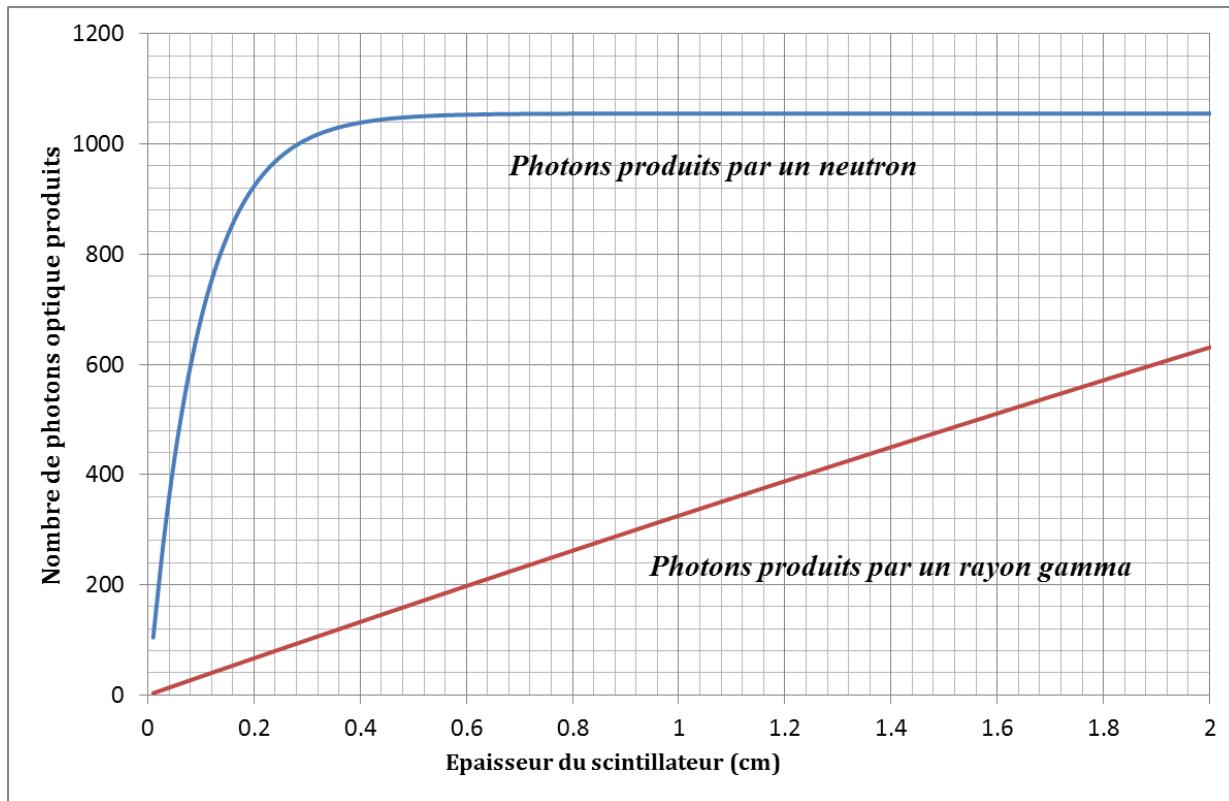


Figure 2-11: Comparaison entre nombre de photons optiques produits par un neutron et un rayon gamma dans le scintillateur organique à base de LAB.

Comme on peut le constater, une épaisseur du scintillateur autour de 3 mm représente la taille optimale. Elle permettra de générer 1000 photons optiques par un neutron et uniquement 100 par un rayon gamma. Ce rapport de 10 entre les deux sources de photons optiques, nous donne une grande marge de travail. Par exemple, le système d'acquisition des photons peut être réglé pour considérer les 100 photons optiques, venant du rayonnement gamma, comme étant du bruit environnant et de ce fait les ignorer.

Ces calculs ont permis de donner une idée sur la discrimination basée sur la géométrie du scintillateur. Ils ont été faits dans le cas d'un parallélépipède et ils peuvent être refaits dans le cas d'une autre forme géométrique comme par exemple un cylindre ou une sphère.

2.4.2 Discrimination basée sur la forme temporelle de l'impulsion

Nous avons vu que l'amplitude ou l'aire de l'impulsion donne accès uniquement à l'énergie de la particule chargée (donc à celle de la particule primaire). Un système électronique pour l'analyse et la classification de l'amplitude des pulses (PHA) peut être utilisé pour discriminer entre des particules d'énergies différentes. Cependant, un électron et une particule alpha ayant la même énergie équivalente produiront une impulsion de même amplitude et aire. En se basant uniquement sur l'amplitude et l'aire de l'impulsion, il est impossible de différencier un électron d'une particule alpha.

Pour ce faire, on se sert d'une autre caractéristique très importante de l'émission des scintillateurs. Il s'agit de la dépendance du rapport entre l'intensité de la fluorescence et celle de la phosphorescence sur le type de rayonnement incident sur le scintillateur. Comme nous l'avons vu plus haut, à cause de son LET relativement élevé, une particule alpha produit plus de phosphorescence qu'un électron. De la même façon un neutron produit plus de phosphorescence qu'un rayon gamma. Dans le cas où les deux composantes de la scintillation, fluorescence et phosphorescence, sont considérées, l'équation 2.6 devient :

$$V(t) = \frac{Q_1}{c} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda_1 t}) + \frac{Q_2}{c} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (\text{Équation 2.8})$$

où Q_1 et Q_2 sont les charges électriques résultantes de la fluorescence et de la phosphorescence respectivement et $\lambda_1 < \lambda_2$ sont les constantes de décroissance de la fluorescence et de la phosphorescence respectivement.

L'équation précédente suggère un changement dans la forme de l'impulsion électrique si le rayonnement incident change de nature. Une différence très notable peut être alors observée. Sur la Figure 2-12, nous montrons un exemple de ce changement temporel pour du Stilbene pour différentes particules.

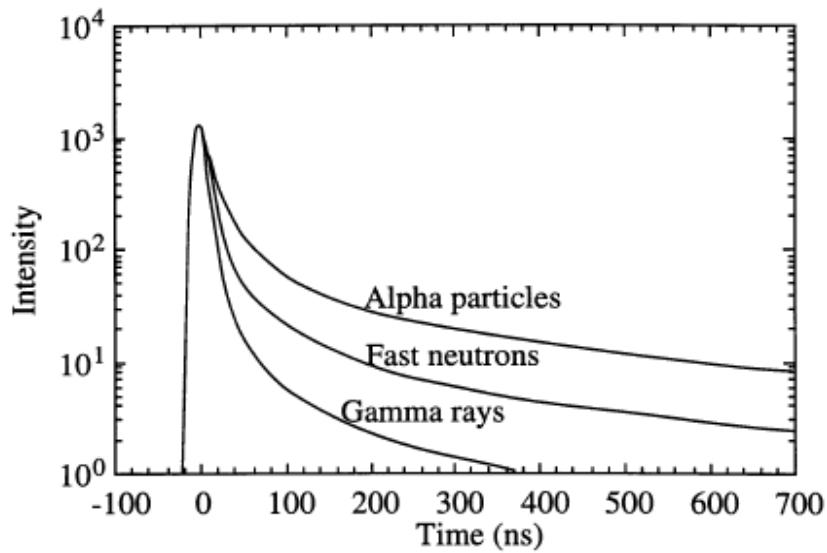


Figure 2-12: Variation temporelle de l'émission optique du Stilbene pour différentes particules.
Cette figure est prise de la référence [11].

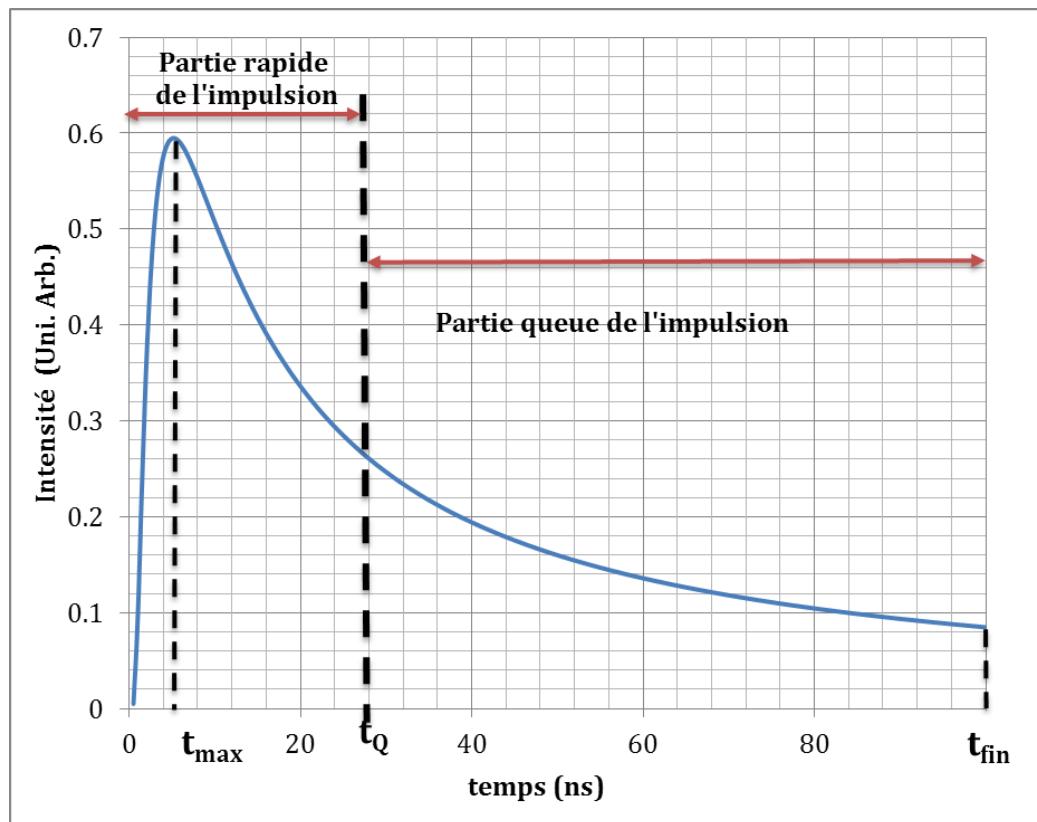


Figure 2-13: Description du rapport entre partie rapide et queue de l'impulsion.

Comme le montre la Figure 2-13, pour exploiter cette variation temporelle de l'émission optique, l'impulsion électrique résultante est divisée en deux parties : partie rapide et partie lente (queue de la distribution). La première partie s'étend du début de l'impulsion jusqu'à un temps caractéristique t_Q . L'autre partie s'étend du temps t_Q jusqu'au temps t_{fin} . Le choix du temps t_Q est arbitraire et dépend de l'expérimentateur. Généralement, il est contenu dans la gamme $5\tau_1$ à $10\tau_1$ et il est peut être optimisé afin d'avoir une nette séparation entre l'émission due à la fluorescence et celle due à la phosphorescence. Le temps t_{fin} correspond à la fin de l'impulsion.

La surface sous la partie rapide de l'impulsion correspond à la charge Q_1 , tandis que Q_2 correspond à la surface sous la partie queue de l'impulsion. Il est donc clair que si un neutron et un rayon gamma déposent dans scintillateur la même quantité d'énergie, on aura:

$$\left(\frac{Q^2}{Q_1+Q_2}\right)_{gamma} < \left(\frac{Q^2}{Q_1+Q_2}\right)_{neutron} \quad (\text{Équation 2.9})$$

Cette caractéristique est appelée discrimination entre neutron et rayon gamma basée sur la forme de l'impulsion. Elle est communément appelée « Pulse Shape discrimination » (PSD). Une impulsion résultante de l'interaction du neutron avec le scintillateur présentera une plus longue queue qu'une impulsion résultant de l'interaction de gamma avec le scintillateur. Ainsi, en traçant $\left(\frac{Q^2}{Q_1+Q_2}\right)$ en fonction de la charge totale (Q_1+Q_2) ou un histogramme de ce rapport, nous pouvons classifier et en déduire le type de rayonnement [23,24,1,25]. Une partie importante de ce travail a été consacré à la PSD comme nous allons le voir dans le chapitre 4.

CHAPITRE 3 MODELES DE SIMULATION D'UN DÉTECTEUR À NEUTRON

La méthode Monte Carlo est une technique probabiliste. Elle est utilisée pour étudier un système donné dont on connaît les interactions complexes. Également, elle est utilisée pour mesurer les effets de certains changements dans les interactions sur le comportement du système et pour expérimenter de nouvelles situations. Ces méthodes peuvent servir, par exemple, pour le calcul d'intégrale, la résolution d'équations aux dérivées partielles, la résolution de système linéaire et la résolution de problèmes d'optimisation. Elle implique un ensemble d'algorithmes de calcul pour trouver la solution à un problème en générant des nombres aléatoires et appropriés [26]. Elle a été inventée en 1947 par Nicholas Metropolis et son nom fait référence à la ville de Monte Carlo où le jeu de hasard est pratiqué.

Les méthodes Monte Carlo sont largement répandues en physique des particules. Elles sont utilisées, entre autre, pour des simulations probabilistes de l'interaction des particules avec la matière afin d'estimer la réponse d'un détecteur. La comparaison des mesures à ces simulations permet de mettre en évidence des caractéristiques inattendues et réduire considérablement l'effort dans le design des détecteurs.

Différentes méthodes Monte Carlo ont été développées pour aider à acquérir une compréhension d'applications variées. Un des logiciels de simulation les plus utilisés dans le domaine de l'interaction des particules avec la matière est le progiciel GEANT4.

3.1 GEANT4

GEANT4 est un progiciel Monte Carlo pour la simulation des particules. Son corps est constitué de routines programmées en C++. Il peut modéliser et simuler l'interaction de plusieurs sortes de particules avec la matière. Le nom GEANT4 est un acronyme pour **G**Eometry **A**ND **T**racking, la version 4 de ce progiciel étant considérée ici. La fenêtre des applications de

GEANT4 est très large, toutefois il est plus couramment utilisé pour étudier la physique des hautes énergies et les sciences médicales et de l'espace qu'en physique des réacteurs nucléaires.

GEAT4 tient son origine de GEANT3 et le développement de la première version de GEANT4 a commencé en 1993, quand des études indépendantes au CERN (European Organization for Nuclear Research) et au KEK (the High Energy Accelerator Research Organization- Japon) ont examiné la possibilité de l'application des techniques informatiques modernes, en particulier la programmation orientée objet, à la simulation des interactions des particules. Ces deux tentatives ont fini par fusionner et mener au projet de développement conjoint de GEANT4. Aujourd'hui GEANT4 est une collaboration internationale impliquant de centaines de scientifiques.

Lors de simulations GEANT4, l'utilisateur doit fournir au moins trois classes d'information : la première classe décrit la physique du problème et définit les processus physiques associés à chaque particule. La deuxième classe est celle relative à la géométrie à simuler. Enfin, dans la troisième classe l'utilisateur spécifie la particule primaire à simuler. Dans la simulation GEANT4, les modèles physiques et la définition de la géométrie sont deux aspects principaux du code. Ils sont essentiels pour la compréhension et l'utilisation de GEANT4. Plus de détails à ce sujet sont fournis dans l'article détaillé d'Agostinelli et al. [27].

3.1.1 Modèles et processus physiques

GEANT4 est pleinement capable de simuler le transport de la plupart des particules à travers tout arrangement géométrique de matériaux. Avec la collaboration de physiciens, de nombreux modèles physiques ont été mis en œuvre pour une utilisation dans GEANT4. Une condition essentielle pour une simulation GEANT4 réussie, est de bien choisir lequel de ces nombreux modèles doit être utilisé. En conséquence, l'utilisateur doit comprendre exactement les théories, les paramétrages et les approximations qui sont utilisées et doit aussi reconnaître les limites de chaque modèle [28]. Un problème qui empêche généralement le développement de simulations réalistes sur ordinateur est l'absence de résultats théoriques et/ou expérimentaux sur

lesquels un modèle peut être construit. Cependant, de nombreux processus sont bien élaborés, à la fois théoriquement et expérimentalement [28].

Il convient de noter que tous les modèles physiques présents dans GEANT4 sont constamment vérifiés et mis à jour. Dans certains cas, des expériences sont entreprises dans le seul but de valider certains modèles de simulation. Parfois, le processus physique choisi inclus tous les sous-processus possible. Dans d'autres situations, certains des sous-processus ne sont pas reconnus par le code et c'est à l'utilisateur du progiciel de les définir.

3.1.2 Définition de la géométrie et des matériaux

Contrairement à la plupart des logiciels de simulation des interactions de particules avec la matière, GEANT4 a un ensemble de formes préprogrammées dans son code source qui peuvent être facilement assemblées dans une logique de hiérarchie [29]. Cette dernière est utilisée comme un moyen efficace pour placer un volume dans un autre et aussi comme moyen pour guider les particules simulées. Cette efficacité est le résultat d'un processus automatisé où l'espace total de la simulation est divisé en de nombreuses tranches en trois dimensions, de sorte que chaque tranche ne se compose que de quelques volumes. Ce processus réduit considérablement le temps de calcul pour déterminer l'emplacement des chemins que parcouruent les particules dans le modèle géométrique.

L'application pour définir la géométrie pour la simulation est une autre classe requise par GEANT4. L'unité de base géométrique est un volume logique qui consiste en un matériau de forme et de dimension choisie. Les matériaux à être utilisés dans la simulation sont spécifiés par leurs densités et par leurs compositions isotopiques. Cela est très important pour les interactions nucléaires à basse énergie où les sections efficaces changent drastiquement d'un isotope à un autre. Tout volume logique défini peut être inséré dans la géométrie globale de plusieurs façons: cellule unique, assemblage de cellules, utilisation de symétrie, etc... Une fonction très utile dans le logiciel GEANT4 est la capacité de marquer un volume logique comme étant sensibles de sorte que le code défini par l'utilisateur est activé dès qu'un ensemble prédéterminé de particules le traverse [13].

3.1.3 Définition du faisceau de particules primaires

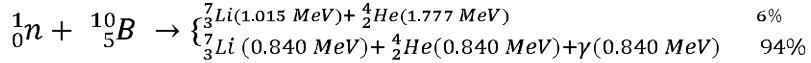
Dans cette classe, l'utilisateur doit spécifier la particule incidente qu'il veut simuler. Il doit spécifier sa nature, son énergie et son emplacement. La particule peut être un électron, un neutron, un photon, une particule alpha, un noyau lourd ou tout autre particule exotique. La particule peut être mono-énergétique comme elle peut être poly-cinétique. L'utilisateur peut choisir parmi les distributions énergétiques qui existent ou il peut définir son propre spectre d'énergie. Ce dernier peut varier de 0 eV (repos) à plusieurs GeV. La particule peut être contenue dans un faisceau parallèle ou correspondre à une source ponctuelle diffuse. Le choix des distributions spatiales et énergétiques pour la source de particules est illimité [13].

En conclusion, il est important de comprendre que, alors que seulement trois paramètres des plus utilisés ont été décrits ici, GEANT4 est tout sauf une trousse d'outils de simulation de particules. Chacun des trois paramètres est vaste avec de nombreux sous-paramètres. Il existe aussi beaucoup d'autres paramètres importants présents, par exemple, la définition du processus de calcul et d'analyse des résultats. Le manuel d'exploitation GEANT4 présente en détails les paramètres variables utiles aux simulations numériques et ne seront citées qu'en cas de besoin afin de ne pas alourdir ce mémoire [29]. Dans l'annexe 1, des parties des programmes GEANT4 utilisés dans ce travail sont présentées.

3.2 La simulation GEANT4

L'utilisation de GEANT4 dans ce projet s'est imposée comme une évidence. Le progiciel GEANT4 est spécialisé dans la simulation du passage et de l'interaction des particules avec la matière. Il est le candidat idéal à la fois pour simuler l'interaction des neutrons avec le bore-10, ainsi que la création et le transport des photons optiques.

Le principe de notre détecteur de neutrons est basé sur la réaction (n, α) du neutron avec le bore-10. Elle se schématisé comme suit:



Les chiffres entre parenthèses représentent la distribution de l'énergie cinétique entre les différents produits de la réaction nucléaire. Un neutron incident avec une énergie E_n peut être capturé par B-10. Pour les neutrons thermiques, la section efficace de capture est d'environ 3840 barns. L'énergie de transfert Q de cette réaction est de 2.792 MeV, avec 2.31 MeV pour les particules chargées (alpha et Lithium-7) et 0.478 MeV pour le rayonnement gamma (produit 94% du temps) [1].

Le choix de ce mécanisme est motivé par la grande section efficace de B-10 pour la capture des neutrons thermiques et encore plus par la particule alpha qui en résulte. Comme il a été expliqué dans le deux chapitres précédents, la particule alpha a une portée très courte, de l'ordre du micromètre, et elle déposera toute son énergie dans le milieu environnant. Cela conduit à une émission d'un nombre considérable de photons. D'un autre côté, les rayons gamma ont une très faible section efficace d'interaction avec les noyaux d'hydrogènes et de carbones formant le scintillateur. Cela fait en sorte que peu d'énergie, par unité de longueur dx , sera déposée par les rayons gamma pour engendrer des photons optiques. La sensibilité du détecteur aux rayons gamma sera alors réduite dans les détecteurs minces (voir section 2.3). Tous ces processus physiques sont inter-reliés et dépendent fortement de la nature de la particule primaire, de son énergie et de la molécule scintillante.

3.3 Choix de la géométrie

Tous les détecteurs à neutrons peuvent être divisés en trois parties :

1. La partie sensible : C'est là où la réaction nucléaire de capture des neutrons et la production de photons optiques se produisent. Elle est constituée de l'absorbant des neutrons, qui est le bore-10, et du milieu scintillateur, qui est le LAB avec les fluors PPO et Bis-MSB.

2. La partie transport : Son rôle est de transporter les photons optiques de leurs lieux de création jusqu'au détecteur photosensible. Dans notre design, elle est constituée d'une fibre optique.
3. La partie électrique : C'est là où les photons optiques sont transformés en un signal électrique.

Une multitude d'arrangements sont possibles entre ces trois parties. Cela donne des formes et des modèles de détecteur très variés en taille et en forme. Le choix d'un arrangement particulier est dicté essentiellement par les applications visées.

Dans notre cas, nous envisageons des applications dans des espaces restreints, d'accès très difficiles et d'un niveau de radiation élevé. Un tel endroit se présente par exemple dans un contenant de stockage des déchets nucléaires. Cela nous a emmené à séparer physiquement la partie sensible de la partie électrique. De cette manière, uniquement la partie sensible sera exposée au rayonnement. Entre ces deux parties nous avons décidé d'utiliser une fibre optique pour transporter la lumière générée dans le scintillateur jusqu'au photomultiplicateur. Les deux parties peuvent donc être distantes de quelques mètres. La fibre optique aura entre autre comme rôle d'éloigner la partie électrique du rayonnement.

Une autre contrainte importante est l'accès au milieu où le rayonnement est présent. Généralement, il n'existe qu'une ouverture de l'ordre du centimètre pour insérer notre sonde. De plus, les tailles des fibres optiques disponibles sur le marché sont limitées à quelques millimètres de diamètre.

Rappelons, qu'une des forces motrice de ce projet est de concevoir un détecteur à neutrons peu sensible aux rayons gamma. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, un des moyens pour atteindre ce but est de réduire au maximum la taille de la partie sensible.

Toutes ses contraintes combinées, nous conduisent vers un détecteur à neutrons d'une taille millimétrique. Ainsi et après plusieurs essais, la géométrie retenue pour notre détecteur est un cylindre creux en aluminium, donc transparent au neutron, remplie d'un scintillateur organique liquide et couplé à un photomultiplicateur par une fibre optique de quelque mètres. Dans la Figure 3.1, nous schématisons le concept retenu pour le détecteur.

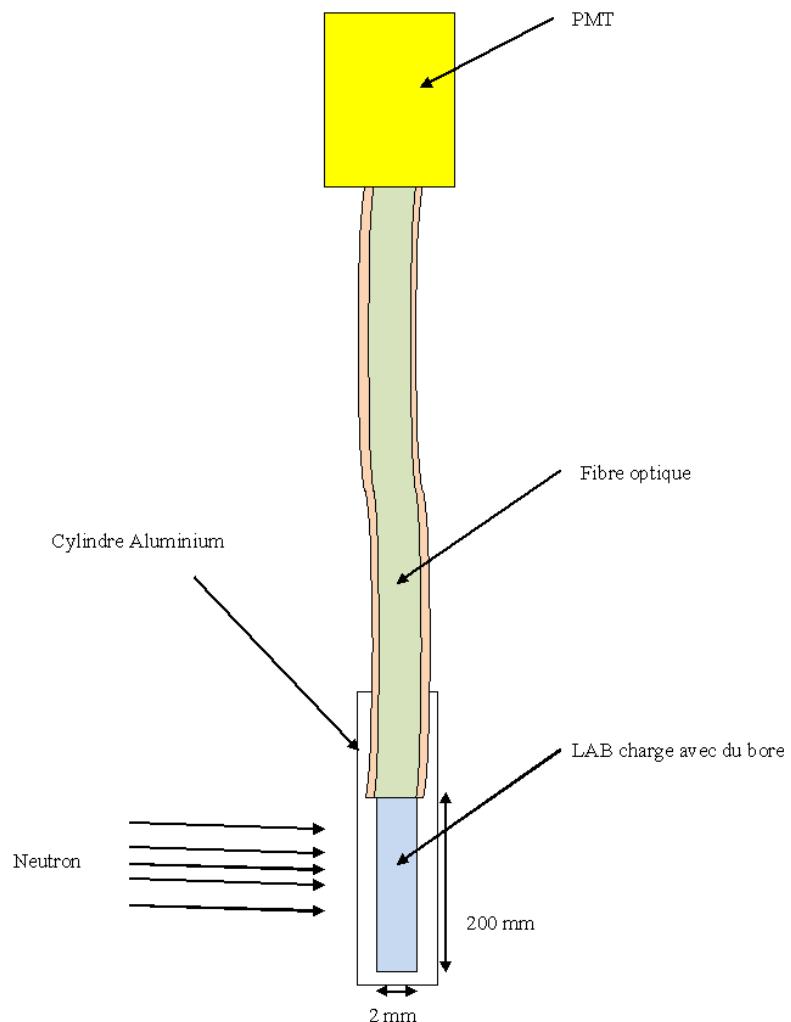


Figure 3.1: Illustration du concept du détecteur à neutron retenu dans ce projet.

Toutes les surfaces intérieures du cylindre sont optiquement réfléchissantes à l'exception de celle du haut qui est totalement transparente. La hauteur, le diamètre interne du cylindre et la réflectivité optique des parois internes sont des paramètres variables à considérer lors de l'optimisation du détecteur à neutron. Des valeurs optimales sont à trouver pour notre détecteur. Une valeur constante typique de 500 µm a été prise pour l'épaisseur de la paroi du cylindre.

Le scintillateur est composé par le solvant LAB et les fluors PPO et Bis-MSB. La concentration massique de ces derniers est maintenue constante à 3g/litre et à 200 mg/litre pour le PPO et le Bis-MSB respectivement. Afin de capturer les neutrons, le scintillateur est chargé en bore. Dans la pratique, il n'est possible d'incorporer que 5%, en poids de bore dans LAB peu importe qu'il s'agisse de l'isotope B-10, de très grande section efficace de capture des neutrons, ou de l'isotope B-11, d'une section efficace de capture très faible, ou un mélange des deux isotopes. Il apparait clairement que l'utilisation de l'isotope B-10 pour le chargement du scintillateur est plus avantageuse et réduit considérablement la taille du détecteur. Toutefois, dans l'optimisation du détecteur, nous avons examiné l'effet de l'enrichissement en bore-10 sur l'efficacité de capture des neutrons du détecteur. Pour cela nous avons gardé la masse de bore par rapport à celle du LAB constante à 5% et nous avons varié l'enrichissement du bore en B-10 de 19,9% (bore naturel) à 90% (l'enrichissement maximal en B-10).

Le cylindre creux est couplé à une fibre optique par sa surface transparente. Le rôle de la fibre optique est de recueillir et transporter la lumière produite par le scintillateur au PMT. Ce dernier transforme les photons en des impulsions électriques.

En résumé, la performance du détecteur à neutron dépendra des paramètres variables suivants :

- Le diamètre interne du cylindre.
- La hauteur du cylindre.
- La concentration du bore-10.
- La réflectivité optique des parois internes du cylindre.
- Le couplage entre la fibre et le cylindre contenant le scintillateur.
- L'énergie des neutrons incidents.
- Le flux du rayonnement gamma.

GEANT 4 a été utilisé pour simuler et optimiser le détecteur de neutrons mentionnés ci-dessus. Ici, nous n'exposons que les résultats d'une simulation du détecteur en présence d'un faisceau parallèle de neutrons. Plusieurs autres types de faisceaux de neutrons ont été testés incluant différentes géométries et types de source, différentes distributions en énergies des neutrons incidents. Les conclusions générales sont les mêmes quelque soit la nature de la source de neutron.

Nous avons partagé le travail de la simulation en trois phases :

1. La simulation de l'interaction nucléaire du neutron avec le bore-10.
2. La simulation de la production des photons optiques par le scintillateur.
3. La simulation du transport des photons optiques du scintillateur au PMT.

3.3.1 Simulation de la capture des neutrons

La Figure 3.2 montre une vue typique de la simulation de capture des neutrons par le bore-10 contenu dans le scintillateur. Les neutrons arrivent de la gauche dans la direction x. Tous les neutrons incidents sont contenus dans la section du cylindre dans le plan YZ.

Comme il est illustré à la Figure 3.3, la capture du neutron par le bore-10 génère une particule alpha (trait en bleu), un noyau lourd de Lithium-7 (trait blanc) et un rayon gamma (trait jaune). On voit clairement que les rayons gamma s'échappent la plupart du temps du cylindre et ne déposent donc pas d'énergie dans le scintillateur.

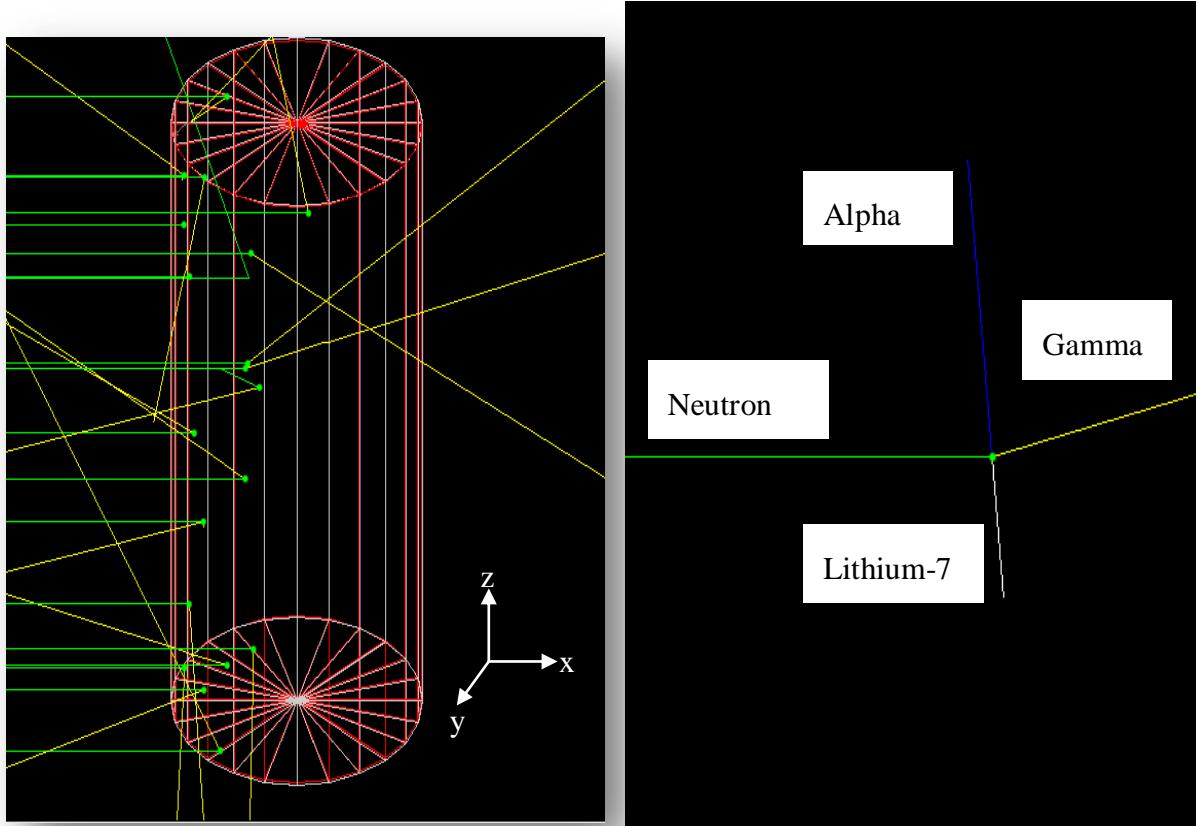


Figure 3.2 : Simulation de la capture des neutrons par le bore-10 contenu dans le scintillateur liquide.

Figure 3.3 : Zoom autour de la capture des neutrons par le bore-10.

Le processus d'interaction des neutrons avec le bore-10 est facilement mis en place en utilisant la liste physique fournie par l'option QGSP_BERT_HP [29,30]. Ce modèle physique représente très fidèlement les interactions que peuvent subir les neutrons. De plus, il utilise des données de sections efficaces de hautes précisions pour le transport des neutrons de 20 MeV jusqu'aux énergies thermiques et donne un bon accord avec les résultats expérimentaux.

L'efficacité de capture de neutrons η est définie pour un faisceau parallèle comme suit :

$$\eta = \frac{\text{Nombre de neutrons capturé dans le cylindre}}{\text{Nombre total des neutrons entrant dans le cylindre}} \pm \Delta\eta$$

où $\Delta\eta$ est la déviation standard statistique donnée par la statistique de Poisson [1]:

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\eta}{N}}$$

avec N le nombre d'événements (ou essais).

Trois paramètres ont été examinés séparément pour l'analyse des performances de capture des neutrons dans le cylindre. Aux Figure 3.4 àFigure 3.6, nous présentons respectivement, les résultats obtenus pour l'efficacité de capture des neutrons dans les cas où il y a variation de l'enrichissement bore-10, du rayon du cylindre et de l'énergie des neutrons incidents. Chaque simulation a été effectuée pour 1 million de neutrons. L'erreur statistique pour ces simulations a été calculée selon l'équation précédente et elle est inférieure à 0,1%.

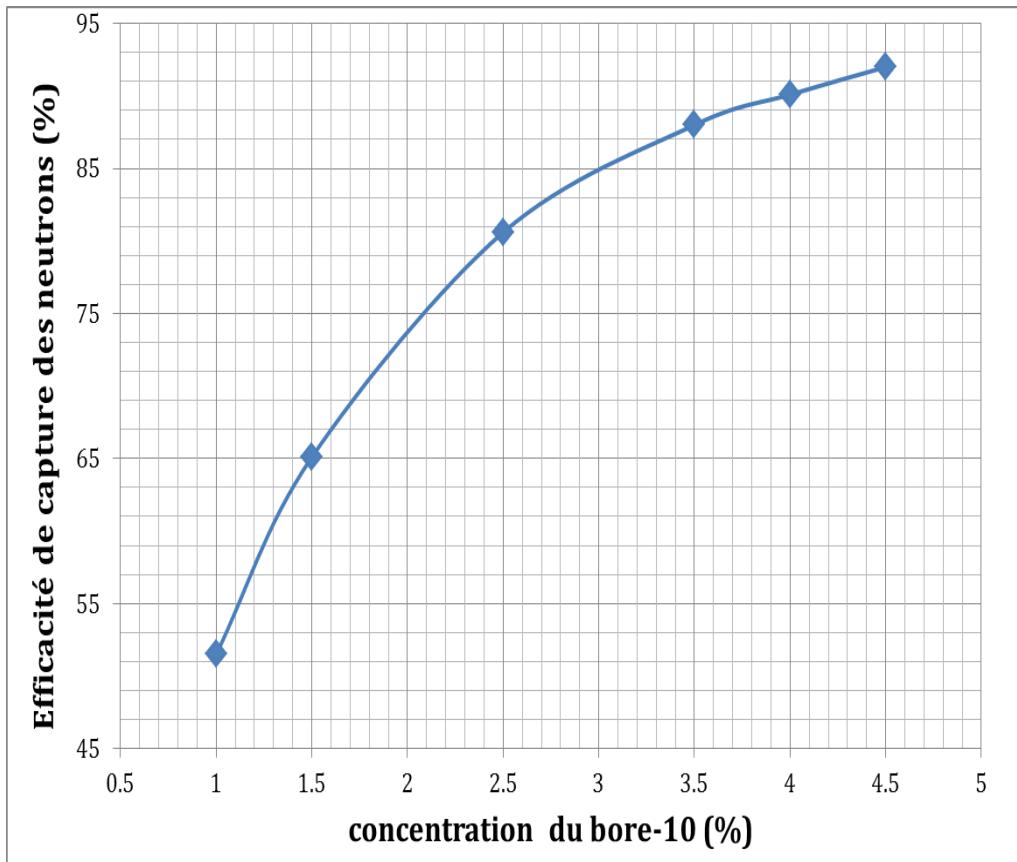


Figure 3.4: Efficacité de capture des neutrons en fonction de la concentration de B-10. Le rayon du cylindre et l'énergie des neutrons sont prises constantes à 2.5 mm et 0.025 eV respectivement. La concentration du bore-10 est donnée par rapport à la masse de LAB. Dans ce graphique, 1% correspond au bore naturel et 4.5% au bore enrichi à 90% en bore-10.

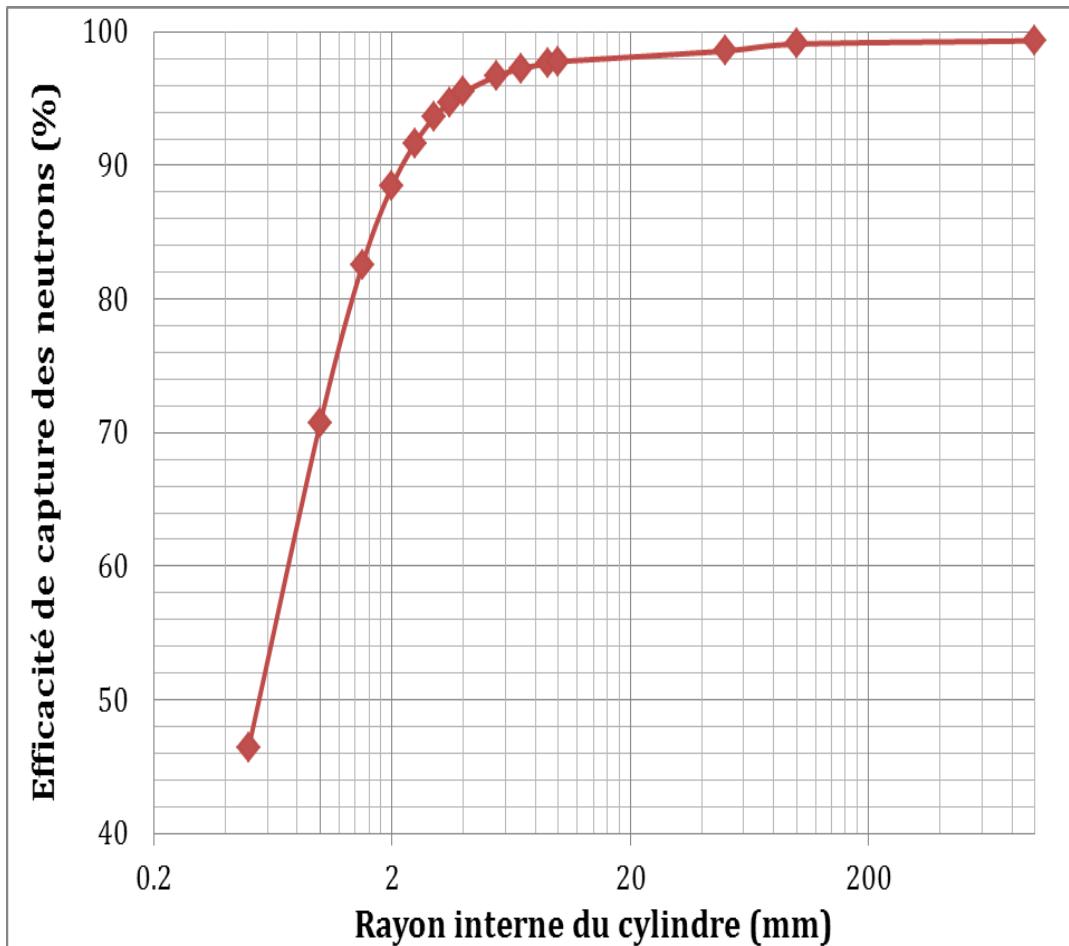


Figure 3.5: Efficacité de capture des neutrons en fonction du rayon du détecteur. La fraction massique de B-10 et l'énergie des neutrons sont prises constantes à 4.5% et 0.025 eV respectivement.

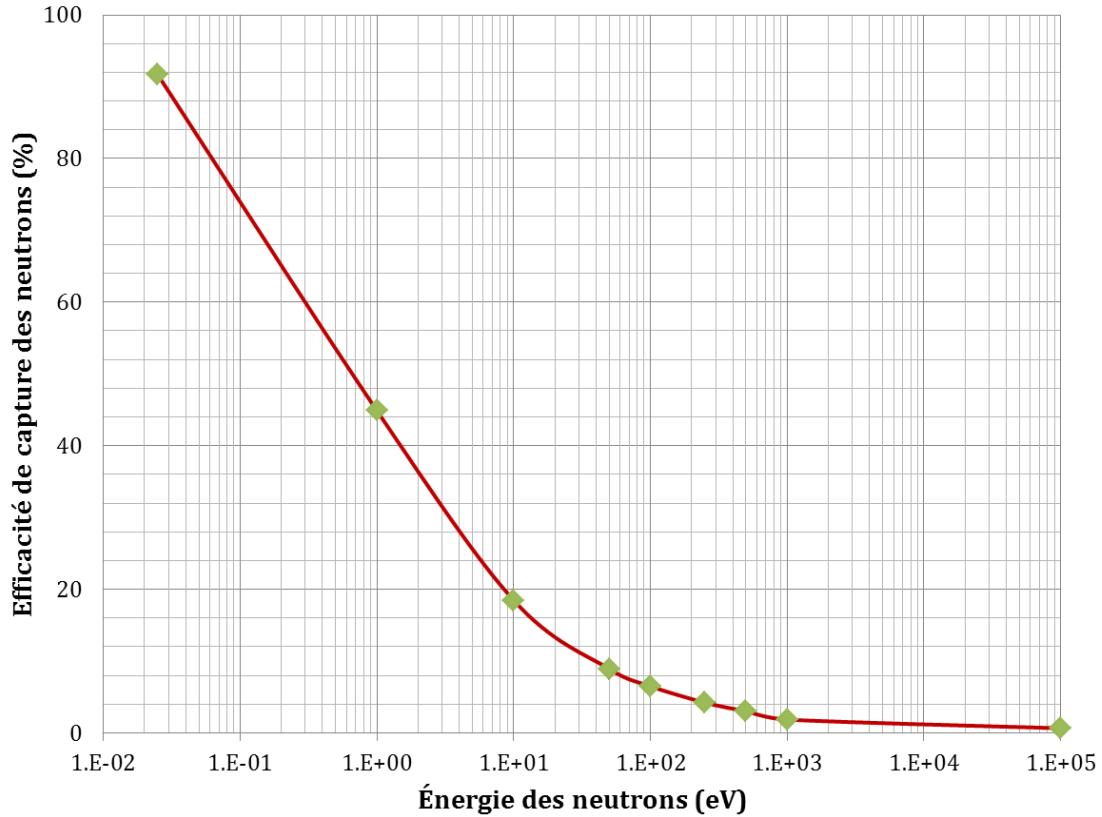


Figure 3.6: Efficacité de capture des neutrons par rapport à leur énergie. L'enrichissement en B-10 et le rayon du cylindre sont supposés constants à 4.5% et 2.5 mm respectivement.

Il apparaît clairement des figures 3.4 et 3.5 que l'efficacité de capture des neutrons augmente avec le rayon du cylindre et l'enrichissement en bore-10 jusqu'à ce qu'elle atteigne un niveau de saturation. L'utilisation d'un scintillateur chargé avec du bore naturel dans un cylindre de diamètre de 2.5 mm assure une efficacité de plus de 50%. Cette efficacité peut être augmenté à plus de 90% si le scintillateur est chargé avec du bore enrichi à 90%. De la même façon, l'efficacité peut croître jusqu'à 98% si nous utilisons un cylindre de rayon de 6 mm. La taille du cylindre nécessaire pour l'absorption totale des neutrons est relativement grande. Cela est expliqué par le fait que le LAB a une faible densité (0.86 g.cm^{-3}) et que les neutrons doivent parcourir plusieurs libre parcours moyen avant qu'ils ne soient tous absorbés.

D'autre part l'efficacité de capture des neutrons diminue avec l'énergie des neutrons et elle est pratiquement nulle au delà de 100 keV. Ce comportement s'explique par la diminution de la

section efficace d'absorption du bore-10 qui a une dépendance vis-à-vis de l'énergie cinétique du neutron en l'inverse de la racine carré de l'énergie cinétique du neutron (voir Figure 1-3).

Qu'il s'agisse d'une source de neutrons ponctuelle, volumique ou planaire, diffuse ou parallèle, ces résultats restent valables et ce sont exactement les mêmes tendances que nous observerons.

En raison de la taille des fibres optiques disponibles sur le marché et afin de réduire la sensibilité aux rayons gamma, nous avons fixé le rayon interne du cylindre à 1 mm et la concentration en bore-10 à 4,5% (enrichissement de 90%). Ceci garantit une efficacité de capture des neutrons supérieure à 70%.

3.3.2 Simulation de la création et du transport des photons optiques

Comme il a été expliqué dans les chapitres précédents, la capture des neutrons par le bore-10 produit deux particules chargées, une particule alpha et un noyau de Li-7, qui sont intéressantes pour notre travail. Elles déposeront toutes leurs énergies dans le scintillateur. Ce dernier convertira une partie de cette énergie en photons optiques. Nous estimons qu'une particule alpha produit près de 750 photons par une énergie déposée de 1 MeV [21,22]. Les particules plus lourdes produisent beaucoup moins de lumière pour la même énergie cinétique [11]. Ainsi nous pouvons négliger la lumière résultante du lithium-7.

Seulement une fraction des photons émis par le scintillateur va être collectée par la fibre optique. De la même façon, uniquement une fraction d'entre eux vont se rendre jusqu'à l'autre bout de la fibre optique pour être transformé en un signal électrique. La probabilité de génération d'une impulsion mesurable à l'anode du PMT dépend directement du nombre de photons incidents sur la photocathode [11]. Par conséquent, nous gagnons beaucoup en optimisant le système de collecte des photons, l'ingrédient clé pour le succès du détecteur à neutrons étant le nombre de photons qui atteignent le PMT.

Pour cette simulation, nous considérons une fibre optique avec un indice de réfraction de 1.60 pour le cœur et 1.49 pour la gaine. Le cœur a un rayon de 1 mm et la gaine a une épaisseur de 0.1 mm. La longueur de la fibre est fixée à 2 m. Une extrémité de la fibre est couplée à la partie supérieure du cylindre en aluminium (de rayon 1mm lui aussi) tandis que l'autre extrémité est couplée au photomultiplicateur.

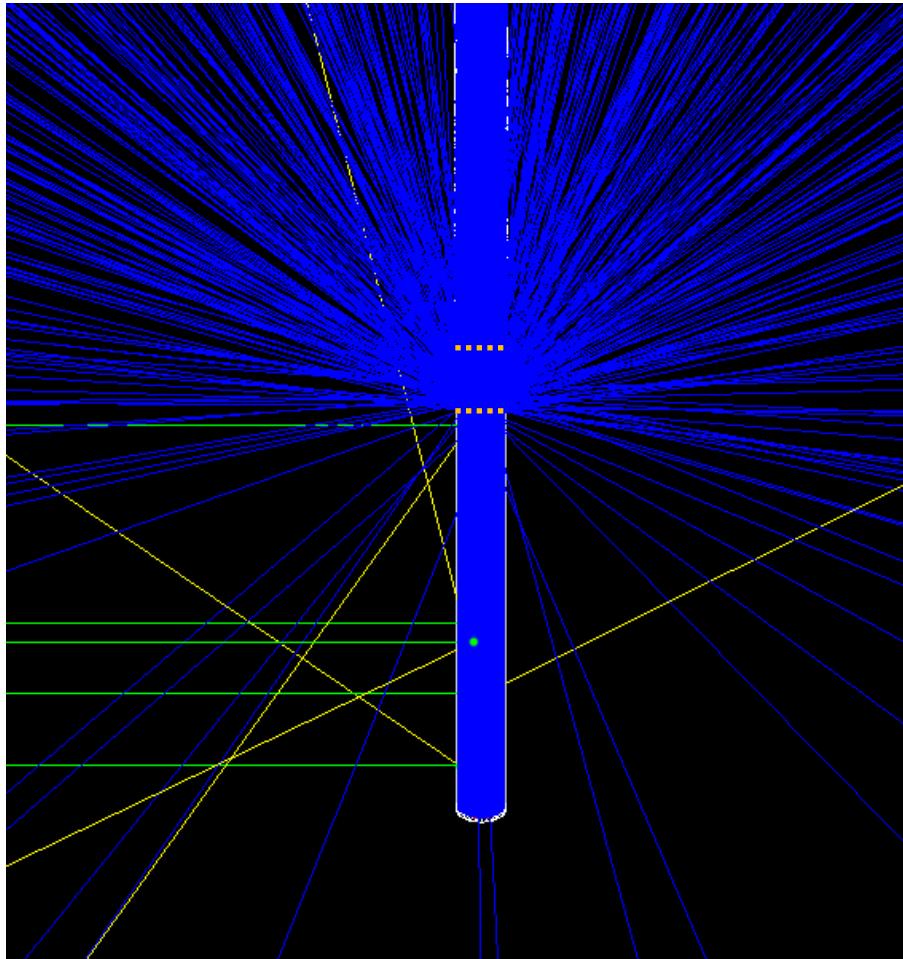


Figure 3.7: (Couleur) Vue panoramique de la simulation de la capture des neutrons par le bore-10 et la production et le transport des photons optiques du scintillateur vers la fibre optique. Les lignes vertes indiquent le trajet des neutrons, les jaunes celles des rayons gamma et les lignes bleus indiquent le trajet des photons optiques. Dans cette figure, un gap existe entre le cylindre et la fibre optique.

GEANT4 prend en charge le processus de scintillation. Il est supporté par le module G4Scintilation basé sur la théorie de l'émission de lumière. Nous avons programmé ce module pour une scintillation isotrope. Nous avons inclus les paramètres physiques nécessaires pour ce processus, tel que le nombre de photons émis par une énergie de 1 MeV absorbé, les constantes de temps pour l'émission optique, le spectre des photons optiques émis, etc.... Le transport des photons est également implanté dans GEANT4 et il est basé sur les équations de Maxwell et de Fresnel. Ici également on doit préciser les propriétés optiques, volumique et surfacique, des matériaux que le photon est susceptible de traverser [29].

Afin d'augmenter le nombre de photons collectés à l'avant du PMT, plusieurs configurations ont été analysées : nous avons comparé le diamètre du cylindre contenant le LAB à celui de la fibre optique, nous avons regardé la technique de couplage de la fibre optique au cylindre, nous avons également étudié l'effet de la hauteur du cylindre LAB, et finalement nous avons concentré beaucoup d'efforts sur les propriétés optiques de la surface intérieure du cylindre (la valeur et la nature de la réflectivité totale). La Figure 3.7 montre la simulation de la capture du neutron par le bore, la génération des photons optiques dans le scintillateur et enfin leur collecte et transport par la fibre optique.

Nous définissons l'efficacité de collecte des photons optiques comme étant le rapport entre le nombre de photons arrivant sur la photocathode du PMT et le nombre total des photons produits dans le scintillateur.

3.3.3 Couplage fibre optique cylindre

Au Tableau 3-1, nous présentons les valeurs obtenues lors de simulations GEANT4 pour l'efficacité de collecte des photons dans le cas d'un cylindre et d'une fibre optique de même diamètre de 2 mm. Comme on peut le constater, le fait de mettre les deux en contacts direct augmente l'efficacité d'un facteur de plus de 20%. Ce résultat peut être expliqué par la relation de Fresnel qui ne prévoit aucune réflexion totale entre deux milieux optiques quand le milieu de départ (le scintillateur dans notre cas) a un indice de réfraction plus petit que celui du milieu d'arrivée (le cœur de la fibre).

Tableau 3-1: Effet du couplage de la fibre optique au cylindre sur l'efficacité de comptage des photons optiques.

	Réflectivité optique interne du cylindre	Efficacité de comptage des photons
0.5 mm de gap entre la surface supérieure du cylindre et la fibre optique.	100 % spéculaire	3.06 %
	100 % diffuse	1.71 %
Contact direct entre la surface supérieure du cylindre et la fibre optique.	100 % spéculaire	4.06 %
	100 % diffuse	2.02 %

3.3.4 Effet de la réflectivité de la surface interne du cylindre

Comme le montre le Tableau 3-2, l'efficacité de la collecte des photons est très sensible à la réflectivité totale (R_{tot}) de la surface intérieure. Elle est également très dépendante de la nature de la réflectivité : spéculaire (R_s) ou diffuse (R_d). Une réflexion spéculaire est celle où les deux rayons, incidents et réfléchi, sont contenus dans le même plan et ils font le même angle par rapport à la normale de la surface. Tous les autres cas, peuvent être classés dans la catégorie de réflexion diffuse.

Si la surface intérieure du cylindre était complètement absorbante ($R_{tot}=0$), seulement 0,55 % des photons seront collectés et transportés vers le PMT. L'efficacité de comptage croît continuellement en augmentant la réflectivité totale de la surface interne du cylindre. Nous remarquons que faire passer la réflectivité totale de 0 à 50% ne fait augmenter l'efficacité de collecte des photons que d'un facteur de 2 en moyenne. Cependant une augmentation de la réflectivité totale de 50 à 98% produit un accroissement de l'efficacité d'un facteur de 8 en moyenne. Cela s'explique par le fait que les photons doivent être réfléchis à plusieurs reprises sur la paroi interne du cylindre s'ils espèrent arriver à la fibre optique. Une surface trop absorbante réduit considérablement cette chance.

Nous remarquons également, que l'efficacité de collecte des photons varie avec la nature de la réflectivité de la surface. Dépendamment de la réflectivité totale, une surface diffuse change la direction du photon optique et contribue par le fait à la croissance ou la décroissance de l'efficacité de comptage des photons. Nous observons que pour des surfaces peu réfléchissantes ($R_{tot} < 98\%$), le fait de passer d'une surface diffuse à une surface spéculaire peut multiplier l'efficacité d'un facteur de 2. Pour des surfaces très réfléchissantes ($R_{tot} \geq 98\%$), l'effet est très différent ; l'efficacité maximale est atteinte pour une surface possédant les deux natures de réflectivité. Théoriquement, nous pouvons atteindre un rendement de collection des photons de 9,45% en considérant un cylindre ayant une surface interne qui a une réflectivité totale de 98%, dont 70% est spéculaire.

Tableau 3-2: Efficacité de la collecte des photons pour différentes réflectivités totales (R_{tot}), spéculaire (R_s) et diffuse (R_d). Le cylindre a un rayon de 1 mm et une hauteur de 2 cm. La fibre a un rayon de 1 mm et une longueur de 2 mètres.

Efficacité de comptage des photons (%)					
Type de Réflexion	$R_s = 0\%$	$R_s = 30\%$	$R_s = 50\%$	$R_s = 70\%$	$R_s = 100\%$
	$R_d = 100\%$	$R_d = 70\%$	$R_d = 50\%$	$R_d = 30\%$	$R_d = 0\%$
Réflectivité totale (%)	0	0.55	0.55	0.55	0.55
50	0.96	1.06	1.17	1.28	1.58
85	2.07	2.5	3.19	3.20	4.11
95	4.25	5.02	5.46	5.88	6.16
98	7.59	8.78	9.19	9.45	7.37
99	11.55	12.37	12.53	12.04	8.08

3.3.5 Effet de la hauteur du cylindre

Un autre résultat important est la dépendance de l'efficacité de la collecte des photons de la hauteur du cylindre. Comme l'illustre la Figure 3.8, l'efficacité de collecte diminue avec la hauteur du cylindre. Ce résultat est dû au fait que la probabilité pour un photon d'être absorbé par la surface interne du cylindre augmente avec la distance séparant l'endroit où il est né de la position de la fibre optique. Au-delà d'une certaine distance, les photons sont complètement absorbés par la paroi du cylindre, car ils subissent un nombre considérable de réflexions. D'un autre côté, nous remarquons qu'en augmentant la hauteur du cylindre, le nombre de photons arrivants sur la PMT augmente jusqu'à une relative saturation. A partir d'une hauteur de 200 mm, le nombre de photons collectés atteint le maximum. Cela peut être expliqué de la même manière que pour l'efficacité de comptage des photons. Seules les photons produits dans un certain volume dans le haut du cylindre, et donc proche de la fibre optique, peuvent être collectés par la fibre optique et espérer se rendre jusqu'au PMT.

En utilisant un cylindre d'une hauteur de 200 mm, jusqu'à 210 photons peuvent être collectés à la photocathode du PMT. Ce nombre est réduit à 32, si nous utilisons un cylindre d'une hauteur de 4 mm. Dans les deux cas et avec les PMT modernes, une impulsion électrique peut être générée conduisant à un vrai compte [11].

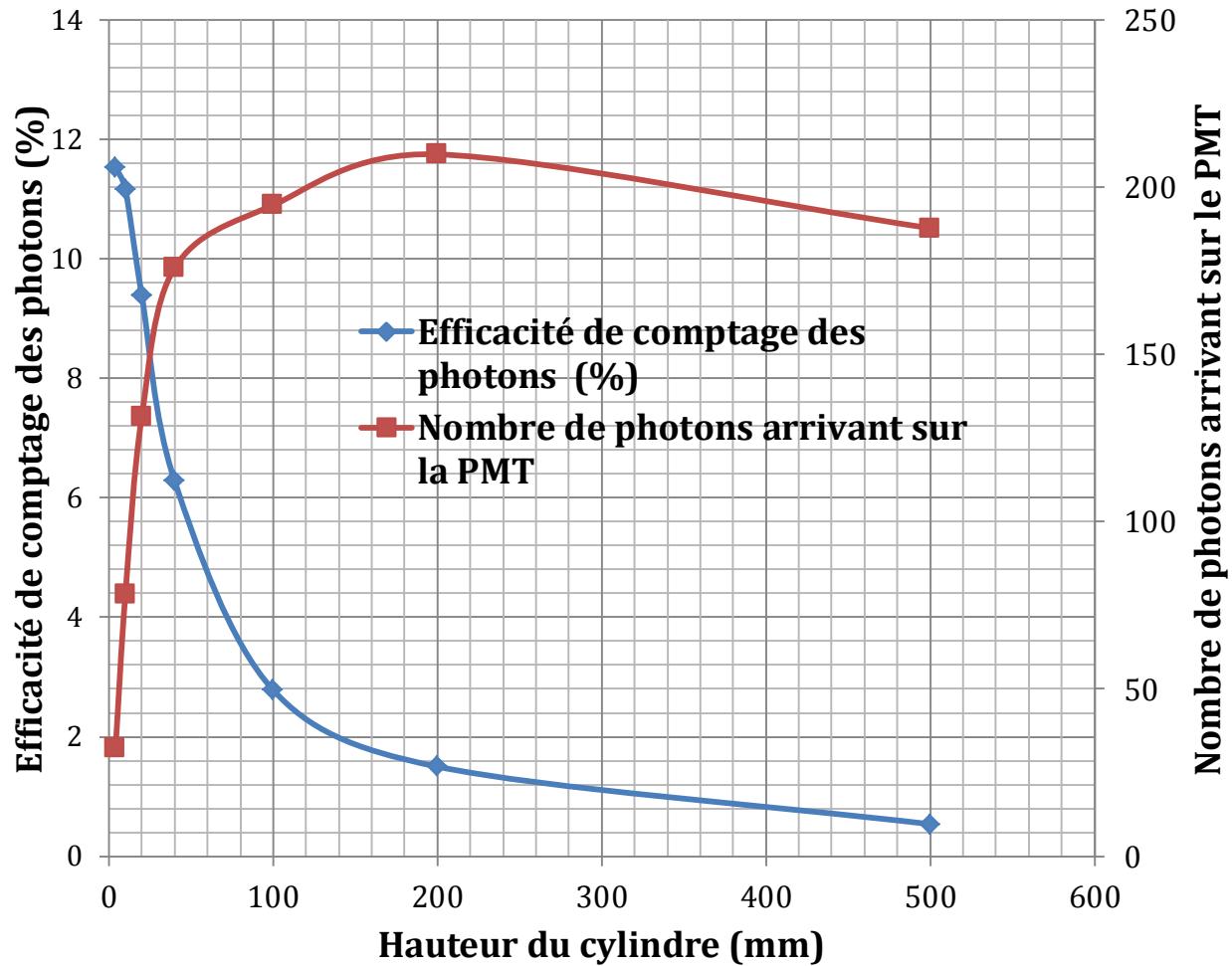


Figure 3.8: Variation de l'efficacité de collection des photons et de leurs nombre sur le PMT en fonction de la hauteur du cylindre contenant le LAB. Les résultats sont pour un faisceau de neutrons de taille infinie et un cylindre avec une réflexion totale de 98%, dont 70% est spéculaire.

3.4 Conclusion sur la simulation GEANT4

La simulation GEANT4 a été utilisée pour la conception d'un petit détecteur à neutrons à base d'un scintillateur organique composé par le solvant linéaire alkyl benzène (LAB) et les fluors PPO et Bis-MSB. Ce scintillateur a été chargé en bore enrichi en B-10 afin de favoriser la capture des neutrons. Le détecteur est composé de deux parties reliées entre elles par une fibre

optique: la première partie est sensible au neutron et la deuxième partie sert pour la lecture du signal électrique.

Les résultats montrent que pour un faisceau unidirectionnel de neutrons thermiques, un petit détecteur de neutrons de 1mm de rayon et d'une efficacité de détection de 70% peut être construit si le scintillateur est chargé avec 4,5% de bore-10. La simulation GEANT4 montre que les propriétés optiques de la surface interne du cylindre sont des facteurs déterminants dans le succès du fonctionnement du détecteur à neutron. Grâce à sa petite taille et aux caractéristiques de l'émission optique du scintillateur, ce concept de détecteur de neutrons est prévu pour fonctionner dans un environnement de rayons gamma.

Avant d'aller de l'avant dans la construction de ce détecteur, plusieurs étapes restent à franchir. Parmi elle on retrouve évidemment la validation des calculs GEANT4 et la caractérisation du scintillateur LAB. C'est ce que nous avons fait et ce que nous tenterons d'expliquer dans le prochain chapitre.

CHAPITRE 4 PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE ET ANALYSE DES DONNÉES

Toute simulation ne pourra être précise et réaliste que si elle est confrontée à des données expérimentales [31]. Une simple erreur dans le modèle ou les paramètres physiques conduit facilement à des résultats trop optimistes ou trop pessimistes et perdra par le fait tout son sens et son intérêt. Une comparaison avec des données expérimentales est nécessaire pour valider les modèles physiques théoriques utilisés et la méthode employée pour la simulation.

Dans ce chapitre, nous exposerons le travail expérimental accompli. Dans un premier temps, nous détaillerons notre méthode expérimentale puis nous parlerons de la validation expérimentale des calculs GEANT4. Enfin nous présenterons les données sur la caractérisation du scintillateur à base du solvant LAB dans différentes conditions en utilisant des sources alpha, beta, gamma et des neutrons.

4.1 Méthode expérimentale

Dans les laboratoires d'Énergie Atomique du Canada Limitée (EACL) à Chalk-River (CRL), nous avons monté une expérience pour la détection de rayonnement en utilisant un détecteur à base de scintillateurs. Dans toutes les expériences citées dans ce travail, nous avons utilisé un scintillateur à base de LAB utilisant PPO et Bis-MSB comme fluors. La concentration de ces derniers est 3g/litre et 200 mg/litre respectivement. Comme le montre la Figure 4-1, le montage expérimental peut être divisé en deux parties inter reliées :

1. Le détecteur: Son rôle est d'assurer une interaction efficace du rayonnement avec le scintillateur, de produire des photons optiques et de générer une impulsion électrique représentative du rayonnement incident. Cette partie peut bien correspondre à celle décrite à la Figure 3.1, à celle schématisée à la Figure 4-2 ci-dessous ou toute autre configuration pratique.

2. Un système d'acquisition des données (DAQ) : Son rôle est le traitement et la compilation des impulsions électriques telles que fournies par le détecteur. Comme décrit dans la partie 2.3, le système DAQ peut aller d'un simple ampèremètre attaché au détecteur à un système plus complexe composé de plusieurs modules et contrôlé par un programme informatique de milliers de lignes. Dans notre cas, nous avons utilisé deux variantes du système d'acquisition. Le premier système DAQ est constitué d'un convertisseur analogique/digital (ADC) SIS3320 de la compagnie Struck [32]. Il a une cadence maximale de 200 MHz et il est contrôlé par ordinateur. Beaucoup d'efforts ont été mis pour le développement d'un programme C++ nécessaire pour l'acquisition des données avec ce module SIS3320. Le deuxième système DAQ utilisé est constitué d'un oscilloscope DPO 7254 de Tektronix qui a un pouvoir d'échantillonnage allant jusqu'à 40 GHz.

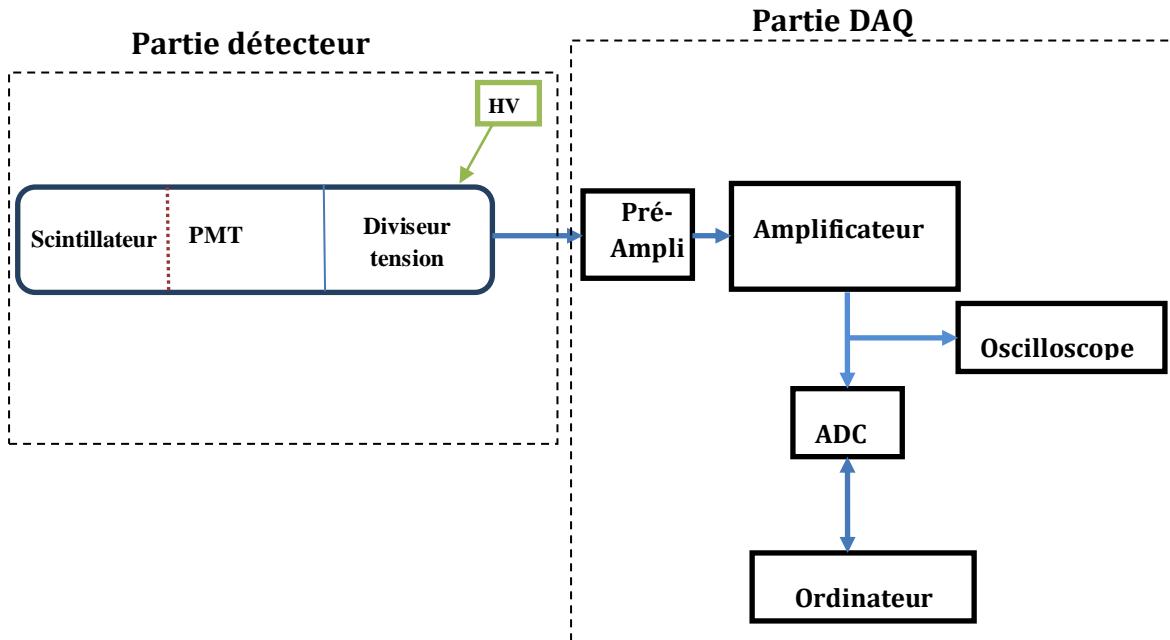


Figure 4-1: Schéma illustrant l'expérience pour le test du détecteur à rayonnement à base du scintillateur.

Dans ce montage, les particules gamma, alpha, beta et neutron peuvent être utilisées comme source d'excitation. La source de rayonnement peut être externe au scintillateur, neutron et rayon gamma, comme elle peut l'être interne, particules alpha et beta.

La Figure 4-1 illustre la relation entre les deux parties. Le convertisseur ADC numérise le signal de sortie du photomultiplicateur au mieux à chaque 5 ns. Un exemple du signal obtenu après numérisation est présenté à la

Figure 4-3. C'est un spectre représentatif du signal de sortie du PMT. Avec un tel système DAQ, le signal de sortie de la PMT se voit élargit et sa résolution temporelle est au mieux de 10 ns. Malgré cela, le spectre numérisé obtenu reste utilisable pour les applications visant à mesurer l'énergie d'un rayonnement. Comme nous allons le voir plus tard, ce spectre n'est pas adapté aux expériences visant à identifier le type de rayonnement. De telles expériences exigent une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.

Le spectre unidimensionnel numérisé, est composé de 1004 points représentant l'intensité électrique de l'impulsion en fonction du temps. En général, ce spectre est composé uniquement d'une seule impulsion n'occupant qu'une dizaine de points. Cependant quand l'activité de la source excitant le scintillateur est très élevée, il arrive qu'on observe plusieurs impulsions dans le même spectre.

Chaque impulsion contenue dans ce spectre est caractérisée par son amplitude (ou hauteur) et par sa surface. Si l'amplitude de l'impulsion dépasse une certaine valeur seuil, appelé niveau de discrimination, une série de calculs est lancée dans l'ADC SIS3320 pour évaluer la surface sous la courbe. Le niveau de discrimination est variable et l'expérimentateur doit le déterminer. Parce que la résolution de l'ADC est de 12 bit, les surfaces obtenues varient de 0 à 4095 avec un pas de 1. Le résultat des calculs est ensuite transmis vers l'ordinateur où un histogramme du nombre d'occurrence des valeurs de la surface sous l'impulsion est construit. Étant donnée que les valeurs de surfaces varient d'une manière discrète, le terme surface est remplacé par le numéro de canal.

Un exemple de spectre est présenté à la Figure 4-4. Ce dernier a été obtenu en utilisant la configuration du détecteur tel que montré dans la Figure 4-2. Cette figure est appelée spectre énergétique et elle donne la distribution de l'énergie déposée par les particules chargées dans le scintillateur. Tout détecteur de rayonnement doit fournir au moins le spectre énergétique du rayonnement incident. Nous avons incorporé toutes les étapes d'acquisition du spectre énergétique dans le programme C++ de contrôle du convertisseur ADC et l'intervention de

l'utilisateur se limite la plupart du temps à la configuration et à la définition des paramètres d'acquisition. Un exemple d'un fichier de configuration est donné à l'annexe 2.

La fréquence d'occurrence d'une interaction nucléaire dépend de l'intensité du rayonnement (activité de la source) et de la section efficace pour cette interaction. Cela a une incidence directe sur le temps nécessaire pour une mesure. Il peut aller d'une minute à plusieurs heures.

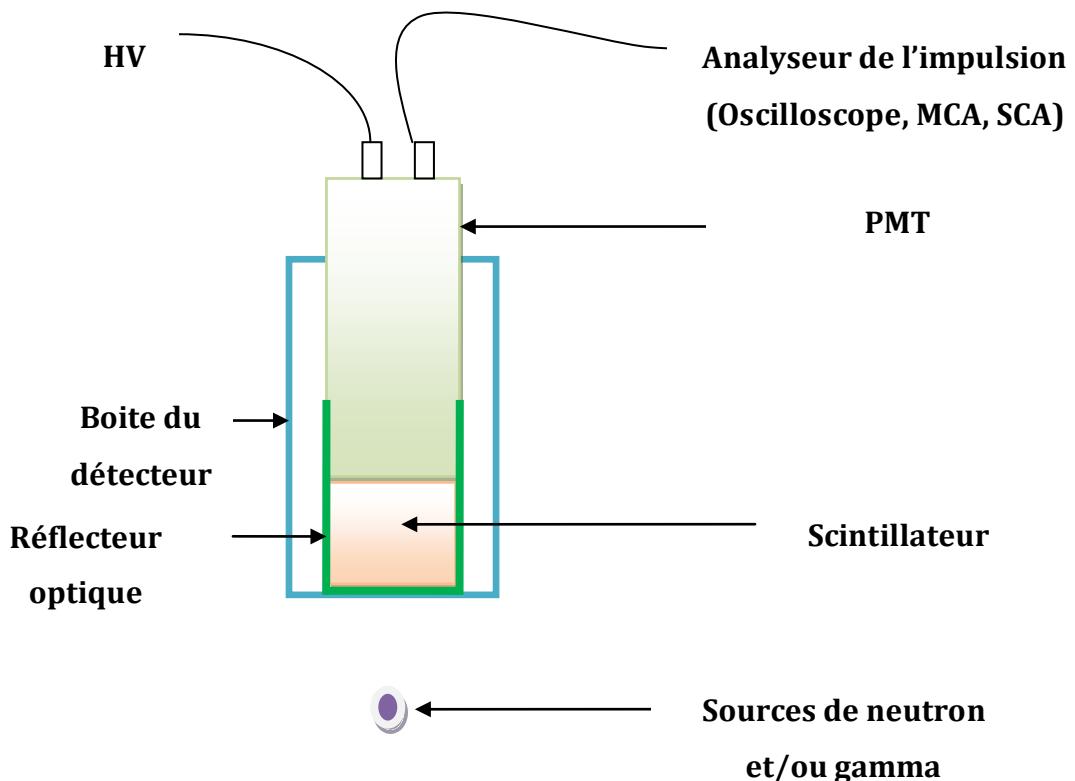


Figure 4-2: Configuration typique d'un détecteur de rayonnement. Le diamètre et la hauteur de la cellule sont 50.8 et 70.62 mm respectivement.

4.2 Calibration du détecteur

L'axe horizontal dans la Figure 4-4 représente la surface sous l'impulsion électrique. Comme nous l'avons expliqué au chapitre 3, cette surface est proportionnelle à la quantité d'énergie déposée par la particule chargée. Pour une lecture directe de l'énergie déposée par la

particule, il apparaît primordial de trouver la relation entre la surface sous l'impulsion et l'énergie déposée. Cette procédure est appelée calibration du spectre d'énergie.

Pour ce but, nous avons utilisé un détecteur comme illustré à la Figure 4-2. Le scintillateur a été excité indépendamment par trois sources gamma, chacune ayant une activité inférieure à 1 microcurie. Nous avons utilisé une source de Cobalt-60 (émission gamma à 1.173 MeV et 1.333 MeV), une source de Césium 137 (émission gamma à 0.662 MeV) et une source de Baryum-133 (émission gamma à 0.356 MeV). Ceci permettra de vérifier, entre autre, la linéarité du système. À la Figure 4-4, les spectres énergétiques bruts obtenus pour ces trois sources radioactives sont montrés.

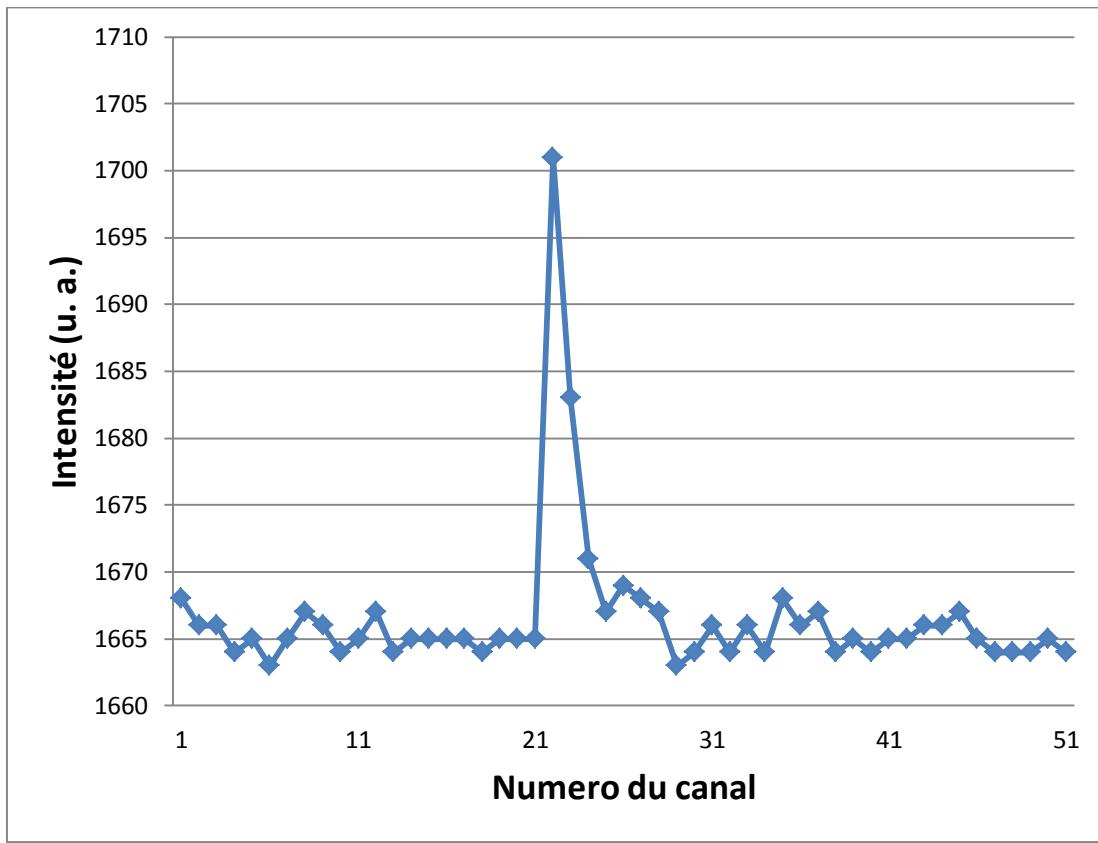


Figure 4-3: Exemple d'impulsion obtenue après numérisation par le convertisseur ADC SIS3320.

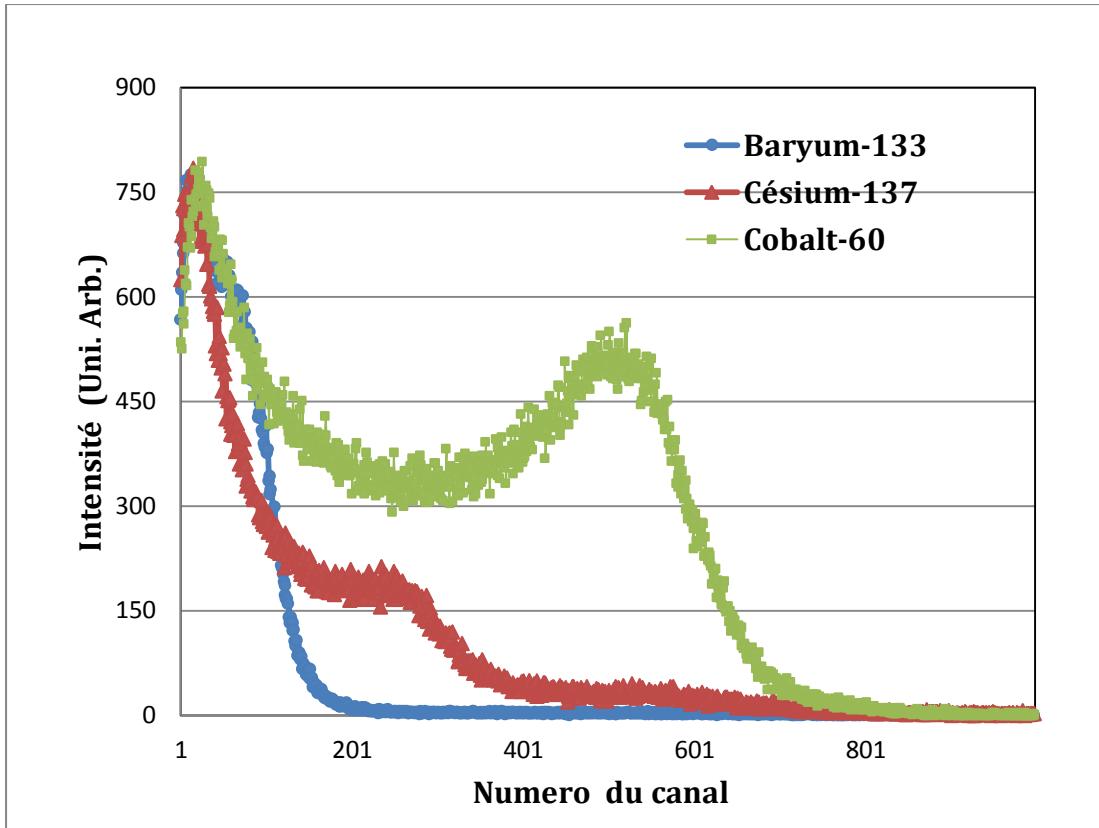


Figure 4-4: Histogramme du nombre d'occurrence des valeurs de la surface sous l'impulsion pour trois différentes sources gamma.

Due à la faible densité du scintillateur, le rayonnement gamma ne dépose pas toute son énergie dans le scintillateur. C'est uniquement l'interaction Compton qui a lieu. Tel qu'anticipé, le plateau et le bord Compton sont bien observables [1].

En utilisant, l'équation 1.6, la position en énergie du bord Compton (Compton edge) est donnée théoriquement par [1] :

$$E_e = \frac{2(hv)^2}{m_0c^2 + 2hv}$$

où hv est l'énergie du rayon gamma incident, m_0 la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour le Baryum, le Césium et le Cobalt, la position en énergie du bord Compton est alors égale à 0.207, 0.478 et 0.963 MeV respectivement. Sur la Figure 4-5, nous traçons le numéro de canal correspondant au bord Compton en fonction de la position énergétique théorique lui

correspondant. Le canal 0 correspond à une impulsion d'une surface nulle et donc à une énergie nulle déposée par le rayonnement. En pratique, la définition de la localisation exacte du bord Compton peut correspondre à différent endroit sur la courbe; il peut correspondre au sommet de la courbe, au milieu ou complètement à la fin du bord. Nous l'avons pris au milieu de la descente rapide. Cette variation dans la définition de la position du bord Compton, nous mène à estimer l'erreur sur la position (indice) du front Compton à au moins ± 20 canaux. En tenant compte de cette incertitude, nous pouvons affirmer que la réponse de notre détecteur est bien linéaire et que l'énergie déposée dans le scintillateur peut être toujours déduite de la mesure. Il faut bien préciser ici que la relation numéro de canal (y) énergie (x), $y = 638x$, est valable uniquement dans la configuration expérimentale utilisée dans ce travail. Si un seul des paramètres expérimental varie (le PMT, les conditions d'opération du PMT, la taille du cylindre contenant le LAB ou toute autre paramètre), toute la calibration doit être refaite et une nouvelle relation doit être déterminée.

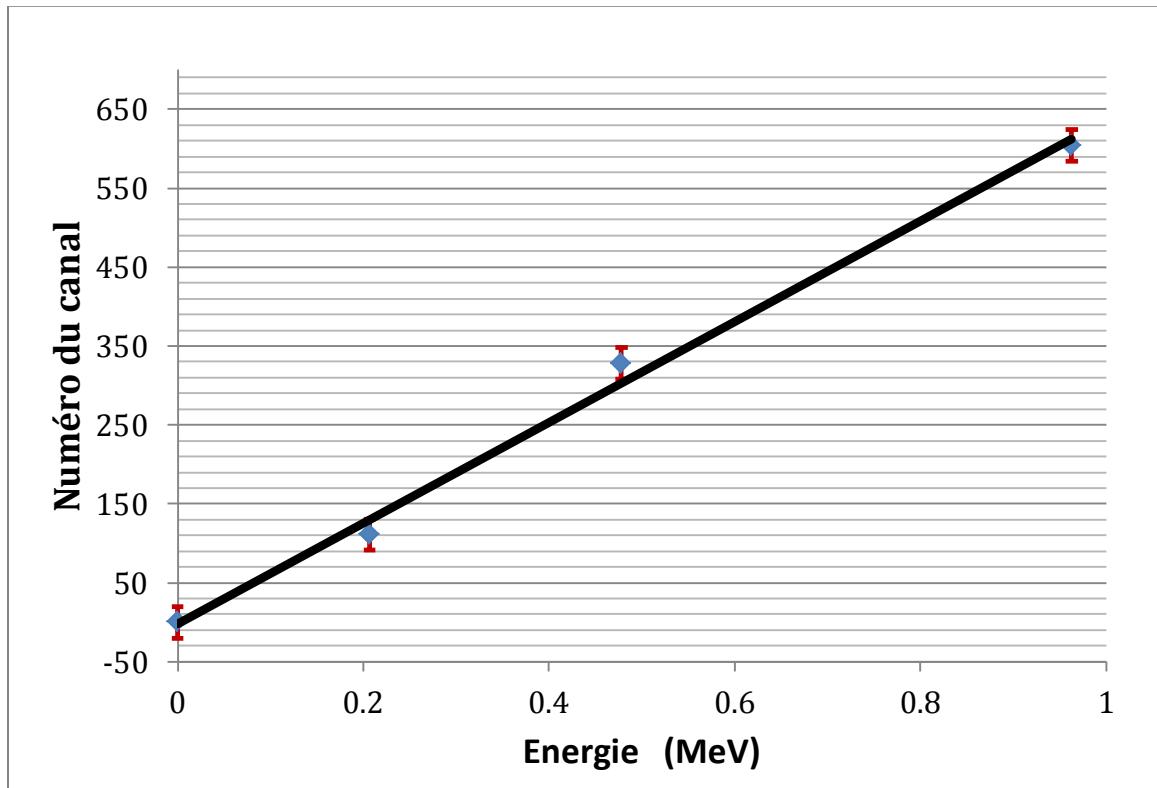


Figure 4-5: Calibration du système de détection.

4.3 Validation des calculs GEANT4

La validation des calculs GEANT4 est nécessaire tant pour valider le progiciel GEANT4 pour de telles applications que la méthode et les modèles physiques utilisés. Pour cela, le montage de la Figure 4-2 a été utilisé. Une cellule de 50.8 mm de diamètre et de 70.62 mm de hauteur et contenant le scintillateur liquide a été couplée directement au PMT 9266B d'Electrons Tubes [33]. La cellule a été exposée à une source de Cobalt-60 qui émet des rayons gamma de 1,173 et 1,333 MeV.

En parallèle, une simulation GEANT4 a été réalisée pour cette même configuration. Une procédure de simulation identique à celle décrite au chapitre 3 a été utilisée, sauf qu'ici il n'y a pas de fibre optique et la cellule est couplée optiquement et directement au PMT. La Figure 4-6 montre une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux simulés. Aucun des deux spectres ne montre les deux photo-pics du cobalt-60. Ceci est dû à la faible densité du scintillateur combinée à la petite taille du cylindre. Le rayonnement gamma ne dépose pas toute son énergie dans le scintillateur et seul l'effet Compton est donc observé. En général un bon accord entre les deux expérimentations est observé sauf autour de la transition rapide où les résultats simulés sont légèrement inférieurs à ceux mesurés. Cela peut être dû au fait que les paramètres physiques pour les propriétés optiques des matériaux considérés dans la simulation ne sont pas exactement ceux utilisés dans la pratique. La différence entre les deux spectres peut être aussi due à la normalisation des deux spectres. Dans la limite des erreurs, la différence observée est acceptable.

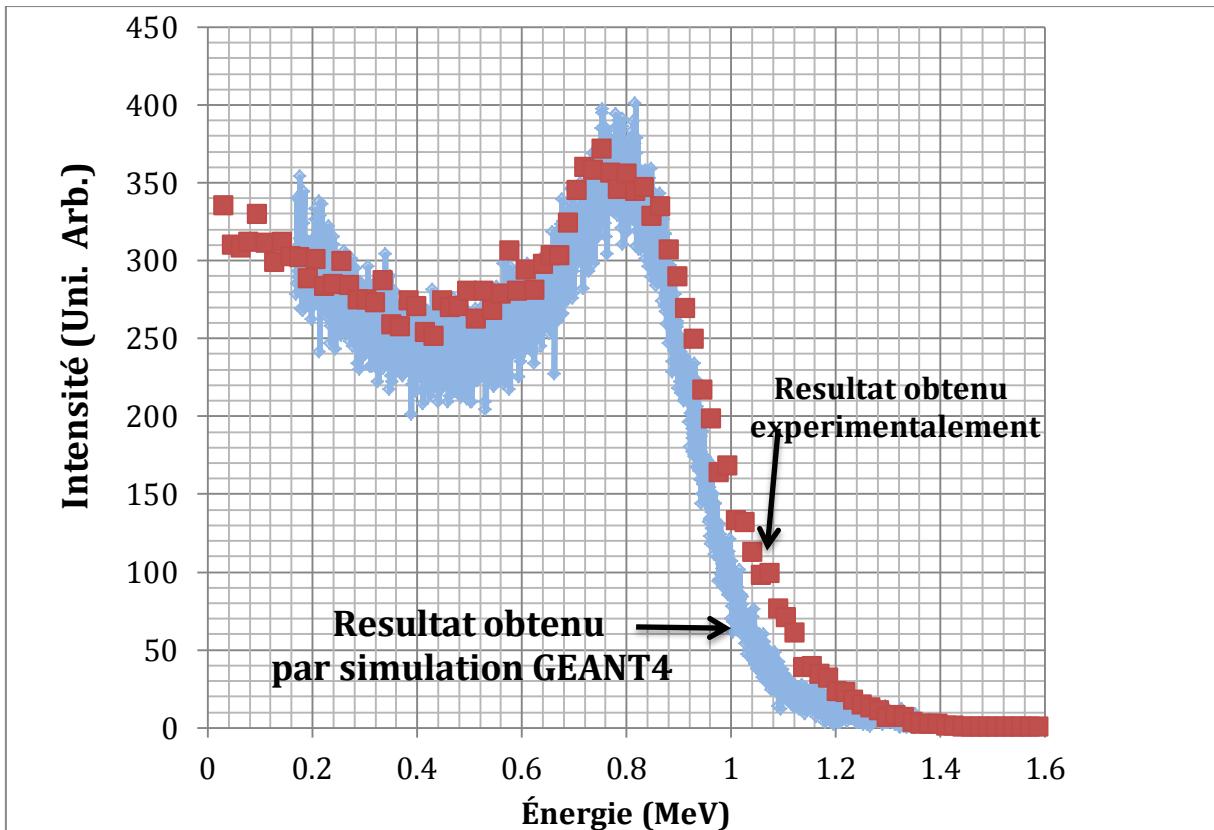


Figure 4-6: Comparaison entre les spectres énergétiques obtenus par simulation GEANT4 et par mesure expérimentale (carré) dans le cas du scintillateur LAB exposé à une source de cobalt-60.

La forme générale du spectre mesuré expérimentalement est en accord avec celles publiées dans les références [1,34]. Ces dernières utilisent d'autres types de Crystal scintillateurs pour la spectroscopie des rayons gamma. Ce résultat confirme le principe de détection du rayonnement en utilisant un scintillateur liquide à base du solvant LAB.

L'accord observé entre la simulation GEANT4 et les données expérimentales, nous donne encore une fois confiance dans la simulation GEANT4 et dans les modèles physiques que nous avons utilisés.

4.4 Mesure avec deux sources : alpha et beta

Jusqu'à présent, nous avons démontré l'utilité de notre système pour la détection d'un seul type de rayonnement, plus spécifiquement les rayons gamma. Il est temps de se questionner sur ses performances si nous avons au moins deux types de rayonnements présents : alpha et beta par exemple.

Pour cela, nous avons décidé d'utiliser une source de Plomb-212 (Pb-212). C'est une source d'alpha et de beta largement disponible qui peut être chargée facilement dans un scintillateur liquide. L'observation de la réponse du système de détection à cette source, permettra de caractériser le scintillateur liquide et le système électronique d'acquisition des données. Par la particule alpha qu'elle génère, elle permettra entre autre, de simuler l'interaction de capture des neutrons par le bore-10. Nous savons que cette dernière interaction produit des particules alpha et ce sont ces derniers qui provoquent la scintillation.

Une expérience pour le chargement du scintillateur avec le Pb-212 a été mise en place aux laboratoires d'EACL à Chalk-River. Ce montage permet de produire jusqu'à 1000 Bq en 4 heures. Nous pouvons résumer ce montage en deux colonnes cylindriques, une contenant du Thorium 232 (Th-232) et l'autre contenant le scintillateur. L'air circulant en circuit fermé entre ces deux cylindres transporte la matière radioactive de la colonne Th-232 vers le scintillateur.

Comme illustré à la Figure 4-7, le Radon 220 (Rn-220) est un des descendants du Th-232. À cause de sa nature gazeuse et par la conception du système de chargement, il est le seul élément à être transporté vers le scintillateur. Sa demi-vie et celle de son descendant direct, le Polonium 216 (Po-216), sont très courtes. Elles sont de 55 et 0.14 s respectivement. Pour cette raison, le scintillateur se retrouve chargé avec du Pb-212 qui est le descendant du Po-216. Deux heures au minimum sont nécessaires pour charger le scintillateur avec une quantité appréciable de Pb-212. Toutes les mesures de sécurité sont prises afin de ne pas disperser ce rayonnement dans l'environnement. Due à la courte demi-vie du Pb-212 (10.6 heures), l'échantillon obtenu est utilisé le plus rapidement possible dans notre système. Après 48 heures, pratiquement toute la radioactivité a disparu.

Un tel échantillon de scintillateur chargé en Pb-212 nous a été utile dans l'étude de deux points de vue :

1. Comprendre le système d'acquisition des données, tant sur le plan matériel que sur le plan programmation.
2. Étudier le mécanisme de « Pulse Shape Discrimination » (PSD).

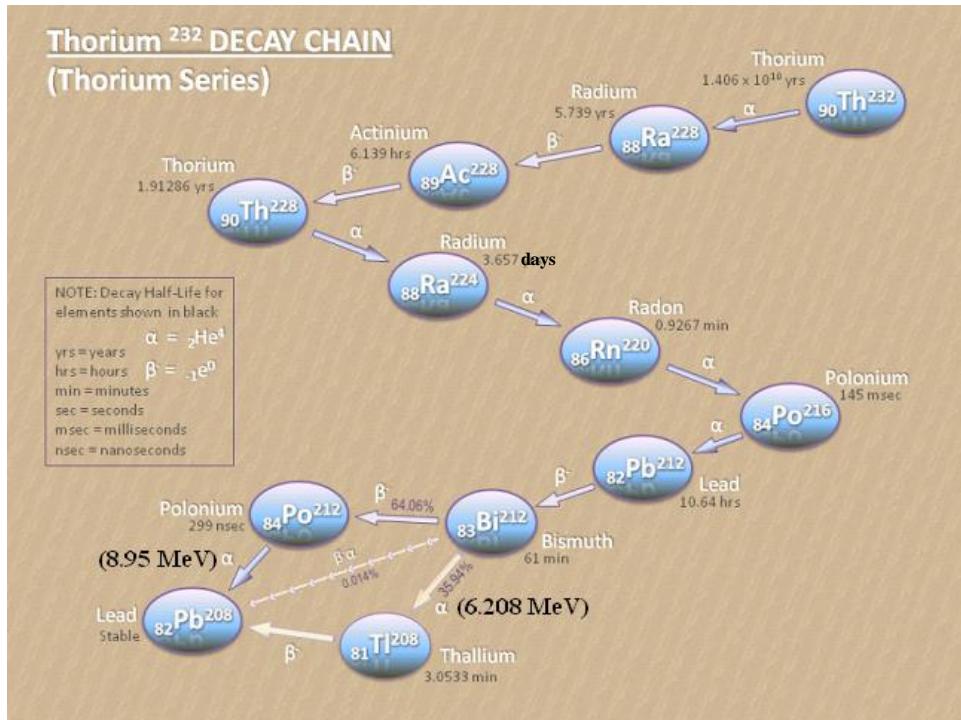


Figure 4-7: Chaine de décroissance du Thorium 232.

4.4.1 Compréhension du système d'acquisition

Dans la chaîne de décroissance du Pb-212, on s'attend à ce que le nombre des particules alpha avec une énergie de 8.95 MeV résultants de la désintégration de Po-212 soit deux fois plus grand que celui des alphas avec une énergie de 6.208 MeV résultants de la désintégration du Bi-212 (voir Figure 4-7). Ceci devrait se traduire dans le spectre énergétique par un pic à 8.95 MeV deux fois plus intense que celui à 6.208 MeV.

Cependant et comme le montre la Figure 4-8, nous observons expérimentalement une signature différente. La première mesure que nous avons fait avec le scintillateur chargé en Pb-212 et en utilisant le niveau de discrimination habituel à 100, a donné des résultats inattendus. Le pic alpha à 8.95 MeV est pratiquement absent et c'est le pic à 6.208 MeV qui domine le spectre.

Ce résultat a remis en question notre méthode de mesure avec le système DAQ décrit plus haut. Il a fallu ré-analysé le processus physique de la désintégration du Pb-212 et le fonctionnement du système DAQ.

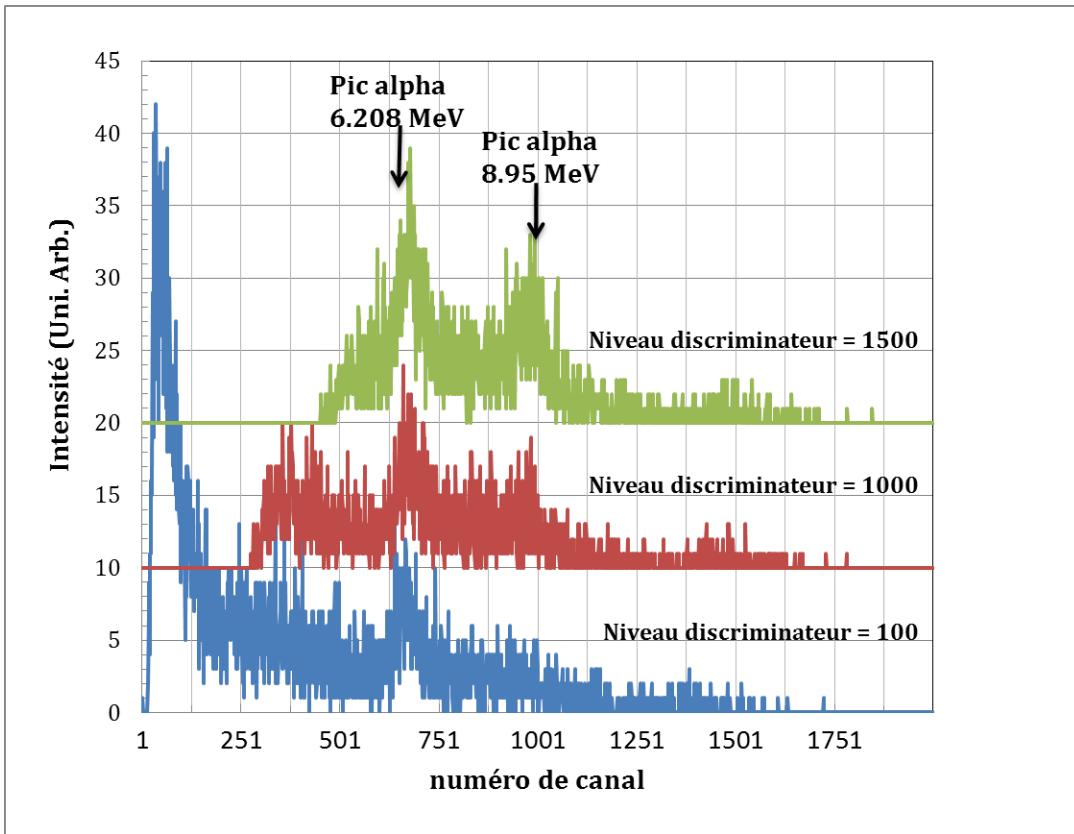


Figure 4-8: Mesure du rayonnement alpha avec le scintillateur chargé en Pb-212.

Le schéma de décroissance du Pb-212, nous apprend que le Bi-212 a 64 % de chances de se désintégrer et donner une particule beta et l'isotope Po-212. Ce dernier a une demi-vie de 299 ns et donne suite à une désintégration, la particule alpha à 8,955 MeV. De ce fait, si une particule beta est émise suite à la désintégration du Bi-212 et si l'amplitude de l'impulsion générée par cette émission beta est plus grande que le niveau discriminateur fixé par l'utilisateur, le système d'acquisition DAQ se déclenche pour enregistrer et classifier cet événement. Il faut un certain

temps au système électronique pour récupérer sa pleine capacité et être prêt pour détecter un nouvel événement. Ce temps mort peut être de l'ordre de la microseconde. Durant cette période, il y a une grande probabilité pour que la particule alpha à 8,955 MeV soit émise.

En effet et étant donnée que le Po-212 a un temps demi-vie de 299 ns, il y a une probabilité supérieure à 50% pour qu'une particule alpha soit émise à l'intérieur d'un délai de 299 ns après l'émission de la particule beta. Ceci implique que si le système de détection se déclenche sur une émission beta, il est difficile, voire impossible, qu'il soit prêt pour détecter la particule alpha qui suit l'émission de beta. De ce fait la plupart des événements alpha à 8.95 MeV ne sont pas enregistrés et ne seront pas comptabilisés. Ces observations expliquent les résultats obtenus pour le pic d'alpha à 8.95 MeV.

Pour résoudre ce problème, plusieurs solutions existent. Une d'entre elles exploite le fait que l'énergie de la particule beta est généralement inférieure à l'énergie de la particule alpha qui la suit. Il en résulte que l'amplitude de l'impulsion électrique résultant de la particule alpha est en général plus grande que celle résultante de la particule beta. Ceci a été exploité dans notre système d'acquisition des données. L'idée est d'augmenter le niveau discriminateur pour forcer le système à ne pas se déclencher sur les impulsions beta. La Figure 4-8 montre clairement cet effet. En augmentant le niveau discriminateur de 100 à 1000 puis à 1500, le pic alpha à 8,955 MeV est de plus en plus visible et mieux défini. Toutefois, même avec le seuil à 1500, le pic alpha à 8,955 MeV n'a pas 2 fois l'intensité du pic alpha à 6.208 MeV. Ceci est certainement dû à l'émission de particule beta avec une énergie plus grande que le niveau discriminateur.

Pour illustrer encore plus cet effet, nous avons enregistré une acquisition plus longue, de 10 heures, avec le niveau discriminateur à 1500. Le résultat est montré dans la Figure 4-9. Nous remarquons que le niveau de discrimination à 1500 permet de détecter uniquement les particules alpha de plus de 6 MeV et les particules beta de plus de 0.6 MeV. Ce spectre a été calibré par l'utilisation de la source gamma du Cobalt-60 et en assumant que le même facteur d'équivalence (énergie alpha/énergie beta) de 10 est applicable pour les deux pics alpha [35,36]. Les deux pics alpha sont clairement visibles et leurs positions énergétiques sont bien celles prédictes. On peut constater que les 2 pics reposent sur un signal de base dû à l'émission continue beta.

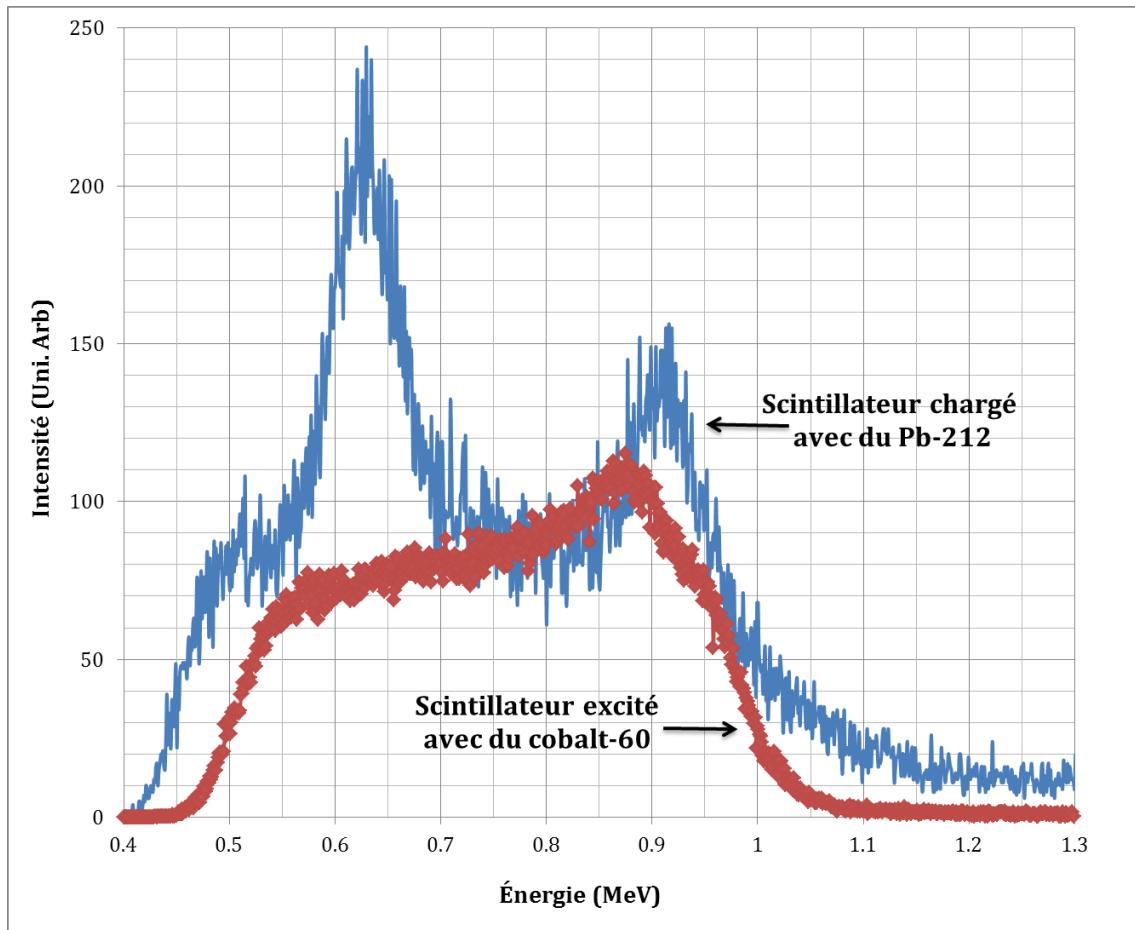


Figure 4-9: Spectre énergétique montrant les deux pics alpha à 6.208 et 8.95 MeV. Ce spectre a été obtenu dans une acquisition de 10 heures en utilisant le scintillateur chargé en Pb-212.

Cette étude est une étape très importante dans notre travail. Elle nous a permis de :

- Confirmer le concept d'utilisation du scintillateur à base du solvant LAB pour la détection du rayonnement alpha et beta.
- Démontrer qu'une particule alpha d'une énergie allant de 6 à 9 MeV produit environ 10 fois moins de lumière qu'un électron de même énergie. Ce résultat est en bon accord avec ceux déjà publiés [35,36].
- Comprendre le fonctionnement du système d'acquisition DAQ et ajuster certains paramètres électroniques (entre autre le niveau de discrimination).
- Comprendre la physique de la détection du rayonnement.

L'échantillon scintillateur chargé en Pb-212 prend toute sa valeur dans l'étude de la « Pulse Shape Discrimination » (PSD).

4.5 Pulse Shape Discrimination

Un des objectifs de ce projet est de pouvoir fabriquer un détecteur capable de différencier un neutron d'un rayon gamma. En d'autre terme, nous espérons réaliser un détecteur sensible au neutron uniquement. Comme expliqué au chapitre 2, la PSD est une des techniques proposées pour réaliser la discrimination entre neutron et rayon gamma. Cette technique exploite le fait que l'émission optique des scintillateurs résultante d'une excitation par neutron a une durée beaucoup plus longue que celle qui résulte d'une excitation gamma.

Pour l'étude PSD, on peut comparer les résultats obtenus par des excitations directes de neutrons et de rayons gamma, comme on peut prendre des sources radioactives pour simuler l'interaction des neutrons et des rayons gamma. Nous avons choisi cette dernière solution. En effet, on sait que la détection d'un neutron se résume à mettre en évidence la présence d'une particule alpha et dans le cas d'un rayon gamma d'énergie moyenne, sa détection résulte en la détection d'un électron.

Pour cela, On peut plonger une source alpha d'Américium-241 (Am-241) dans le scintillateur et dans un autre cas exciter le scintillateur par des rayons gamma provenant du Césium-137. Dans le cas de la source Am-241, l'excitation est spatialement localisée et proche du PMT, tandis que dans le cas de la source gamma, l'émission optique est isotrope et elle émane de tous le volume. Le fait que la géométrie dans ces deux cas d'excitations n'est pas la même, ne permet pas une comparaison rigoureuse des impulsions électrique produites. Alors, nous avons décidé de ne pas utiliser cette solution et d'en chercher une autre où la géométrie reste inchangée d'une source à l'autre.

Le scintillateur chargé en Pb-212 présente la solution idéale pour cette étude. L'émission est isotrope et vient de tout le volume du scintillateur. En plus, dans la chaîne de décroissance du Pb-212, son descendant le Bi-212 émet une particule beta suivie d'une particule alpha (voir Figure 4-7) avec un intervalle de temps correspondant à une demi-vie de 299 ns. Ces deux particules, beta et alpha, sont idéales pour l'étude de la discrimination. L'idée est de caractériser

temporellement les impulsions électriques résultantes de chacune de ces deux particules et de montrer que le rapport des surfaces de la partie queue et totale est bien plus grand dans le cas d'une particule alpha que pour les particules beta (voir section 2.3.2).

Un exemple d'impulsions électriques résultantes de ces deux particules est illustré à la Figure 4-10. Le premier pic correspond à la particule beta tandis que le second est associé à la particule alpha. Tel qu'anticipé, le temps t séparant les deux impulsions est variable. Par l'acquisition de plusieurs spectres de ce type, nous avons tracé un histogramme pour le temps qui sépare les deux impulsions. Comme le montre la Figure 4-11, la distribution du temps séparant les deux impulsions obéit à une loi exponentielle décroissante d'une constante de temps de $\tau_{1/2} = 300 \text{ ns}$. Ceci prouve que notre étude PSD devrait s'avérer efficace pour caractériser des impulsions produites par les particules alpha et beta.

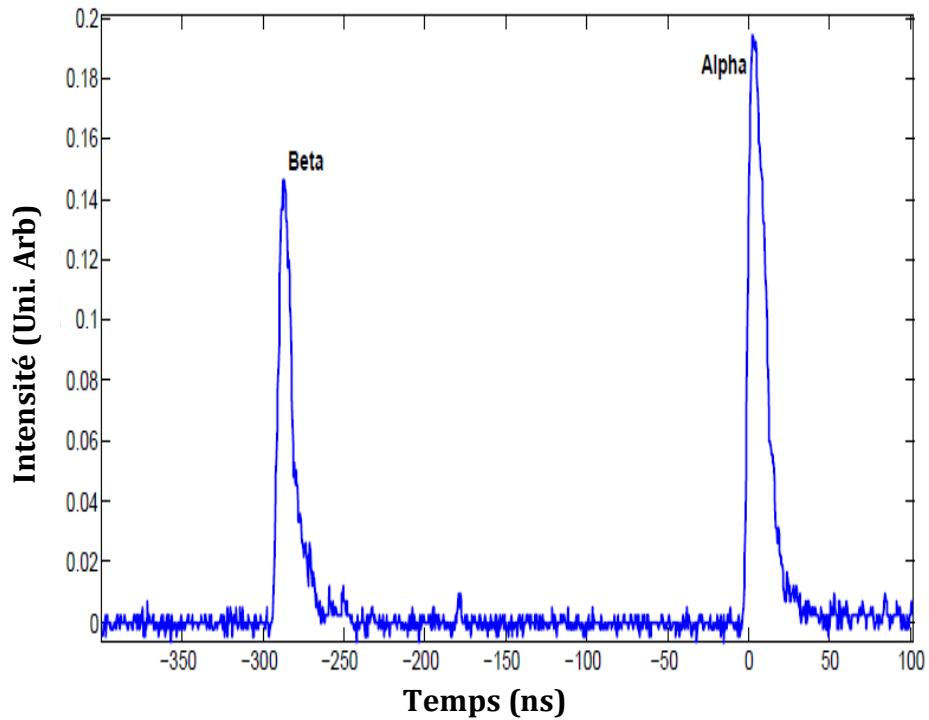


Figure 4-10: Exemple de deux impulsions alpha et beta générées par le scintillateur LAB chargé de Pb-212.

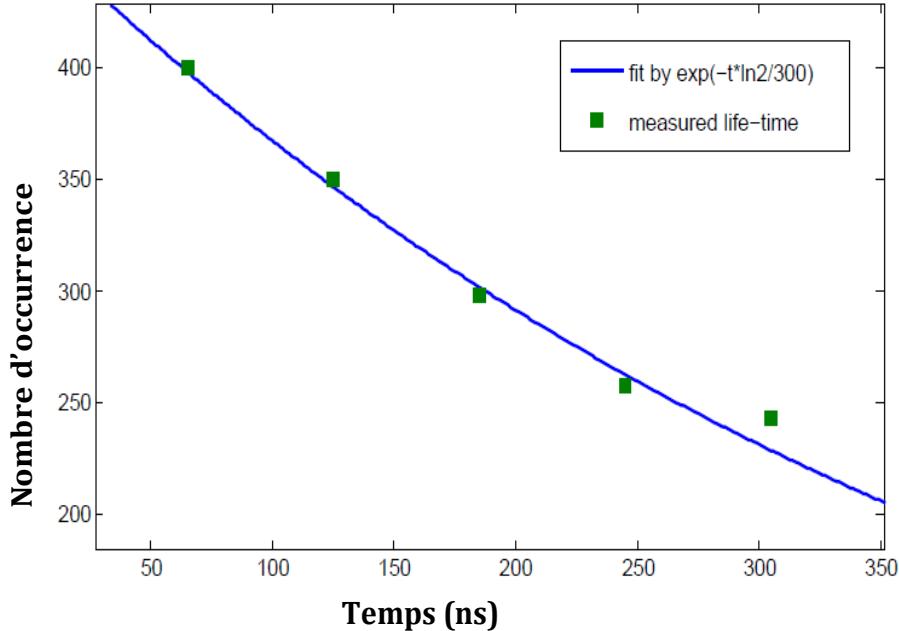


Figure 4-11: Histogramme du temps séparant les deux impulsions alpha et beta.

Tous les scintillateurs que nous avons utilisés dans ce projet sont à base du solvant LAB. Ils contiennent les fluors PPO et Bis-MSB avec des concentrations de 3g/litre et de 200 mg/litre respectivement. Leurs émissions optiques sont caractérisées par des constantes de temps de 4 ns pour la fluorescence (composante rapide) et de 13 ns pour la phosphorescence (composante lente) [20]. Il a été démontré que les valeurs des constantes de temps dépendent fortement de la concentration du PPO dans LAB [20] et du taux d'oxygène contenu, sous forme d'impureté, dans le LAB. Il est donc très important de purifier le LAB avant utilisation en y injectant de l'Azote.

Etant donnée que les temps de décroissance de l'émission sont de l'ordre des nanosecondes et que nous nous intéressons à séparer la composante lente de la composante rapide, le système DAQ, incluant le convertisseur ADC SIS3320, n'est pas adapté pour l'étude PSD. Il a une résolution supérieure à 10 ns. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé d'utiliser l'oscilloscope DPO 7254 de Tektronix qui a un pouvoir d'échantillonage allant jusqu'à 40 GHz. Nous avons connecté cet oscilloscope au PMT et nous l'avons programmé pour détecter uniquement les deux impulsions successives, beta et alpha, qui sont séparés de 400 ns au maximum. Pour une meilleure statistique dans cette étude, nous avons enregistré environ 2000 événements. La Figure 4-10 est un exemple de données obtenues à l'aide de l'oscilloscope.

La Figure 4-12 montre une comparaison entre deux impulsions beta et alpha. Dans cette figure, Les deux impulsions ont été normalisées par rapport à leurs maximums et superposées dans le même graphique. Nous constatons que l'impulsion alpha dure plus longtemps et elle présente une queue plus longue.

Comme il a été expliqué dans la section 2.3.2 et illustré dans la figure 2.13, toute impulsion électrique peut être divisée en deux parties distinctes ; partie rapide et partie queue. La fluorescence de l'émission optique est responsable de la partie rapide de l'impulsion électrique tandis que la phosphorescence de l'émission optique est responsable de la partie queue. Pour la quantification du PSD, nous suivons l'évolution du rapport entre la surface sous la queue (S_{tail}) et la surface totale de l'impulsion (S_{total}). Cette dernière, rappelons-le, est directement proportionnelle à l'énergie de la particule primaire. L'intégrale de la queue (S_{tail}) est calculée à partir d'un temps t_Q jusqu'à un temps t_{fin} qui correspond à la fin de l'impulsion. Dans le présent travail nous avons fixé t_Q à 15 ns. Le rapport entre les deux surfaces sera défini alors comme :

$$R = \frac{S_{tail}(t = 15 \text{ ns} \rightarrow t_{fin})}{S_{total}(t = 0 \text{ ns} \rightarrow t_{fin})}$$

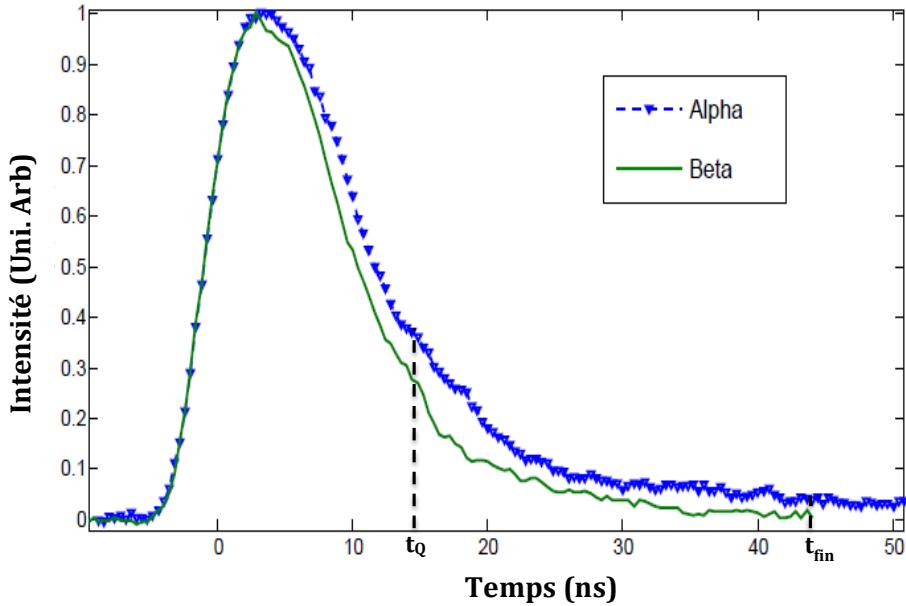


Figure 4-12: Comparaison entre les impulsions beta et alpha produites par le scintillateur LAB chargé. Les impulsions sont normalisées par rapport à leurs maximums pour comparaisons.

À la Figure 4-13, nous présentons l'ensemble des données brutes obtenues pour le rapport des surfaces, R , dans le cas de la particule alpha et de la particule beta. L'axe horizontal représente la surface totale sous l'impulsion. On remarque que la surface totale de la majorité des impulsions alpha capturées est distribuée autour de la valeur 7. Ceci est normal quand on sait que l'énergie de la particule alpha émise lors de la désintégration est unique et est égale à 8.95 MeV. Cela devrait donner en moyenne la même impulsion. Cependant, deux particules alpha de même énergie peuvent donner des pulses électriques de surfaces totales différentes si un dépose son énergie près du PMT et l'autre plus loin. Il en sort que le nombre de photons captés par le PMT est différent et varie en fonction de la position où la particule alpha dépose son énergie. Cela peut expliquer la présence de pulses électriques de surfaces totales plus grande que la moyenne. Dans le cas des impulsions beta, la surface totale des impulsions capturées a une distribution plus large et elle est concentrée autour de 3. Nous pensons que cette distribution de la surface totale pour la particule beta est bien représentative de son énergie d'émission. En effet, comme le montre la Figure 4-14, obtenue par la simulation GEANT4 de la désintégration du Bi-212, l'énergie d'émission est continue avec un maximum dans les basses énergies autour de 0.15 MeV. Étant donné que la surface totale est directement liée à l'énergie, l'allure observée dans la Figure 4-14 se traduit directement sur la distribution de la surface totale de l'impulsion beta.

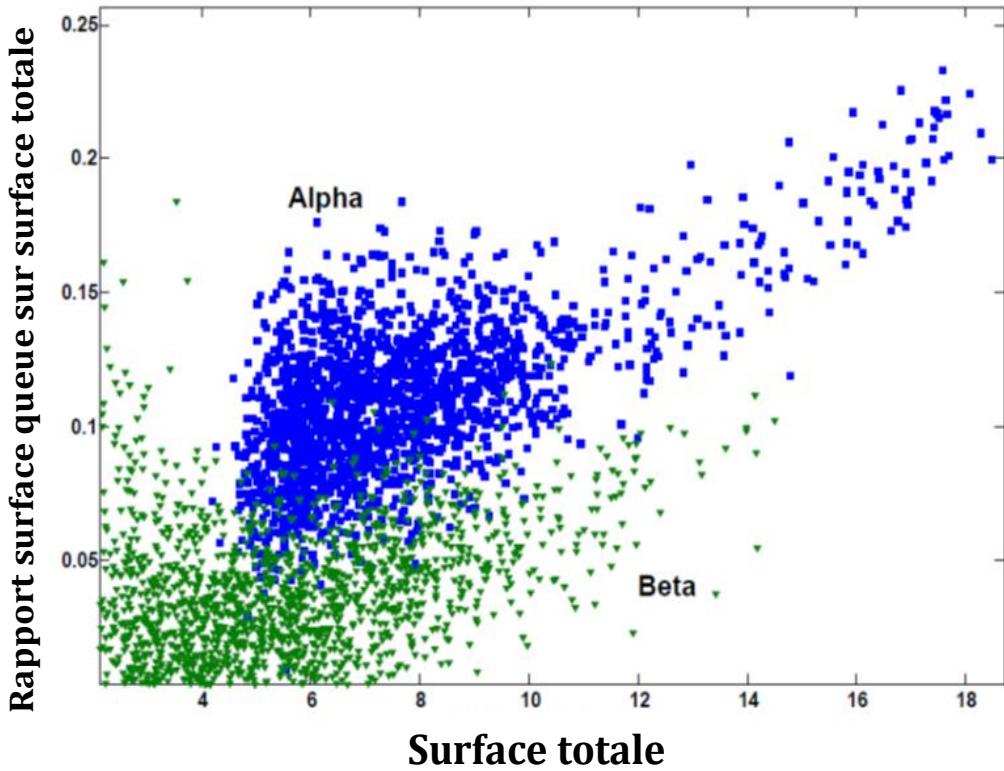


Figure 4-13: Rapport R brut des surfaces en fonction de la surface totale de l'impulsion dans le cas alpha et beta.

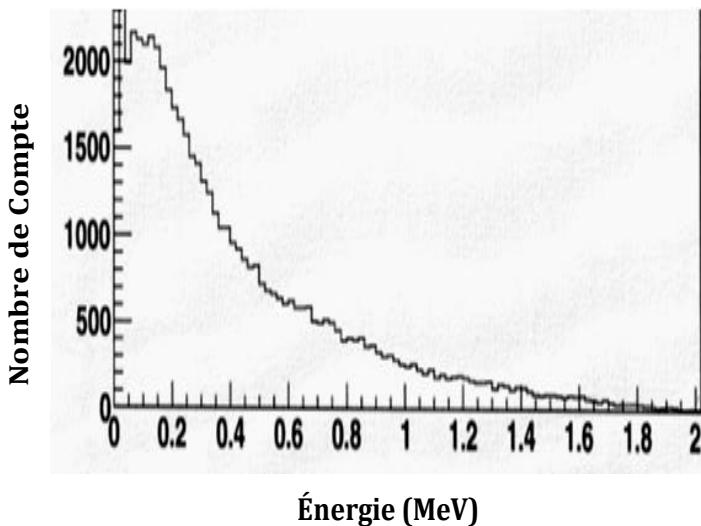


Figure 4-14: Distribution de l'énergie de la particule beta résultant de la désintégration de Bi-212. Cette distribution a été obtenue par la simulation GEANT4.

Pour la même surface totale, le rapport R est généralement plus important dans le cas de l'impulsion alpha. Cela traduit le fait que l'impulsion alpha est plus longue et que sa composante queue est plus importante. Ceci indique aussi une croissance de l'émission optique par phosphorescence quand on passe de l'excitation beta vers l'excitation alpha.

Cet effet peut être mieux mis en évidence si un traitement statistique est pratiqué sur les données brutes. La Figure 4-15 présente la moyenne du rapport des surfaces R . Pour obtenir ces données nous avons classifié les impulsions selon leurs surfaces totales de 0 à 20. Un pas de 0.2 a été choisi pour cette classification. Le nombre d'impulsions par groupe est variable (très grand entre 5 et 11) et dépend de la distribution observée dans la Figure 4-13. Nous avons ensuite fait la moyenne de chaque groupe d'impulsions pour en calculer à la fin le rapport R . L'effet de séparation entre alpha et beta est plus clair dans cette figure. On distingue deux zones, une pour alpha et l'autre beta. La particule alpha a, en moyenne, un rapport R plus grand de 0.08 que celui de la particule beta. Le rapport R pour chacune des deux particules suit une distribution linéaire et il augmente avec la surface totale. Nous remarquons aussi que pour une surface totale donnée, la valeur de R , pour chacune des particules, est contenue dans une bande de largeur de l'ordre de 0.035. En prenant comme définition pour la figure de mérite (*FOM*) la relation suivante :

$$FOM = \frac{R_{alpha} - R_{beta}}{\text{largeur de la bande } (R_{alpha}) + \text{largeur de la bande } (R_{beta})}$$

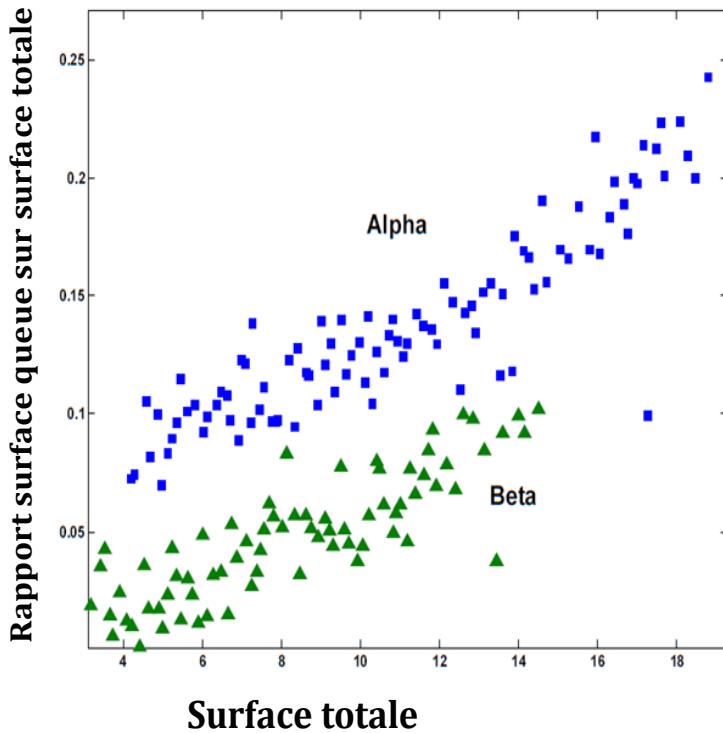


Figure 4-15: Rapport R moyen des surfaces en fonction de la surface totale de l’impulsion dans le cas alpha et beta.

Nous trouvons que le scintillateur que nous avons utilisé a une figure de mérite de 1.14. Pour d’autres scintillateurs, les figures de mérite publiés vont de 0.8 à plus de 2 [37,38]. Comparativement, la valeur de la figure de mérite de notre scintillateur est acceptable et dans la moyenne. Cela n’empêche nullement l’utilisation de ce scintillateur pour la discrimination entre alpha et beta. Cependant des améliorations peuvent être apportées, essentiellement sur les constantes du temps du scintillateur et la méthode de traitement des données.

Cette étude suggère que grâce à un algorithme basé sur le rapport R , il y a possibilité d’utiliser le scintillateur LAB pour la détection des neutrons dans un champ gamma. Il faut bien préciser ici que les valeurs du rapport R sont propres aux conditions de notre expérience et il ne peut être utilisé directement pour la construction d’un détecteur. La calibration utilisée ici n’est alors pas adaptée.

4.6 Mesure avec neutron

Le but final de cette étude est d'utiliser le scintillateur à base du solvant LAB pour la détection des neutrons. Jusqu'à présent, nous avons considéré uniquement des sources radioactives qui émettent des particules alpha, notamment le Pb-212 et l'Am-241, pour simuler la capture du neutron par le bore-10. Maintenant que nous avons bien caractérisé notre système DAQ et compris le processus de détection du rayonnement, nous pouvons maintenant tester le scintillateur chargé avec une concentration de bore naturel à 5% dans un faisceau de neutron.

Le réacteur nucléaire National Research Universal (NRU) à Chalk-River est parfait pour cette étude [39]. Il peut fournir un faisceau de neutron thermique relativement parallèle et d'un flux de 10^9 neutron/ ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$).

À la Figure 4-16, nous schématisons l'expérience avec des neutrons. Nous avons utilisé la ligne D3 du réacteur nucléaire NRU. Les neutrons arrivent du cœur du réacteur NRU en un faisceau relativement parallèle. Après plusieurs opérations de filtrations dans un spectromètre à neutron, uniquement les neutrons thermiques peuvent se rendre jusqu'à l'échantillon. De l'autre côté de l'échantillon, un détecteur Hélium 3 (He-3) est placé pour le comptage des neutrons. Le détecteur He-3 nous était utile uniquement pour vérifier l'intensité du faisceau de neutrons et s'assurer que le bore-10 contenu dans le scintillateur absorbe les neutrons. C'est ce que nous avons fait en premier lieu. En utilisant le détecteur He-3, nous constatons que ce dernier n'enregistre aucune impulsion quand notre scintillateur est dans le trajet du faisceau neutronique. Ceci peut être comparé aux 3850 neutrons détectés lorsqu'on enlève le scintillateur du trajet des neutrons. Il est évident que tous les neutrons ne sont pas capturés par le bore-10 puisque d'autres interactions, tel que décrits dans le chapitre 1, sont possibles.

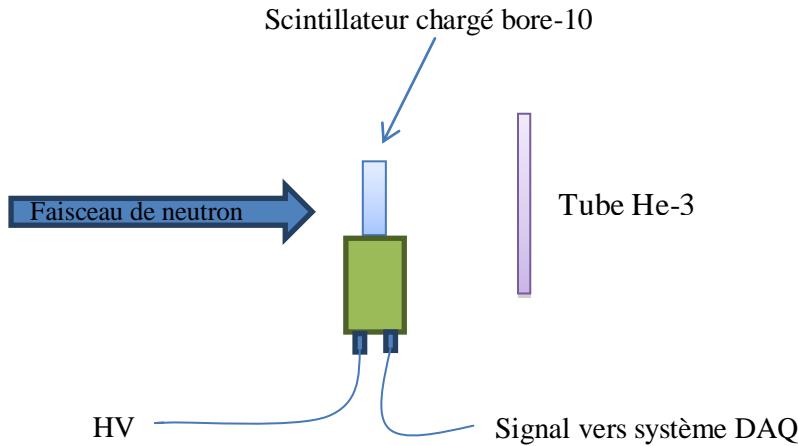


Figure 4-16: Schéma décrivant l'expérience utilisant des neutrons thermiques produits dans le réacteur NRU et le long de la ligne D3.

Les neutrons thermiques ont une énergie de l'ordre de 0.025 eV. L'émission de la lumière par le scintillateur ne peut être due qu'aux neutrons capturés par le bore-10. L'énergie de la particule alpha produite est en moyenne 1.5 MeV. On s'attend à ce qu'elle génère environ 22 fois moins de photons qu'un électron de la même énergie [35,36]. En d'autre terme, elle sera équivalente à un électron d'environ 68 keV.

En plus du faisceau neutronique incident, le scintillateur est assujetti au rayonnement gamma qui accompagne les neutrons ou qui proviennent du NRU. Ces rayons gamma peuvent compliquer notre étude en ce qui concerne l'analyse et l'interprétation des données. C'est pourquoi nous avons décidé de procéder à une étude systématique de notre système de détection. Nous avions en notre possession une masse de Plomb de 10 cm d'épaisseur pour arrêter les rayons gamma et une autre feuille de cadmium de 5 mm d'épaisseur pour stopper les neutrons thermiques. En les utilisant aux besoins, nous avons acquis le spectre énergétique dans quatre conditions différentes :

1. Rien ne bloque et les neutrons et les rayons gamma (neutron ON et gamma ON)
2. Une plaque de cadmium pour bloquer les neutrons et laisser passer les rayons gamma (neutron OFF et gamma ON)

3. Une plaque de Plomb pour bloquer les rayons gamma et laisser passer les neutrons (neutron ON et gamma OFF)
4. Une plaque de plomb et une autre de Cadmium pour bloquer et les neutrons et les rayons gamma (neutron OFF et gamma OFF)

À la Figure 4-17, nous présentons les quatre spectres énergétiques obtenus. Il a fallu environ 5 minutes pour acquérir chaque spectre. Tous les spectres présentent à basse énergie un pic appelé parasite. C'est plutôt une longue queue de forme exponentielle décroissante et c'est parce que le discriminateur la coupe qu'elle apparaît comme un pic. Elle est due à la lumière environnante et au bruit de fond (thermique) du PMT. C'est seulement quand le scintillateur est excité avec des neutrons que nous observons un pic supplémentaire.

Par l'intermédiaire d'une source Cobalt-60 et hors faisceau de neutron, nous avons calibré nos spectres énergétiques en utilisant la même procédure discutée dans la section 4.2. Nous avons trouvé que ce nouveau pic est situé autour de 60 keV. Compte tenu des erreurs possibles dans la calibration et surtout dans cette faible bande énergétique, cette valeur concorde avec celle prédictive pour la particule alpha dans les scintillateurs organique liquide [36]. En se basant sur la position énergétique de ce pic et sur sa corrélation avec la présence des neutrons, nous avons attribué ce pic au neutron. À notre connaissance c'est la première fois qu'une telle mesure est faite avec le scintillateur à base du solvant LAB. Ce résultat est très encourageant pour l'utilisation du LAB comme solvant d'un scintillateur dans la détection des neutrons.

Ces mesures ont été possibles malgré le fait que le niveau discriminateur de notre système ait été mis très bas pour pouvoir détecter les neutrons. À ce niveau, nous sommes dans une région de fort bruit environnemental. Vu les graphes de la Figure 4-17, nous estimons que le seuil de sensibilité de notre détecteur est autour de 50 keV.

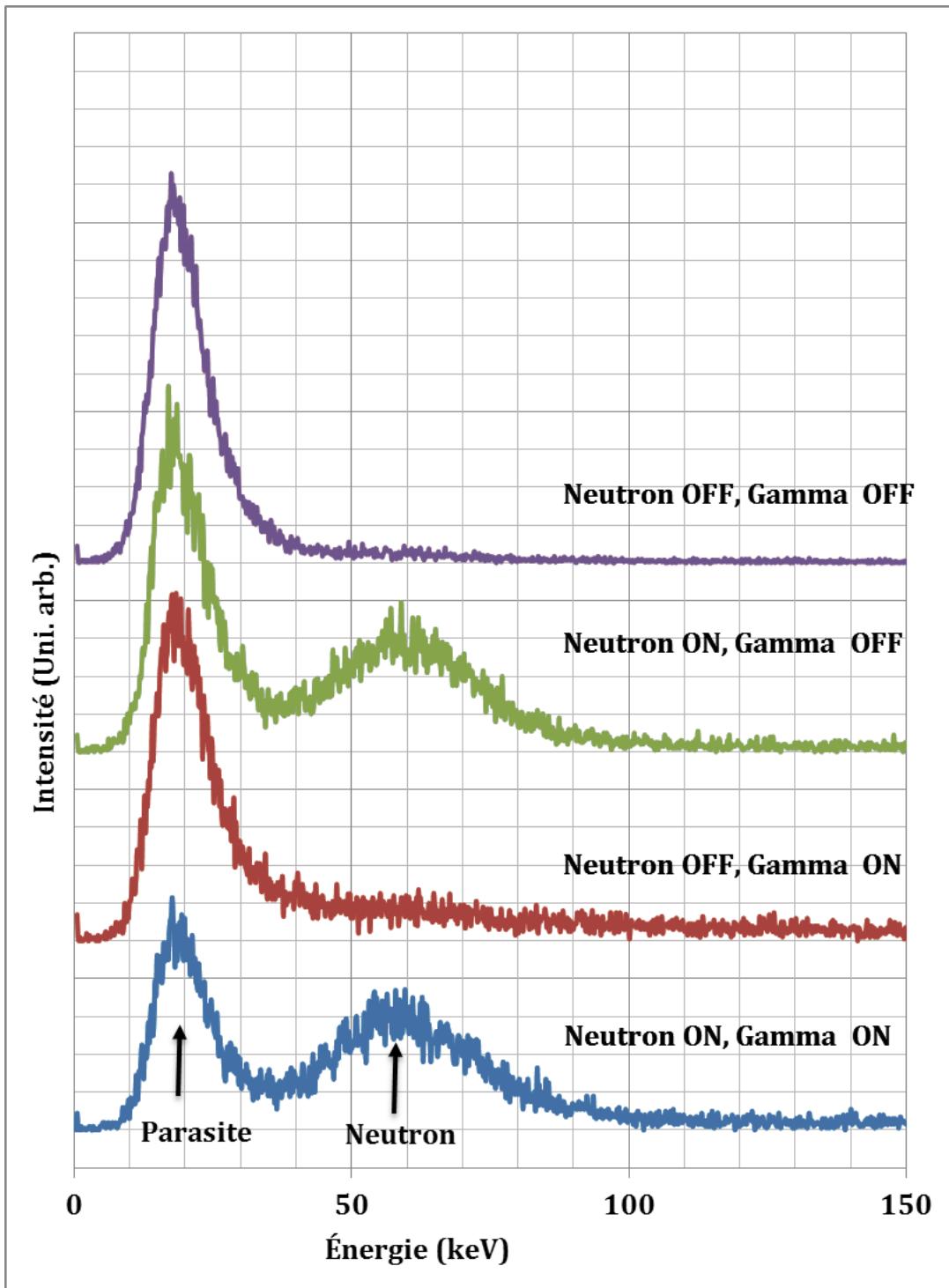


Figure 4-17: Spectres d'énergies dans différentes conditions de neutron et de gamma. Ces spectres sont enregistrés avec le scintillateur chargé en bore naturel à 5% et le système DAQ SIS3320.

4.7 Mesure avec fibre optique

Trois questions importantes s'imposent quand nous utilisons ce concept avec l'ajout de la fibre optique :

1. Est-il possible de récupérer la lumière émise par le scintillateur en utilisant une fibre optique.
2. Qu'en est-il de la résolution énergétique des spectres obtenus s'il y a lieu.
3. Qu'en est-il de la sensibilité au rayon gamma.

Pour répondre à ces questions, deux expériences ont été montées. Le premier montage est décrit dans le chapitre 4 à la Figure 3.1 et il utilise le scintillateur chargé avec Pb-212. Le second montage est illustré à la Figure 4-18. Une source d'Am-241 a été plongée dans le scintillateur et une fibre optique a été placée tout près d'elle pour collecter la lumière générée localement près de la source.

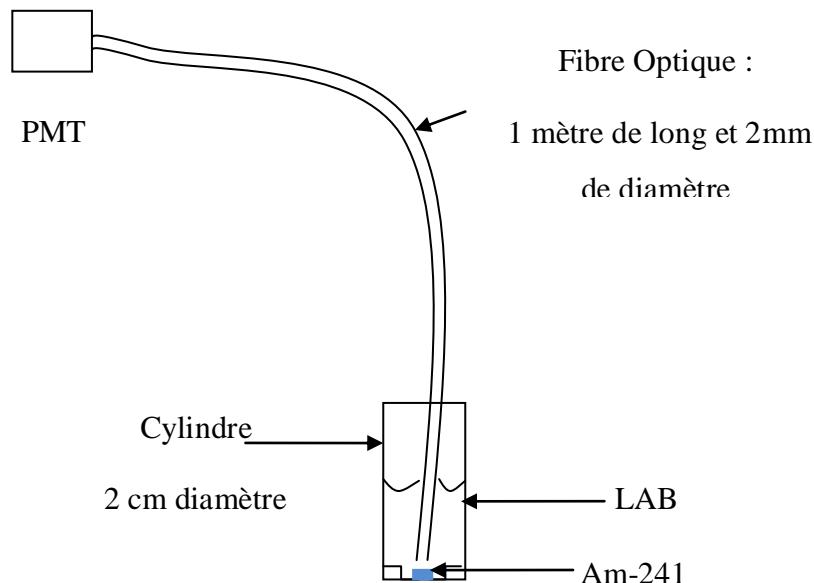


Figure 4-18: Montage expérimental utilisant la source d'Am-241 et une fibre

Aux Figure 4-19 et Figure 4-20, nous présentons respectivement, les résultats obtenus avec la source Pb-212 et la source Am-241. Dans les deux cas, un pic est observé en présence du

rayonnement. Pour le premier montage, la mesure effectuée une journée après le chargement du scintillateur avec du Pb-212 montre la présence d'un pic dans le spectre énergétique. Ce dernier disparaît quand nous reprenons les mesures 4 jours plus tard sans rien changer dans les conditions expérimentales. Nous faisons le même constat avec la source d'Am-241. Ce pic est bien réel et il ne peut être relié au bruit de fond. Nous pouvons donc supposer que ce pic est dû dans le premier cas à la contribution alpha et beta (émission de Pb-212) et dans le deuxième cas à la particule alpha (émission de l'Am-241).

Dans le cas du spectre obtenu avec le scintillateur chargé Pb-212, nous observons qu'il n'y a pas de structures définies comme celles observées dans la Figure 4-9. Il nous est impossible de résoudre les deux pics alpha et la contribution beta. Ceci semble indiquer que l'utilisation de la fibre optique ne permet pas la résolution énergétique du signal.

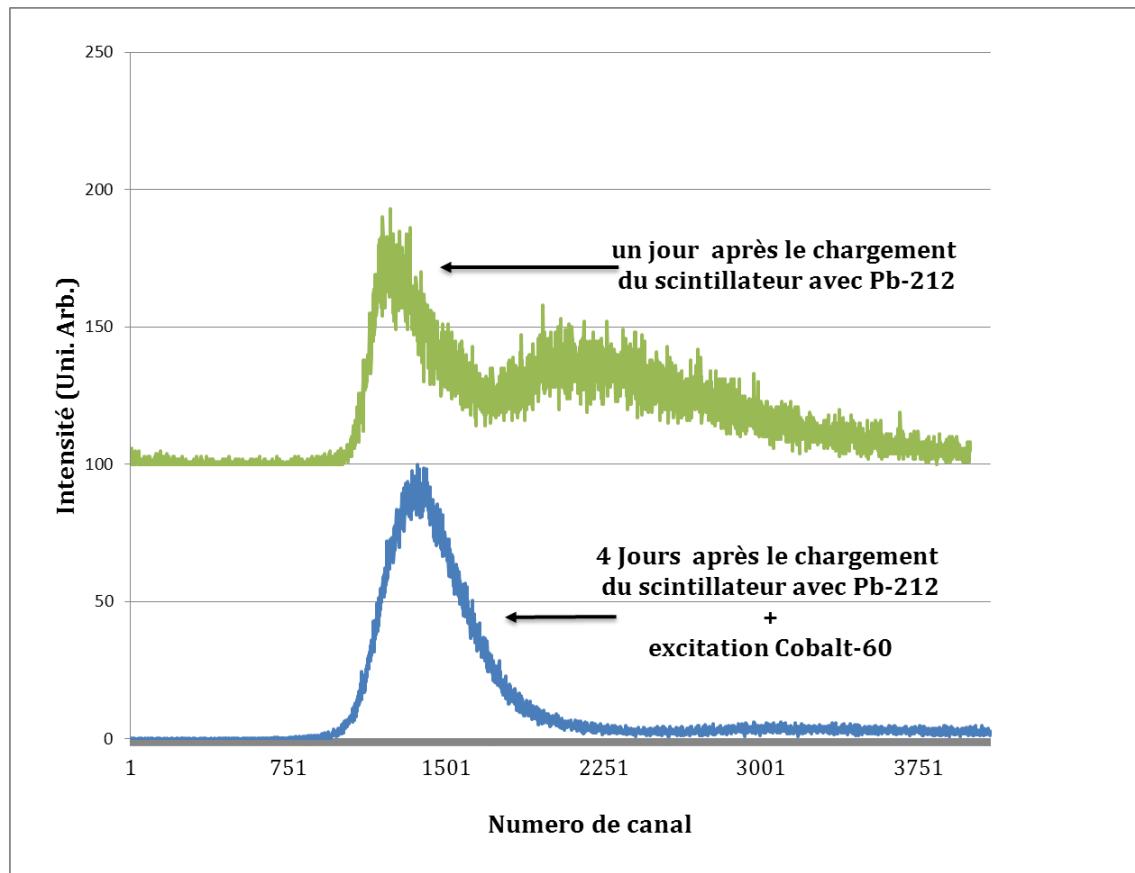


Figure 4-19: Spectre énergétique enregistré en utilisant une fibre optique et le scintillateur chargé Pb-212

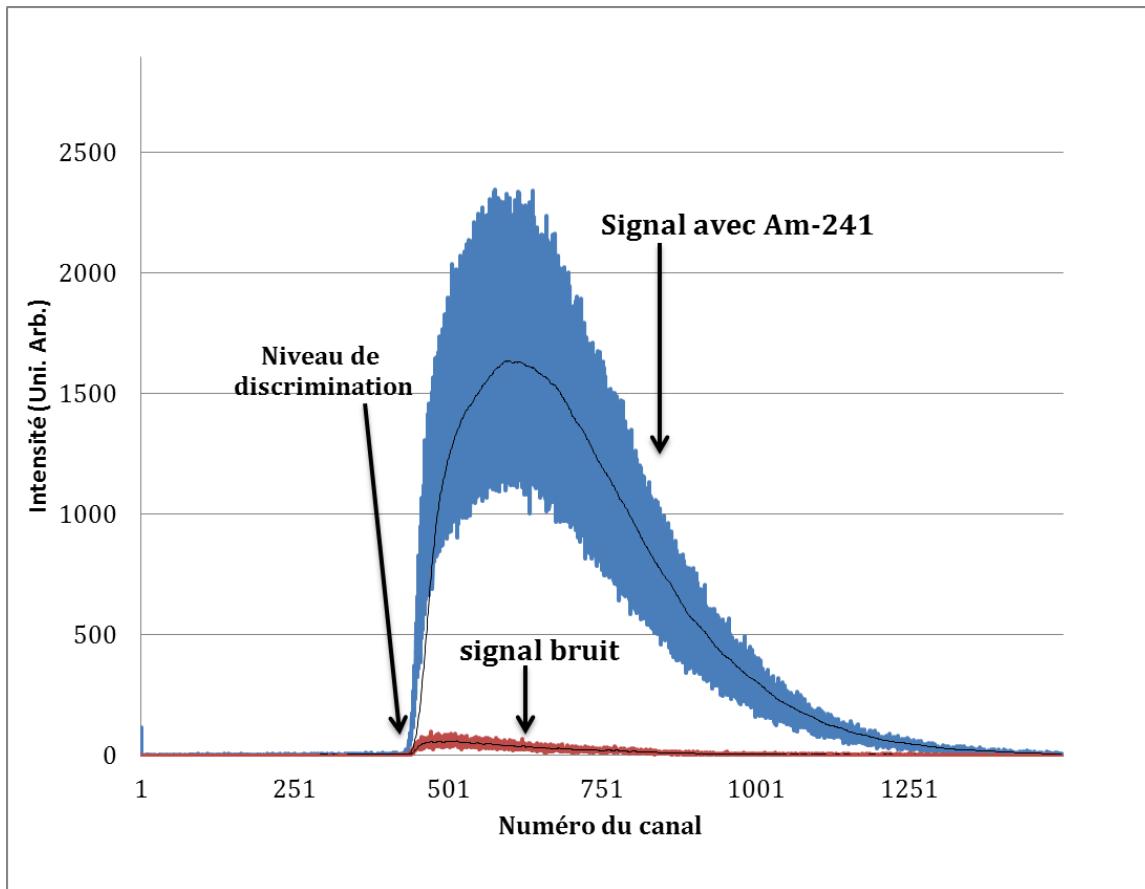


Figure 4-20: Spectre énergétique enregistré en utilisant une fibre optique et le scintillateur excité avec une source alpha d'Am-241.

Toujours avec le premier montage, 7 jours après la préparation de l'échantillon, nous l'avons excité avec une source gamma. Aucun signal dû au rayonnement gamma n'a été observé. Ceci nous permet de dire que le principe de la discrimination vis-à-vis des rayons gamma par la réduction de la taille du cylindre contenant le scintillateur a été atteint.

Ces résultats préliminaires avec la fibre optique sont très intéressants et ils doivent être pris avec conservation. Si nous sommes certains de la possibilité d'utiliser une fibre optique pour récupérer la lumière produite par le scintillateur, la question de la résolution énergétique reste à clarifier et à approfondir.

S'il s'avère qu'avec la fibre optique, nous perdons la résolution énergétique, il sera quand même possible d'utiliser le concept proposé dans ce travail pour détecter la présence d'un neutron. On parlera alors d'un détecteur en mode comptage.

CONCLUSION

L'Objectif principal de ce projet était de concevoir un détecteur à neutron insensible au rayonnement gamma. Ainsi, nous avons proposé l'étude d'un détecteur neutronique à base du scintillateur liquide : Linear-Alkyl-Benzène (LAB) chargé en bore. Il est constitué de deux parties reliées entre elle par une fibre optique. La première partie est formée d'un cylindre creux en aluminium, de rayon millimétrique et de surfaces internes réfléchissantes optiquement. Il sera rempli par le scintillateur liquide chargé en bore. C'est dans cette partie que la capture des neutrons et la production des photons optique aura lieu. La deuxième partie est formée par un photomultiplicateur qui reçoit les photons optiques par fibre et les transforme en une impulsion électrique mesurable.

Ce détecteur exploite la réaction (n, α) du bore 10 avec les neutrons thermiques. Sa petite taille et son design utilisant une fibre optique fait en sorte que son déploiement sur le terrain est robuste. Grâce à ce détecteur la lecture du signal électrique est située à une grande distance de la tête sensible aux rayonnements neutronique. Plusieurs applications dans l'industrie nucléaire peuvent profiter d'un tel détecteur.

Plusieurs étapes sont nécessaires pour le développement de tels détecteurs de neutrons. Nous avons étudié la capture des neutrons et la production des photons optique dans le scintillateur. Il a fallu aussi comprendre le transport de la lumière par une fibre optique jusqu'au photomultiplicateur. Afin d'optimiser les performances du détecteur, nous avons utilisé le code de simulation GEANT4. Ce logiciel permet de simuler l'interaction de toutes sortes de rayonnements avec la matière incluant la production et le transport des photons optiques.

Dans notre simulation GEANT4, nous avons utilisé des modèles physiques qui comprennent l'interaction des neutrons avec du bore-10, la scintillation optique par le LAB et le transport de la lumière dans la fibre optique. Toutes les composantes du détecteur, dont le

scintillateur, le guide d'onde et les propriétés optiques des différents matériaux composant le détecteur ont été inclus dans la simulation. Les résultats GEANT4 montrent que pour un faisceau unidirectionnel de neutrons thermiques, une efficacité de détection de 70% peut être atteinte par l'utilisation d'un cylindre de 1mm de rayon et rempli du scintillateur liquide LAB chargé à 4,5% en bore-10. Les résultats des simulations montrent également que le transport de la lumière par la fibre optique, longue de 2 mètres dans notre travail, est fortement influencé par la méthode de couplage de la fibre au scintillateur et par les propriétés optiques des surfaces internes du cylindre. Un choix d'une surface interne de haute réflectivité optique et un couplage direct sont les éléments clés pour le bon fonctionnement du détecteur à neutron.

Pour le travail expérimental, nous avons monté une station pour le test des détecteurs de rayonnements à base de scintillateur. Nous avons montré comment par la compréhension du phénomène physique de l'interaction rayonnement-matière, nous avons pu maîtriser toute la chaîne du système d'acquisition. Le premier résultat a permis de confirmer le principe de l'utilisation de LAB comme scintillateur liquide pour la détection du rayonnement. Dans le cas d'un modèle de détecteur simple, la bonne concordance entre les calculs GEANT4 et les résultats expérimentaux a permis de valider les calculs GEANT4 et nous a donné confiance dans ce logiciel.

En utilisant la source de plomb-212 qui simule la capture du neutron par le bore 10, nous avons pu montrer les capacités de Pulse Shape Discrimination dans le scintillateur LAB. Les résultats montrent, hors de tout doute, que l'émission optique due à la particule alpha est plus longue temporellement que celle due à une particule beta, et que le scintillateur a une figure de mérite de 1.14. Cela qualifie le scintillateur LAB pour une utilisation future dans un détecteur à neutron insensible au rayonnement gamma.

Des mesures avec un faisceau de neutron dans le réacteur NRU, ont permis d'observer dans le spectre énergétique un nouveau pic autour de 60 keV. Par une étude systématique, nous avons confirmé que ce pic est dû à la capture du neutron par le bore 10. Nous avons montré pour la première fois la possibilité d'utiliser le scintillateur LAB chargé en bore naturel comme milieu

sensible pour la détection des neutrons. Nous avons vu que la sensibilité de notre système reste intacte même dans une région où le bruit environnant dû au rayonnement gamma est fort.

Enfin dans un premier essai d'un détecteur avec une fibre optique, nous avons montré la validité du concept suggéré dans ce travail. Nous avons pu collecter un signal dû au rayonnement alpha et beta en utilisant une fibre optique. Nous pensons que la résolution énergétique se perd dans une telle configuration. Nous avons également montré que par la réduction de la taille du cylindre contenant le scintillateur LAB, ce dernier devient pratiquement transparent au rayon gamma.

Pour les travaux futurs, nous proposons de refaire les mesures avec fibre optique. Une étude systématique doit être faite avec plusieurs sources alpha mono-énergétiques. Cela confirmera ou infirmera ce que nous avons constaté dans le présent travail sur la résolution énergétique quand on utilise une fibre optique.

Afin d'augmenter le nombre de photons optiques émis par le scintillateur et afin d'améliorer les caractéristiques PSD du scintillateur LAB, nous suggérons une étude pour trouver la concentration optimale des fluors (PPO et Bis-MsB).

RÉFÉRENCES

- [1] Glenn F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4th ed. USA: John Wiley &son LTD., 2010.
- [2] NRC. (2011, June) NRC Canadian Neutron Beam center. [Online].
<http://www.nrc-cnrc.gc.ca/eng/ibp/cnbc.html>
- [3] Dana A. Shea. (2011, June) The Helium-3 Shortage: Supply, Demand, and options for congress. [Online]. <http://www.fas.org/sgp/crs/misc/R41419.pdf>
- [4] T. W. Crane and M. P. Baker, *Neutron Detector, Chap. 13, Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. Los Alamos National Laboratory: Reilly, 1991.
- [5] Ronald Mermod, *De l'électron aux quarks: une physique particulière*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes ed. Zurich, 1999.
- [6] Daniel Rozon, *Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires*. Montreal, Canada: Ecole polytechnique de montreal, 1992.
- [7] Alain Hebert, *Applied Reactor Physics*, 1st ed. Montreal, Canada: Presse internationale polytechnique, 2009.
- [8] NIST. (2011, July) XCOM NIST. [Online].
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- [9] R. D. Evans, *The atomic Nucleus, Chapitre 18 -22*. New York, USA: McGraw-Hill, 1955.
- [10] W. E. Meyerhof, *Elements of nuclear physics*. New York, USA: McGraw-Hills, 1967.

- [11] Donald L. Harrocks, *Application of liquid scintillation*. New York, USA: Academic Press, 1974.
- [12] NIST. (2011, July) estar, pstar, astar. [Online].
<http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm>
- [13] CERN. (2011, July) GEANT4: a tool Kit for simulation. [Online].
<http://geant4.cern.ch/>
- [14] Charles Kittel, *Introduction to solid state physics*. New York, USA: John Wiley and Sons Inc., 1976.
- [15] John Emsley, *The Shocking History of Phosphorus*, Macmillan ed. London, 2000.
- [16] Saint_Gobain. (2011, May) Scintillations products. [Online].
www.detectors.saint-gobain.com
- [17] Eljen Technology. (2011, May) Eljen Technology. [Online].
www.eljentechnology.com
- [18] Igor Nemchenok. (2011, May) scintillator. [Online].
http://newuc.jinr.ru/img_sections/file/pract08/08.07/organic%20scintillators.pdf
- [19] MSDSLAB. (2011, July) MSDSLAB. [Online]. http://www.petrochem-ir.net/ipcc_content/en/product/chemical/MSDSDLAB-p.pdf
- [20] T. Marrodán Undagoitia, F. von Feilitzsch, L. Oberauer, W. Potzel, and 1 A. Ulrich, "Fluorescence decay-time constants in organic liquid scintillators," *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, vol. 80, p. 043301, 2009.
- [21] M. Yeh, A. Garnov, and R.L. Hahn, *Nuclear instruments and Methods in physics Research A*, vol. 578, pp. 329-339, 2007.

- [22] A. G. Piepke, S. W. Moser, and V. M. Novikov, *Nuclear Instruments and Methods in Physics research A*, vol. 432, pp. 392-398, 1999.
- [23] L. F. Miller¹, J. Preston, S. Pozzi, and M. Flaska and J. Neal², "DIGITAL PULSE SHAPE DISCRIMINATION," *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 126, p. 253, 2007.
- [24] S. Posta, "PULSE-SHAPE DISCRIMINATION IN RADIOANALYTICAL METHODS PART I. DELAYED FISSION NEUTRON COUNTING," *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 49, p. 411, 1999.
- [25] AD. HorvaHth, K. Ieki, Y. Iwata, J.J. Kruse, and et al., "Comparison of two liquid scintillators used for neutron detection," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , vol. 440, p. 241, 2000.
- [26] Malvin H. Kalos and Paula A. Whitlock, *Monte carlo methods, volume I: Basics*, John Whiley and Sons ed. USA, 1986.
- [27] Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., and et al., "GEANT4- a simulation toolkit," *Nuclear Instruments and Methods in physics Research A*, vol. 506, pp. 250-303, 2003.
- [28] CERN. (2011, June) GEANT4 physics models. [Online].
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
- [29] CERN. (2011, June) User guide. [Online].
<http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/userdocuments.shtml>
- [30] V. Uzhinsky et al., "GEANT4 simulation of hadronic interactions at 8-10 GeV/c: response to the HARP-CDP group," *The European Physical Journal C*, vol. 61, pp. 237-247, 2009.

- [31] John A. Sokolowski and Catherine M. Banks, *Principles of modeling and simulation: a multidisciplinary approach*, John Wiley and sons ed. New Jersey, USA, 2009.
- [32] Struck. (2011, June) Struck innovative system. [Online].
<http://www.struck.de/>
- [33] ELectron tubes. (2011, June) ET Entreprises. [Online].
<http://www.electrontubes.com/>
- [34] R. A. Dunlap, *Experimentals physics*, Oxford University Press ed. New York, USA, 1988.
- [35] Donald L. Horrocks, "Alpha Particle energy resolution in a liquid scintillator," *The review of scientific instruments*, vol. 35, no. 3, p. 334, March 1964.
- [36] K. F. FLYNN, L. E. GLENDEININ, and E. P. STEINBERG and P. M. WRIGHT, "PULSE HEIGHT-ENERGY RELATIONS FOR ELECTRONS AND ALPHA PARTICLES IN A LIQUID SCINTILLATORt," *NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS*, vol. 27, p. 13, 1964.
- [37] Wuon-Shik Kim, Hyeon-Soo Kim, Ki-Hwan Kim, Yong-Uhn Kim, and Ki-Hyon Kim, "Gamma-ray pulse height spectrum of 241 Am-Be source by 'Li6-BC501 (n-gamma) spectrometer system," *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 215, no. 2, p. 257, 1997.
- [38] CAEN, "Digital Gamma Neutron discrimination with Liquid Scintillators," CAEN, Viareggio, Application Note AN2506, April 2011.
- [39] AECL. (2011, June) National Research Universal. [Online].
<http://www.nrucanada.ca/en/home/default.aspx>

ANNEXE

ANNEXE 1 – EXEMPLE DE CODE GEANT4

```

//*****
// Début programme manager
//*****


// Scinti.cc - created on 2010/07/27 by Ghaouti BENTOUMI
// GEANT4 - geant4.4.9.3.p01
// Main file for Scinti Detector Design - with Enriched Boron
//      Contains instructions to build/run the Geant4 code
// -----
//      GEANT4 - SIMPLE
// -----


#include "G4RunManager.hh"           // Includes the class which controls the operation of the
program
#include "G4UImanager.hh"           // Includes the class which controls the user command
prompt of the program (run-time control is optional though)

#include "Randomize.hh"

#include "ScintiDetectorConstruction.hh" // These are the user-defined classes describing geometry, physics,
and initial kinetics
#include "ScintiPhysicsList.hh"        //   |
#include "ScintiPrimaryGeneratorAction.hh" //   |   |
#include "ScintiRunAction.hh"          //   |
#include "ScintiEventAction.hh"         //   |
#include "ScintiSteppingAction.hh"     //   |
#include "ScintiSteppingVerbose.hh"    //   |
#include "ScintiLogSession.hh"         //   |
#include "ScintiStackingAction.hh"     //   V

#ifndef G4VIS_USE
#include "G4VisExecutive.hh"
#endif

#ifndef G4UI_USE
#include "G4UIExecutive.hh"
#endif

#include <iostream>
#include <fstream>
#include "globals.hh"

int main(int argc,char** argv) // Detailed Instructions on how to run program
{
// Sets random engine as Ranecu Engine

```

```

CLHEP::HepRandom::setTheEngine(new CLHEP::RanecuEngine);

// Instantiates a Log Session if requested
if(argc > 2)
{
  ScintiLogSession::GetLogSessionPointer(argv[2]);
}

// User Verbose Class
G4VSteppingVerbose::SetInstance(new ScintiSteppingVerbose);

// Construct the default run manager
G4RunManager* run_manager = new G4RunManager;
run_manager->SetVerboseLevel(1);

// Set mandatory initialization classes
ScintiDetectorConstruction* detector = new ScintiDetectorConstruction;
run_manager->SetUserInitialization(detector);

G4VUserPhysicsList* physics = new ScintiPhysicsList; // G4VUser type class is used to initialize here
because there are no unique functions defined belonging only to this user-defined class
run_manager->SetUserInitialization(physics);

// Set mandatory user action classes
ScintiPrimaryGeneratorAction* generator = new ScintiPrimaryGeneratorAction(detector);
run_manager->SetUserAction(generator);

ScintiRunAction* run_action = new ScintiRunAction(generator);
run_manager->SetUserAction(run_action);

ScintiEventAction* event_action = new ScintiEventAction(run_action);
run_manager->SetUserAction(event_action);

G4UserSteppingAction* stepping_action=new ScintiSteppingAction(detector,event_action,run_action);
run_manager->SetUserAction(stepping_action);

G4UserStackingAction* stacking_action = new ScintiStackingAction(run_action);
run_manager->SetUserAction(stacking_action);

// Initialize G4 kernel
run_manager->Initialize();

#ifndef G4VIS_USE
// Initialize visualization
G4VisManager* vis_manager = new G4VisExecutive;
vis_manager->Initialize();
#endif

// Get the pointer to the UI manager and creates new log session (overwrites old one!)
G4UImanager* UI = G4UImanager::GetUIpointer();

// Execute the argument macro file if it exists
if(argc == 1) // Condition checks if there is any arguments to program execution command

```

```

{
// UI->ApplyCommand("/control/saveHistory");
UI->ApplyCommand("/control/verbose 0");
UI->ApplyCommand("/run/verbose 0");
UI->ApplyCommand("/event/verbose 0");
UI->ApplyCommand("/tracking/verbose 0");

// Activate sensitive detector and set visualization
UI->ApplyCommand("/hits/activate fluxGas");
UI->ApplyCommand("/hits/activate fluxB10");
#ifndef G4VIS_USE
UI->ApplyCommand("/vis/open OGLIX");
UI->ApplyCommand("/vis/viewer/set/auxiliaryEdge 1");
UI->ApplyCommand("/vis/viewer/set/viewpointThetaPhi 60 90");
UI->ApplyCommand("/vis/drawVolume");
UI->ApplyCommand("/vis/viewer/flush");
UI->ApplyCommand("/vis/scene/add/trajectories");
UI->ApplyCommand("/vis/scene/add/hits");
#endif
}

else
{
    G4String command = "/control/execute ";
    G4String macfile_name = argv[1];
    UI->ApplyCommand(command+macfile_name);
}

// Start interactive session
#ifndef G4UI_USE
G4UIExecutive* ui = new G4UIExecutive(argc,argv);
ui->SessionStart();
delete ui;
#endif

//      // Start a run
// G4int numberOfEvents = 10;
// run_manager->BeamOn(numberOfEvents);

// Job termination and freeing of storage space
#ifndef G4VIS_USE
    delete vis_manager;
#endif
delete run_manager; // All other processes owned and deleted by G4RunManager, do NOT delete them
again!

return 0;
}

// EOF

//*****

```

```

Fin programme manager
//*****  

//*****  

Début exemple de définition du matériel et de la géométrie
//*****  

G4Element* H = new G4Element("Hydrogen",symbol="H", z= 1., a= 1.01*g/mole);
G4Element* C = new G4Element("Carbon" ,symbol="C", z= 6., a=12.01*g/mole);
//*****  

//Scintillateur  

G4Material* Sci = new G4Material("Scintillator", density= 0.855*g/cm3, ncomponents=2);
Sci->AddElement(C, natoms=18);
Sci->AddElement(H, natoms=30);  

G4Isotope* B10 = new G4Isotope("B10", 5, 10, 10.013*g/mole);
G4Isotope* B11 = new G4Isotope("B11", 5, 11, 11.009*g/mole);  

G4Element* EB =
    new G4Element("Enriched_Boron", "EB", 2);           // Create enriched boron as an element
with 2 isotopes
    EB->AddIsotope(B10, 90.*perCent);
    EB->AddIsotope(B11, 10.*perCent);  

G4Material* EnrichB =
    new G4Material("Enriched_Boron", density= 2.42*g/cm3, ncomponents= 1, kStateSolid, T=
273.*kelvin);
    // Enriched boron specified by adding custom element
    EnrichB->AddElement(EB, natoms= 1);  

//  

// define a material from elements. case 1: chemical molecule
// define a material from elements and/or others materials (mixture of mixtures)
G4Material* LAB =

```

```

new G4Material("ALKYLBENZEN", density= 0.9*g/cm3, ncomponents=2);
LAB->AddMaterial(Sci, fractionmass=95.*perCent);
LAB->AddMaterial(EnrichB, fractionmass=5.*perCent);
G4Tubs* gas_cylinder = new G4Tubs("Gas Cylinder", inner_r, outer_r, height, angle_i, angle_f);      //



innerGas_log = new G4LogicalVolume(gas_cylinder, LAB, "GasLogical", 0,0,0);

innerGas_phys = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0.,0.,0.), innerGas_log, "Hydrogen Gas",
boronTube_log, false,0,true);

//*****Fin exemple de définition du matériel et de la géométrie*****
//*****Début liste de la physique*****



#include "ScintiNeutronPhysics.hh"      // Includes the files which contain the class structure of these
functions

#include "HadronPhysicsQGSP_BERT_HP.hh"
#include "HadronPhysicsLHEP_PRECO_HP.hh"
#include "G4VUserPhysicsList.hh"

#include "G4ProcessManager.hh"           // Includes all the classes which functions listed here will
called upon to perform tasks

#include "G4ParticleTypes.hh"
#include "G4ParticleDefinition.hh"
#include "G4ParticleTable.hh"
#include "G4Neutron.hh"
#include "G4Decay.hh"

#include <iomanip>                   // Includes class which allows reading/writing to standard
input/output

#include "G4ios.hh"

#include "globals.hh"                  // Includes basic variable type definitions

```

```

ScintiNeutronPhysics::ScintiNeutronPhysics(const G4String& name)      // Constructor
: G4VPhysicsConstructor(name)      // The function after the colon indicates that when this object is
"constructed", it actually constructs a G4VPhysicsConstructor object instead
{
// qgsp = new HadronPhysicsQGSP_BERT_HP(name);
// preco = new HadronPhysicsLHEP_PRECO_HP(name);
}

ScintiNeutronPhysics::~ScintiNeutronPhysics()                         // Destructor
{
delete qgsp;
delete preco;
}

void ScintiNeutronPhysics::ConstructProcess() // Member function which sets up the necessary process for
the desired particles
{
// This section edited out to implement QGSP_BERT_HP

G4ProcessManager* process_manager = 0;

// Neutron Physics

process_manager = G4Neutron::Neutron()->GetProcessManager();      // Defines which process manager
is being modified

}

// EOF

//*****
Fin liste de la physique
//*****
```

Début Particule incidente

```
////////////////////////////////////////////////////////////////////////
#include "G4ios.hh"
#include "globals.hh"
#include <math.h>

ScintiPrimaryGeneratorAction::ScintiPrimaryGeneratorAction(ScintiDetectorConstruction*      det_construct)
    // Constructor
    : detect(det_construct)          // Allows retrieval of DetectorConstruction to effectively randomize particle
    gun position
{
    //G4int n_particle = 1;
    particle_gun = new G4GeneralParticleSource();

    // Initializing particle kinematics

    G4ParticleTable* particle_table = G4ParticleTable::GetParticleTable();
    G4String particle_name = "neutron";
    G4ParticleDefinition* neutron = particle_table->FindParticle(particle_name);
    particle_gun->SetParticleDefinition(neutron);

    // Set to fire neutrons

    G4ThreeVector V(-10.0,0.0,0.0);
    particle_gun->GetCurrentSource()->GetEneDist()->SetMonoEnergy (0.025*eV);
    G4ThreeVector v(1.0,0.0,0.0);
    particle_gun->GetCurrentSource()->GetAngDist()->SetParticleMomentumDirection(v);
}

ScintiPrimaryGeneratorAction::~ScintiPrimaryGeneratorAction() // Destructor
{
    delete particle_gun;
}

void ScintiPrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent)           // Function to
launch a particle into the detector geometry
{
    G4double positionX = -1.0*(detect->GetWorldSizeX()); // Source for stand-alone model
```

```

// Randomizes particle starting position in yz-plane

G4double positionY = (detect->GetTubeRadius())*2.0*(G4UniformRand()-0.5);
G4double positionZ = (detect->GetTubeHeight())*2.0*(G4UniformRand()-0.5);
particle_gun->GetCurrentSource()->GetPosDist()-
>SetCentreCoords(G4ThreeVector(positionX,positionY,positionZ));

// Gun placement at random places

G4ThreeVector v(1.0,0.0,0.0);
particle_gun->GetCurrentSource()->GetAngDist()->SetParticleMomentumDirection(v);

// G4cout << particle_gun->GetParticleEnergy()*MeV << G4endl;           // Displays particle energy in MeV,
does not show units in output.

particle_gun->GeneratePrimaryVertex(anEvent);                         // No bloody clue what this is,
assumed to be generating an initial point for stepping

}

G4GeneralParticleSource* ScintiPrimaryGeneratorAction::GetParticleGunn()
{
    return particle_gun;
}

//*****Fin Particule incidente
//*****

```

ANNEXE 2 – programme pour la configuration du convertisseur ADC SIS3320

```

//*****Début*****
::::::::::
; any line started with a ; is a comment line
::::::::::

; SIS3320 NeutronGamma CONFIGURATION File
; Date: 12-Nov-2010
; refer to the C file

; we only use one module, and only use its Channel 1
; the address is in HEX
ADC_MODULE_ADDR      10000000

; 0: no raw data; 1: always; 2: first event of buffer;
; 3: first event of buffer or if Pileup; 4: if Pileup
RAW_DATA_MODE
    1
; raw data length is in decimal, must be smaller than 1024,
; to be safe, only use 0, 4, 8, ... , multiple of 4
RAW_DATA_LEN_n_START_LOC
    1004  0

; 0=internal 50MHz, 1=internal 100MHz, 2=internal 200MHz, no others for now
CLOCK_MODE      2

; folder name, one-word only, say yyy. all the result file will be then in C:\yyy
; folder will be created if does not exist
OUTPUT_FOLDER
    LABPb212-Pip1

; MainGateLen and PreTriggerDelay, decimal, in one line
MAIN_GATE_LEN_n_PRE_TRIG_DELAY
    1008  90

; buffer_length start_position, in decimal
; 8 of them, accumulator 1, 2, 3, ..., one line each
GATE_1234_5678
    10  20
    10  75
    10  135
    1   88
    2   89
    3   98
    2   97
    1   96

```

```

; in decimal
DAC_OFFSET_VALUE
38144

; in decimal, 5 of them are
; Peak, Gap, Opt, Threshold (will add 0x10000 later), PulseLen
; the Opt for now is always 1, means GreatThan_n_OutputEnable
FIR_TRIGGER_VALUES
2 2 1 100 20

; 1=invert (NEGATIVE), 0=non-invert (POSITIF)
ADC_SIGNAL_INVERT_FLAG 1
; when to stop, in seconds, 0 means don't check it
RUN_TIME_TO_STOP 36000

; when to stop, 0 means don't check it
RUN_EVENTS_TO_STOP 0

; you can always by press keybord, Q to stop

; 8, corresponding to Accumulator 1 to 8, value between -1024 to +1024
ENERGY_FACTOR
-10 10 0 0 0 0 0 0

; 8, corresponding to Accumulator 1 to 8, value between -1024 to +1024
SHAPE_FACTOR
0 -100 +100 0 0 0 0 0

; 3, floating numbers for Energy, Shape, and Low_Gain_Energy.
; The first one should be no bigger than 1/abs(Energy_Factor)_min.
; The last one should be many times smaller than the first one so there is less overflow
FLOAT_FACTORS
0.15 0.01 0.07

END_OF_FILE
//*****Fin*****

```