

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Faculté de génie

Département de génie électrique et de génie informatique

**IDENTIFICATION DE CRISTAUX DANS UN
PHOSWICH PAR LA MÉTHODE DE MESURE DE
TEMPS AU DESSUS D'UN SEUIL (T_{oT}) POUR LE
SCANNER LABPET II**

Mémoire de maîtrise

Spécialité : génie électrique

Haithem Bouziri

Jury : Réjean FONTAINE (directeur)
Jean-François PRATTE (co-directeur)
Éric PLOURDE (rapporteur)
Maxime DUBOIS (correcteur)



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-499-00322-5

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-499-00322-5

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

Canada

*À mon père, à ma mère, à ma sœur
à mes neveux et à mon épouse*

RÉSUMÉ

La performance d'un scanner TEP se mesure par sa sensibilité, son contraste et sa résolution spatiale. Cette dernière doit être idéalement uniforme dans tout le champ de vue utile (CDV) du scanner. Cependant, le problème de parallaxe dû à l'éloignement de la source du centre de CDV, entraîne une dégradation de la résolution spatiale radiale. Ce problème est très présent dans les scanners avec une grande densité de détecteurs et de petit diamètre notamment dans le LabPET II, le scanner en cours de développement à l'Université de Sherbrooke par le Groupe de recherche en appareillage médicale de Sherbrooke (GRAMS) et le Centre d'imagerie moléculaire de Sherbrooke (CIMS), avec ~37 000 détecteurs pour un CDV de 16 cm de diamètre et 12 cm de longueur axiale. Chaque détecteur a une surface de $1,2 \times 1,2 \text{ mm}^2$ et une longueur supérieure à 10 mm. La mesure de profondeur d'interaction (PDI) demeure très utile pour résoudre le problème de parallaxe. La PDI peut être réalisée par l'assemblage de deux cristaux en *phoswich*, tout en gardant la même longueur totale pour assurer une bonne efficacité de détection, et puis, le cristal dans lequel une interaction est faite sera déterminé à l'aide d'algorithmes d'identification de cristaux.

Pour le traitement des signaux issus des modules de détection, un ASIC de 64 canaux a été développé. L'ASIC utilise une nouvelle technique de mesure de temps à doubles seuils inspirée de la technique de mesure de temps au-dessus d'un seuil (ToT). Cette technique repose sur l'utilisation de deux discriminateurs à seuil afin de déterminer le temps d'arrivée du photon d'annihilation et son énergie. Le temps d'arrivée est estimé par le moment de discrimination du signal avec le premier discriminateur. Tandis que l'énergie du signal est calculée par la différence des moments de discrimination du signal avec le premier et le deuxième discriminateur. Cette différence de temps est non linéaire en fonction de l'énergie. Donc une correction d'énergie est faite pour déterminer le spectre d'énergie. Les seuils des discriminateurs sont méticuleusement choisis afin de minimiser l'erreur sur les temps de croisement.

Cette méthode de ToT à doubles seuils est une technique innovatrice pour identifier les cristaux qui ont scintillés dans un scanner TEP. Avec une erreur inférieure à 5%, cette technique discrimine entre un LGSO45ns et un LYSO40ns. Malgré le taux d'erreur élevé comparé à d'autres méthodes d'identification, cette technique possède l'avantage d'être facilement intégrable dans l'ASIC du LabPET II.

Mots-clés : Tomographie d'émission par positrons, parallaxe, profondeur d'interaction, résolution spatiale, mesure du temps au-dessus d'un seuil, identification de cristaux, détecteur *phoswich*, ASIC, LabPET II.

REMERCIEMENTS

C'est une habitude saine de remercier et de rendre mérite à tous ceux qui - à leur manière - m'ont aidé à mener à bien cette maîtrise.

Tout d'abord, j'aimerais remercier Dieu tout puissant qui m'a offert les connaissances requises pour achever ce travail.

J'ai l'honneur d'exprimer ma profonde gratitude au Pr. Réjean FONTAINE directeur du GRAMS (Groupe de Recherche en Appareillage Médical de Sherbrooke) et directeur de mon projet de recherche, pour tout le savoir qu'il m'a inculqué tout au long de la réalisation de mon mémoire, pour ses conseils, sa présence, sa patience, pour m'avoir fait confiance et m'avoir laissé la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux, tout en y gardant un œil critique et avisé.

Mes remerciements les plus distingués s'adressent aussi au Pr. Jean-François PRATTE, mon co-directeur, tant pour sa grande disponibilité, son assistance, sa générosité, que pour ses conseils précieux et ses encouragements durant ma maîtrise. Il m'a fait pleinement bénéficier de son savoir-faire, ses vastes connaissances dans le domaine de l'électronique analogique et les atouts de son expérience professionnelle.

Je tiens à remercier sincèrement les membres de jury qui me font le grand honneur d'évaluer ce travail.

Je remercie également tous les membres du GRAMS de mon époque, particulièrement, Mr. Konin Calliste KOUA, Mr Sylvain PANIER, Mr Louis ARPIN, Mr. Mouadh ABIDI, Mr. Moez KANOUN, pour leur collaboration, leur soutien et leurs conseils tout au long de la réalisation de ce projet. C'est un grand plaisir de travailler dans une équipe aussi active. J'adresse également mes remerciements à Caroline PAULIN pour la conception des cartes de tests.

Mes remerciements vont également aux membres au groupe CIMS, Jules CADORETTE, Jean François BEAUDOIN et Mélanie BERGERON pour leurs conseils occasionnels et leur aide. Je remercie particulièrement Catherine PEPIN pour ses conseils, ses idées et l'aide qu'elle m'a apportée pour la réalisation de mes tests.

Je tiens aussi à exprimer mes remerciements les plus sincères à Monsieur Roger LECOMTE, professeur à l'Université de Sherbrooke, pour sa précieuse assistance et ses bénéfiques conseils, ses discussions pertinentes qui ont guidé mon travail.

Finalement, un grand Merci chaleureux et de tout mon cœur à mes parents Mokhtar et Najet sans qui je ne serais absolument pas où j'en suis aujourd'hui. Je les remercie sincèrement pour leur gentillesse et leur soutien inconditionnel et constant, pour m'avoir

REMERCIEMENTS

donné du courage et de l'espoir, pour être toujours présents même à distance. Je leur dois ce que je suis.

Je tiens à remercier spécialement ma sœur Rania pour m'avoir soutenu, encouragé ainsi que pour m'avoir fait partager ses remarques lors de la relecture de ce travail.

Un grand merci à une personne chère que je prie Dieu qu'elle soit toujours à mes côtés et qui ne me voit que près d'elle toute la vie et rien que pour elle. C'est ma femme Dhekra.

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à tous mes oncles, mes tantes et spécialement ma tante Sihem, mes beaux-parents, mes cousins, mes neveux Nour, Mohamed Amine, Abdoullah et mon beau-frère, pour leurs amours.

Je remercie vivement mes amis qui n'ont cessé de m'encourager et de me consoler durant les périodes difficiles, je remercie Mohamed Firas, Seifallah, et Mohamed.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans une pensée particulière à mon ami de longue date, Mohamed Walid, qui m'a soutenu tout au long de ma carrière, m'a aidé et encouragé dans les périodes de doute.

Du fond du cœur, Grand Merci à toutes et à tous.

TABLES DE MATIÈRES

RÉSUMÉ	i
REMERCIEMENTS.....	iii
TABLES DE MATIÈRES.....	v
LISTES DE FIGURES	vii
LISTE DE TABLEAUX.....	xi
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : LA TOMOGRAPHIE D'ÉMISSION PAR POSITRONS.....	5
Introduction.....	5
2.1 Principe de la tomographie d'émission par positrons.	5
2.2 Scintillateurs pour TEP	9
2.3 Performances des scanners de tomographie d'émission par positrons	10
2.3.1 Sensibilité	10
2.3.2 Résolution spatiale.....	11
2.3.3 Contraste de l'image	18
2.4 Sources de bruit dans les photodétecteurs.....	21
2.4.1 Bruit thermique	22
2.4.2 Bruit fréquentiel.....	22
2.4.3 Bruit de grenaille	23
Conclusion	23
CHAPITRE 3 : Les signaux TEP : photodétecteurs et architectures de lecture	25
Introduction.....	25
3.1 Les photodétecteurs.....	25
3.1.1 Tube photomultiplicateur (TPM).....	26
3.1.2 Tube photomultiplicateur sensible à la position (TPMSP).....	27
3.1.3 Photodiode à avalanche (PDA).....	29
3.1.4 Photomultiplicateur en silicium (SiPM)	30
3.1.5 Conclusion	32
3.2 Traitement des signaux dans les scanners TEP.....	33
3.2.1 Échantillonnage avec convertisseur analogique numérique (CAN).....	33
3.2.2 Discriminateur à croisement de zéro (DCZ).....	34
3.2.3 Discriminateur à fraction constante (DFC) avec convertisseur de temps numérique (CTN) et CAN	36

3.2.4	Discriminateur avec encodeur de position et CAN	37
3.2.5	Discriminateur et échantillonnage avec un convertisseur temps numérique	37
3.2.6	Conclusion	38
3.3	Identification de cristaux.....	39
3.3.1	Discrimination de la forme du signal (DFS).....	39
3.3.2	Les modèles autorégressifs	42
3.3.3	Filtre de Wiener	44
3.3.4	Transformée en ondelettes	46
3.3.5	Réseaux de neurones artificiels (RNA)	47
	Conclusion	49
CHAPITRE 4 : MÉTHODES ET MATÉRIEL.....		51
	Introduction	51
4.1	Matériel	51
4.1.1	Architecture du scanner LabPET II	51
4.1.2	Détecteurs du LabPET II	53
4.1.3	ASIC du LabPET II	54
4.1.4	Montage du test.....	70
4.2	Méthode d'identification de cristaux par ToT	72
4.2.1	Modèle MathCAD : détermination des seuils	72
4.2.2	Modèle MATLAB	77
	Conclusion	84
CHAPITRE 5 : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS.....		85
	Introduction	85
5.1	Sélection du filtre de mise en forme	85
5.2	Détermination des seuils	87
5.3	Spectre d'énergie.....	88
5.4	Identification de cristaux.....	92
5.5	Discussion	97
	Conclusion	101
CHAPITRE 6 : CONCLUSION		103
BIBLIOGRAPHIE.....		107

LISTES DE FIGURES

Figure 2.1 : Principe de la tomographie d'émission par positrons [1].....	6
Figure 2.2 : Lignes de réponses dans un scanner TEP [3].....	7
Figure 2.3 : Représentation des différents types de coïncidence : vraie (A), diffusée (B) et fortuite (C) [15].....	8
Figure 2.4 : Schéma d'annihilation d'un positron avec un électron du milieu [27]	12
Figure 2.5 : Résolution spatiale radiale et tangentielle d'un tomographe dans un même plan axial [28]	13
Figure 2.6 : Effet de parallaxe dans un scanner [3]	14
Figure 2.7 : Exemple de montage de détecteur pour la mesure de PDI par la méthode de partage de lumière [32]	15
Figure 2.8 : Valeurs de PDI par la méthode de partage de lumière [32]	16
Figure 2.9 : Effet de la méthode de phoswich sur la largeur effective du détecteur.....	17
Figure 2.10 : Effet de la méthode de phoswich sur la détermination de LOR [37].....	17
Figure 2.11 : Contraste dans une image TEP [1]	19
Figure 2.12 : Spectre d'énergie d'un détecteur NaI(Tl) pour ^{137}Cs [3]	20
Figure 3.1 : Principe de fonction du tube photomultiplicateur [43].	26
Figure 3.2 : Structure d'une couche de dynodes dans un TPMSP [45].....	27
Figure 3.3 : Structures de couches de dynodes pour TPMSP [45,46]	28
Figure 3.4 : Technique de croisement d'anodes pour les TPMSP [17]	28
Figure 3.5 : Le principe d'une PDA [47].....	29
Figure 3.6: Gain et courant de fuite d'une PDA en fonction de la tension de polarisation inverse [47]	30
Figure 3.7 : Schéma simplifié d'un SiPM [51].....	32
Figure 3.8 : L'extraction de données dans le scanner LabPET [53].....	34
Figure 3.9 : Schéma bloc d'une chaîne analogique de traitement du signal du RatCAP [55].....	35
Figure 3.10 : Schéma électronique d'une chaîne sur l'ASIC du MadPET [56]	36
Figure 3.11 : Schéma de l'électronique frontale du ClearPET Neuro [54]	37
Figure 3.12 : Électronique frontale d'un scanner utilisant la technique de la ToT [57]...	38
Figure 3.13 : La mesure de la composante spectrale des signaux issus de différents cristaux LSO (cercles), LuYAP80 (carrés), LuYAP70 (triangles) [60]	40
Figure 3.14 : Forme des signaux à la sortie de la chaîne électronique du ClearPET pour plusieurs cristaux (LuAP, LSO, LuYAP) [5]	41

Figure 3.15 : Identification de cristal avec la méthode du dernier échantillon dans le ClearPET [5].....	41
Figure 3.16 : Schéma bloc du modèle autorégressif [4]	42
Figure 3.17 : L'identification des cristaux par le modèle autorégressif basé sur l'algorithme AR-LMS [4].....	43
Figure 3.18 : Processus d'identification avec filtre de Wiener [64]	44
Figure 3.19 : Identification paramétrique [64]	45
Figure 3.20 : Identification de 2 cristaux LGSO et LYSO par la méthode basée sur le filtre de Wiener [64]	45
Figure 3.21 : Schéma bloc de la méthode basée sur la transformée en ondelettes [66] ..	46
Figure 3.22 : Identification entre un cristal LYSO et un cristal LGSO par la méthode basée sur la TOD [66].....	47
Figure 3.23 : Exemple de réseau de neurones artificiels [68].....	48
Figure 3.24 : Réseau de neurones artificiel sans couche cachée [5].....	48
Figure 3.25 : Identification avec RNA dans le scanner ClearPET entre un LSO et un LuAP [5].	49
Figure 4.1 : Module photodétecteur du LabPET II [71].....	52
Figure 4.2 : les cartes électroniques du LabPET II [69]	52
Figure 4.3 : L'ASIC du LabPET II [70].....	55
Figure 4.4 : Schéma bloc d'un canal de traitement [70]	55
Figure 4.5 : schéma simplifié d'un préamplificateur de charge couplé à une PDA [38]..	56
Figure 4.6 : Effet du circuit de compensation sur le signal à la sortie du filtre : (a) le signal à la sortie du préamplificateur, (b) le signal à la sortie du filtre sans le circuit de compensation et (c) le signal à la sortie du filtre avec le circuit de compensation (c) [17].	57
Figure 4.7 : Circuit de mise en forme du LabPET II	58
Figure 4.8 : Distribution des courants de fuites dans un module de photodiodes [71].....	59
Figure 4.9 : L'architecture du circuit de maintien de tension de base [74]	59
Figure 4.10 : Principe de la double ToT [70]	60
Figure 4.11 : Compteur grossier du CTN [77]	62
Figure 4.12 : Registre T1 grossier du CTN [77].....	63
Figure 4.13 : Diagramme simplifié d'une DLL [78].....	64
Figure 4.14 : Structure des registres fins du CTN [77].....	64
Figure 4.15 : Machine à états finis du canal numérique [77]	66
Figure 4.16 : Registre de transmission des informations d'un événement TEP [77].....	66
Figure 4.17 : Registre de transmission pour tests de la méthode de ToT [77]	66
Figure 4.18 : Centre de commandement de l'ASIC [77].....	68
Figure 4.19 : Format d'un paquet de commande [77]	68
Figure 4.20 : Circuit de générateur de charge [79].....	68

Figure 4.21 : Un transmetteur LVDS [79].....	69
Figure 4.22 : Montage de test pour l'identification.....	70
Figure 4.23 : Signal typique d'un événement à la sortie du filtre de mise en forme.....	71
Figure 4.24 : Variation de la gigue totale sur le signal à la sortie du filtre de mise en forme en fonction du temps	76
Figure 4.25 : Détermination des seuils optimaux théoriquement [77]	77
Figure 4.26 : Diagramme fonctionnel du 1 ^{er} programme	78
Figure 4.27 : Diagramme fonctionnel du 2 ^e programme	79
Figure 4.28 : Schéma de principe de la ToT pour l'identification des cristaux.....	81
Figure 4.29 : Taux d'erreur pour l'identification des cristaux.....	81
Figure 5.1 : Effet des différents filtres de mise en forme sur la résolution temporelle en coïncidence	85
Figure 5.2 : Effet des différents filtres de mise en forme sur la résolution en énergie par la méthode de ToT	86
Figure 5.3 : Détermination expérimentale de la valeur optimale du seuil 1	87
Figure 5.4 : Détermination expérimentale de la valeur optimale du seuil 2	87
Figure 5.5 : Spectre de ΔT avec la méthode de ToT pour un LYSO40ns	88
Figure 5.6 : Spectre de ΔT avec la méthode de ToT pour un LGSO45ns	88
Figure 5.7 : Courbe de correction de ΔT en fonction de l'énergie du LYSO40ns	89
Figure 5.8 : Courbe de correction de ΔT en fonction de l'énergie du LGSO45ns	90
Figure 5.9 : Spectre d'énergie avec la méthode de ToT pour un LYSO40ns.....	90
Figure 5.10 : Spectre d'énergie par ToT et par amplitude maximale pour LYSO40ns....	91
Figure 5.11 : Spectre d'énergie avec la méthode de ToT pour un LGSO45ns.....	91
Figure 5.12 : Spectre d'énergie par ToT et par amplitude maximale pour LGSO45ns....	92
Figure 5.13 : Histogramme d'identification du 1 ^{er} critère	93
Figure 5.14 : Histogramme d'identification du 2 ^e critère	93
Figure 5.15 : Histogramme d'identification du 3 ^e critère	94
Figure 5.16 : Histogramme d'identification du 4 ^e critère	94
Figure 5.17 : Histogramme d'identification du 5 ^e critère	95
Figure 5.18 : Effet de la variation de lumière dans le cristal LGSO45ns sur l'identification avec le 5 ^e critère.	96
Figure 5.19 : Histogramme du 5 ^e critère d'identification avec un LGSO à 90% (gauche) et 70% (droite) de lumière.	96
Figure 5.20 : Dispersion des points autour de la courbe de correction.....	98
Figure 5.21 : Rebond des seuils à l'entrée du comparateur [74]	99

LISTE DE TABLEAUX

Tableau 2.1 : Propriétés de quelques radiotraceurs utilisés dans la médecine nucléaire [1]	6
Tableau 2.2 : Propriétés des cristaux scintillateurs [18, 20].	10
Tableau 2.3 : Valeur du paramètre K selon différents technologies et processus de fabrication pour des transistors NMOS et PMOS [42]	23
Tableau 4.1 : Caractéristiques des cristaux utilisés dans l'étude d'identification des cristaux	54
Tableau 4.2 : Exemple de table de conversion ToT - Énergie.....	80
Tableau 4.3 : Ratio de multiplication pour la simulation de perte de lumière dans le LGSO45ns	83

LISTE DES ACRONYMES

A

- AA Algorithme adaptatif
ARX Autorégressifs avec variable exogène
ASIC Circuit intégré analogique spécifique (de l'anglais *Analog Specific Integrated Circuit*)

C

- CAN Convertisseur analogique numérique
CC Courant continu
CDV Champ de vue
CIMS Centre d'imagerie moléculaire de Sherbrooke
CNA Convertisseur numérique analogique
CSP Préamplificateur de charge
CTN Convertisseur temps numérique

D

- DFC Discriminateur à fraction constante
DCZ Discriminateur à croisement de zéro
DFAC Filtre numérique à coefficient ajustable (de l'anglais *Digital filter with adjustable coefficient*)
DFS Discrimination de la forme du signal
DLL Boucle à verrouillage de délai (de l'anglais *Delay Locked Loop*)

F

- FPGA Matrice de portes programmables (de l'anglais *Field Programmable Gate Area*)

G

- GRAMS Groupe de recherche en appareillage médical de Sherbrooke

L

- LDCT Ligne à délai contrôlée par tension
LMS Moyenne quadratique minimale

LMH	Largeur à mi-hauteur (de l'anglais <i>Full Width Half Max (FWHM)</i>)
LOR	Ligne de réponse
LVDS	signaux différentiels à basse tension (de l'anglais <i>Low-Voltage Differential Signaling</i>)

M

MOSFET	Transistor à effet de champ à grille métal-oxyde (de l'anglais <i>Metal Oxide Silicon Field Effect Transistor</i>)
MTB	Maintien de tension de base

P

PDA	Photodiode à avalanche
PDI	Profondeur d'interaction

R

RLS	Régressifs moindres carrés
RNA	Réseaux de neurones artificiels

S

SiPM	Photomultiplicateur en silicium
------	---------------------------------

T

TDM	Tomodensitométrie
TEP	Tomographie d'émission par positrons
TOD	Transformation en ondelettes discrète
ToT	Temps au-dessus d'un seuil (de l'anglais <i>Time-over-Threshold</i>)
TPM	Tubes photomultiplicateur
TPMSP	Tube photomultiplicateur sensible à la position

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION

La science et la technologie ne cessent de se développer, d'envahir tous les domaines et d'être au service de l'humanité. L'imagerie médicale qui fait partie d'un de ces domaines permet de visualiser l'anatomie et le métabolisme d'un organe. Les méthodes d'imagerie médicale varient selon la technique utilisée. Parmi ces techniques, on peut citer l'échographie, l'imagerie par résonance magnétique, l'imagerie par rayons X, la tomodensitométrie (TDM) et la tomographie d'émission par positrons (TEP). Selon la technique utilisée, on distingue deux types d'imagerie, à savoir l'imagerie structurelle qui fournit des informations sur l'anatomie des organes (la taille, le volume, la localisation...) et l'imagerie fonctionnelle qui s'intéresse à la physiologie et le métabolisme des organes (activités des cellules). Parmi les imageurs fonctionnels, la tomographie d'émission par positrons permet de mesurer en trois dimensions l'activité métabolique d'un organe [1]. Étant donné que cette technique est récente [2], elle constitue encore aujourd'hui un centre de recherche et de développement non seulement du point de vue médical, mais aussi dans le domaine de l'électronique biomédicale, l'informatique, le traitement d'image afin de développer de nouveaux scanners permettant d'améliorer la résolution d'image et la précision de mesure des tumeurs présentes chez un patient. L'image TEP est souvent fusionnée à une image structurelle comme la tomodensitométrie (TDM) afin de faciliter le diagnostic. Ces scanners, généralement appelés TEP-TDM, donnent des corrélations simultanées entre l'image anatomique issue du TDM et l'image moléculaire issue de TEP. Ce qui induit une bonne localisation et détermination de l'activité de la tumeur et facilite le diagnostic.

À ce sujet, le développement d'un nouveau scanner TEP/TDM - le LabPET II - est en cours dans le Centre d'imagerie moléculaire de Sherbrooke (CIMS) sous la direction du Pr. Roger Lecomte en collaboration avec le Groupe de recherche en appareillage médicale de Sherbrooke (GRAMS) sous la direction du Pr. Réjean Fontaine. Ce scanner est destiné à la recherche préclinique sur les petits animaux (comme la souris ou le rat) où une meilleure résolution spatiale est requise pour observer les mêmes détails de leurs petits organes que sur l'humain. Ce nouveau scanner avec une densité de détecteur 8 fois

plus grande que le LabPET permettra d'améliorer la résolution de l'image. Cependant, la longueur non nulle des détecteurs et le petit diamètre du scanner couplé à une haute pixellisation vont exacerber le phénomène de la parallaxe [3]. Pour y remédier, la technique de détermination de la profondeur d'interaction (PDI) demeure très utile. Elle peut être réalisée par la juxtaposition axiale de deux différents cristaux scintillateurs appelés *phoswich*. Cette méthode nécessite des algorithmes capables de distinguer les deux cristaux. Des algorithmes basés sur des filtres adaptatifs [4] et d'autres basés sur des réseaux de neurones artificiels [5-7], ont été développés et obtiennent des précisions de distinction supérieures à 95%. Cependant, ces algorithmes consomment beaucoup de mémoire et sont inadéquats avec le nombre de canaux du nouveau scanner LabPET II. Ce scanner utilise une technique de mesure de temps au-dessus d'un seuil pour estimer l'énergie des événements [8-11]. Cette technique est basée sur deux comparateurs à seuils contrôlables. Les seuils se déterminent précisément afin de minimiser la gigue temporelle (*jitter*). Le temps de croisement du premier seuil (T_1) avec le signal estime le temps d'arrivée de l'événement, tandis que la différence de temps $T_3 - T_1$, T_3 étant le temps de croisement du deuxième seuil sur le front descendant du signal, estime son énergie après avoir effectué une correction. Comme cette technique sera implémentée dans l'électronique du LabPET II, comment peut-on l'utiliser pour distinguer deux cristaux en *phoswich* tout en se rapprochant des performances déjà atteintes par d'autres méthodes élaborées ?

L'objectif général de cette maîtrise consiste à contribuer à l'amélioration des performances du scanner LabPET II. Plus précisément, trouver une méthode efficace pour l'amélioration de la résolution spatiale radiale du scanner sous le seuil de 1 mm. Tandis que les objectifs spécifiques consistent à déterminer le filtre de mise en forme adéquat pour l'ASIC et les seuils optimaux des ToT qui permettent d'améliorer la résolution en temps et en énergie, concevoir le comparateur qui constitue la base de la ToT, élaborer un modèle pour la réalisation de la méthode d'identification de cristaux avec deux ToT, déterminer le critère d'identification, valider le modèle par des événements TEP réels en traçant le spectre en énergie et en mesurant le taux d'identification et extrapoler les résultats à un *phoswich*.

Le chapitre 2 de ce mémoire présentera en premier lieu le principe de la tomographie d'émission par positrons. Ensuite, une présentation des scintillateurs sera faite. Enfin, une présentation des différentes performances d'un scanner TEP à savoir la résolution spatiale, la sensibilité et le contraste sera présentée ainsi qu'une discussion des facteurs qui les dégradent.

La première partie du chapitre 3 exposera les photodétecteurs existant pour l'imagerie médicale. La deuxième partie s'intéressera aux différentes méthodes de traitement de signaux dans les scanners TEP pour petits animaux. La dernière partie de ce chapitre traitera des différentes techniques d'identification des cristaux.

Le chapitre 4 se concentre sur la présentation de la méthodologie de recherche. En premier lieu, une présentation de module photodétecteur utilisé dans le scanner LabPET II sera faite. En second lieu, l'électronique frontale de ce scanner sera traitée. Ensuite, on modélisera le bruit total présent dans le scanner qui peut influencer la mesure de la résolution en temps. Cette modélisation permettra de présenter la méthode de ToT. Enfin, le schéma de test pour l'acquisition de données et le critère d'identification sera exposé.

Le chapitre 5 présente les résultats des travaux de recherches de la méthode d'identification de cristaux en utilisant la méthode de mesure de temps au-dessus d'un seuil sur des cristaux en *phoswich*. À la fin de ce chapitre, une discussion sera faire sur la faisabilité de cette méthode et des limites rencontrées.

Enfin, le chapitre 6 conclut ce mémoire. Des propositions d'amélioration de la méthode et une perspective sur des travaux ultérieurs y seront présentées.

CHAPITRE 2 : LA TOMOGRAPHIE D'ÉMISSION PAR POSITRONS

Introduction

L'imagerie médicale basée sur le principe de la tomographie d'émission par positrons a été découverte, pour la première fois, en 1950 par le Dr. Gordon Lee Brownell, directeur du laboratoire de recherche physique à l'hôpital général du Massachusetts. Il développe le premier prototype d'un scanner tomographe TEP pour l'amélioration de la détection des tumeurs cérébrales [12]. Le premier scanner était constitué par uniquement deux détecteurs d'Iodure de Sodium (NaI). Ce scanner a été ensuite amélioré en 1952 toujours par Dr Brownell avec de légères améliorations. Et depuis, plusieurs autres scanners ont été développés avec de meilleures performances [13], dans le but d'avoir de meilleures images qui facilitent le diagnostic et permettent de comprendre les bioprocessus à la base de la vie afin de développer des traitements ciblés. De nos jours, plusieurs scanners TEP haute performance sont sur le marché et les recherches continuent à les améliorer. Dans ce chapitre, une présentation du principe physique de la tomographie d'émission par positrons est donnée. Ensuite, les différents détecteurs utilisés dans ces scanners ainsi que les performances recherchées par les physiciens ou les médecins pour bien analyser les images TEP sont exposés.

2.1 Principe de la tomographie d'émission par positrons.

La TEP est une technique d'imagerie médicale qui permet d'observer le métabolisme cellulaire. Son principe repose sur la détection en coïncidence de deux photons d'annihilation issus d'une même désintégration qui provient d'un radio-isotope à courte demi-vie. Cet isotope est inséré dans un traceur en sustentation qui cible certains tissus/cellules. Le choix du traceur se base sur ses propriétés physiques et sur son temps de demi-vie. Par exemple, le ^{18}F -FDG est un radiotraceur basé sur l'isotope ^{18}F du fluor. Il est utilisé pour mesurer le métabolisme du glucose généralement en oncologie [1].

L'isotope ^{15}O est un autre exemple de radiotraceurs utilisés pour étudier l'activité cérébrale et le flux sanguin. Finalement, le Rubidium (^{82}Rb) permet d'étudier les perfusions myocardiques [13]. Le tableau 2.1 résume les caractéristiques de quelques isotopes les plus utilisées en médecine nucléaire.

Tableau 2.1 : Propriétés de quelques radiotraceurs utilisés dans la médecine nucléaire [1]

Isotopes	^{11}C	^{13}N	^{15}O	^{18}F	^{76}Br
Énergie cinétique maximale des β^+ (MeV)	0,98	1,19	1,72	0,69	3,98
Énergie cinétique la plus probable des β^+ (MeV)	0,39	0,49	0,73	0,25	1,2
Libre parcours maximal dans l'eau (mm)	3,9	5	7,9	2,3	20
Libre parcours moyen dans l'eau (mm)	1,1	1,5	2,7	0,6	5
Temps de demi-vie (min)	20,4	10	2,1	109,8	972

Ces isotopes émetteurs de positrons sont instables. Pour devenir stable, le noyau libère un positron qui parcourt quelques mm avant de s'annihiler avec un électron du milieu. L'annihilation émet deux photons opposés de $180^\circ \pm 0,25^\circ$ avec une énergie de 511 keV chacun (Figure 2.1) [1].

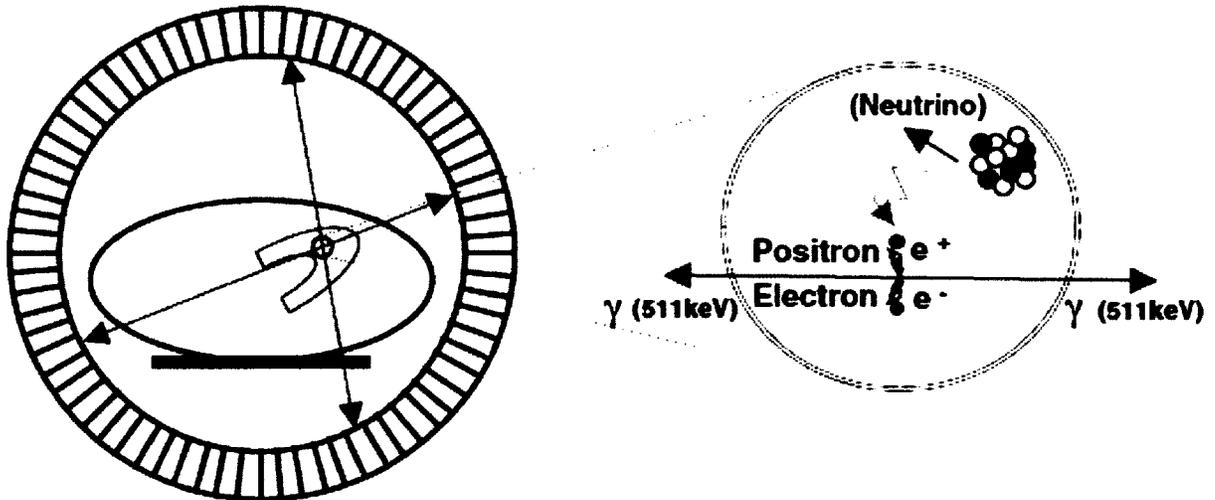


Figure 2.1 : Principe de la tomographie d'émission par positrons [1]

Les détecteurs, composés par un ensemble de matériaux scintillateurs de haute densité et montés sous forme d'anneau autour du patient, arrêtent les deux photons d'annihilation

qui déposent totalement ou partiellement leurs énergies selon différents mécanismes physiques, comme l'effet photoélectrique ou encore la diffusion Compton [14]. Les scintillateurs émettent alors une quantité de photons dans le spectre visible (~480 nm) proportionnelle à l'énergie déposée [15]. Cette quantité de lumière est détectée par des photodétecteurs comme la photodiode à avalanche (PDA) ou le tube photomultiplicateur (TPM) qui sont optiquement couplés aux scintillateurs.

La TEP repose sur la détection en coïncidence des paires de photons d'annihilation pour déterminer le lieu de désintégration. En effet, les détecteurs sous forme d'anneaux parent les photons d'annihilation dans une fenêtre de temps d'une largeur de quelques nanosecondes appelée fenêtre de coïncidence [16]. Des lignes virtuelles sont tracées entre les deux détecteurs ayant intercepté les photons d'annihilation et passant par le champ de vue (CDV). Ces lignes, appelées des lignes de réponses (LOR), circonscrivent le lieu d'annihilation dans l'objet dans un tube de réponse localisé autour de la LOR. D'un seul détecteur partent autant de lignes de réponses correspondantes aux différents détecteurs diamétralement opposés et passant par le CDV dans l'anneau du scanner (Figure 2.2) [3].

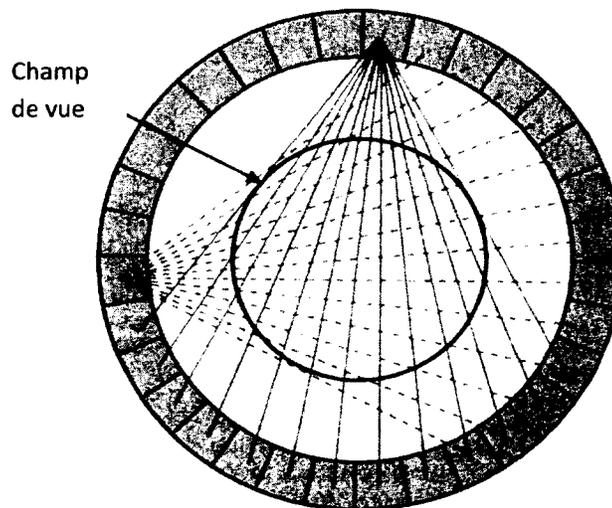


Figure 2.2 : Lignes de réponses dans un scanner TEP [3]

En réalité, la paire de photons détectés en coïncidence par deux détecteurs pourrait ne pas être issue d'une même annihilation. On distingue principalement 3 types de coïncidences représentés par la Figure 2.3 [15] :

- Lorsque les deux photons détectés sur une ligne de réponse proviennent d'une même annihilation, on parle d'une **coïncidence vraie** (Figure 2.3 A). Ce sont les coïncidences recherchées pour la reconstruction de l'image.
- Lorsqu'un des photons d'annihilation réagit avec la matière soit dans l'objet ou dans les détecteurs par effet Compton, il perd une partie de son énergie et il dévie sa trajectoire d'un certain angle avant d'être détecté dans une fenêtre de coïncidence. Il s'agit dans ce cas d'une coïncidence diffusée (Figure 2.3 B). Dans ce cas, la LOR peut être erronée.
- Quand on détecte dans une même fenêtre de coïncidence, deux photons provenant de deux annihilations différentes, on dit que la coïncidence est fortuite (Figure 2.3 C). La LOR est erronée et l'ajout d'une coïncidence fortuite dégrade le contraste de l'image.

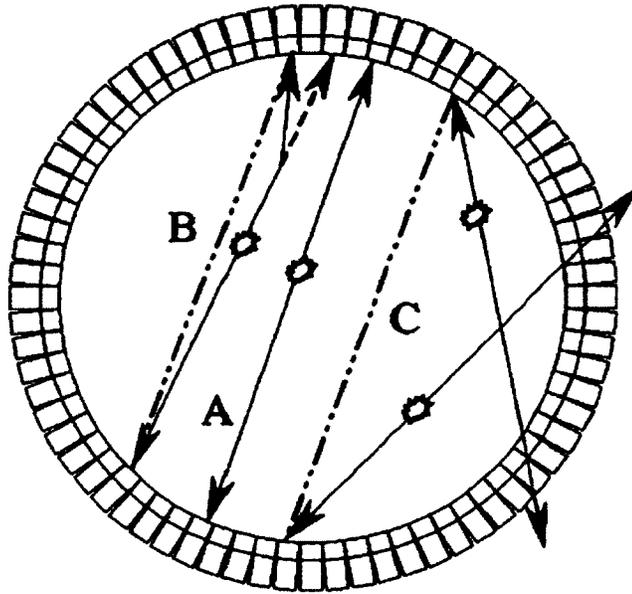


Figure 2.3 : Représentation des différents types de coïncidence : vraie (A), diffusée (B) et fortuite (C) [15]

2.2 Scintillateurs pour TEP

Les cristaux scintillateurs ou à scintillation sont les premiers acteurs dans le processus de détection des photons issus de l'annihilation. Les caractéristiques de ces cristaux comme le rendement lumineux, la densité et le temps de décroissance influencent beaucoup les performances des scanners TEP. Les scintillateurs sont fabriqués généralement par un matériau lourd comme le lutécium ou le bismuth. Lors d'une annihilation, l'énergie du photon est déposée dans le cristal. Ce dernier scintillera en produisant une quantité de photons dans le spectre visible proportionnellement à l'énergie déposée. La quantité instantanée de lumière suit une fonction exponentielle décroissante, dépendante de la constante de décroissance du cristal. Elle s'exprime par l'équation 2.1 [17]:

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (2.1)$$

où Q_0 représente le nombre de photons initialement généré dans le cristal par interaction et τ_s , le temps de décroissance [17].

Le choix des cristaux pour la TEP constitue un grand compromis dans l'amélioration des performances. En effet, pour avoir un bon cristal, il faut qu'il ait certaines caractéristiques [18] : le cristal doit avoir une densité supérieure à 7g/cm^3 . En effet, les cristaux plus denses augmentent la probabilité des interactions par effet photoélectrique et l'efficacité intrinsèque de détection des événements de 511 keV [19]. La deuxième caractéristique consiste au temps de décroissance rapide qui est atteint si le cristal émet dans le bleu proche de l'ultra-violet [18]. Ensuite, les matériaux utilisés dans la fabrication des cristaux doivent se caractériser par un numéro atomique élevé pour promouvoir un bon pouvoir d'arrêt des rayons gamma. Enfin, un bon rendement lumineux est nécessaire. Ce dernier est amélioré en dopant les cristaux par un élément comme le cérium (Ce) [17]. Le tableau 2.2 résume les caractéristiques des différents cristaux utilisés dans la TEP [18, 20]. Le rendement lumineux est donné en pourcentage et en considérant que le rendement lumineux du NaI est de 100 % [20,21].

Tableau 2.2 : Propriétés des cristaux scintillateurs [18, 20].

Cristal	NaI	LSO	LYSO	LGSO	GSO	BGO
Densité (g/cm³)	3,67	7,35	7,19	6,5	6,71	7,13
Z_{effective}	50	64	63	58	58	73
Temps de décroissance (ns)	230	40	40	65-75	60/600	60/300
Rendement lumineux relatif	100	75	85	45	40	30
Indice de réfraction	1,85	1,82	1,81	~ 1,8	1,8	2,15
Maximum d'émission (nm)	410	420	420	~ 415	430	480

2.3 Performances des scanners de tomographie d'émission par positrons

2.3.1 Sensibilité

La sensibilité d'image d'un scanner TEP se définit comme le nombre minimal de de coïncidences vraies pour distinguer deux sources [22].

La sensibilité intrinsèque ou efficacité de détection d'un scanner dépend essentiellement de 2 facteurs à savoir l'efficacité intrinsèque du détecteur et la géométrie du tomographe [23]. L'utilisation de cristaux avec un numéro atomique élevé accroîtra avantageusement le pouvoir d'arrêt des cristaux et par conséquent l'efficacité intrinsèque du détecteur. En ce qui concerne la géométrie du scanner, un angle solide du détecteur élevé par rapport à la source en favorisera la sensibilité intrinsèque.

Efficacité de détection

L'efficacité de détection représente la capacité d'un scanner à convertir des photons d'annihilation émis d'une source radioactive à des signaux utiles pour la reconstruction d'image. De façon plus spécifique, cette efficacité dépend de plusieurs facteurs à savoir l'efficacité géométrique (g), l'efficacité intrinsèque du détecteur (ϵ), la fenêtre d'énergie (f), et l'effet d'absorption et dispersion (F). L'efficacité de détection totale D théorique est exprimée dans l'équation 2.2 comme le produit de tous ces facteurs [3]:

$$D = g \cdot \varepsilon \cdot f \cdot F \quad (2.2)$$

L'efficacité géométrique g exprime l'efficacité avec laquelle le détecteur intercepte les photons émis par la source. Elle dépend essentiellement de l'angle solide du cristal et sa distance de la source. ε représente l'efficacité de détection ou l'efficacité de détecteur à absorber les photons d'annihilation et les convertir en signaux utiles à sa sortie. Elle dépend essentiellement de la longueur du cristal et de ses propriétés physiques (pouvoir d'arrêt, longueur d'onde vs photodétecteur) et f la fenêtre d'énergie permet de sélectionner uniquement les événements avec des énergies utiles. Finalement, le dernier facteur influençant l'efficacité de détection est l'effet d'absorption et dispersion dans le tissu. Pour les études sur un animal, la source localisée à une certaine profondeur dans le corps de l'animal augmente la diffusion dans les tissus.

D'autres facteurs peuvent détériorer l'efficacité comme la non-uniformité de détection des photons dans le cristal, la détection simultanée des événements [3] et le type de couplage du cristal au photodétecteur [1].

2.3.2 Résolution spatiale

Dans la littérature, la résolution spatiale se définit de deux manières différentes :

1- La résolution spatiale intrinsèque : elle se définit comme la capacité du scanner à distinguer deux sources radioactives placées à une courte distance et d'une taille bien définie [24]. Pour mesurer cette résolution, une source unique est déplacée entre les détecteurs et une mesure de taux de comptage en coïncidence est relevée. Le profil de taux de comptage en fonction de la position de la source, appelé fonction de dispersion de la ligne de réponse est évalué la largeur à mi-hauteur (*LHM*) ou à 1/10 de la hauteur (*FWTM*) de la fonction de dispersion de la ligne de réponse. La résolution spatiale intrinsèque est déterminée dans les 3 directions (axiale, radiale et tangentielle) et donne la limite de la résolution d'un système TEP particulier [25].

2- La résolution spatiale de l'image : elle constitue le plus petit pixel contenant une information quantifiable de radioactivité. Elle dépend de plusieurs autres facteurs et s'exprime par l'équation 2.3 [26]:

$$R_s = \alpha \sqrt{(d/2)^2 + b^2 + (0,0022 \times D)^2 + r^2} \quad (2.3)$$

où α est un facteur relié à l'algorithme de reconstruction de l'image, il a une valeur entre 1,1 et 1,3, il vaut 1,2 lors de l'utilisation d'un algorithme de rétroprojection filtrée avec un filtre en rampe [25]. d représente la taille du détecteur, D le diamètre du scanner, r le parcours moyen du positron et b exprime l'effet du décodage spatial. Pour un couplage individuel entre le cristal et le photodétecteur, b vaut ~ 0 ce qui n'est pas le cas pour les blocs photodétecteurs. Les deux premiers termes de la racine traduisent la résolution spatiale intrinsèque. Le troisième terme provient de la non-colinéarité des photons qui s'accroît avec un diamètre de scanner élevé. En effet, lors de l'annihilation du positron avec un électron, les deux photons ne s'émettent pas avec un angle exact de 180° , mais avec une incertitude de $\pm 0,25^\circ$ correspondant à l'énergie cinétique résiduelle du β^+ , c.-à.-d. le positron (Figure 2.4). Enfin, r la distance effective parcourue par le positron avant son annihilation est fonction de l'énergie cinétique à l'émission [27]. Cette distance est de 0,6 mm pour le ^{18}F et 2,7 mm pour le ^{15}O (Tableau 2.1).

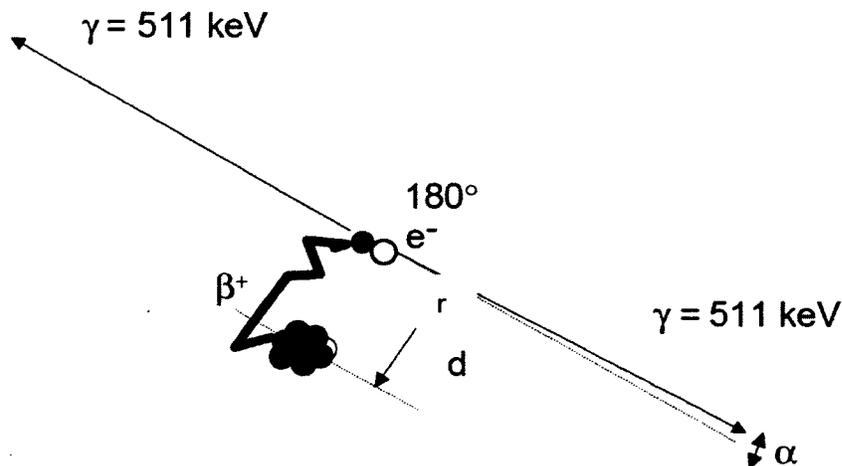


Figure 2.4 : Schéma d'annihilation d'un positron avec un électron du milieu [27]

La résolution spatiale se décompose en trois composantes: axiale, radiale et tangentielle. On parle d'une résolution spatiale radiale, lorsque la ligne de réponse passe par le centre du champ de vue. Alors que la résolution spatiale tangentielle est mesurée lorsque la ligne de réponse est perpendiculaire au rayon joignant la source au centre du champ de vue (Figure 2.5). Quant à la résolution spatiale axiale, elle est mesurée dans le plan axial du tomographe [28].

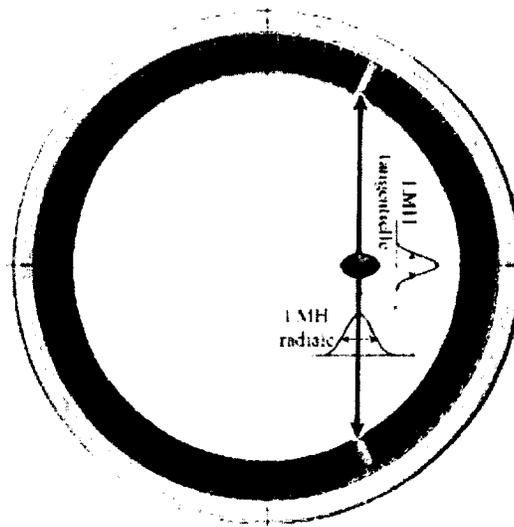


Figure 2.5 : Résolution spatiale radiale et tangentielle d'un tomographe dans un même plan axial [28]

Les scanners médicaux pour petits animaux comme la souris ou le rat nécessitent une résolution spatiale inférieure à 1 mm afin d'observer les mêmes détails de leurs petits organes que chez l'humain. On remarque d'après l'équation 2.3 que la résolution spatiale peut se limiter à 4 facteurs : la non-colinéarité, le parcours des positrons, diamètre du scanner et la taille des détecteurs. En ce qui concerne les deux premiers, ce sont des limites physiques de la désintégration sur lesquels on ne possède aucun pouvoir. Quant au diamètre du scanner, il est limité aussi par la taille de l'animal à scanner. Il reste alors à minimiser la taille des détecteurs. D'après l'équation 2.3, pour un scanner de 16 cm de diamètre et un couplage individuel, les détecteurs doivent avoir une taille de 1,1 mm pour avoir une résolution de 0,8 mm. Cependant avec cette taille, leur manipulation et leur

polissage deviennent délicats et coûteux et leur assemblage en matrice devient complexe : ce qui augmente les coûts de fabrication des scanners.

Effet de parallaxe

L'effet de parallaxe constitue un facteur majeur dans la dégradation de la résolution spatiale radiale. Ce problème provient essentiellement de la longueur non nulle du cristal. Avec la densité des matériaux actuels, une longueur d'au moins 1 cm est nécessaire pour obtenir une bonne capacité d'arrêts des photons d'annihilation de la part des détecteurs [28], ce qui améliore l'efficacité de détection. Cependant, lorsqu'on s'éloigne du centre du CDV, la surface du cristal exposée à la source augmente; ce qui a pour effet de détériorer la résolution spatiale intrinsèque d' (figure 2.6) donnée par l'équation 2.4 [3]:

$$d' = d \cos \theta + x \sin \theta \quad (2.4)$$

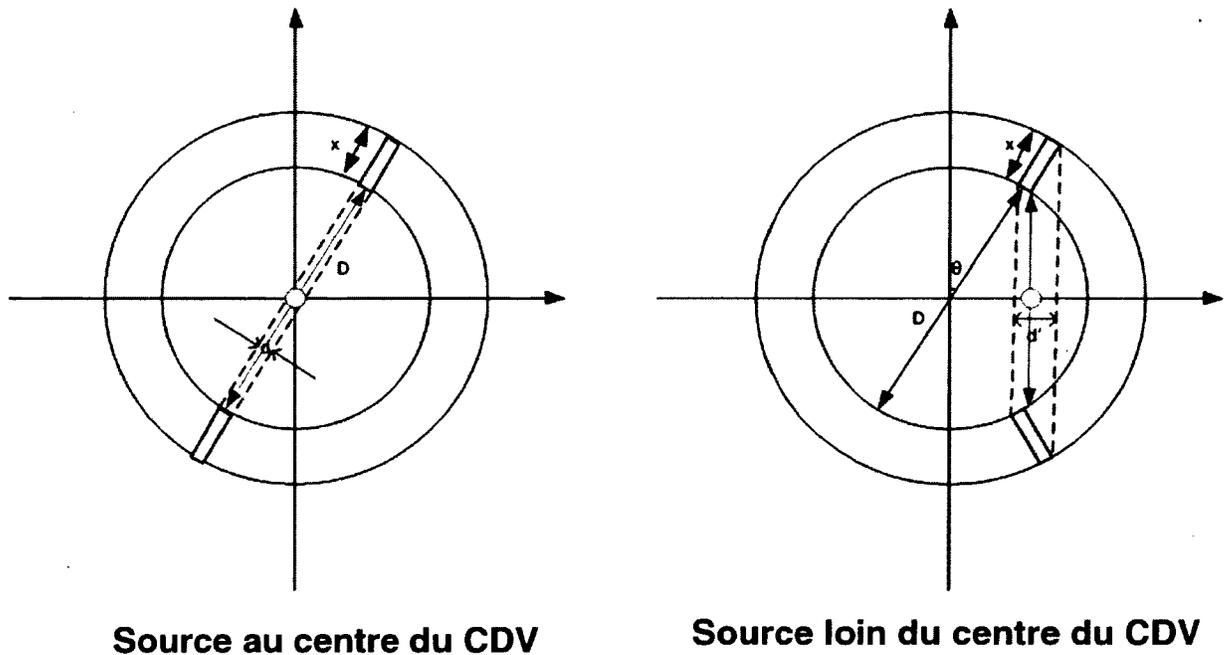


Figure 2.6 : Effet de parallaxe dans un scanner [3]

Cet effet induit une incertitude sur la détermination de la ligne de réponse qui est ramenée au centre de la surface du cristal faisant face au CDV. Pour remédier à ce problème et avoir une résolution spatiale radiale plus uniforme, beaucoup de chercheurs

ont opté pour la mesure de profondeur d'interaction (PDI) [29-36]. Deux principales méthodes sont utilisées pour déterminer la PDI dans un cristal : le partage de lumière et le phoswich.

a- Le partage de la lumière

Cette méthode repose sur la mesure de la quantité de lumière à la sortie de chaque extrémité du cristal. En effet, chaque extrémité est optiquement couplée à un photodétecteur (Tube photomultiplicateur, photodiode à avalanche...) et ensuite à l'aide d'une électronique de lecture pour chaque photodétecteur, un rapport des amplitudes des signaux de chaque côté permet de déterminer la position de l'interaction dans le cristal. Les chercheurs du laboratoire national Lawrence Berkeley à l'Université de Californie à Berkeley ont conçu comme exemple un module 8*8 BGO couplé à une extrémité à un tube photomultiplicateur et à l'autre extrémité à une matrice de 64 photodiodes PIN (figure 2.7) [32]. Une source de ^{68}Ge irradie le cristal dans plusieurs positions afin de déterminer la PDI. L'amplitude du signal de chaque extrémité est mesurée et le rapport de l'amplitude du signal de la photodiode divisée par la somme de l'amplitude du signal de la photodiode et du tube photomultiplicateur estime la PDI dans le cristal (Figure 2.8) [32]. La somme des deux amplitudes détermine l'énergie totale d'un événement.

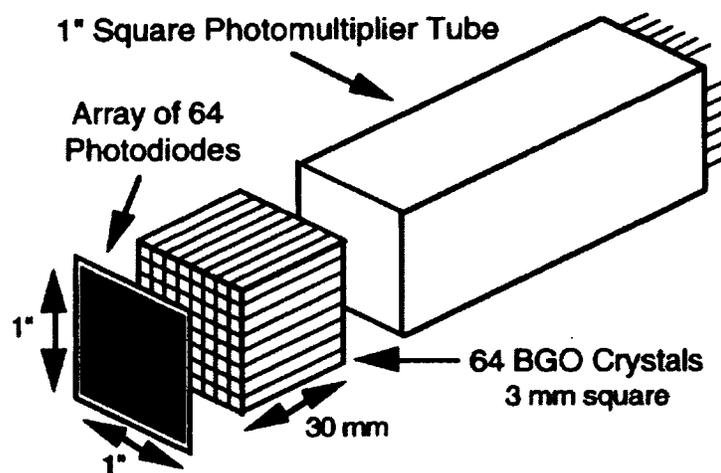


Figure 2. 7 : Exemple de montage de détecteur pour la mesure de PDI par la méthode de partage de lumière [32]

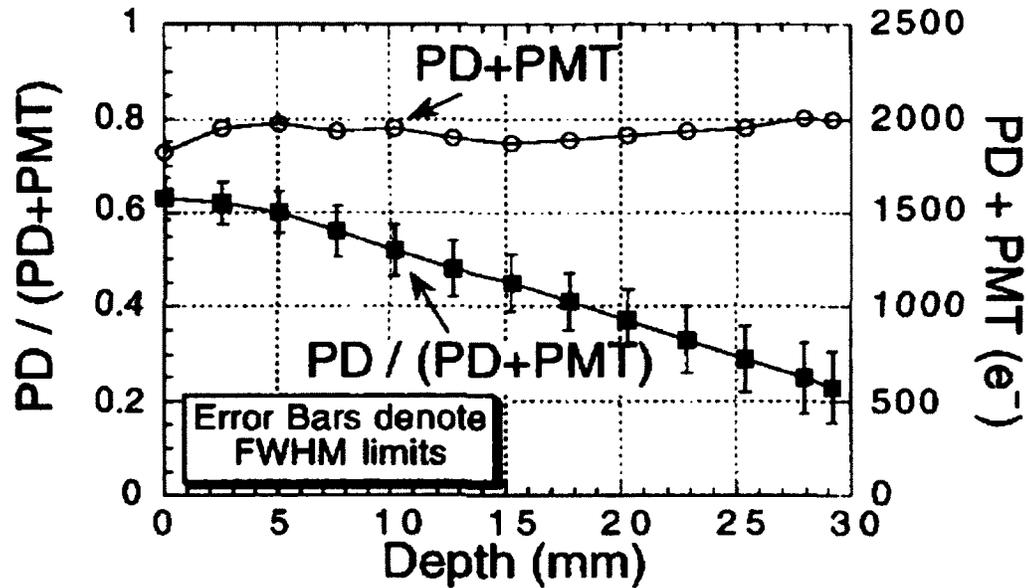


Figure 2.8 : Valeurs de PDI par la méthode de partage de lumière [32]

Cette méthode donne une meilleure résolution sur la profondeur d'interaction que l'approche *phoswich*, car cette dernière est limitée à la longueur du cristal [25]. Néanmoins, elle reste une approche coûteuse parce qu'elle utilise le double de photodétecteurs et par conséquent une électronique frontale plus complexe.

b- Le phoswich :

Le *phoswich* ou le *phosphore sandwich* consiste à empiler deux cristaux ou plus dans un seul bloc (figure 2.9) [33-36]. Le but de cette méthode est de minimiser la largeur effective d' (figure 2.6) du cristal tout en conservant la longueur totale x assez importante pour une meilleure efficacité de détection. Prenant l'exemple de deux cristaux de tailles respectives x_1 et x_2 , la largeur effective d' peut être divisée en deux termes donnés par les équations 2.5 et 2.6 [21]:

$$d'_1 = d \cos \theta + x_1 \sin \theta \quad (2.5)$$

$$d'_2 = d \cos \theta + x_2 \sin \theta \quad (2.6)$$

Par conséquent, la résolution spatiale radiale (équation 2.3) sera améliorée et une approximation de la ligne de réponse sera plus précise pour la reconstruction de l'image (figure 2.10) [37].

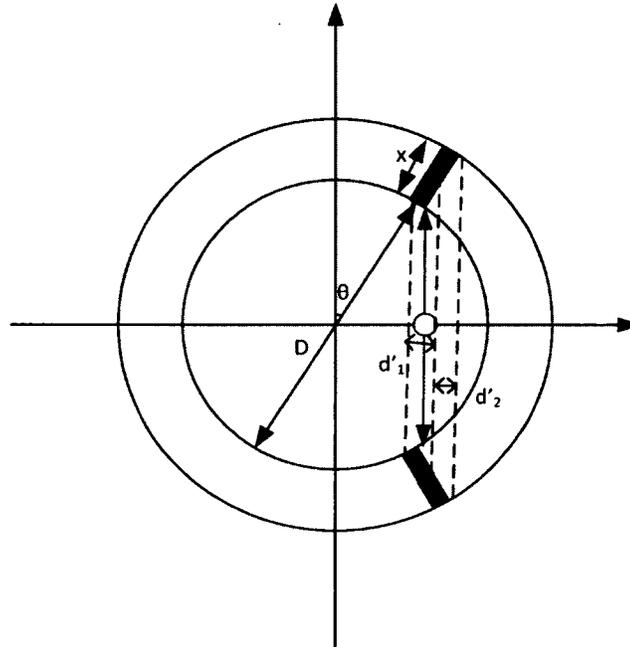


Figure 2.9 : Effet de la méthode de phoswich sur la largeur effective du détecteur

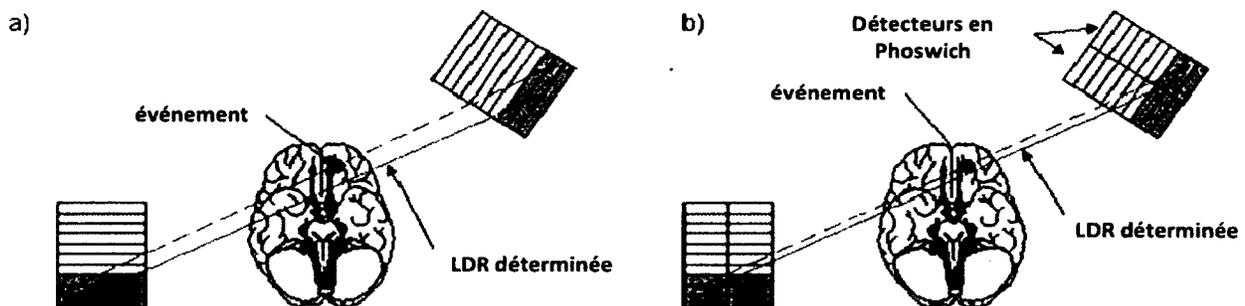


Figure 2.10 : Effet de la méthode de phoswich sur la détermination de LOR [37]

Contrairement à la technique de partage de lumière, la technique de phoswich ne nécessite qu'un seul photodétecteur et une seule électronique de traitement par bloc de détecteurs ce qui diminue le coût de production.

2.3.3 Contraste de l'image

Le contraste de l'image (CNR) se définit comme la capacité à distinguer les différentes intensités dans une image correspondant aux différents niveaux de l'absorption radioactive dans le tissu de l'objet (patient ou animal) [3]. Autrement dit, le contraste se définit comme étant la capacité de détecter un détail comme une tumeur ou une lésion dans un tissu spécifique qui l'entoure (foie, cœur, poumon ...) (Figure 2.11). Plus spécifiquement, c'est le ratio de taux des comptes (R_1) dans la lésion par exemple relativement au taux des comptes R_0 dans le milieu environnant [19]. Le taux de compte se définit par le nombre d'événements détectés à la sortie d'un détecteur, il est généralement déterminé par l'électronique de lecture associée au détecteur. Donc, le contraste C_1 d'une lésion s'exprime par l'équation 2.7 [19]:

$$C_1 = \frac{R_1 - R_0}{R_0} \quad (2.7)$$

Les radiotraceurs jouent un rôle très important dans la détermination du contraste de l'image suivant leurs caractéristiques. Cependant, plusieurs facteurs ajoutent du bruit à l'image en détériorant le contraste comme les diffusions dans le tissu et/ou dans le cristal et les fortuits. Le problème des diffusés peut être minimisé en sélectionnant une fenêtre d'énergies autour de 15% de l'énergie du photopic (ensemble des événements interagissant dans le cristal par effet photoélectrique) [3]. Néanmoins, avec une fenêtre d'énergie étroite, le nombre de comptes total diminue ce qui augmente le bruit statistique dans l'image.



Figure 2.11 : Contraste dans une image TEP [1]

Les coïncidences fortuites comptent parmi les éléments ajoutant du bruit sur l'image et dégradant le contraste. On peut estimer statistiquement et retrancher les coïncidences fortuites par différentes méthodes. Par exemple, on peut utiliser le taux de comptes R_{ij} des événements fortuits pour une ligne de réponse composée de deux détecteurs en coïncidence i et j avec un taux de compte correspondant S_i et S_j (équation 2.8) [19] :

$$R_{ij} = 2. \Delta t. S_i. S_j \quad (2.8)$$

où Δt est la fenêtre de coïncidence. Par conséquent, le nombre de coïncidences fortuites diminue en diminuant la largeur de la fenêtre de coïncidences. Une bonne résolution temporelle permet de diminuer la largeur de cette fenêtre.

Pour améliorer le contraste de l'image, il faut tenir compte de la résolution en énergie et de la résolution en temps. Ils sont les deux paramètres qui dégradent le contraste.

Résolution en énergie

La résolution en énergie permet de distinguer entre les interactions Compton et les interactions par effet photoélectrique. En enlevant les Comptons, le bruit de fond diminue et par conséquent un meilleur contraste de l'image est obtenu. Un comptage des différentes énergies incidentes permet de tracer un spectre d'énergie. La figure 2.11 montre un exemple de spectre [3].

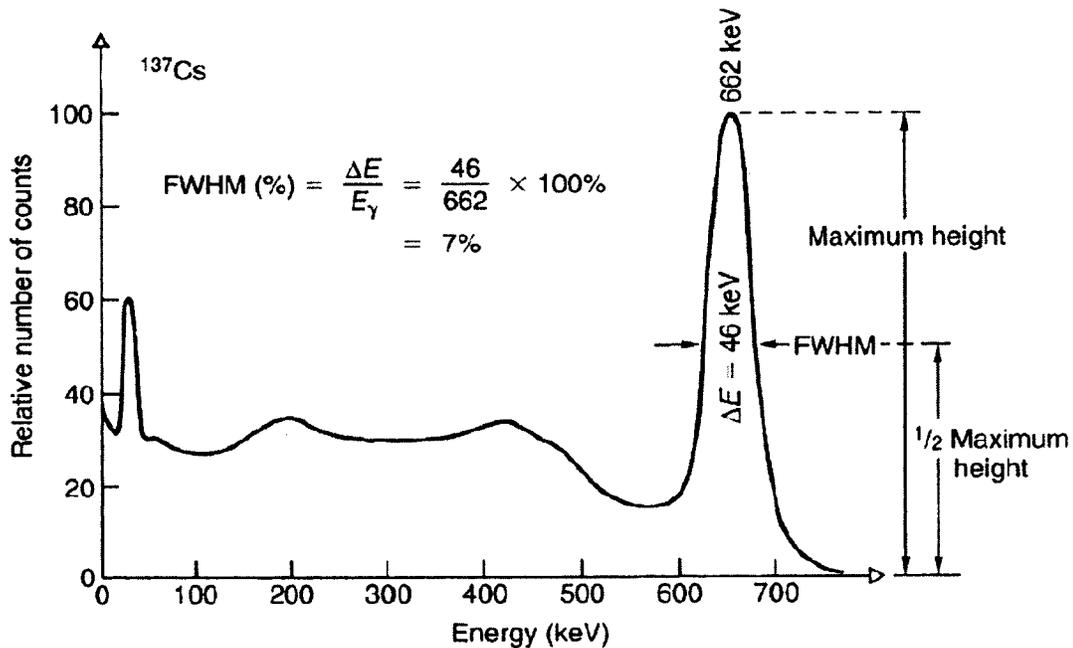


Figure 2.12 : Spectre d'énergie d'un détecteur NaI(Tl) pour ^{137}Cs [3]

La résolution d'énergie se définit par la mesure de largeur à mi-hauteur du photopic, ΔE , divisée par l'énergie centrale du pic E [3] :

$$FWHM = \frac{\Delta E}{E} \quad (2.9)$$

Cette largeur traduit l'incertitude sur la mesure de l'énergie provenant de la variation statistique de la quantité de lumière des photons déposés par keV d'énergie dans le cristal, de la variation statistique du nombre de photoélectrons par photon incident sur la PDA et du bruit électronique de la chaîne [3].

Résolution temporelle

La résolution en temps repose sur la mesure du temps d'arrivée de deux événements en coïncidence à 511 keV. Mathématiquement la résolution temporelle σ_{temp} pour un événement se calcule en divisant le bruit du signal σ_v au point de discrimination (t_d) par la pente du signal V , dV/dt au même point t_d [39]. À cet instant, elle s'évalue par l'équation 2.10 [39] :

$$\sigma_{temp}(t_d) = \frac{\sigma_v(t_d)}{dV/dt|_{t=t_d}} \quad (2.10)$$

Afin d'améliorer la résolution en temps, il faut minimiser les sources de bruits, car elles influencent directement la résolution et il faut maximiser la pente au moment de discrimination. Un filtre de mise en forme est utilisé pour cet effet. Par conséquent, une bonne résolution temporelle optimise le choix de la fenêtre de coïncidence qui est généralement choisi comme étant deux fois cette résolution.

2.4 Sources de bruit dans les photodétecteurs

Le bruit dans les photodétecteurs provient de deux sources principales : fluctuations dues aux variations statistiques aléatoires causées par les photons et le bruit électronique. Ce dernier se classe dans deux catégories : bruit inhérent des composantes et bruit d'interférence. Le dernier est dû aux interférences électromagnétiques causées par les sources d'alimentations, les câbles de connexion, les pistes de routage. Il relève donc du concepteur électronique. Dans cette section on s'intéresse plus aux sources de bruit électronique des composantes qui sont essentiellement trois : le bruit thermique, le bruit fréquentiel et le bruit de grenaille [40,41].

2.4.1 Bruit thermique

Ce bruit est généré par l'excitation thermique des porteurs de charges. Il possède une densité spectrale constante et il est proportionnel à la température donc il peut être considéré comme bruit blanc. Cependant, ce bruit est indépendant des conditions de polarisation (courant ou tension). Il peut être modélisé par une densité spectrale de courant ou de tension. Pour un MOSFET, la densité spectrale du courant de bruit est donnée par l'équation 2.11 [40, 41] :

$$i_n^2(f) = 4kT\gamma g_m \quad (2.11)$$

Avec k , la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$), T la température en Kelvin, g_m la transconductance et γ un coefficient de bruit entre 1/2 et 2/3, en fonction de la zone d'inversion du MOSFET [41].

2.4.2 Bruit fréquentiel

Le bruit fréquentiel, appelé aussi bruit 1/f ou bruit flicker (*flicker noise*), se trouve dans toutes les composantes actives et est inversement proportionnel à la fréquence. Par conséquent, il est dominant lorsque le circuit est opéré en basse fréquence. L'origine de ce bruit provient des impuretés entre l'oxyde de grille et le substrat. En effet, lorsque les porteurs de charges bougent sur la surface du silicium, quelques-uns seront piégés et libérés ultérieurement une fois excités. Pour un MOSFET, la densité spectrale de la tension du bruit fréquentiel est modélisée par l'équation 2.12 [40, 41].

$$V_n^2(f) = \frac{K}{C_{ox}WL} \times \frac{1}{f} \quad (2.12)$$

Avec K une constante qui dépend des procédés de fabrication, des exemples de valeurs de K selon la technologie sont donnés dans le tableau 2.3 [42]. C_{ox} représente la capacité de l'oxyde de grille, W et L sont respectivement la largeur et la longueur de la grille. Pour minimiser l'effet de ce bruit, il faut augmenter considérablement les dimensions des transistors.

Tableau 2.3 : Valeur du paramètre K selon différentes technologies et processus de fabrication pour des transistors NMOS et PMOS [42]

Technologie	Fonderie	Paramètre K	
		NMOS	PMOS
0,35 μm	TSMC	10	4
	ST	10	9
0,25 μm	TSMC	7	6
	ST	8	4
0,18 μm	TSMC	10	5
	ST	15	8

2.4.3 Bruit de grenaille

Le bruit de grenaille est connu plus par le terme anglais « *Shot noise* ». Il provient des fluctuations du courant continu dans une jonction PN. Ces fluctuations résultent du fait que le courant de polarisation est constitué d'un ensemble d'impulsions causées par le flot discret de porteurs de charges. La densité spectrale du courant pour une diode se modélise par l'équation 2.13 [40].

$$I_D^2(f) = 2qI_D \quad (2.13)$$

où q est la charge électronique élémentaire et I_D est le courant CC de la jonction

Conclusion

La mise en évidence du principe de la tomographie d'émission par positrons ainsi que les performances attendues (résolution spatiale, sensibilité et contraste) dans des scanners TEP ont fait l'objet de ce chapitre. Plusieurs facteurs dégradent ces performances dont l'effet de parallaxe, la résolution en temps et la résolution en énergie. La dégradation de la résolution spatiale issue de l'effet de parallaxe peut être diminuée en utilisant une technique de mesure de profondeur d'interaction comme le *phoswich*. La dégradation du contraste se remédie par l'amélioration de la résolution en temps et en énergie.

CHAPITRE 3 : Les signaux TEP : Photodétecteurs et architectures de lecture

Introduction

Après avoir présenté les performances des scanners TEP et les facteurs qui peuvent les détériorer, ce chapitre sera consacré en premier lieu à présenter les différents photodétecteurs utilisés dans les scanners TEP et leur rôle dans l'amélioration des performances. Dans la deuxième partie de ce chapitre, une exposition des différentes architectures de traitement de signal des scanners TEP est faite. Ces architectures montrent comment extraire les informations utiles qui servent de données d'entrée pour la plupart des algorithmes d'identification de cristaux.

À la fin de ce chapitre, une présentation des différents algorithmes d'identification de cristaux permet de montrer les avantages et les inconvénients de chacun par rapport au projet LabPET II.

3.1 Les photodétecteurs

Les photodétecteurs jouent un rôle primordial dans le traitement des signaux dans les scanners TEP. En effet, ils permettent de transformer les rayons lumineux à la sortie des cristaux en signaux électriques. Plusieurs photodétecteurs sont disponibles sur le marché et sont déjà utilisés dans des scanners médicaux comme les tubes photomultiplicateurs (TMP) [43], les tubes photomultiplicateurs sensibles à la position (PMTSP) [17,44-46] et les photodiodes à avalanches (PDA)[47]. D'autres types de photodétecteurs sont en cours de développement comme les photomultiplicateurs au silicium (SiPM) [48-52].

3.1.1 Tube photomultiplicateur (TPM)

Un tube photomultiplicateur est un détecteur photosensible très utile pour la détection des faibles quantités de lumière. Une surface sensible à la lumière, appelée photocathode, permet d'absorber le photon et d'émettre un électron par effet photoélectrique. Cet électron sera multiplié par un nombre défini de dynodes avant d'être collecté par l'anode (Figure 3.1) [43].

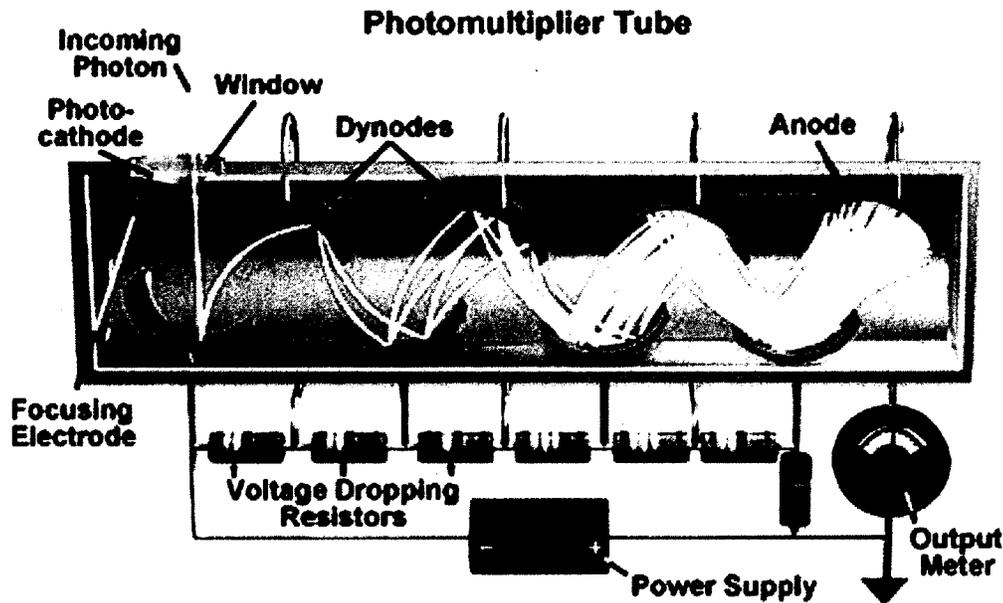


Figure 3.1 : Principe de fonction du tube photomultiplicateur [43].

De façon plus spécifique, les photons arrivent à travers une fenêtre en verre ou en quartz pour frapper les photocathodes. Les dynodes sont polarisées avec une tension suffisante pour accélérer les photoélectrons à une énergie cinétique capable d'arracher des électrons sur les dynodes subséquentes produisant ainsi le gain du TPM. Le signal à la sortie de l'anode est un courant proportionnel à l'énergie du photon à l'entrée. Les tubes photomultiplicateurs possèdent un gain très élevé entre 10^5 et 10^8 . Ce gain varie en fonction du nombre des dynodes et de la tension appliquée à leurs bornes. Les TPM sont sensibles au bruit et émettent toujours du courant même en absence des photons sur la cathode. Le courant de fuite des émissions thermiques dans la cathode, le bruit électronique et le courant de fuite entre les dynodes sont les principales causes de cette

génération de courant [43]. Le refroidissement des tubes photomultiplicateurs diminue le bruit généré par les fluctuations thermiques [17]. Les PMTs possèdent une bonne résolution temporelle inférieure à 1 ns. Cependant, ils sont très sensibles au champ magnétique à cause de la faible énergie des électrons qui circulent d'une dynode à une autre (de l'ordre de 100 eV). Donc, un bon blindage magnétique est nécessaire pour les protéger même du champ magnétique terrestre [17]. Les PMTs possèdent un autre inconvénient, il s'agit de leur faible efficacité quantique (rapport des photons émis par photons incidents) qui se situe typiquement entre 25% et 45%. Enfin, les PMTs nécessitent des tensions entre 1000 et 2000 V pour les polariser.

3.1.2 Tube photomultiplicateur sensible à la position (TPMSP)

À l'instar des TPM, les TPMSP ont le même principe de multiplication des électrons à travers des dynodes, mais possèdent en plus la caractéristique de déterminer avec précision l'emplacement de l'impact du photon sur la cathode [17]. En effet, les TPMSP sont formées par des matrices de dynodes empilées les unes aux autres (figure 3.2) [45].

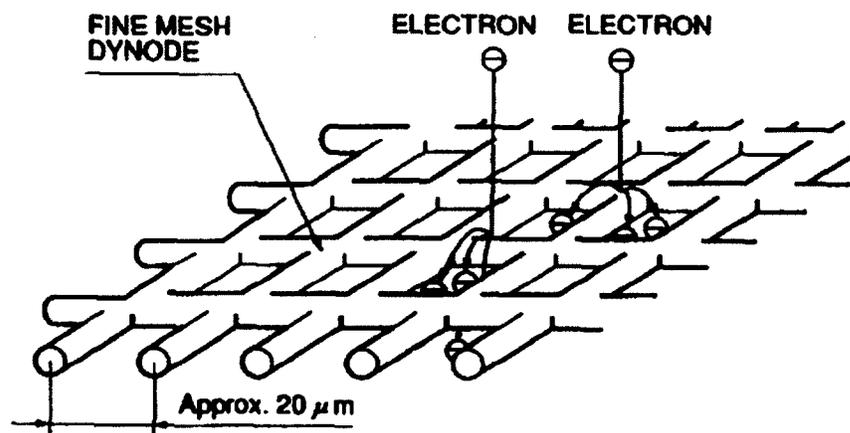


Figure 3.2 : Structure d'une couche de dynodes dans un TPMSP [45]

Les électrons multipliés par chaque dynode sont acheminés vers l'étage suivant jusqu'à la sortie du tube (figure 3.3). Dans quelques structures de dynodes, une dispersion des électrons dans une autre cellule adjacente crée de la diaphonie électronique et diminue la précision de la position (figure 3.3a) [46]. Ce problème est surmonté en créant une

structure de dynode capable d'acheminer avec précision le nuage électronique tout au long des différentes couches (figure 3.3b) [45].

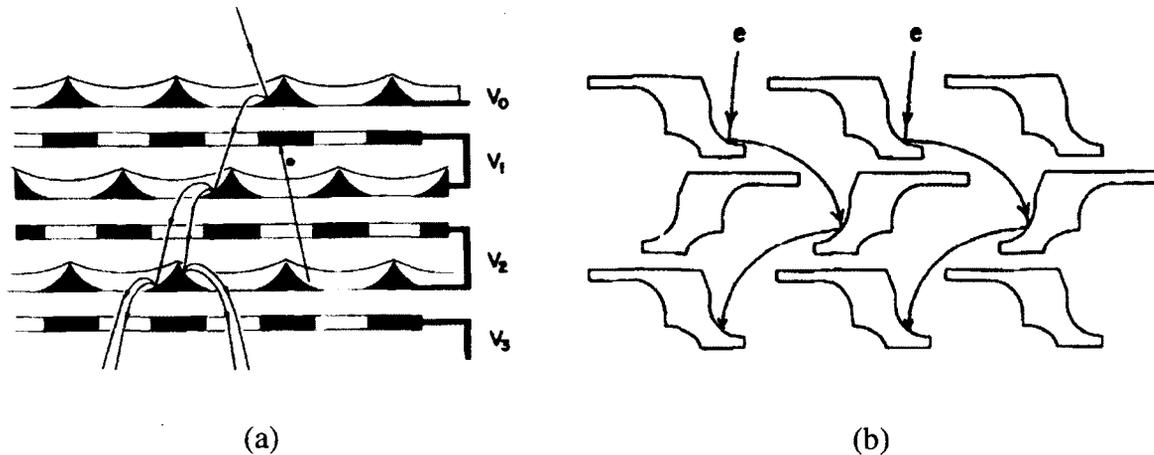


Figure 3.3 : Structures de couches de dynodes pour TPMSP [45,46]

Le nuage d'électrons à la sortie peut être collecté par une matrice d'anodes, cette technique nécessite une électronique de lecture séparée pour chaque anode. Une des méthodes consiste à utiliser deux couches de fils d'anodes. Chaque couche est formée par un ensemble de fils parallèles. Une des couches est orientée perpendiculairement à l'autre couche pour former une matrice encodée selon la position x et y (figure 3.4) [17]. Cette technique permet de diminuer la densité de l'électronique de lecture au détriment de la localisation géométrique (facteur b dans l'équation 2.3).

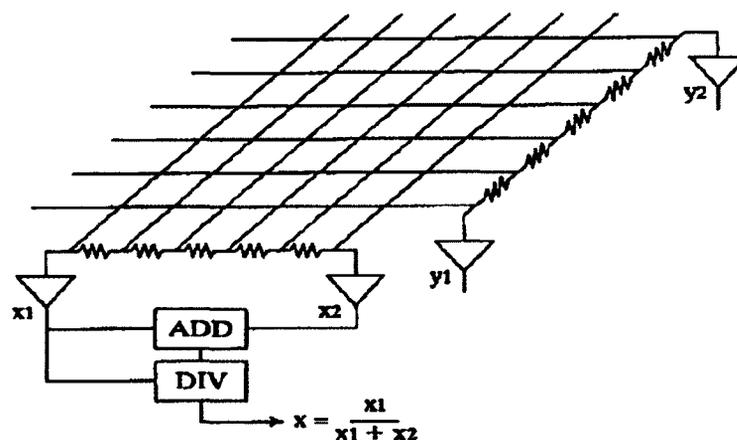


Figure 3.4 : Technique de croisement d'anodes pour les TPMSP [17]

Les TPMSP permettent de déterminer la position d'interaction du photon sur la cathode, ce qui permet d'améliorer la résolution spatiale. Cependant, l'électronique de lecture reste complexe.

3.1.3 Photodiode à avalanche (PDA)

Une photodiode à avalanche est un photodétecteur à base de semi-conducteur. C'est une jonction PN formée par un silicium dopé positivement P et une région dopée négativement N. Il y a une zone neutre de charge entre les deux régions appelée zone de déplétion. Lorsqu'un photon arrive sur la cathode, il excite les porteurs de charge et crée des paires électron-trou. Ces paires se déplacent de chaque côté de la zone de déplétion et sont accélérées grâce au champ électrique présent dans cette zone créée par la polarisation de la diode. De plus, lorsque la diode est polarisée en inverse près de sa tension de claquage, un effet avalanche se crée. Les porteurs de charge accélèrent et entraînent la création d'autres paires électron-trou par ionisation (Figure 3.5) [47].

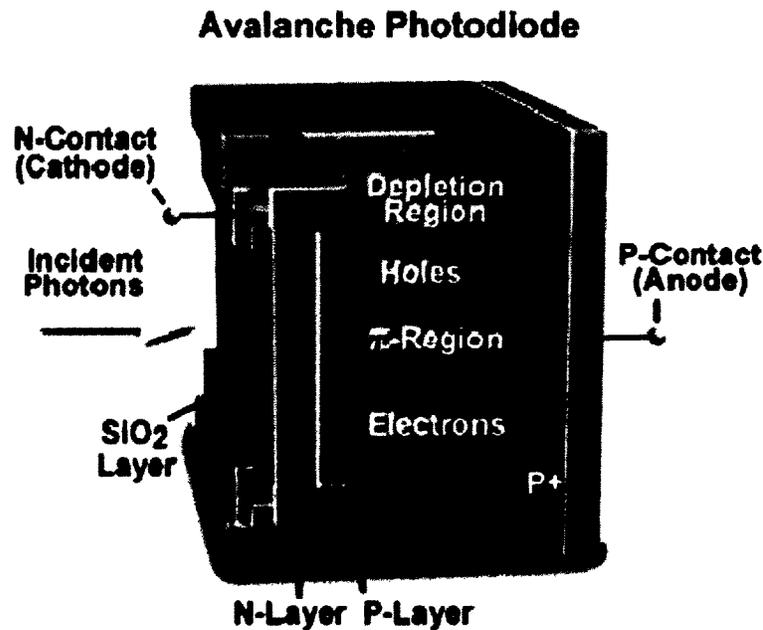


Figure 3.5 : Le principe d'une PDA [47]

Le gain d'une photodiode est de 10^2 seulement et il augmente en fonction de la tension de polarisation inverse. Le courant de fuite de la photodiode dépend également de cette tension de polarisation inverse [17] et comme la montre figure 3.6, un optimum entre le

gain et le bruit peut être obtenu en fonction de la tension de polarisation. La PDA est un composant invariant au champ magnétique et possède un rendement lumineux de 90% [47]. Cependant, elle est très sensible aux variations de la tension et de la température. Elle a donc besoin d'être opérée avec des gains modérés et des amplificateurs à faible bruit.

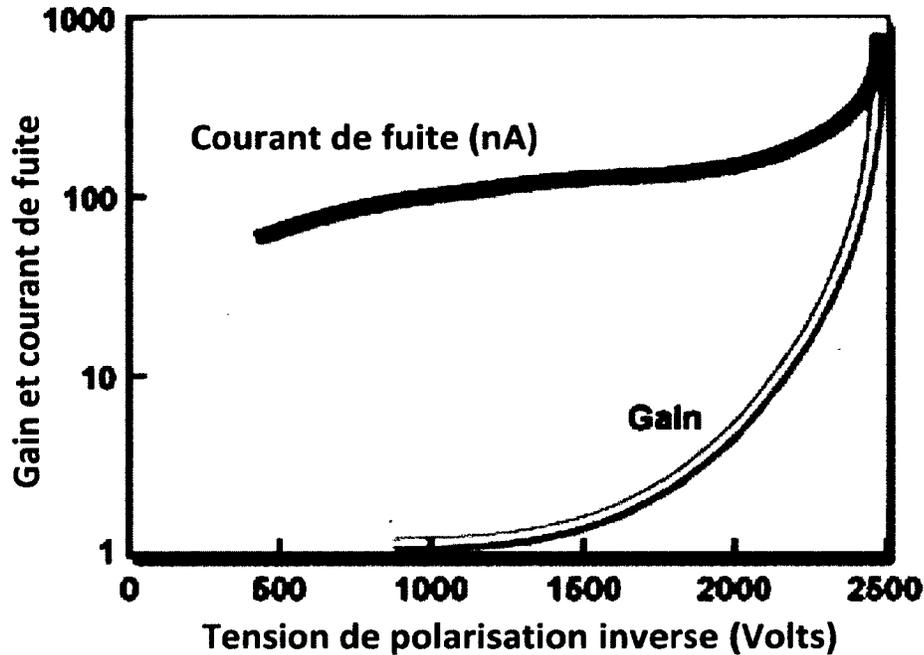


Figure 3.6: Gain et courant de fuite d'une PDA en fonction de la tension de polarisation inverse [47]

3.1.4 Photomultiplicateur en silicium (SiPM)

Tel que mentionné dans le paragraphe précédent, le gain d'une photodiode d'avalanche augmente avec la tension de polarisation. À une tension donnée, la PDA entre dans un mode d'avalanche. Ce mode est possible jusqu'à la tension de claquage. Il est possible d'opérer temporairement la PDA au-delà de la tension de claquage (10 à 20%) [48]. La diode fonctionne alors dans un mode *Geiger* dans lequel l'interaction avec un seul photon incident se multiplie sans limites à cause du champ électrique très élevé. Les électrons et les trous contribuent alors à l'avalanche qui sera autosoutenue jusqu'à destruction de la photodiode ou jusqu'à son étouffement. Cette photodiode porte le nom de diode à

avalanche monophotonique (SPAD : *single photon avalanche diode*) et peut atteindre un gain de $\sim 10^7$ [17].

Deux méthodes d'étouffement sont possibles, étouffement passif et étouffement actif. Le premier est assuré par une résistance en série avec le SPAD qui permet de baisser la tension à ses bornes une fois parcourue par le courant d'avalanche. En ce qui concerne l'étouffement actif, des circuits plus complexes basés sur des transistors sont employés et peuvent tirer profit de maintenir la PDA étouffée plus ou moins longtemps pour réduire les bruits intempestifs [49].

L'étouffement est de quelques nanosecondes. Pendant ce temps il est impossible de détecter des photons. Des cellules de SPAD de 7×7 à $70 \times 70 \mu\text{m}^2$ peuvent être matricées afin de former un photodétecteur de 1 à 3 mm^2 appelées photomultiplicateur en silicium (SiPM) [17]. Les signaux de sortie des SPAD sont quasi égaux à cause de l'uniformité des cellules et des circuits d'étouffement et donc en connectant les SPAD en parallèle (figure 3.7), l'addition de ces signaux donne un signal dont l'amplitude est proportionnelle au nombre de photons détectés par le SiPM. Les SiPMs ont une efficacité quantique élevée. Cependant, leur efficacité de détection de photons (PDE) reste beaucoup plus faible que les photodiodes à avalanche. Elle est autour de 40%. Cette faible PDE provient de plusieurs facteurs [50] :

- L'efficacité géométrique qui correspond à la fraction de la surface active du SiPM sur la surface totale.
- La probabilité qu'un photon arrive sur un SPAD et déclenche une avalanche.
- Le temps de recouvrement d'un pixel qui est le temps nécessaire à un SPAD pour revenir à son état initial après sa décharge.

Les SiPM sont très sensibles et s'activent même avec des porteurs de charge thermiquement excités [52]. Ce phénomène est appelé bruit d'obscurité (*dark count* en anglais). Ce dernier augmente avec la température et limite la résolution en énergie des SiPM. Un autre facteur limitant la résolution est la diaphonie optique. Elle arrive lorsqu'un photon s'échappe d'un pixel par effet de Bremsstrahlung faisant feu pour déclencher un autre pixel à côté.

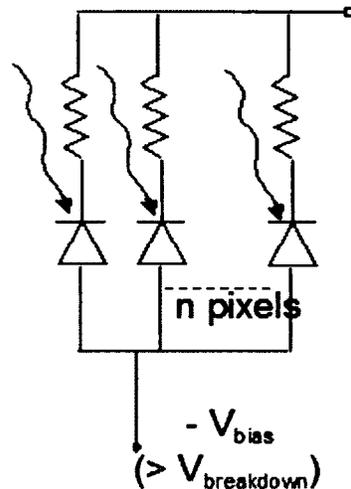


Figure 3.7 : Schéma simplifié d'un SiPM [51]

3.1.5 Conclusion

Les TPMs existent sur le marché depuis plus de 100 ans. Ils possèdent un gain entre 10^5 et 10^7 et une résolution temporelle inférieure à 1 ns. Cependant, ils possèdent une faible efficacité quantique inférieure à 45% et très sensible au champ magnétique. Quant aux TPMSPs, ils possèdent les mêmes caractéristiques que les TPMs, mais ont l'avantage de donner avec précision la position de l'interaction du photon, ce qui améliore la résolution spatiale. Cependant, leur électronique de lecture est plus compliquée. En ce qui concerne la PDA, elle est très résistante au champ magnétique, elle possède un gain allant jusqu'à 1000 et une efficacité quantique qui atteint les 70-80%. Son inconvénient réside dans sa sensibilité aux variations de la tension et de la température. Le SiPM est encore en cours de développement, il possède un gain comparable à celui du TPM et une meilleure résolution temporelle. Mais son inconvénient réside principalement dans sa faible PDE (environ 40%).

Dans le LabPET II, la photodiode à avalanche a été retenue pour sa haute résistance au champ magnétique, sa bonne efficacité quantique et son gain acceptable et surtout en raison du fait qu'il s'agit d'une technologie mature. Ces photodiodes nécessitent une électronique faible bruit pour traiter les signaux et extraire les informations utiles issues des impulsions nucléaires.

3.2 Traitement des signaux dans les scanners TEP

Afin de reconstruire des images avec un scanner TEP, il faut exploiter les informations des événements détectés. Ces derniers, quand ils arrivent sur les scintillateurs, libèrent leur énergie sous forme d'une lumière visible qui est transformée en charge électrique comme il a été expliqué dans la section précédente. Une électronique de lecture est indispensable pour extraire l'information des impulsions à savoir le temps d'arrivée du photon au détecteur et son énergie. Cette électronique doit être capable de convertir la charge en courant ou tension, de l'amplifier et de la mettre en forme si nécessaire.

Plusieurs architectures ont été développées à cet effet, qui constituent le cœur des scanners TEP pour les petits animaux. Certaines d'entre elles utilisent des convertisseurs analogiques numériques pour extraire le temps et l'énergie [53-54]. D'autres utilisent soit des discriminateurs à croisement de zéro [55], soit des discriminateurs à fraction constante [56]. Les nouveaux scanners, quant à eux, utilisent une nouvelle approche de mesure de temps au-dessus d'un seuil et des convertisseurs de temps numérique pour numériser l'information temporelle des signaux [57-58].

3.2.1 Échantillonnage avec convertisseur analogique numérique (CAN)

Une des méthodes pour extraire l'information consiste à numériser le signal en utilisant un convertisseur analogique numérique. Cette méthode a été utilisée dans le scanner LabPET de l'Université de Sherbrooke [53]. Une électronique numérique basée sur des circuits de portes logiques programmables (FPGA) permet de raffiner le temps d'arrivée du signal en utilisant un algorithme d'interpolation linéaire par rapport à une horloge de 45 MHz (figure 3.8). À 50% de l'amplitude maximale, le temps d'arrivée (x_{th}) se calcule par l'équation 3.1 [53]

$$x_{th} = x_1 + (y_{th} - y_1) \left(\frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1} \right) \quad (3.1)$$

Dans cette approche, l'énergie de l'événement correspond à l'amplitude maximale du signal à la sortie de la chaîne électronique.

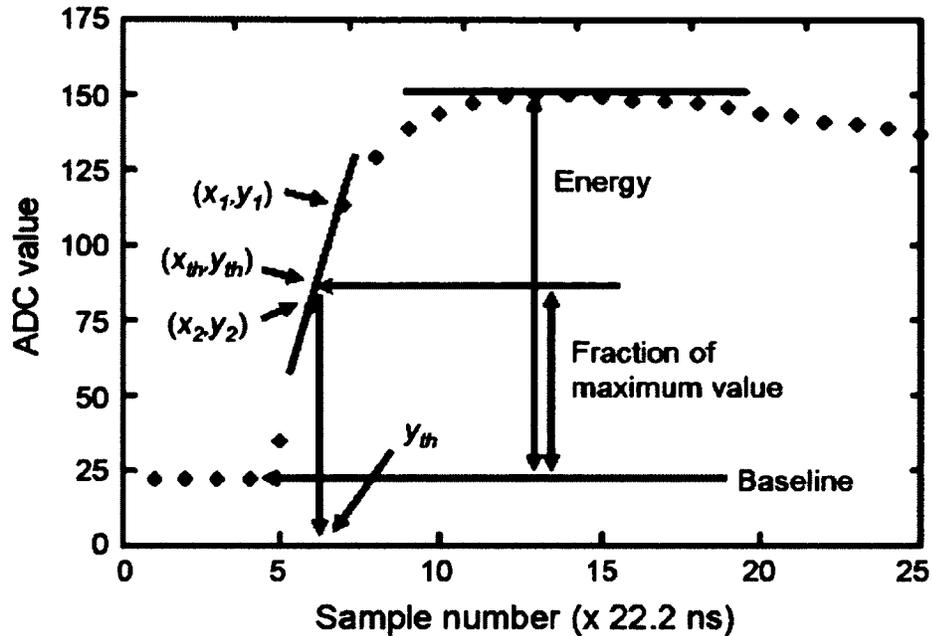


Figure 3.8 : L'extraction de données dans le scanner LabPET [53]

3.2.2 Discriminateur à croisement de zéro (DCZ)

Une autre architecture de traitement de signaux PET a été conçue par Brookhaven National Laboratory (BNL) à Upton aux États-Unis pour le scanner RatCAP [55]. Dans cette architecture, un discriminateur à croisement de zéro et deux discriminateurs d'énergies; un pour fixer l'énergie basse et l'autre pour fixer l'énergie haute sont utilisés. Si l'amplitude de l'événement est en dessous du seuil minimal ou au-dessus du seuil maximal, l'événement sera rejeté. Le signal sera retenu et la sortie du DCZ, qui donne l'information sur le temps d'arrivée, sera encodée si et seulement si le signal est contenu entre les deux seuils. La valeur des seuils est fixée par des convertisseurs numériques analogiques (CNA). La figure 3.9 représente le schéma bloc d'une chaîne analogique du scanner RatCAP [55]. L'énergie du signal est obtenue en dérivant le taux de déclenchement du DCZ en fonction de la tension du seuil.

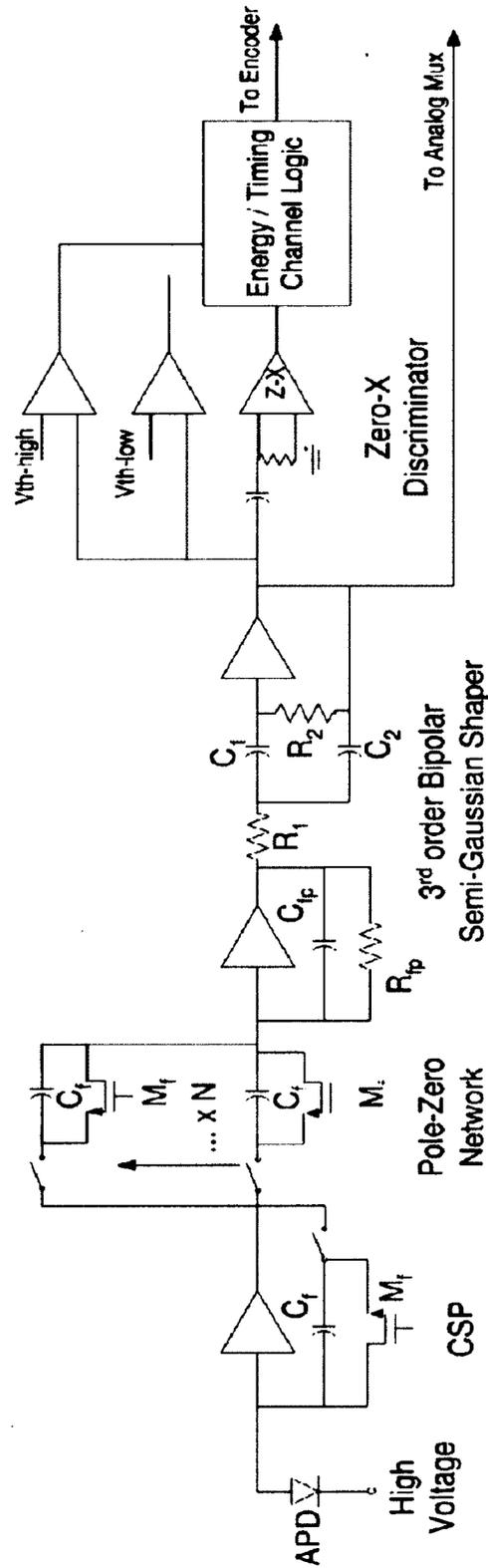


Figure 3.9 : Schéma bloc d'une chaîne analogique de traitement du signal du RatCAP [55]

3.2.3 Discriminateur à fraction constante (DFC) avec convertisseur de temps numérique (CTN) et CAN

Le scanner MadPET de l'Université technique de Munich en Allemagne utilise une architecture basée sur un discriminateur à fraction constante (DFC) pour déterminer le temps d'arrivée d'un événement. En effet, le DFC produit une impulsion à travers une porte logique ET entre le signal d'un discriminateur à croisement de zéro et le signal d'un décimateur à armature. Cette impulsion est ensuite numérisée par un convertisseur temps numérique de 15 bits. Pour déterminer l'énergie des signaux, un détecteur de maximum est utilisé. Il permet de générer un signal d'échelon dont l'amplitude est proportionnelle à l'amplitude du signal. Un CAN est utilisé pour numériser ce signal sur 10 bits. La figure 3.10 montre le schéma électronique d'une chaîne de l'ASIC du MadPET. Le signal « *Trigger* » est envoyé au CTN et le signal « *Out* » est envoyé au CAN [56].

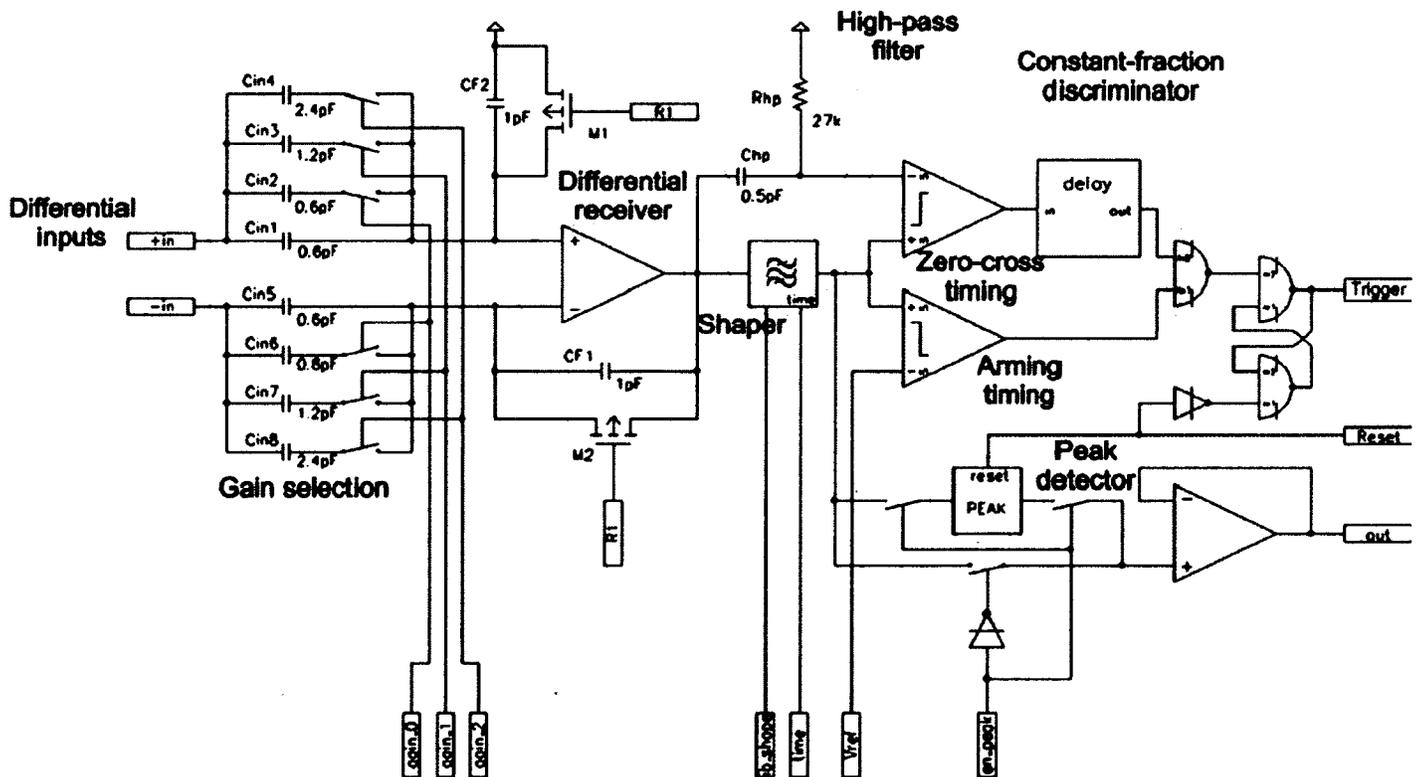


Figure 3.10 : Schéma électronique d'une chaîne sur l'ASIC du MadPET [56]

3.2.4 Discriminateur avec encodeur de position et CAN

Les scanners utilisant des matrices de TPM ont une architecture un peu différente. En effet, ils utilisent les signaux issus des anodes et de la dernière dynode pour le traitement des signaux [54,59]. Les sorties des anodes permettent de déterminer la position du pixel du TPM qui a fait feu. Le signal de la dynode est injecté dans un préamplificateur puis dans un filtre passe-bas avant d'être échantillonné avec un CAN de 16 bits. Pour le scanner ClearPET, un scanner du centre de recherche de Jülich en Allemagne, l'énergie du signal correspond à la valeur maximale du signal échantillonné. Tandis que le temps d'arrivée de l'événement est calculé avec un compteur synchronisé avec une horloge [54]. La figure 3.11 représente le diagramme de l'électronique du ClearPET [54].

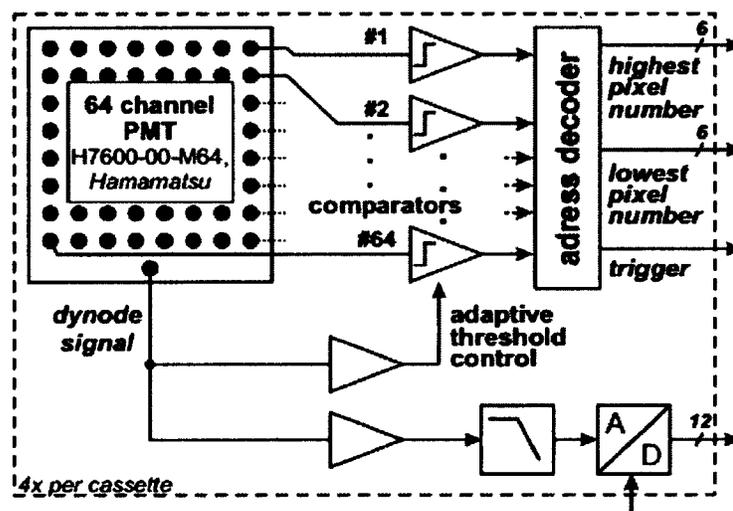


Figure 3.11 : Schéma de l'électronique frontale du ClearPET Neuro [54]

3.2.5 Discriminateur et échantillonnage avec un convertisseur temps numérique

Une nouvelle technique apparue depuis plusieurs années, mais plus exploitée pendant la dernière décennie dans l'imagerie médicale [57-58] consiste à mesurer le temps au-dessus d'un seuil [8-11]. Pour utiliser cette technique, il faut implémenter un comparateur à la sortie du filtre de mise en forme. Ce comparateur doit être conçu afin de minimiser l'excursion temporelle (*Time-walk*) qui affectera les mesures [10]. Le seuil est choisi en général quelques mV au-dessus du bruit. L'instant de déclenchement du comparateur est considéré comme le temps d'arrivée de l'événement avec une correction, tandis que la

largeur de l'impulsion du comparateur donne l'information sur l'énergie. Cette largeur n'est pas linéaire par rapport à l'énergie alors une caractérisation doit être faite pour la correction. La figure 3.12 illustre le schéma électronique d'un futur scanner TEP du groupe CERN [57]. Ce scanner est basé sur des SiPM et utilise des signaux différentiels. Les deux informations temporelles qui représentent les instants de croisement du signal avec le seuil seront numérisées en utilisant des CTN et la valeur du seuil est fixée par un convertisseur numérique analogique.

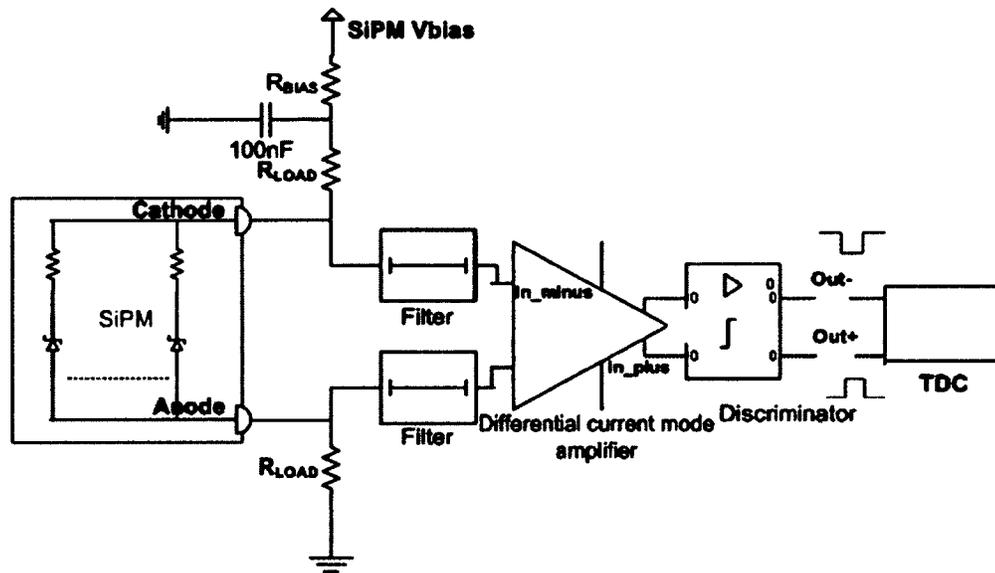


Figure 3.12 : Électronique frontale d'un scanner utilisant la technique de la ToT [57]

3.2.6 Conclusion

Les différentes architectures présentées dans cette section permettent d'extraire le temps d'arrivée et l'énergie des événements TEP. La conception de ces architectures minimise toujours le ratio signal sur bruit afin de mieux extraire ces informations et reconstruire des images avec un meilleur contraste. Plusieurs de ces architectures utilisent les convertisseurs analogiques numériques pour extraire l'énergie. Cette méthode ne peut pas être utilisée dans le LabPET II, car ce dernier contient beaucoup plus de détecteurs que les scanners existants. Cependant, la méthode de ToT semble être prometteuse car elle est simple et consomme moins d'espace. Donc elle peut être facilement intégrable dans un circuit intégré spécifique pour le LabPET II.

3.3 Identification de cristaux

L'identification de cristaux dans un *phoswich* est une des méthodes utilisées dans la détermination de la profondeur d'interaction pour uniformiser la résolution spatiale dans tous le CDV d'un scanner. Le nouveau scanner LabPET II contient près de 37 000 détecteurs en *phoswich*. Avec une telle densité, un algorithme rapide et efficace pour l'identification de cristaux est indispensable. Pendant la dernière décennie, plusieurs travaux d'identification de cristaux ont mené à des résultats satisfaisants atteignant les ~100% pour certains d'entre eux. Certains travaux utilisent la discrimination de la forme du signal dans le domaine temporel ou fréquentiel [60-62]. Tandis que d'autres ont recours aux modèles autorégressifs avec des variables exogènes [63]. D'autres travaux utilisaient simplement des filtres adaptatifs (RLS, LMS...) [4], le filtre de Wiener [5,64-65], la transformée en ondelette [66] ou les réseaux de neurones artificiels [6-7]. Ces algorithmes donnaient de bons résultats dans les scanners déjà développés. Il reste à identifier s'ils peuvent être utilisés avec le LabPET II.

3.3.1 Discrimination de la forme du signal (DFS)

L'identification par discrimination de la forme du signal se base soit sur une analyse spectrale ou temporelle du signal à la sortie de la chaîne d'acquisition. Dans cette méthode un convertisseur analogique numérique échantillonne le signal avant de faire l'analyse.

a- DFS dans le domaine fréquentiel

Dans le domaine spectral, une transformée de Fourier discrète donne l'amplitude normalisé a_1 définit comme l'amplitude de la première composante divisée par l'amplitude de la composante CC. Elle est de la forme (équation 3.2)[60]:

$$a_1 = \frac{A_1}{A_0} = \frac{\sqrt{(\sum_{i=1}^{16} \alpha_i x_i)^2 + (\sum_{i=1}^{16} \beta_i x_i)^2}}{\sum_{i=1}^{16} x_i} \quad (3.2)$$

$$\text{Avec } \alpha_i = \cos \frac{2\pi i}{16} \text{ et } \beta_i = \sin \frac{2\pi i}{16}$$

La normalisation de A_1 doit se faire afin d'éviter la dépendance à l'amplitude de l'impulsion. Le calcul des différentes composantes a_i des impulsions détectées par les différents cristaux utilisés donne la figure 3.13 avec l'erreur correspondante à chaque mesure [60]. Cette figure montre bien la distinction entre les événements reçus sur le cristal LSO et les cristaux LuYAP. Une telle méthode donne une précision de détection de 99,2%. Cependant, elle possède l'inconvénient de complexités d'implémentation en système temps réels avec un taux de comptage élevé.

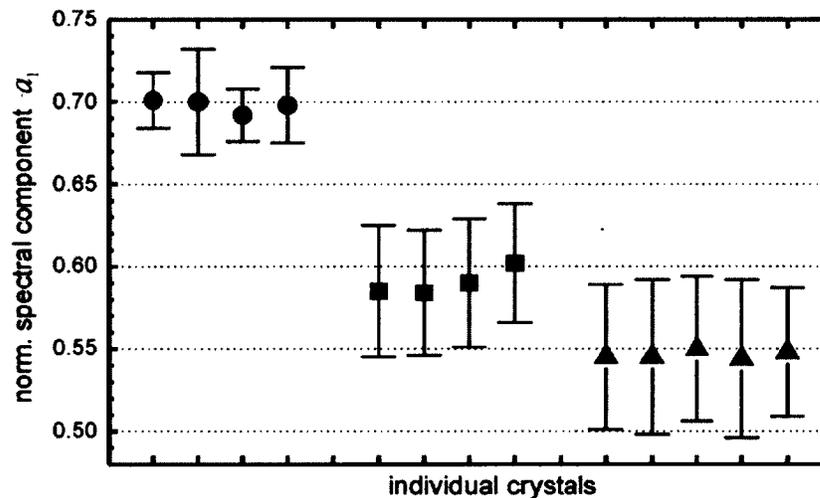


Figure 3.13 : La mesure de la composante spectrale des signaux issus de différents cristaux LSO (cercles), LuYAP80 (carrés), LuYAP70 (triangles) [60]

b- DFS dans le domaine temporel

Dans le domaine temporel, la discrimination se base sur une caractéristique des cristaux, qui est la constante de décroissance. Prenons l'exemple du scanner ClearPET où un LuYAP et un LSO ont été utilisés pour la mesure de la PDI. Le LuYAP possède un temps de décroissance plus lent que le LSO ce qui permettait d'utiliser une méthode basée sur le dernier échantillon du signal à la sortie de la chaîne. La figure 3.14 montre les signaux issus d'un LuAP, d'un LSO et d'un LuYAP [60]. Le plus grand écart entre les valeurs du dernier échantillon est celui entre le LSO et le LuYAP. Une acquisition pour un module

phoswich de LSO et LuYAP avec cette méthode a été réalisée. Les résultats de l'identification sont donnés dans la figure 3.15 [5]. Une efficacité d'identification de 99% a été mesurée.

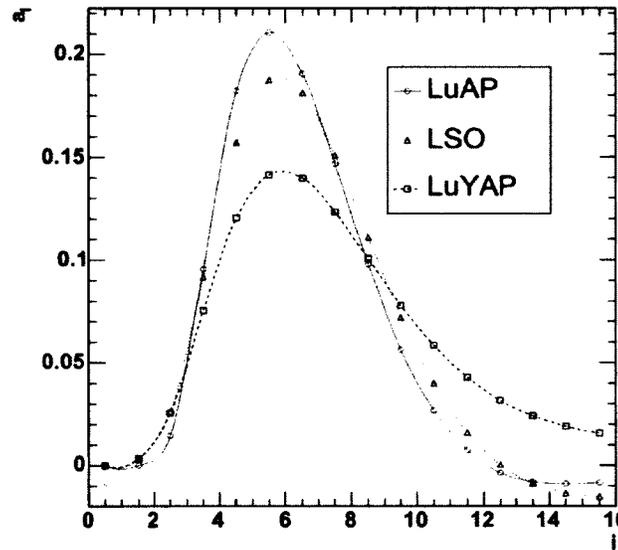


Figure 3.14 : Forme des signaux à la sortie de la chaîne électronique du ClearPET pour plusieurs cristaux (LuAP, LSO, LuYAP) [5]

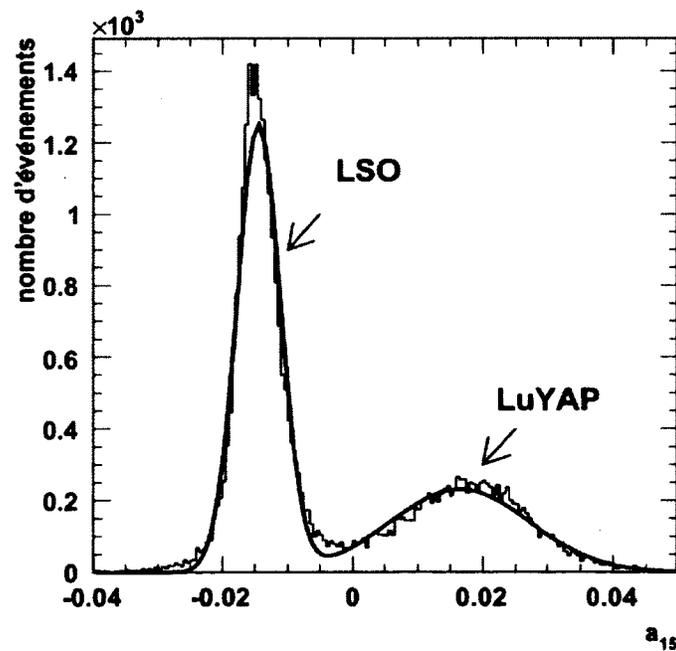


Figure 3.15 : Identification de cristal avec la méthode du dernier échantillon dans le ClearPET [5]

D'autres méthodes ont été explorées dans ce groupe et sont aussi basées sur le DFS dans le domaine temporel. Ces méthodes utilisent le 6^e échantillon qui reflète aussi bien le maximum de la fonction dérivée du signal au lieu de la valeur maximale du signal.

Cependant, ces méthodes ne fonctionnent pas pour des cristaux dont les constantes de décroissance sont assez proches comme le LGSO, LSO et LYSO.

3.3.2 Les modèles autorégressifs

Les modèles autorégressifs avec variables exogènes (ARX) [67] prouvent leurs efficacités dans l'identification des cristaux avec une précision d'identification frôlant les 100% entre un BGO et un LSO [63]. Cependant, le problème de ces modèles consiste en leur complexité qui rend impossible leur implémentation dans un système temps réel. Une nouvelle approche basée sur des filtres adaptatifs appliquée sur un modèle autorégressif s'approche des performances des modèles ARX et s'implémente plus facilement dans des systèmes temps réels. Cette approche se base sur des algorithmes récursifs moindres carrés (Recursive-Least-Square: RLS) et des algorithmes à moyenne quadratique minimale (Least-Mean-Square: LMS)[4]. Le principe de cette méthode se schématise par la figure 3.16 [4].

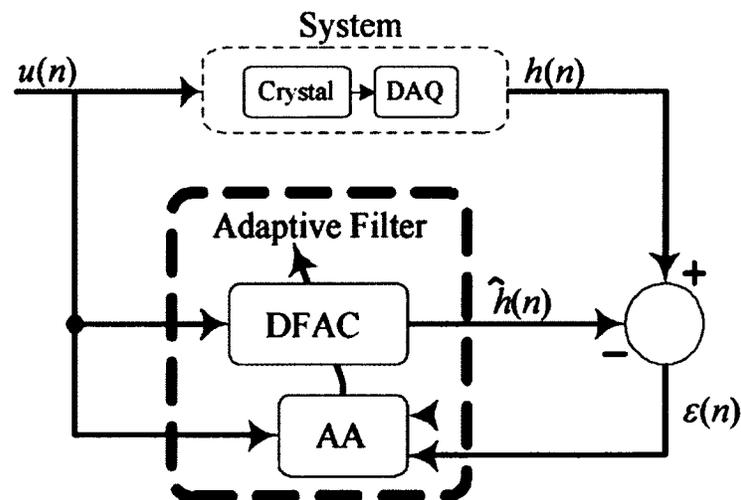


Figure 3.16 : Schéma bloc du modèle autorégressif [4]

L'entrée $u(n)$ s'applique simultanément à l'entrée du système de détection et au filtre adaptatif qui génère respectivement les signaux $h(n)$ et $\hat{h}(n)$. Le filtre adaptatif se compose de deux parties, le DFAC (filtre numérique à coefficient ajustable) et l'AA : (l'algorithme adaptatif) [4].

L'algorithme adaptatif permet de calculer les coefficients du DFAC qui minimisent $\varepsilon(n) = h(n) - \hat{h}(n)$. L'identification se termine lorsque $\varepsilon(n)$ tend vers 0. L'identification des cristaux se fait à la fin par comparaison des coefficients des filtres par mesure euclidienne de la distance du centre des coefficients des cristaux connus. La figure 3.17 donne une idée sur l'identification des cristaux par le modèle autorégressif basé sur l'algorithme de LMS [4].

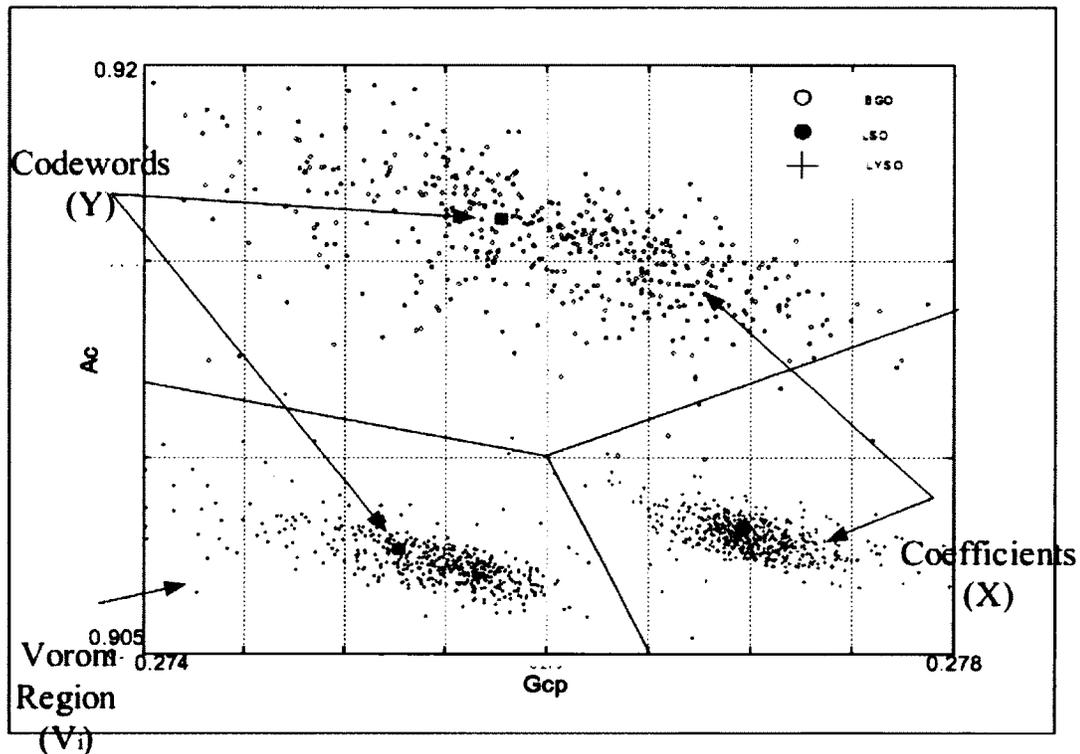


Figure 3.17 : L'identification des cristaux par le modèle autorégressif basé sur l'algorithme AR-LMS [4].

Malgré que cette méthode montre un taux d'identification frôlant les 100%, elle reste une des méthodes itératives nécessitant des calculs complexes. Elles sont donc difficilement utilisables dans des systèmes temps réels.

3.3.3 Filtre de Wiener

Comme l'algorithme précédent se base sur des itérations qui ralentissent le calcul en temps réels des systèmes à haute vitesse de comptage. Le filtre de Wiener se base sur une optimisation linéaire directe pour l'ajustement du modèle autorégressif. Il permet de trouver une solution optimale sans avoir recours à des itérations. En plus, ce modèle peut être intégrable avec un haut degré de parallélisme dans des FPGAs; ce qui augmente davantage la vitesse de calcul [64]. La figure 3.18 montre le processus d'identification des cristaux basé sur le filtre de Wiener dans le LabPET.

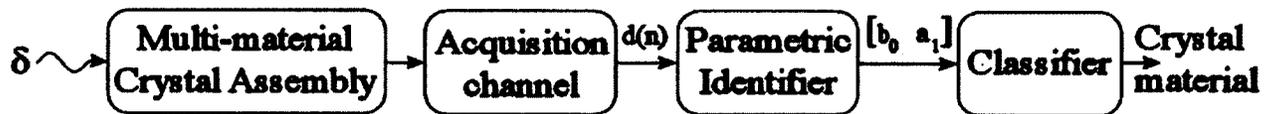


Figure 3.18 : Processus d'identification avec filtre de Wiener [64]

Cet algorithme se constitue de deux parties :

a- Identification paramétrique (figure 3.19) : Cette partie permet d'extraire les coefficients caractéristiques des cristaux b_0 et a_1 ; b_0 est le coefficient du gain à l'entrée relié au rendement lumineux du cristal et a_1 est un coefficient relié à la constante de décroissance du cristal. L'identification paramétrique est constituée d'un modèle de la chaîne d'acquisition placé en amont du filtre de Wiener. Ce dernier utilise le signal $x(n)$ à la sortie du modèle et le signal $d(n)$ issu de la chaîne d'acquisition réelle pour minimiser une fonction de coût $J(W)$ [64].

$$J(W) = E\{(d(n) - y(n))^2\} \quad (3.3)$$

où

$$y(n) = W \cdot Z(n)$$

$$W = [b_0 \ a_1]$$

$$Z(n) = \begin{bmatrix} x(n) \\ d(n-1) \end{bmatrix}$$

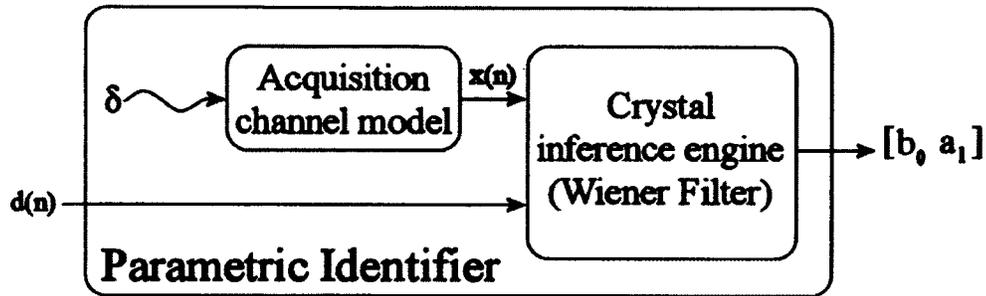


Figure 3.19 : Identification paramétrique [64]

b- Classification : Cette partie permet, à partir des coefficients obtenus du bloc précédent, d'identifier le cristal scintillant de chaque événement. La figure 3.20 montre le résultat de l'identification entre un LGSO et LYSO en utilisant la méthode du filtre de Wiener [64].

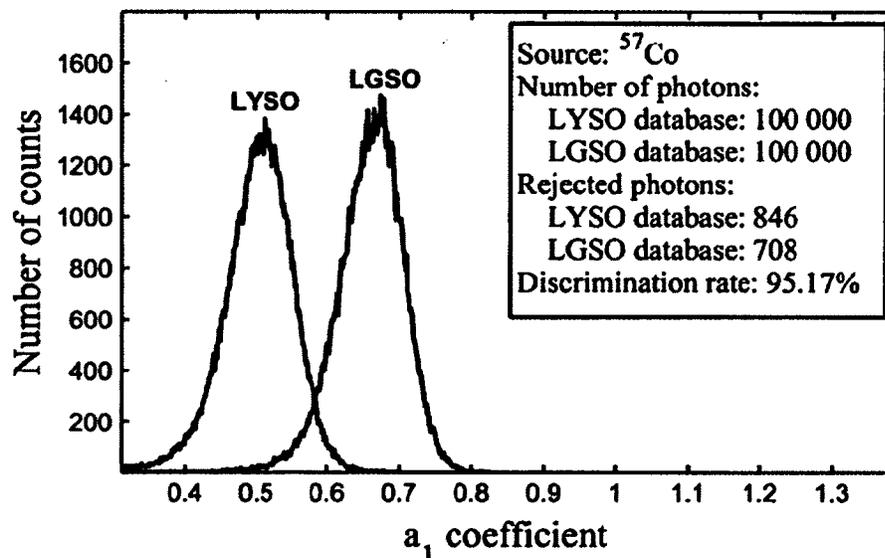


Figure 3.20 : Identification de 2 cristaux LGSO et LYSO par la méthode basée sur le filtre de Wiener [64]

Avec cette méthode, la précision d'identification entre 2 cristaux atteint les 95% pour un LYSO et un LGSO, D'autres travaux ont été effectués sur le même scanner pour améliorer les performances de cet algorithme [65]. Des résultats d'identification touchant 98% sont obtenus avec les mêmes cristaux. Cependant, la nouvelle méthode nécessite un calibrage pour tous les détecteurs, ce qui n'est pas la méthode préférée avec la quantité de détecteurs du LabPET II.

3.3.4 Transformée en ondelettes

Cette méthode permet d'identifier un cristal scintillateur en décomposant un signal en une somme d'ondelettes et extraire les informations nécessaires. La figure 3.21 donne le schéma bloc de cette méthode [66].

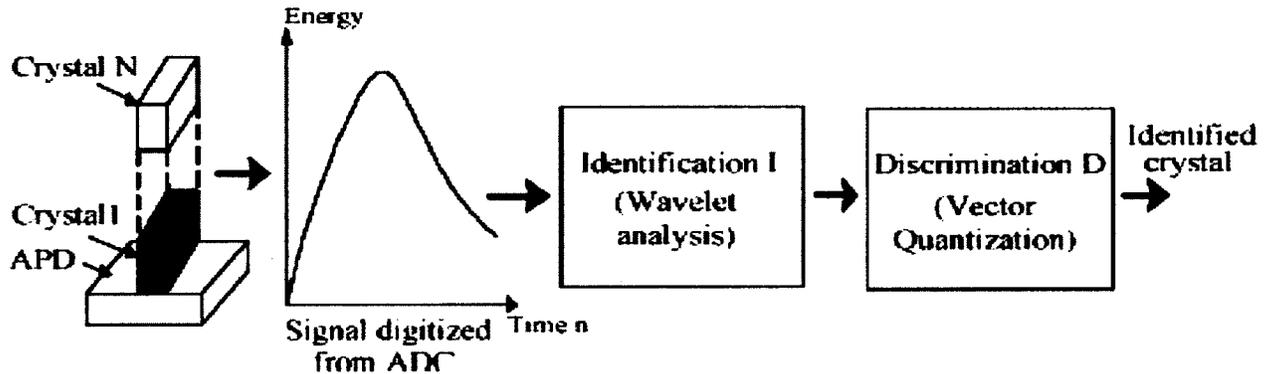


Figure 3.21 : Schéma bloc de la méthode basée sur la transformée en ondelettes [66]

Cette méthode se compose de deux blocs :

a- **Le bloc d'identification** qui permet de décomposer le signal $s(t)$ à une somme d'ondelettes discrètes (TOD) données par l'équation 3.4 [66].

$$s(t) \approx s_j(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_j[k] 2^{\frac{j}{2}} (2^j t - k) + \sum_{k=-\infty}^{+\infty} D_j[k] 2^{\frac{j}{2}} (2^j t - k) \quad (3.4)$$

où $A_j[k]$ et $D_j[k]$ sont les coefficients de la TOD.

b- **Le bloc de discrimination** utilise ces coefficients pour faire la discrimination et identifier les cristaux scintillants. La discrimination comme dans le cas précédent se base sur la mesure de la distance euclidienne. La figure 3.22 montre l'identification entre un cristal LYSO et un cristal LGSO faite avec cette méthode [66] et qui donne une identification entre ces deux cristaux avec un taux de 95%. Cette architecture possède l'inconvénient du coût élevé de son implémentation et sa consommation de mémoire pour le temps réel.

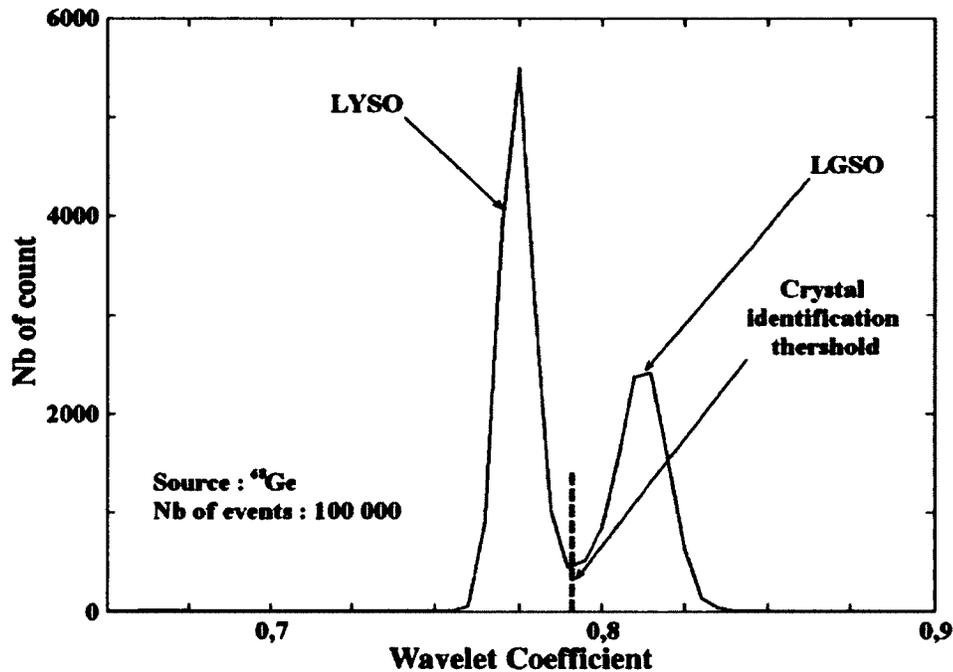


Figure 3.22 : Identification entre un cristal LYSO et un cristal LGSO par la méthode basée sur la TOD [66]

3.3.5 Réseaux de neurones artificiels (RNA)

Les réseaux de neurones artificiels constituent une méthode efficace dans la prise de décision dans un système. Cette méthode se base sur des ensembles de couches de neurones interconnectées entre elles pour traiter un ensemble d'information et extraire une information pertinente ou donner une décision. Généralement, un RNA est constitué par une couche de neurones d'entrée, une couche de sorties et des couches cachées entre 0 et n couches selon la complexité du système (Figure 3.23)[68]. L'identification de cristaux par la méthode de réseaux de neurones artificiels est utilisée dans le scanner ClearPET neuro. Un réseau de neurones d'une couche d'entrée et une couche de sortie (figure 3.24) sont utilisés pour l'identification de cristaux entre un LuAP et un LSO [17].

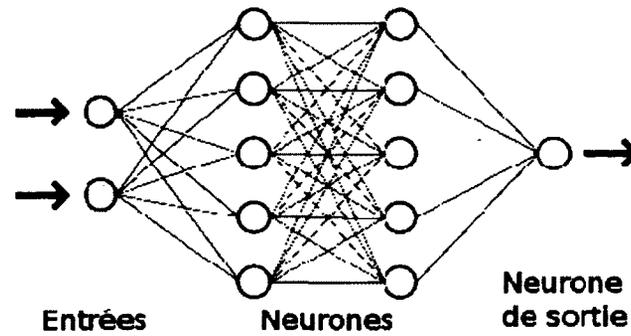


Figure 3.23 : Exemple de réseau de neurones artificiels [68]

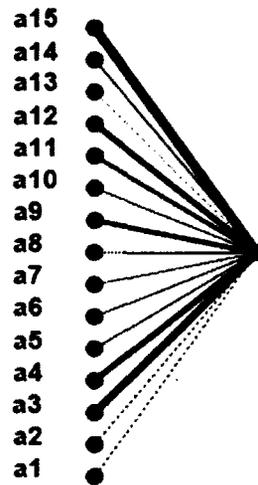


Figure 3.24 : Réseau de neurones artificiel sans couche cachée [5].

Dans ce scanner, la couche d'entrée est formée par 15 neurones qui prennent comme entrée les 15 échantillons d'un signal. La couche de sortie est formée par un seul neurone et elle fournit un signal entre 0 et 1. La fonction de classification de ce réseau est donnée par l'équation 3.5 [5].

$$F(a_1 \dots a_{15}) = t \left(s + \sum_{i=1}^{15} w_i a_i \right) \quad (3.5)$$

Le seuil s et les poids synaptiques w_i sont des constantes réelles. La fonction de transfert t est donnée par l'équation 3.6 [17] :

$$t(x) = \frac{1}{1 + \exp(-x)} \quad (3.6)$$

La figure 3.25 montre le résultat d'identification entre un LSO et un LuAP. Cette méthode montre une efficacité de détection de 97,2 % [5].

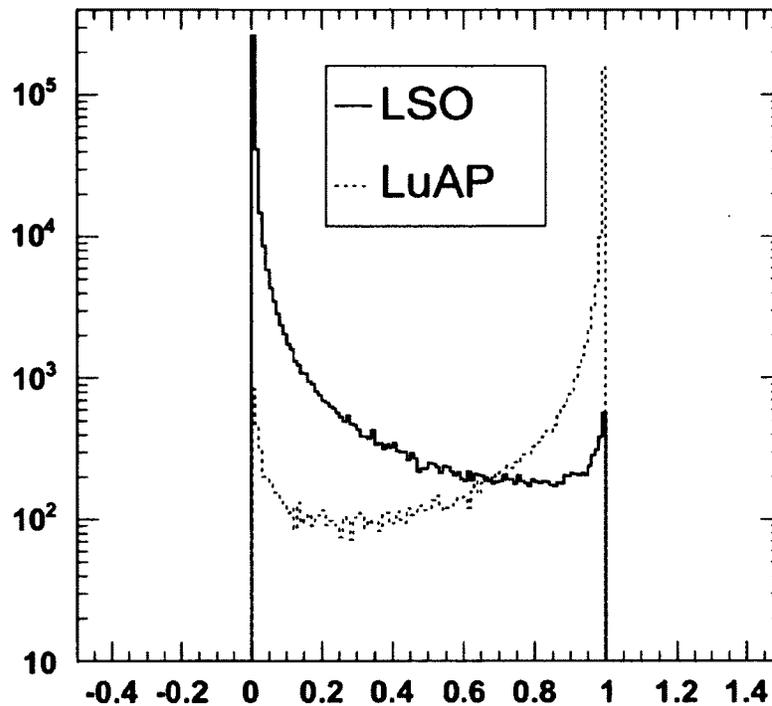


Figure 3.25 : Identification avec RNA dans le scanner ClearPET entre un LSO et un LuAP [5].

Conclusion

Au début de ce chapitre, une présentation des photodétecteurs les plus utilisés dans les scanners TEP comme le TPM, TPMSP, SiPM, SPAD et PDA et SiPM a été faite. Malgré que le TPM et le SiPM possèdent un bon gain à la sortie, ils restent très sensibles au champ magnétique et volumineux. En ce qui concerne le SPAD, il possède un bon gain et un bon timing. Cependant, sa faible PDE constitue son majeur inconvénient. La PDA reste le photodétecteur le plus avantageux. Il possède une bonne efficacité quantique et une bonne résistance au champ magnétique avec un gain moyen malgré sa sensibilité au bruit. Toutes ces propriétés font de lui le détecteur le plus mature sur le marché d'où le choix de l'utiliser dans le scanner LabPET II.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, plusieurs architectures de lecture de signaux ont été exposées. Ces architectures permettent d'extraire le temps d'arrivée d'un événement au photodétecteur et son énergie. Ces informations sont très pertinentes pour la reconstruction de l'image. Une des architectures utilise une approche de mesure de temps au-dessus d'un seuil. Cette architecture est simple et facilement intégrable même avec un très grand nombre de détecteurs.

La troisième partie de ce chapitre a été consacrée aux algorithmes d'identification de cristaux. Ils montrent tous un taux d'identification élevé avoisinant le 100%, mais restent des méthodes complexes à implémenter avec un système dense en détecteurs et qui demande un taux de comptage élevé comme le cas du LabPET II. Donc la question qui se pose, peut-on trouver un algorithme d'identification des cristaux en *phoswich* rapide, facilement intégrable et qui supporte un taux de comptage élevé tout en se basant sur une chaîne de traitement de signaux qui utilise la ToT?

CHAPITRE 4 : MÉTHODES ET MATÉRIEL

Introduction

Après avoir présenté les différentes architectures de traitement des signaux pour la TEP ainsi que les différents algorithmes d'identification de cristaux pour des *phoswichs*, ce chapitre exposera en premier lieu le scanner LabPET II; son architecture, les détecteurs et l'architecture de son électronique frontale localisée dans le circuit intégré spécifique (ASIC). En deuxième lieu, la nouvelle méthode d'identification de cristaux basée sur l'utilisation de deux ToT sera présentée.

4.1 Matériel

4.1.1 Architecture du scanner LabPET II

Pour atteindre une résolution spatiale submillimétrique dans le scanner LabPET II de l'Université de Sherbrooke, le GRAMS et le CIMS ont opté pour l'augmentation de la densité des canaux dans le scanner. De nouveaux modules de détecteurs de 64 pixels chaque sont utilisés (Figure 4.1). Ce module permet, pour un même diamètre et une même longueur axiale de (16 cm x 12 cm), d'augmenter la densité des canaux par un facteur ~ 8 pour atteindre 36 864 détecteurs, comparés à 4 608 pour le LabPET I pour la même dimension du CDV. Le scanner LabPET II est formé par 24 cartes d'acquisitions appelées languettes. Chaque languette comprend 24 circuits intégrés spécifiques (ASIC) et un circuit de portes programmables (FPGA) sur une face, alors que sur l'autre face 12 « cartes fille », chacune contenant 2 modules de détection, sont connectées. L'ASIC contient 64 canaux de traitement pour extraire en parallèle les informations issues des détecteurs. Le FPGA sur chaque languette reçoit l'information des événements : énergie, temps d'occurrence et adresse du pixel ayant détecté un événement valide. Une carte de concentration appelée HUB trie chronologiquement les événements dans un deuxième FPGA. Enfin, la carte de coïncidence permet de trouver les événements en coïncidence

issus des ~ 37 000 pixels. La figure 4.2 représente les différentes cartes du LabPET II (languette, HUB et carte de coïncidence) [69].



Figure 4.1 : Module photodétecteur du LabPET II [71]

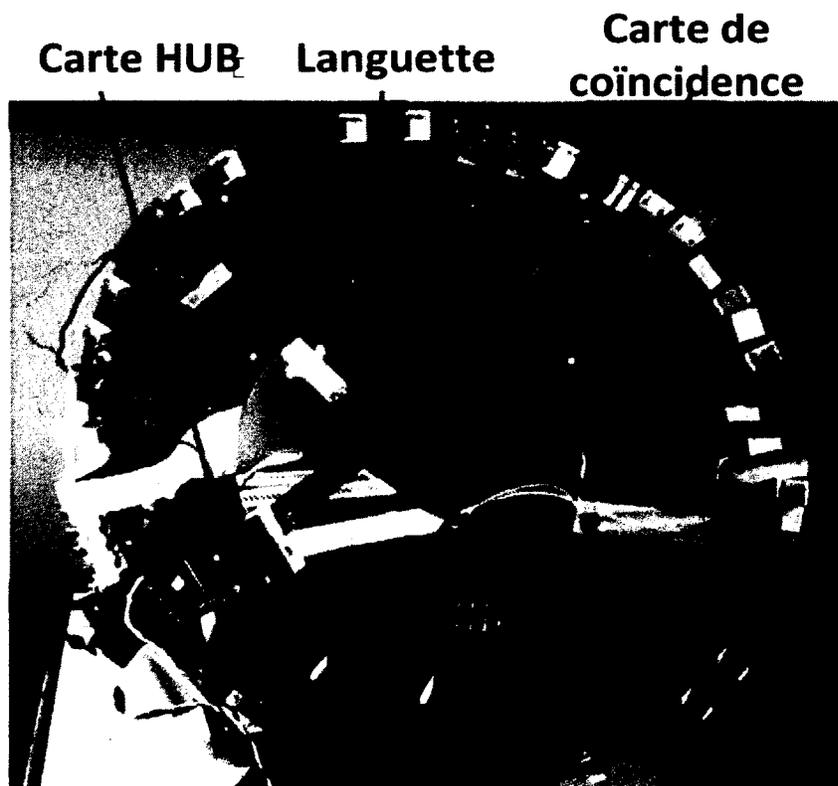


Figure 4.2 : les cartes électroniques du LabPET II [69]

4.1.2 Détecteurs du LabPET II

Le LabPET II utilise, comme il a été mentionné, un nouveau module de photodétecteurs conçu et fabriqué par Excelitas, anciennement « *PerkinElmer Optoelectronics* » en collaboration avec l'Université de Sherbrooke. La figure 4.1 montre un modèle de ce nouveau détecteur. Il est formé par deux matrices monolithiques de 4* 8 photodiodes à avalanche couplées individuellement à une matrice 8* 8 de scintillateurs [70]. Les matrices de photodiodes sont assemblées dans un boîtier en céramique de dimensions 12,5 * 12,2 mm². Pour maximiser le rendement optoélectrique de ce module, il faut que les matrices de photodiodes et celles de scintillateurs soient alignées parfaitement et que le couplage entre ces matrices soit fait par un époxy optique clair [71].

a- Cristaux

Les cristaux jouent un rôle primordial dans l'amélioration de l'efficacité de détection comme il a été mentionné dans le chapitre 2. Plusieurs cristaux sont en phase de test au CIMS. Parmi ces cristaux, on trouve le LGSO ($\text{Lu}_{1,8}\text{Gd}_{0,2}\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) disponible avec deux constantes de décroissances 30 ns et 45 ns appelés respectivement le LGSO30ns et LGSO45ns. En plus du LGSO, on retrouve le LYSO ($\text{Lu}_{1,9}\text{Y}_{0,1}\text{SiO}_5 : \text{Ce}$) caractérisé par une constante de décroissance de 40 ns nommé LYSO40ns. Dans cette étude, seulement le LYSO40ns et le LGSO45ns ont été testés. Ce choix est fait selon la disponibilité des échantillons de cristaux dans le laboratoire au CIMS capables d'être couplés à la matrice de PDA. Le tableau 4.1 résume les caractéristiques de chaque cristal utilisé dans cette étude.

b- Photodiode

Chaque matrice de 32 PDA possède une anode commune et la surface active de chaque photodiode est de 1,1 * 1,1 mm². Les mesures sur un pixel de ce module ont montré que la plage d'opération est supérieure à 200 V avec une tension de claquage de ~350 V. Cette plage de fonctionnement permet d'atteindre des gains au-delà de 200. Pour un gain de 100, une photodiode possède une capacité de $3,7 \pm 0,4$ pF, un courant d'obscurité de 30 ± 11 nA, un bruit d'obscurité de $0,13 \pm 0,03$ pA/Hz^{1/2} et un bruit de charge équivalent

à 12 e⁻ rms. Le module des photodiodes dispose d'une efficacité quantique de 60 % pour une tension de polarisation négative de ~298 V [72].

Tableau 4.1 : Caractéristiques des cristaux utilisés dans l'étude d'identification des cristaux

	LYSO40ns	LGSO45ns
Dimension de l'échantillon (mm³)	1,2 * 1,2 * 12	1,2 * 1,2 * 10
Réfecteur	3M	3M
Rendement lumineux à 511 keV (p-e⁻/MeV)	5480	6654
Temps de décroissance (ns)	40	45
Densité (g/cm³)	7,19	6,5
Numéro atomique	63	58

4.1.3 ASIC du LabPET II

L'électronique frontale du scanner LabPET II est implémentée dans un circuit intégré spécifique de dimensions 4,6 x 5,6 mm². Ce circuit est composé d'un bloc analogique formé par les 64 canaux de détection et de traitement, d'un bloc numérique et de plusieurs blocs connexes : deux circuits de polarisation des photodiodes à avalanche, un pour chaque matrice, un senseur de température, deux convertisseurs numériques analogiques (8 bits) et de 5 circuits de transmission de données (signaux différentiels à basse tension (LVDS)). La consommation totale du circuit est de ~450 mW. Le circuit au complet est présenté par la figure 4.3 [70].

Un canal de détection est constitué d'un préamplificateur de charge (CSP), d'un circuit de compensation pôle-zéro à gain variable, d'un circuit de mise en forme, d'un circuit de maintien de tension de base, de deux convertisseurs numériques analogiques de 3 bits pour affiner les seuils de comparaison, de deux comparateurs pour la réalisation de la ToT, d'un registre 16 bits, et des registres pour enregistrer les valeurs de T1 et T3 simultanément. La figure 4.4 représente diagramme d'un canal au complet [70].

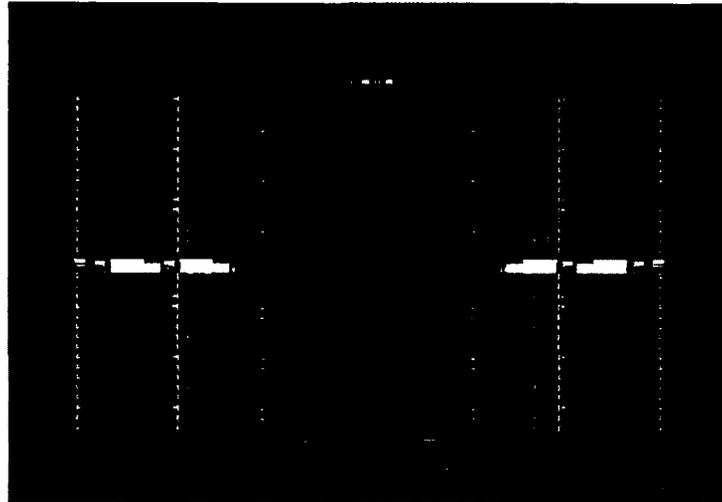


Figure 4.3 : L'ASIC du LabPET II [70]

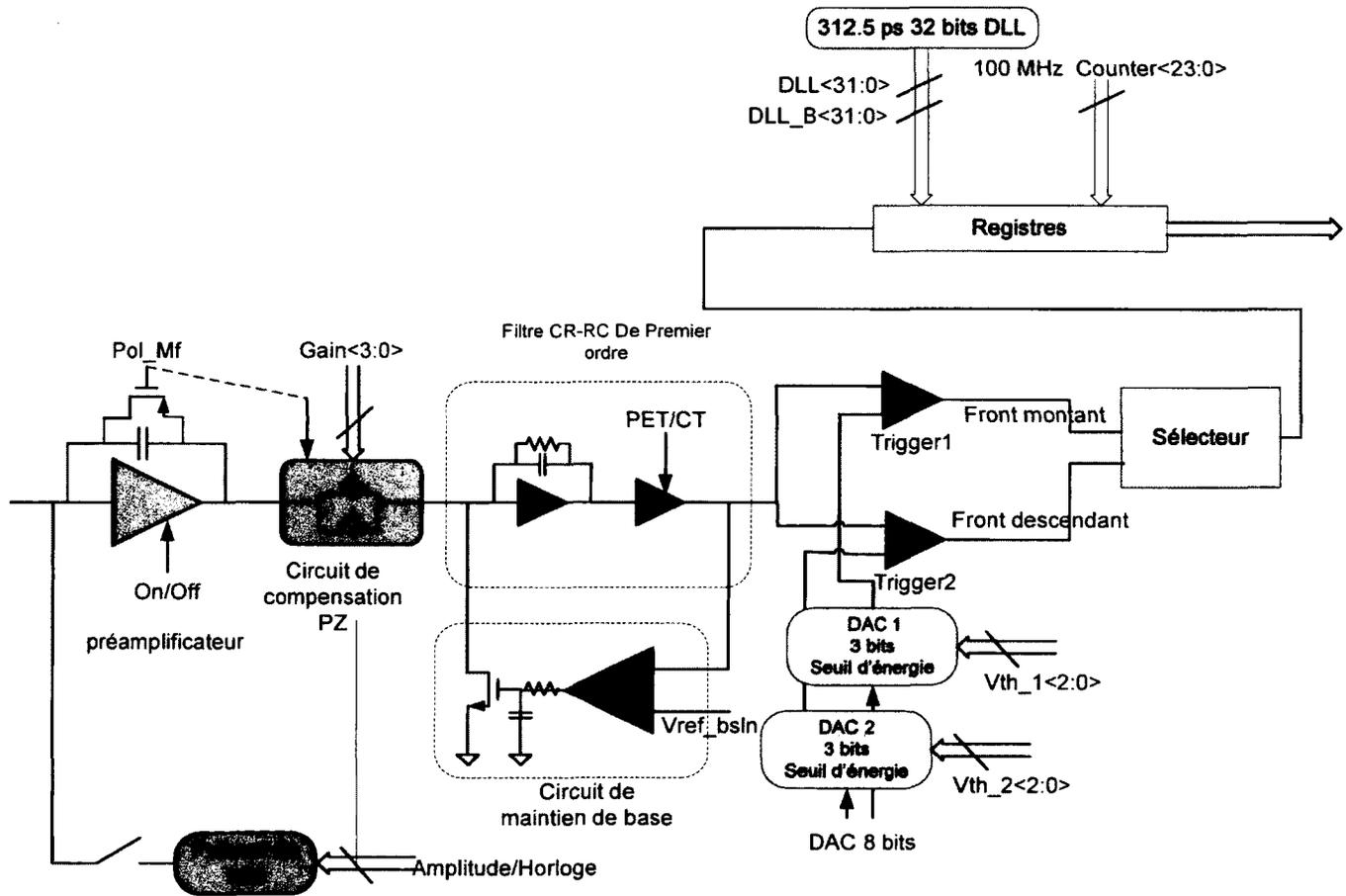


Figure 4.4 : Schéma bloc d'un canal de traitement [70]

Bloc analogique

a- Préamplificateur de charge

Lors d'un événement TEP, une quantité de charges Q est présente à la sortie de la photodiode. Cette quantité est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal. Le préamplificateur de charge permet de convertir cette charge en tension en intégrant celle-ci à travers une capacité C_f . La figure 4.5 montre un schéma simplifié d'un préamplificateur de charge couplé à une PDA [38]. Ce circuit doit être bien optimisé afin de maximiser le ratio signal sur bruit. Dans l'ASIC, une architecture cascode télescopique de préamplificateur a été choisie [38]. Le circuit possède deux pôles dominants p_1 et p_2 . Le premier impose la constante de temps de contre-réaction et le second fixe la constante de temps de montée du préamplificateur [38].

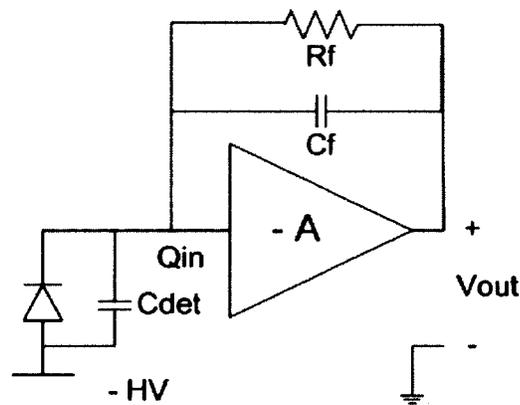


Figure 4. 5 : schéma simplifié d'un préamplificateur de charge couplé à une PDA [38]

b- Circuit de compensation Pôle-Zéro

La contre-réaction R_f autour du préamplificateur ne permet pas d'avoir un signal d'échelon idéal à la sortie de du préamplificateur. Cependant, on observe un échelon qui retourne lentement à son niveau DC (figure 4.6a) [17]. Cette lente décroissance cause un rebond du signal (*undershoot* en anglais) en dessous du niveau DC (figure 4.6b). En effet, la durée de ce rebond est très longue et proportionnelle à la constante du préamplificateur. Ce rebond cause une réduction du temps du pic ce qui induit une détérioration de la résolution en énergie [38].

Le circuit de compensation Pôles-Zéro permet de compenser le premier pôle du préamplificateur (p_1) créé par R_f et C_f en imposant un zéro ayant la même valeur. De plus, ce circuit améliore la linéarité de la chaîne et augmente le gain en disposant en parallèle N circuits identiques à celui de la contre-réaction pour des raisons de « *Matching* ».

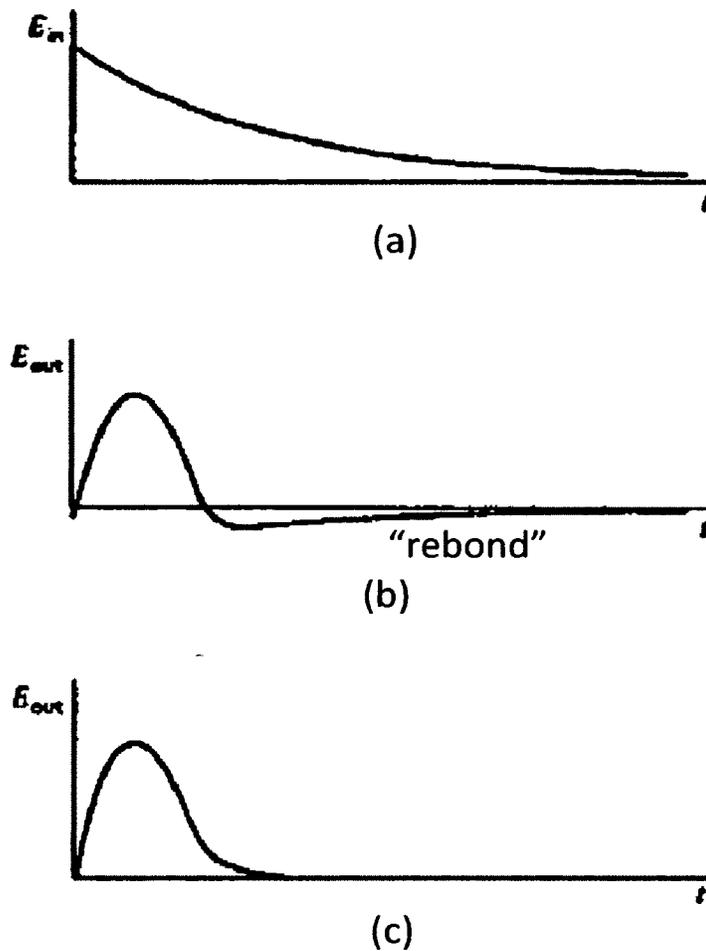


Figure 4.6 : Effet du circuit de compensation sur le signal à la sortie du filtre : (a) le signal à la sortie du préamplificateur, (b) le signal à la sortie du filtre sans le circuit de compensation et (c) le signal à la sortie du filtre avec le circuit de compensation (c) [17].

c- Filtre CR-RC

Afin d'assurer la collection totale de la charge, les préamplificateurs de charge sont conçus avec une constante de décroissance très longue (généralement $>50 \mu\text{s}$). Ce long signal peut causer un recouvrement des signaux et augmenter le temps mort du scanner. L'utilisation d'un filtre dont on connaît la forme à priori résout ce problème. Une étude de plusieurs filtres de mise en forme a été faite en fonction de la résolution en temps en coïncidence. Les filtres étudiés sont un semi-gaussien d'ordre 3, un filtre CR-RC d'ordre 1 et un filtre CR-RC d'ordre 2 [73]. Ces filtres ont été évalués pour 3 valeurs de temps de pic : 60 ns, 70 ns et 80 ns. Selon les résultats, présentés dans le chapitre 5, un filtre CR-RC d'ordre 1 avec un temps de pic de 70 ns a été retenu pour le LabPET II. La figure 4.7 montre le schéma électronique du filtre CR-RC utilisé dans le LabPET II.

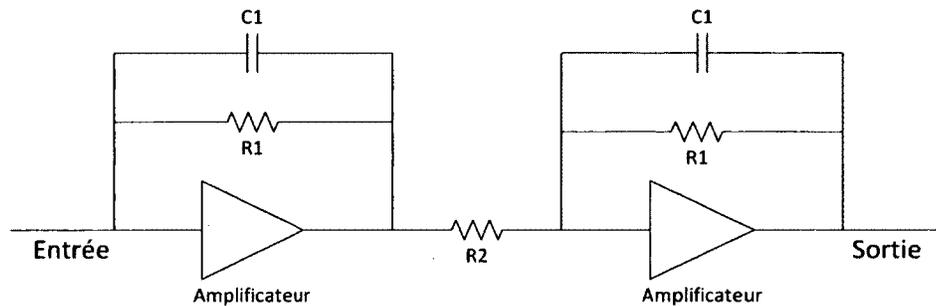


Figure 4.7 : Circuit de mise en forme du LabPET II

d- Circuit de maintien de la tension de base

La matrice des photodiodes possède des variances du courant de fuite au niveau de chaque pixel. Ce courant varie entre 10 nA et 70 nA. La figure 4.8 montre les simulations faites sur une matrice de photodiodes et les variations du courant de fuite pour chaque pixel [71]. Ces variations doivent être corrigées afin d'éviter la saturation de certains circuits et afin d'avoir une bonne mesure de la résolution en temps et en énergie. Le circuit de maintien de la tension de base fixera une valeur CC presque identique pour tous les canaux. Le principe de ce circuit est présenté par la figure 4.9 [74].

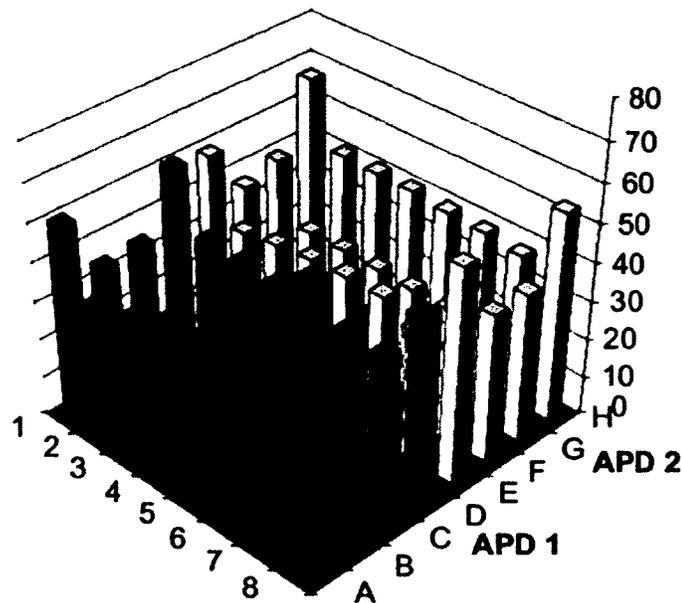


Figure 4.8 : Distribution des courants de fuites dans un module de photodiodes [71]

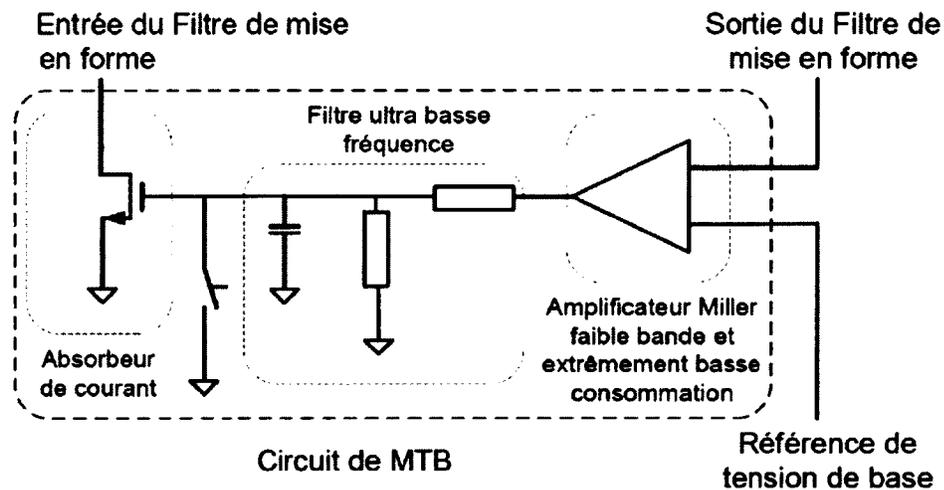


Figure 4.9 : L'architecture du circuit de maintien de tension de base [74]

Le signal à la sortie du circuit de mise en forme est comparé à un seuil de référence fixe pour tous les canaux. Ce circuit est suivi d'un filtre passe-bas afin de filtrer les impulsions et former une contre-réaction à très basse fréquence. Un transistor tire le courant en excès afin de stabiliser la tension CC du signal au seuil de référence. Ce circuit permet également de stabiliser la tension par rapport aux variations de température

dans le circuit. Les résultats de simulation ont montré que ce circuit est capable de maintenir une tension de base des signaux pour des courants de fuite dans la PDA arrivant jusqu'à 150 nA et pour des variations de température entre 10 °C et 75 °C [74].

e- Comparateur

L'électronique frontale du LabPET II est basée sur l'approche de mesure du temps au-dessus d'un seuil avec un convertisseur temps numérique. Cependant, à la différence de l'architecture présentée dans le chapitre 3, le LabPET II utilisera une architecture à deux seuils ajustables en utilisant 2 comparateurs (Figure 4.4). Ce choix est fondé suite à une analyse de bruit en fonction du temps. L'analyse sera présentée dans la section 4.2. Le croisement des deux seuils avec le signal se caractérise par les instants T1, T2, T3 et T4. Cette analyse démontre que la variation de T3 (σ_{T3}) est inférieure à la variation de T4 (σ_{T4}), ce qui permet de mesurer ΔT avec plus de précision. Avec cette méthode, T1 permet de déterminer le temps d'arrivée de l'événement et ΔT qui vaut $T3 - T1$ donne l'information sur l'énergie. La figure 4.10 montre le schéma de principe du double ToT pour la courbe rouge [70].

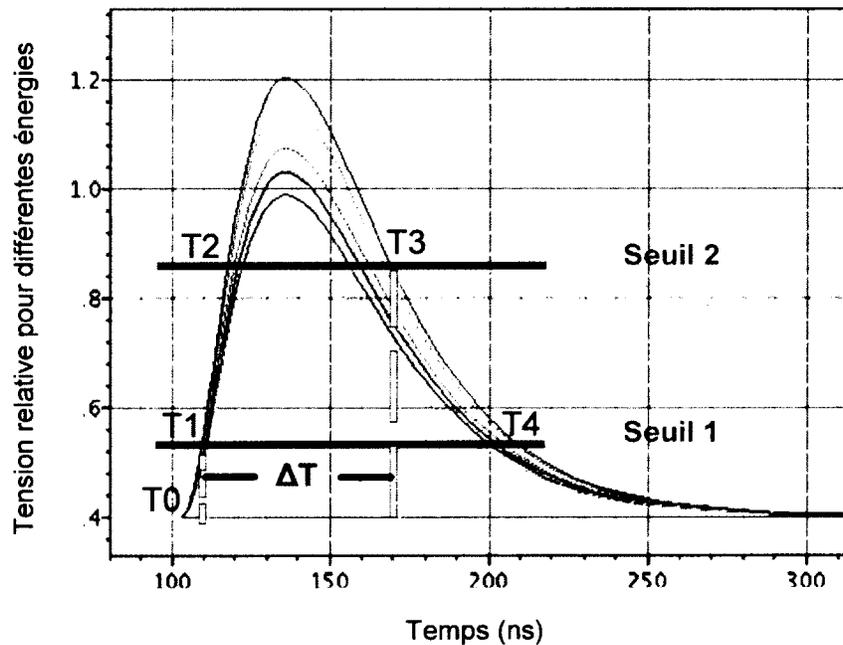


Figure 4.10 : Principe de la double ToT [70]

Pour réaliser cette approche de double ToT, deux comparateurs sont utilisés. La conception du comparateur a été faite selon trois critères :

- 1) Le comparateur doit supporter une tension entre 400 mV et 1,6 V.
- 2) Le comparateur doit être rapide afin de minimiser le temps mort.
- 3) Le comparateur doit posséder un faible *Time walk* afin de minimiser l'impact de l'énergie du signal incident dans le traitement du signal.

L'architecture d'un comparateur couvrant toute la plage dynamique (*rail to rail*) a été choisie [75]. Elle a été dimensionnée dans la technologie CMOS 0,18 μ m. Ce comparateur possède un temps de réponse de 5,4 ns et un *Time walk* de 4,8 ns pour des événements variant entre 250 keV et 650 keV.

f- Convertisseur numérique analogique

Chaque côté de l'ASIC alimente une matrice de 4*8 PDA. Deux convertisseurs numériques analogiques de 8 bits, permettant de fixer grossièrement les valeurs des deux seuils de la ToT, ont été insérés dans chaque côté de l'ASIC. La plage de convertisseur est entre 300 mV et 1,6 V avec un pas de 5,2 mV. Ces convertisseurs sont raffinés par deux autres convertisseurs de 3 bits insérés dans le canal afin d'ajuster de manière plus fine et localement la valeur des seuils de ToT. La plage dynamique de ces convertisseurs est de 30 mV avec un pas de 715 μ V [76]. L'utilisation de convertisseur fin par chaque canal permettra de fixer des seuils proportionnels à la tension de base déjà compensée par le MTB.

Bloc numérique

Le circuit numérique de traitement est considéré comme le cœur de l'ASIC. En effet dans cette partie toutes les données issues des 64 canaux seront évaluées et traitées avant d'être envoyées à l'extérieur vers un FPGA. De plus, le circuit numérique peut recevoir des commandes de l'extérieur pour ajuster et calibrer les canaux électroniques. Le circuit

numérique se divise en 4 grandes parties : le convertisseur temps numérique, le centre de traitement et de tri, le centre de transmission et le centre de commandes [77].

a- Le convertisseur temps numérique (CTN)

Afin d'utiliser la méthode de la double ToT dans l'ASIC du LabPET II, un convertisseur temps numérique est indispensable pour générer le temps d'estampe T1 et le ΔT . Un CTN d'une granularité de 312,5 ps est implémenté dans l'ASIC. Ce CTN se compose de 5 parties importantes: le détecteur de fronts, le compteur grossier, les registres grossiers, le compteur fin et les registres fins.

Le détecteur de fronts comme son nom indique sert à détecter le front montant du déclenchement du comparateur C1 associé à T1 lorsque le signal dépasse le seuil 1 et le front descendant du déclenchement du comparateur C2 associé à T3 lorsque le signal descend en bas du seuil 2 (figure 4.10).

Un compteur grossier de 10 ns de granularité est utilisé pour déterminer grossièrement la valeur de T1 et T3. Ce compteur est distribué parallèlement à toutes les chaînes et est synchronisé sur une horloge de 100 MHz externe (figure 4.11).

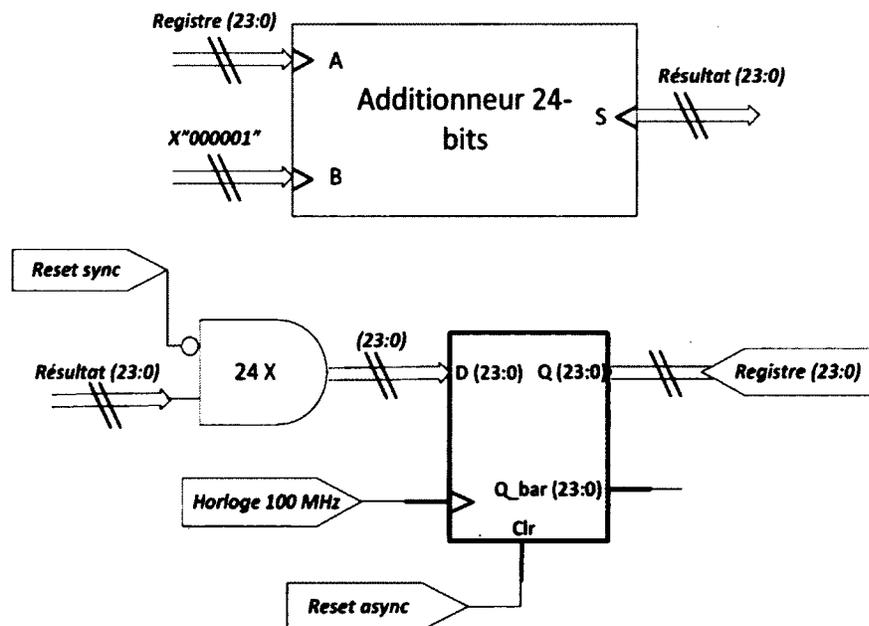


Figure 4. 11 : Compteur grossier du CTN [77]

Le registre grossier enregistre la valeur du compteur à chaque fois qu'il y a un événement valide qui arrive. La validité de l'événement se traduit par un signal "sauvegarde" qui est déterminé lorsqu'un front est détecté (Figure 4.12). Ce signal agit comme un signal d'activation d'une bascule D qui copie la valeur du compteur grossier dans le registre grossier de même taille (24 bits)

Le compteur fin du CTN raffine l'estampille de temps et ΔT . Ce compteur est basé sur une boucle de décalage à délai (DLL) de 32 cellules qui permet d'avoir une précision de 312,5 ps pour un signal d'horloge de 100 MHz [78]. Elle est formée par 4 blocs comme le montre la figure 4.13 [78]. Un signal d'horloge est inséré dans une ligne de délai contrôlée par la tension $V_{\text{contrôle}}$ (LCDT). Cette ligne génère à chaque étage un décalage de 1/32 de la phase. Le signal à la sortie de LDCT est injecté dans un comparateur de phase dont le rôle est de générer une tension ou un courant proportionnel à l'erreur de phase entre le signal d'entrée et de sortie du LDCT. Cette erreur sert de paramètre d'entrée à une pompe à charge qui ajuste la tension de contrôle dans la LDCT afin d'avoir exactement une période d'horloge à sa sortie.

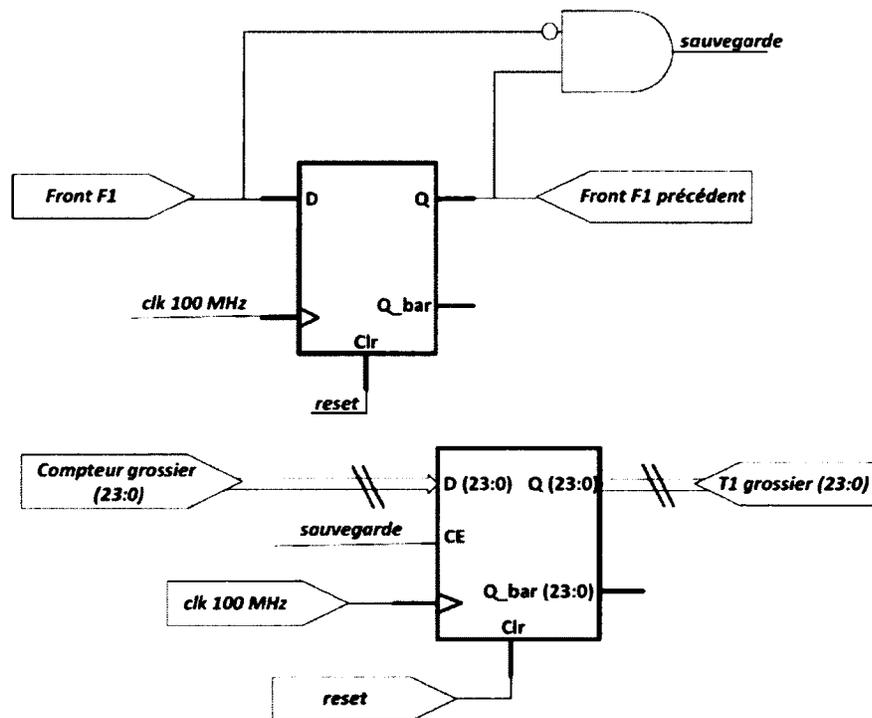


Figure 4. 12 : Registre T1 grossier du CTN [77]

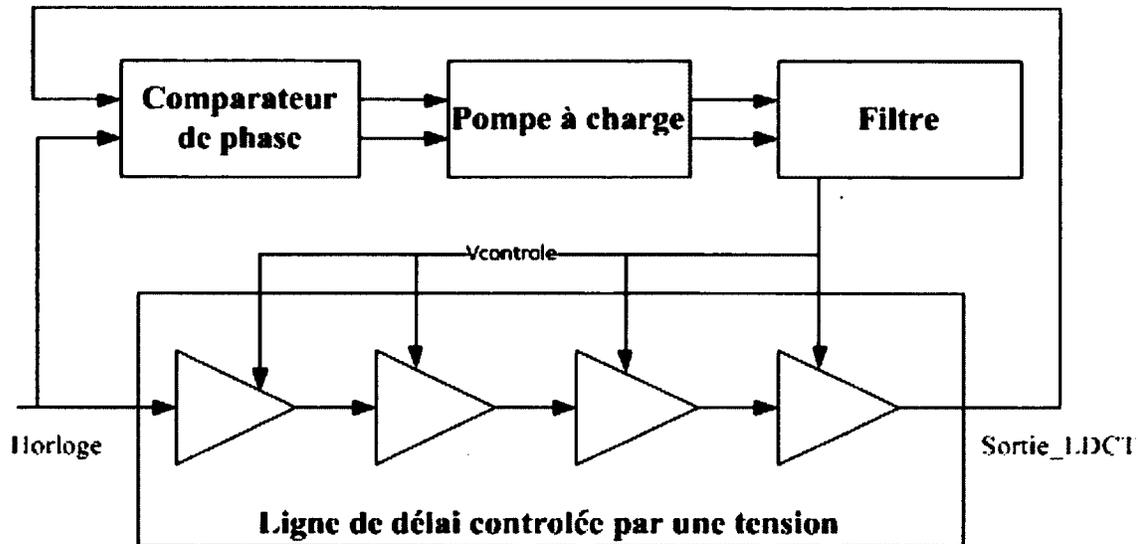


Figure 4.13 : Diagramme simplifié d'une DLL [78]

Le registre fin enregistre les informations temporelles de chaque événement ($T1$ et ΔT). Le registre est formé de 32 bascules D unipolaires asynchrones. Chaque bascule est connectée à une ligne de délai du compteur fin. Le signal d'horloge de ces bascules D est issu d'un multiplexeur qui sélectionne entre l'information issue du premier comparateur ou du deuxième (Figure 4.14). Une machine à états-finis définit lequel des signaux modifiera le registre en considérant le temps d'occurrence des temps de croisement de chaque événement.

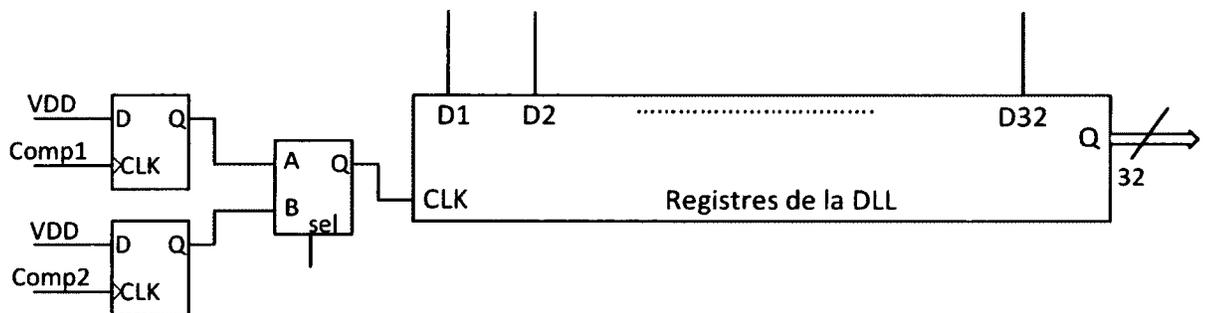


Figure 4.14 : Structure des registres fins du CTN [77]

b- Centre de traitement et de tri

Ce centre est géré par une machine à états-finis (figure 4.15) pour chaque canal numérique qui permet de décider de la validité de l'événement acquis dans le canal. Si cet événement se situe dans la fenêtre d'énergie numérique fixée par l'utilisateur, T_1 et ΔT seront enregistrés dans une mémoire de 41 bits. La machine à états-finis fonctionne en temps réel et possède un temps de traitement de 70 ns qui représente le temps mort du canal. Pendant ce temps le système n'est pas capable de traiter aucun autre événement. Cependant, ce temps a peu d'influence sur l'analyse des événements vu la grande période de décroissance d'un événement qui avoisine les 250 ns.

c- Centre de transmission :

Le centre de transmission de données est constitué d'une deuxième machine à états-finis aussi synchronisée sur l'horloge de 100 MHz. Cette machine permet de vérifier s'il existe un événement valide parmi les 64 canaux. Dans une telle éventualité le registre du canal de transmission de 46 bits est rempli avec la suite des informations suivantes: 1 bit de départ (0), 2 bits pour identifier le cristal (ces 2 bits sont actuellement non utilisés), 6 bits pour définir le numéro de canal d'où l'événement est issu, 12 bits pour la valeur de ΔT , 24 bits pour l'estampille de temps T_1 et 1 bit de fin (0). La figure 4.16 montre la disposition de ces bits. Ensuite, ces informations sont enregistrées dans un registre à décalage avant d'être envoyées en série à un FPGA externe via un port de transmission (LVDS) [77]. Pour tester la méthode d'identification de cristaux avec ToT, un registre de transmission particulier a été créé. Ce registre permet de transmettre la valeur de T_1 sur 24 bits ainsi que les valeurs de T_2-T_1 , T_3-T_1 et T_4-T_1 sur 12 bits (figure 4.17).

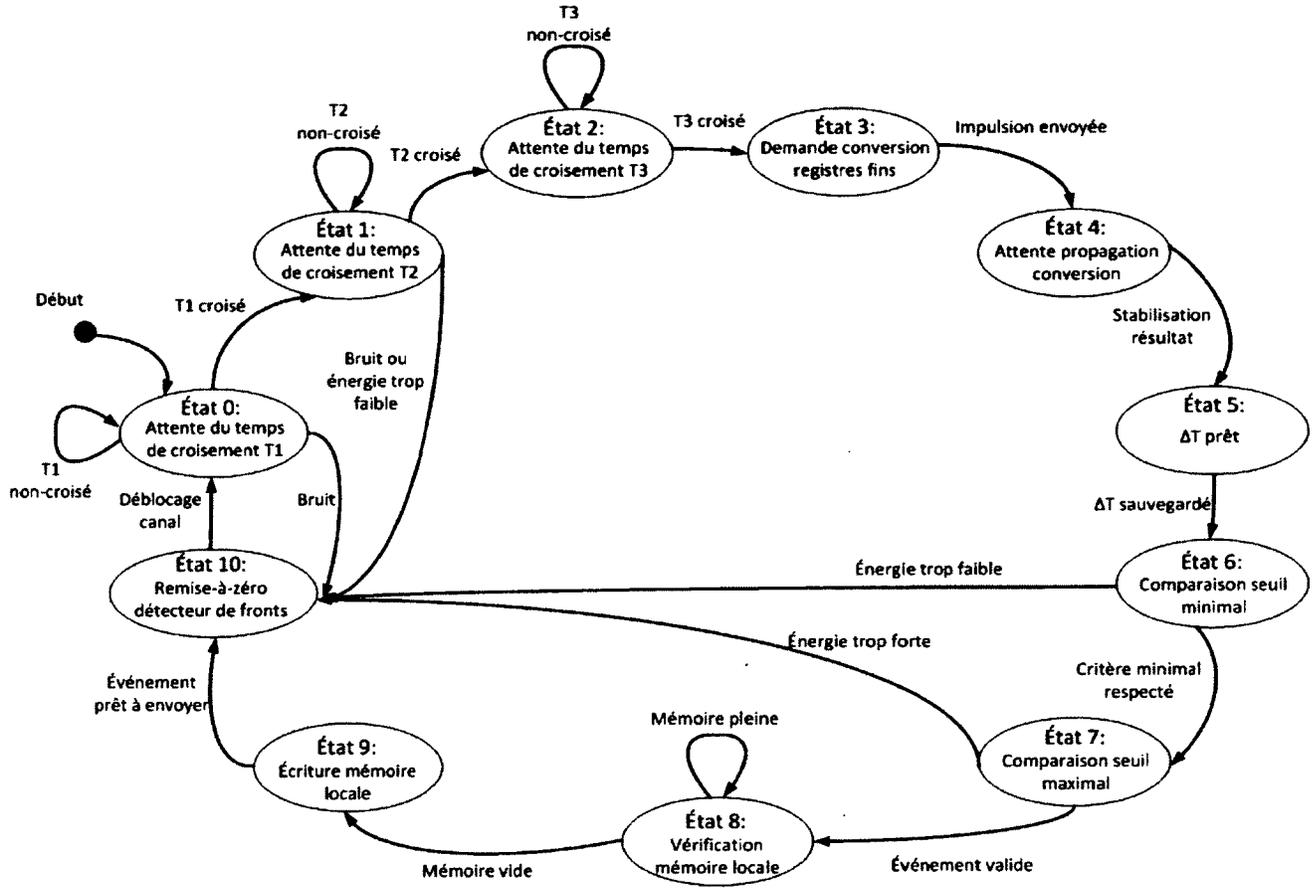


Figure 4.15 : Machine à états finis du canal numérique [77]

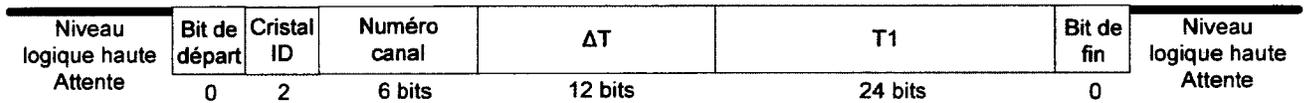


Figure 4.16 : Registre de transmission des informations d'un événement TEP [77]

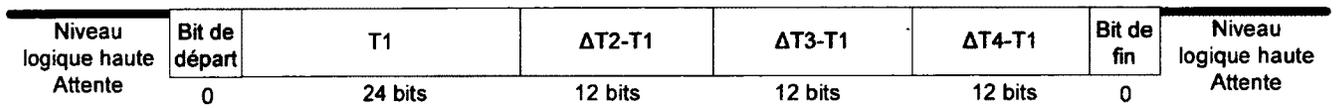


Figure 4.17 : Registre de transmission pour tests de la méthode de ToT [77]

d- Centre de commandement

Un centre de commandement permet de recevoir des instructions depuis un FPGA à travers un port de réception LVDS et de retourner une réponse suite à ces instructions via un autre port de transmission LVDS (Figure 4.18). Les instructions permettent de calibrer les 64 canaux à travers 64 registres de 16 bits, de préciser la valeur des registres des CNA globaux (8 bits) ou de fixer les seuils d'énergies haut et bas pour la discrimination des événements. De plus, le FPGA peut interroger le senseur de température pour connaître la température à l'intérieur de l'ASIC, demander le nombre de comptes d'événements dans chaque canal ou bien lire le numéro de révision de l'ASIC. Chaque commande est envoyée du FPGA vers l'ASIC dans un paquet de 37 bits. La figure 4.18 représente le format d'un paquet de commande [77].

Blocs connexes

a- Générateur de charge

La densité des détecteurs dans le LabPET II est telle qu'il est impossible de tester sa fonctionnalité par l'insertion de charge à partir d'un pulseur externe dans une capacité de 1 pF. Pour cet effet, un générateur de charge intégré dans l'ASIC par bloc de 32 canaux est utilisé pour calibrer le scanner. Il permet d'injecter une charge à l'entrée de la chaîne d'acquisition afin de stimuler l'électronique. Ce générateur a pour but de tester le fonctionnement du canal, la mesure du bruit de la chaîne électronique et la mesure de la résolution en temps et en énergie intrinsèque. Ce générateur se connecte à l'entrée d'une chaîne en parallèle avec la photodiode comme le montre la figure 4.20 [79].

b- Senseur de température

L'électronique en général dissipe de la chaleur et comme les PDA sont très sensibles à la chaleur, il faut trouver un moyen de la contrôler voire asservir. Un moyen de faire cela est d'intégrer un senseur de température dans l'ASIC étant donné sa proximité physique avec les matrices de PDA. Par conséquent, des interventions permettent de refroidir l'ASIC pour optimiser les performances du système. Ce senseur est réalisé au milieu de l'ASIC. Il permet de mesurer avec une précision de 1°C sur une plage de 0 à 100°C [80].

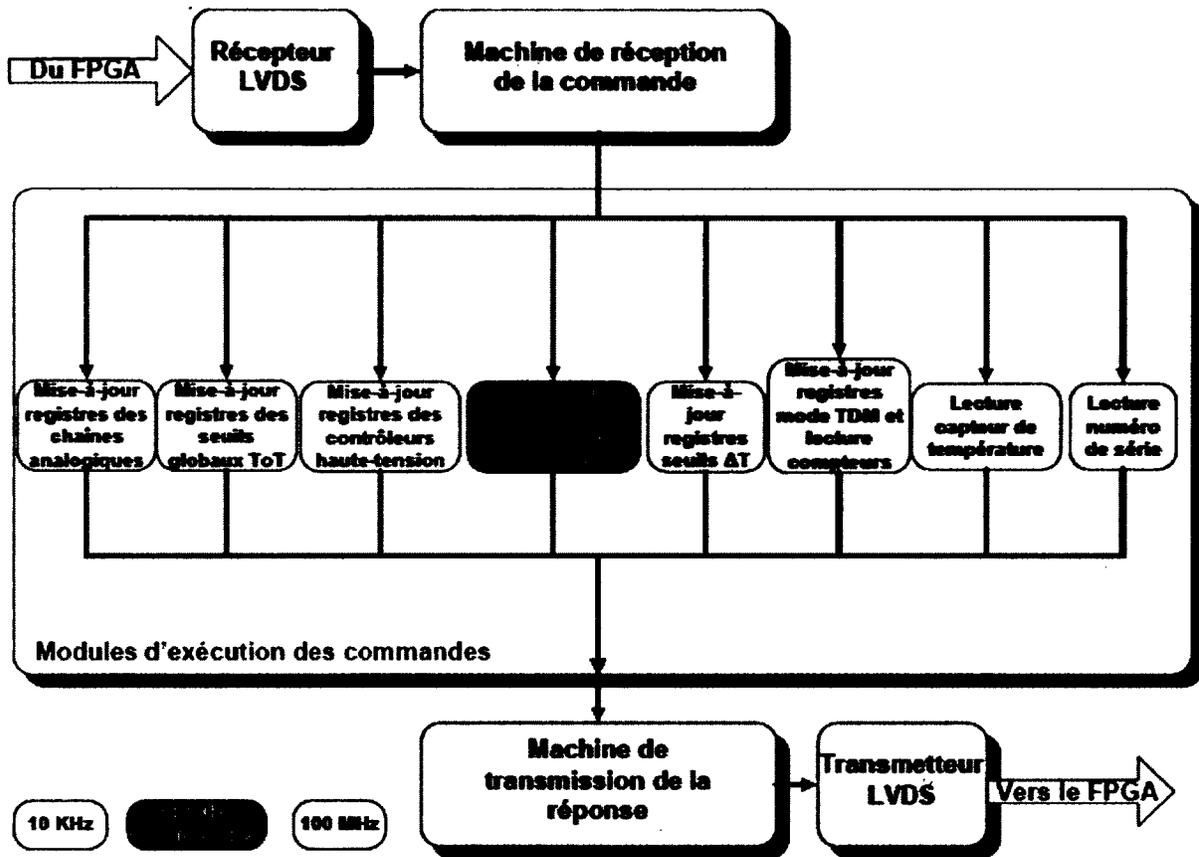


Figure 4.18 : Centre de commandement de l'ASIC [77]

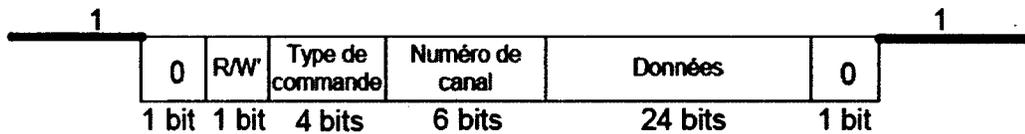


Figure 4.19 : Format d'un paquet de commande [77]

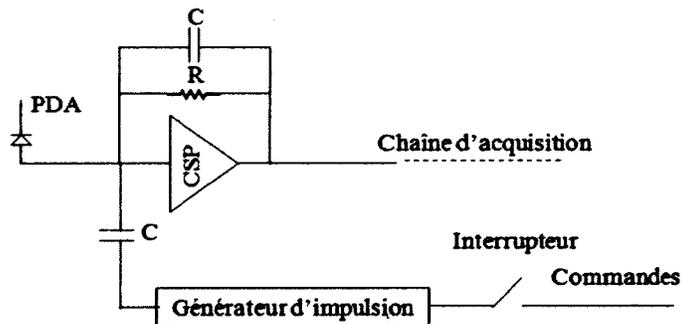


Figure 4.20 : Circuit de générateur de charge [79]

c- LVDS

La communication entre l'ASIC et le monde extérieur est assurée par des émetteurs et des récepteurs suivant la norme « *Low Voltage Differential Signal* » LVDS. Cette norme permet d'envoyer et de recevoir des signaux électroniques à une fréquence élevée. L'émetteur, au moyen d'un pont en H, impose la polarité d'un courant qui est transformée en tension en traversant une résistance située au niveau du récepteur. En comparant la différence de potentiel entre les bornes de cette résistance, le récepteur est en mesure de déterminer la polarité du courant imposée par l'émetteur, et par conséquent l'information [81]. L'utilisation des signaux différentiels immunise davantage l'information contre les interférences électromagnétiques comparativement à des normes basées sur des tensions. La figure 4.21 montre le principe de base d'un émetteur/récepteur LVDS [79].

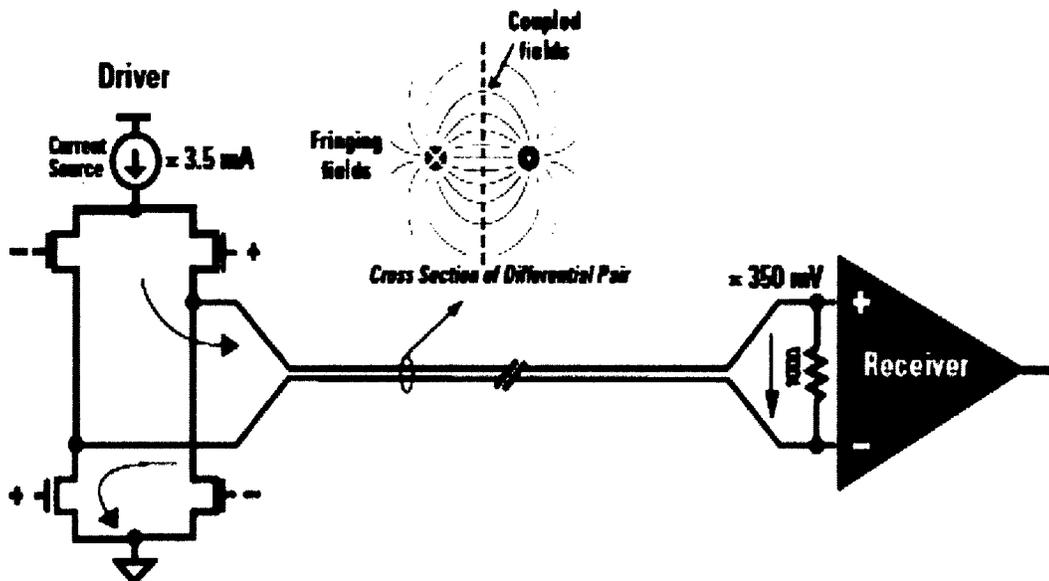


Figure 4.21 : Un transmetteur LVDS [79]

Un émetteur et un récepteur selon la norme LVDS ont été conçus pour l'ASIC du LabPET II par des étudiants gradués du GRAMS. Les architectures de ces circuits sont détaillées respectivement dans [82] et [80].

4.1.4 Montage du test

Pour valider la méthode d'identification des cristaux par la méthode de ToT, le montage de la figure 4.22 a été utilisé. Il est constitué d'une carte électronique de test, d'un oscilloscope numérique Lecroy 6100A et d'un ordinateur contenant le logiciel MATLAB pour le traitement des informations.

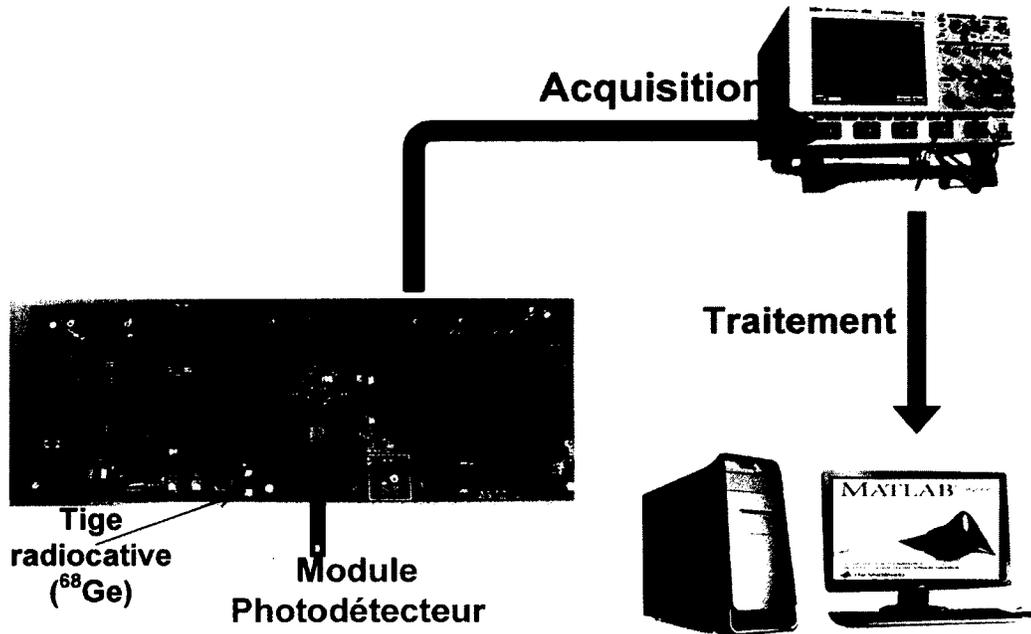


Figure 4.22 : Montage de test pour l'identification

La carte électronique de test contient l'ASIC soudée sur l'autre face en dessous du module photodétecteur ainsi que toute l'électronique pour polariser les diodes, extraire les informations de l'ASIC et communiquer avec lui. Le module photodétecteur présent sur cette carte a été irradié par une tige de Germanium (⁶⁸Ge) afin de générer les événements TEP. Un signal typique pour un événement 511 keV en TEP est présenté par la figure 4.23. Un oscilloscope numérique de marque Lecroy 6100A a été utilisé pour sauvegarder les signaux à la sortie du filtre de mise en forme. Deux acquisitions ont été faites : la première en utilisant un cristal LGSO45ns et la deuxième en utilisant un LYSO40ns. Les propriétés de ces cristaux ont été présentées au tableau 4.1. Les cristaux

ont été alignés manuellement sur le module de PDA. Une graisse optique a été utilisée sur la surface de contact et un réflecteur 3M est posé sur la surface en face de la source.

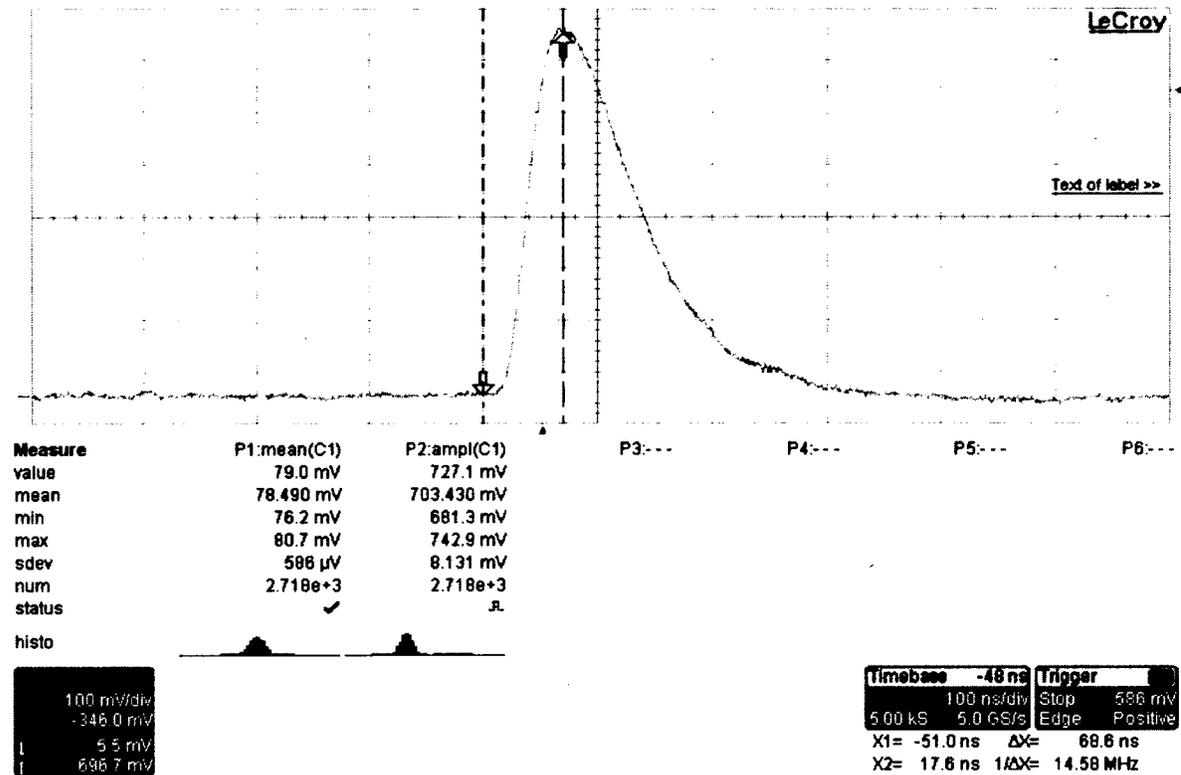


Figure 4.23 : Signal typique d'un événement à la sortie du filtre de mise en forme

Deux ensembles de 50 000 événements sont enregistrés pour chaque cristal sur un disque dur. Le premier ensemble permet de déterminer le critère d'identification, tandis que le deuxième sert à valider ce critère. Les événements sont échantillonnés avec le convertisseur analogique numérique de l'oscilloscope à une fréquence de 5 GHz. La validation de l'identification des cristaux a été faite par le logiciel MATLAB. Le montage de test a été isolé du bruit externe (sources de lumière). Des mesures de prévention pour les boucles de masse et le bruit des sources ont été prises en branchant tous les équipements à la même source d'alimentation, et en torsadant les câbles qui alimentent la carte de test.

4.2 Méthode d'identification de cristaux par ToT

4.2.1 Modèle MathCAD : détermination des seuils

Pour justifier le choix de l'utilisation d'une double ToT dans l'électronique frontale, une analyse de la chaîne électronique a été faite a priori. En premier lieu, une modélisation des détecteurs et de l'électronique frontale a été réalisée. En second lieu, une analyse des différentes sources de bruits discutées dans le chapitre 2 et leurs impacts sur le signal a été élaborée.

a- Modélisation de la chaîne électronique

La modélisation de la chaîne électronique est réalisée par l'établissement des fonctions de transfert de chaque module depuis le détecteur jusqu'au filtre de mise en forme.

La fonction de transfert du détecteur est exprimée par l'équation 4.1 :

$$H_{\text{det}}(s) = \frac{1}{1 + \tau_{\text{scin}}s} \quad (4.1)$$

où τ_{scin} est la constante de décroissance du scintillateur; elle vaut 40 ns pour le LYSO et 45 ns pour le LGSO.

La fonction de transfert du préamplificateur est donnée par l'équation 4.2 :

$$H_{\text{préamp}}(s) = \frac{1}{1 + \tau_{\text{préamp}}s} \quad (4.2)$$

où $\tau_{\text{préamp}}$ est la constante du temps de croissance du préamplificateur de charge. Elle est exprimée par l'équation 4.3 [38].

$$\tau_{\text{préamp}} = R_{\text{in}} \cdot C_{\text{in}} \quad (4.3)$$

où R_{in} représente la résistance vue à l'entrée du préamplificateur et C_{in} est la capacité équivalente vue sur la grille du transistor d'entrée du préamplificateur. Le deuxième pôle du préamplificateur n'est pas présenté dans l'équation 4.2, car il est annulé par le zéro du

circuit de compensation. Par conséquent, le circuit de compensation intervient dans le modèle uniquement par son gain G_{PZ} .

Ensuite le filtre de mise en forme de la figure 4.7 est modélisé par la fonction de transfert donnée par l'équation 4.4.

$$H_{\text{filtre}}(s) = H_{\text{ampli1}}(s) \cdot H_{\text{ampli2}}(s) \cdot H_{\text{CR-RC}}(s) \quad (4.4)$$

où H_{ampli1} et H_{ampli2} représentent respectivement les fonctions de transfert modélisant les pôles parasites des amplificateurs du premier et du deuxième étage du filtre de mise en forme. Leurs expressions sont données par les équations 4.5 et 4.6.

$$H_{\text{ampli1}}(s) = \frac{1}{1 + \tau_{\text{ampli1}}s} \quad (4.5)$$

$$H_{\text{ampli2}}(s) = \frac{1}{1 + \tau_{\text{ampli2}}s} \quad (4.6)$$

Les constantes du temps de croissance des amplificateurs τ_{ampli1} et τ_{ampli2} se déterminent de la même façon que la constante du préamplificateur.

Le troisième terme de l'équation 4.4 modélisant le circuit R1C1-R2-R1C1 est exprimé par l'équation 4.7 :

$$H_{\text{CR-RC}}(s) = R_1 \frac{R_1}{R_2} \frac{1}{(1 + \tau_p s)^2} \quad (4.7)$$

La constante τ_p représente la constante de croissance du filtre. Elle est le produit de R_1 et C_1 (figure 4.6). Dans notre circuit τ_p vaut 70 ns.

Ainsi, en substituant les équations 4.5, 4.6 et 4.7 dans l'équation 4.4, on obtient l'équation 4.8 :

$$H_{\text{filtre}}(s) = \frac{1}{1 + \tau_{\text{ampli1}}s} \cdot \frac{1}{1 + \tau_{\text{ampli2}}s} \cdot R_1 \frac{R_1}{R_2} \frac{1}{(1 + \tau_p s)^2} \quad (4.8)$$

L'équation de transfert totale de la chaîne peut être exprimée par l'équation 4.9 :

$$H_{chaîne}(s) = G_{PZ} \cdot H_{det}(s) \cdot H_{préamp}(s) \cdot H_{filtre}(s) \quad (4.9)$$

En substituant les trois derniers termes de cette équation par leurs expressions respectives dans les équations 4.1, 4.2 et 4.8, on obtient l'équation 4.10 :

$$H_{chaîne}(s) = G_{PZ} \cdot \frac{1}{1 + \tau_{scin}s} \cdot \frac{1}{1 + \tau_{préamp}s} \cdot \frac{1}{1 + \tau_{ampli1}s} \cdot \frac{1}{1 + \tau_{ampli2}s} \cdot R_1 \frac{R_1}{R_2} \frac{1}{(1 + \tau_p s)^2} \quad (4.10)$$

Cette équation sera utilisée dans l'analyse du bruit afin de déterminer les valeurs optimales des seuils.

b- Analyse de bruit

Tel que présenté dans le chapitre 2, les sources de bruits se résument en trois contributions potentielles. Le bruit généré par la génération de photons dans le cristal, le bruit photostatistique généré par la photodiode et le bruit électronique (v_{ENC}) généré par la photodiode et l'électronique de la chaîne. Ce dernier est subdivisé en trois composantes : bruit parallèle, bruit série et bruit fréquentiel.

Les équations de calcul du bruit électronique sont détaillées dans ces références [83-87]. Pour l'ASIC du LabPET II, le bruit électronique a été calculé et mesuré d'avance. Ce bruit vaut 480 e⁻ rms [38].

Le bruit photostatistique des photons est calculé à partir de l'équation 4.11 [87] :

$$v_{photo}^2(t) = F \cdot M^2 \int_{-\infty}^{+\infty} I_{photo}(\alpha) |h_{chaîne}(t - \alpha)|^2 d\alpha \quad (4.11)$$

avec :

- F : facteur excessif du bruit. Il est exprimé par l'équation 4.12 [87] :

$$F = M \cdot K_{eff} + \left(2 - \frac{1}{M}\right) (1 - K_{eff}) \quad (4.12)$$

où M est le gain de la photodiode et K_{eff} est le ratio effectif électron-trou. Dans cette étude M vaut 100 et K_{eff} vaut 0,02.

- $I_{photo}(t)$: le courant généré par la scintillation. Ce courant décroît exponentiellement avec le temps, il est donné par l'équation 4.13.

$$I_{photo}(t) = \frac{RL \cdot E}{\tau_{scin}} e\left(-\frac{t}{\tau_{scin}}\right) \quad (4.13)$$

où τ_{scin} est la constante de décroissance du scintillateur, RL le rendement lumineux du cristal et E l'énergie de l'événement.

- $h_{chaîne}(t)$: la transformée de Laplace inverse de la fonction de transfert $H_{chaîne}(s)$

Le bruit photostatistique généré par les photons dans le cristal $v_{cristal}$ est estimé à 18% de l'amplitude du signal à la sortie du filtre $V(t)$. Cette valeur est estimée empiriquement avec l'expérience du GRAMS.

Le bruit total est donné par l'équation 4.14 :

$$v_{totale}(t) = \sqrt{v_{ENC}^2 + v_{photo}^2(t) + v_{cristal}^2(t)} \quad (4.14)$$

L'équation 4.15 permet de calculer la gigue temporelle, qui est l'incertitude de mesure du temps sur un front montant ou descendant, sur le signal en tout temps. Il est déterminé en divisant le bruit par la pente du signal.

$$\sigma_{totale}(t) = \frac{v_{totale}(t)}{dV(t)/dt} \quad (4.15)$$

La figure 4.24 représente la gigue totale sur le signal à la sortie du filtre de mise en forme à chaque instant t du signal à 511 keV. La dérivée de $\sigma_{totale}(t) = 0$ permet de déterminer les valeurs des deux seuils de comparaison. La gigue est maximale autour du pic de 70 ns. On remarque que la courbe représente deux minima. Par conséquent, les seuils vont être choisis à ces minima (figure 4.25). Ce choix permet de minimiser l'erreur de la mesure temporelle sur T1 et sur T3 et par conséquent sur la mesure de ΔT . Ainsi, on peut avoir une meilleure résolution en temps et notamment sur la résolution en énergie. Les simulations avec MathCAD ont donné un seuil 1 égal à 24 mV et un seuil 2 d'une valeur égale à 98 mV.

Les outils de modélisation et de simulation peuvent ne pas tenir compte de certains paramètres. Une validation de ces choix de seuils sur des mesures a été réalisée. Pour cela un histogramme de T3-T1 des événements issus du LYSO40ns a été tracé. Le seuil 2 est fixé arbitrairement, avec une valeur proche de celle obtenue par MathCAD. Puis la valeur du seuil 1 est balayée entre 15 mV et 40 mV. Dans ce balayage, la largeur à mi-hauteur du pic de l'histogramme T3-T1 annoté $F(T3-T1)$ et qui présente les événements autour de 511 keV est mesurée à chaque pas. Après avoir identifié la valeur du seuil 1, sa valeur est fixée à la valeur minimale de $F(T3-T1)$ et un balayage du seuil 2 entre 45 mV et 250 mV est réalisé. La fonction $F(T3-T1)$ est à nouveau tracée pour chaque valeur pour déterminer la valeur du seuil 2. Cela permet de mesurer empiriquement les amplitudes des seuils optimaux sur la mesure temporelle.

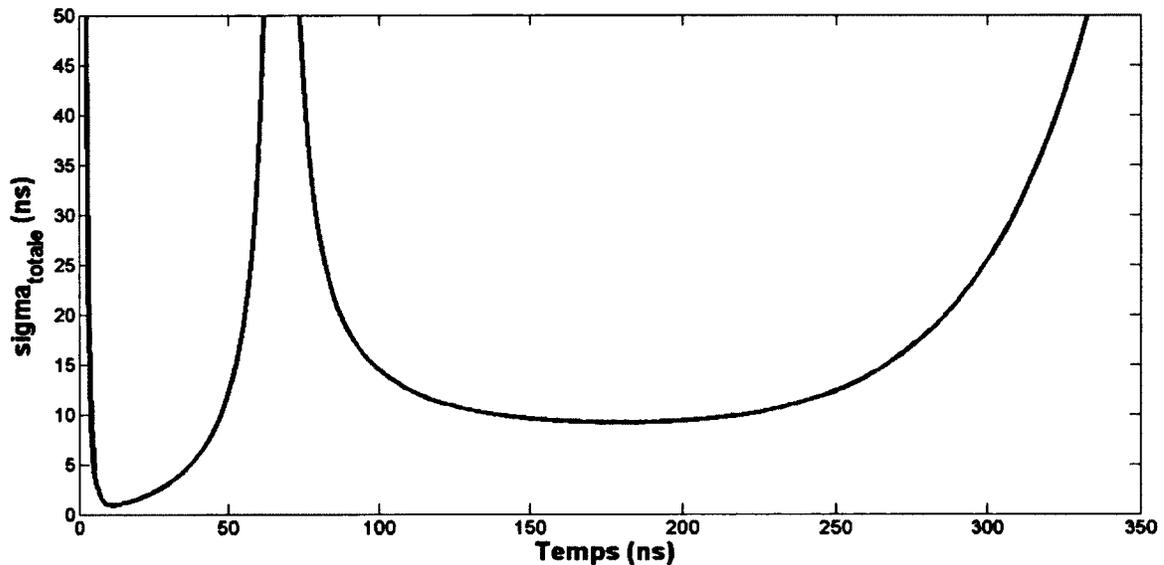


Figure 4.24 : Variation de la gigue totale sur le signal à la sortie du filtre de mise en forme en fonction du temps

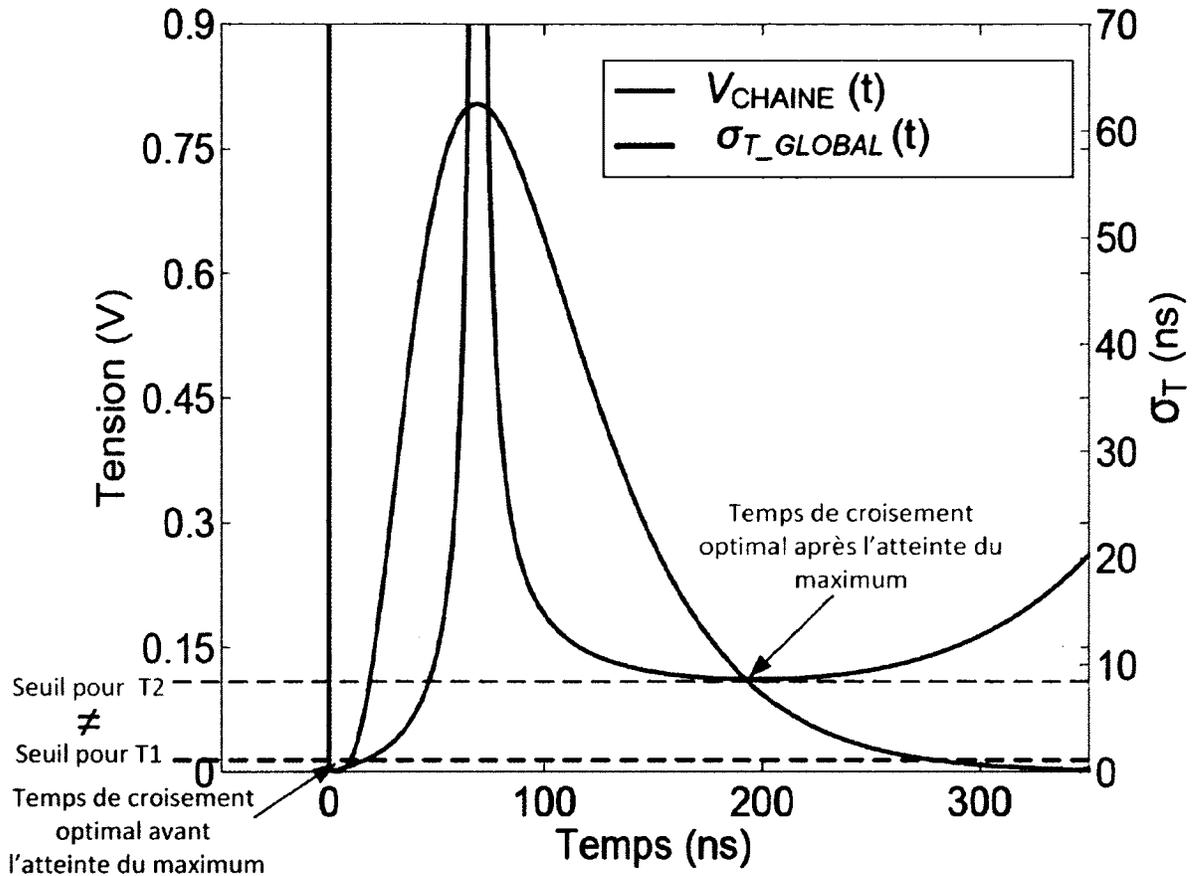


Figure 4.25 : Détermination des seuils optimaux théoriquement [77]

4.2.2 Modèle MATLAB

La deuxième étape pour déterminer le critère d'identification de cristaux a été réalisée grâce à l'outil mathématique MATLAB. En effet, il s'agit de faire le traitement des signaux acquis et de valider la méthode de ToT dans la détermination de la résolution en énergie sans avoir recours aux blocs numériques de l'ASIC. Deux programmes ont été écrits. Le premier programme, présenté par le diagramme de la figure 4.26, permet de lisser les 50 000 événements de chaque cristal enregistrés par l'oscilloscope. Ensuite il permet d'extraire les instants T1, T2, T3 et T4 et l'amplitude maximale (Max) de chaque événement en utilisant les seuils S1 et S2 déterminés par la méthode décrite à la section 4.2.1. Une matrice de 50 000*5 éléments est retournée.

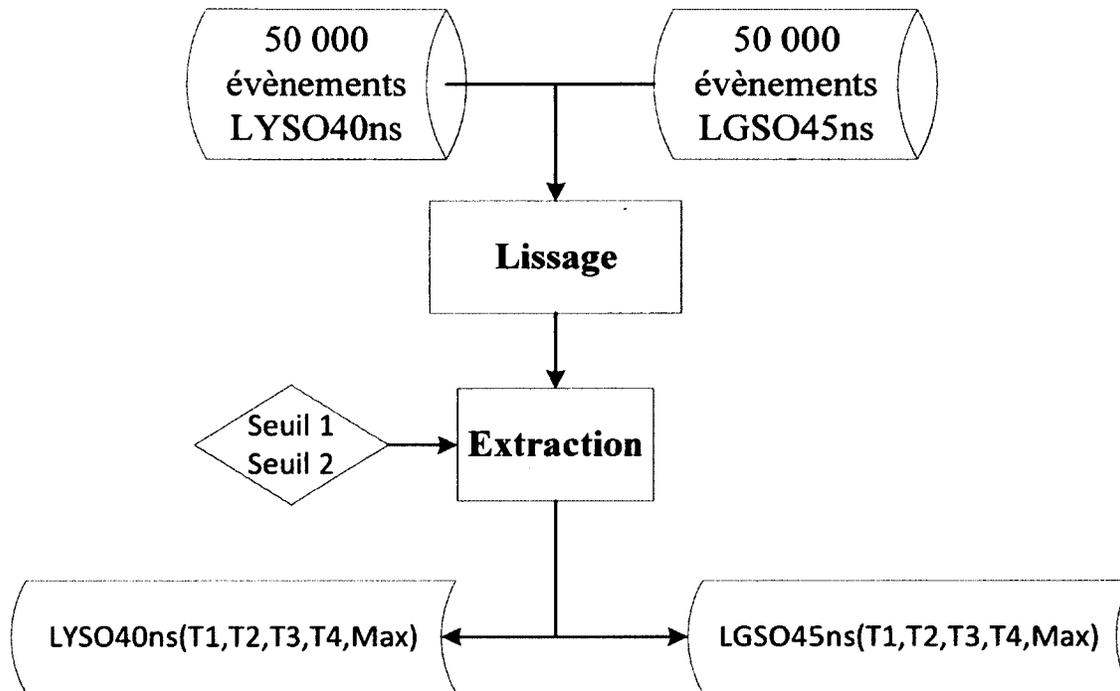


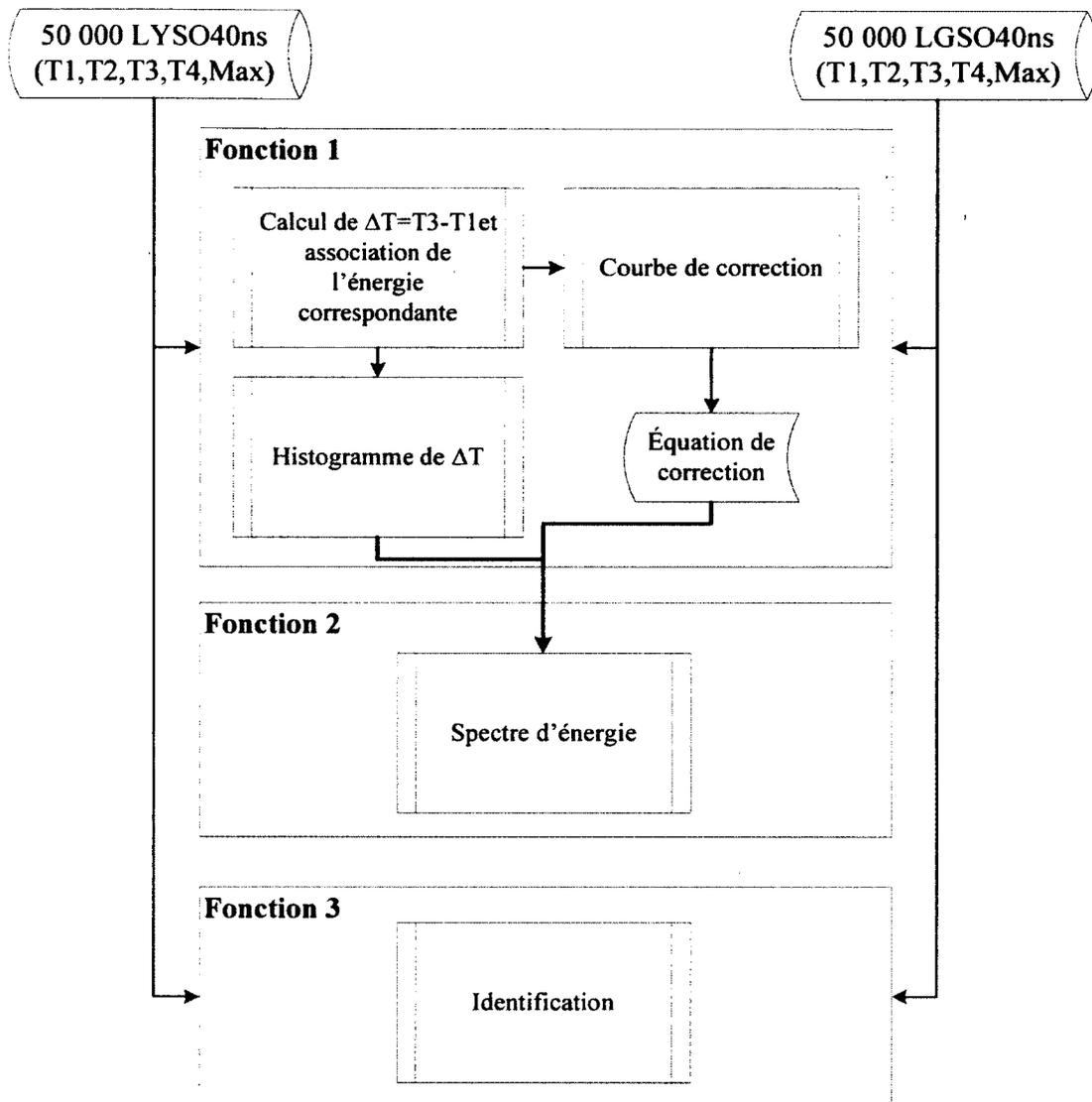
Figure 4.26 : Diagramme fonctionnel du 1^{er} programme

Le deuxième programme possède 3 principales fonctions (figure 4.27) :

La fonction 1 : Détermination du spectre d'énergie avec la ToT permet de tracer le spectre de ΔT pour les différentes énergies, et de déterminer la fonction de correction vu la non-linéarité de ΔT en fonction de l'énergie.

La fonction 2 : Correction du spectre d'énergie permet de tracer le spectre en énergie corrigée et de calculer la résolution en énergie.

La fonction 3 : Identification de cristaux permet de trouver un critère d'identification valide en utilisant les paramètres T1, T2, T3 et T4 et de simuler un *phoswich*.

Figure 4.27 : Diagramme fonctionnel du 2^e programme

Pour alléger l'écriture, ces étapes sont faites pour chacun des 50 000 événements extraits du LYSO40ns et du LGSO45ns.

a- Fonction 1 : Détermination du spectre d'énergie avec la ToT

Pour chaque événement, cette fonction calcule $\Delta T = T_3 - T_1$ et l'enregistre dans une matrice. En plus, elle lui associe une valeur d'énergie. Cette dernière est déterminée par une règle de trois à partir d'un spectre d'énergie basé sur la mesure l'amplitude maximale. Dans le cas d'un LYSO, le spectre possède un pic de 511 keV à 420 mV. La valeur des autres amplitudes est convertie linéairement en keV en se basant sur cette valeur. Le tableau 4.2 donne un exemple de conversion. Un histogramme de ΔT en

fonction des comptes a été généré. Un graphique de ΔT en fonction de l'énergie a été dessiné pour la détermination de la fonction de correction.

Tableau 4.2 : Exemple de table de conversion ToT - Énergie

	T_1 (ns)	T_3 (ns)	Max (V)	ΔT (ns)	Énergie (keV)
Événement 1	20	180	0,420	160	511
Événement 2	35	150	0,100	115	$\frac{0,100 \times 511}{0,420} = 121,6$

b- Fonction 2 : Correction du spectre d'énergie

Vu la non-linéarité de ΔT en fonction de l'énergie, une correction doit être faite pour obtenir le spectre d'énergie. À partir de l'équation de correction obtenue de la fonction 1, le spectre de ΔT a été corrigé et un nouvel histogramme a été généré. Une estimation gaussienne autour du pic de 511 keV permet de déterminer graphiquement la résolution en énergie à mi-hauteur.

c- Fonction 3 : Identification de cristaux

Cette fonction se base sur la méthode de double ToT expliquée au début de ce chapitre. Plusieurs critères ont été testés sur les deux séries de données du LYSO40ns et le LGSO45ns avant de conclure sur un d'entre eux. L'objectif principal est de déterminer s'il est possible de réaliser l'identification par ToT à partir de deux seuils en utilisant uniquement des fonctions d'addition et de soustraction pour une implémentation rapide en ASIC. La figure 4.28 représente un signal typique TEP, les deux seuils de comparaisons, les instants de croisement des seuils avec le signal (T_1 , T_2 , T_3 , T_4), la différence d'amplitude entre les deux seuils (ΔV) ainsi que les différences respectives entre les instants T_2 , T_3 et T_4 par rapport à l'instant de référence T_1 appelées respectivement ΔT_2 , ΔT et ΔT_4 . Ce schéma a été utilisé pour ressortir un critère d'identification valide. La validité d'un critère d'identification se définit par le taux d'erreur ou le taux d'identification. Le taux d'erreur est déterminé par le ratio des comptes dans la région de croisement des deux spectres (Z), qui est une région

d'incertitudes du cristal scintillateur, par le nombre total des comptes des deux spectres (X+Y) (figure 4.29). Ce taux est donné par l'équation 4.16

$$\text{Taux d'erreur} = \frac{z}{X+Y} \cdot 100 \quad (4.16)$$

Quant au taux d'identification, il est donné par l'équation 4.17.

$$\text{Taux d'identification} = 100\% - \text{Taux d'erreur} \quad (4.17)$$

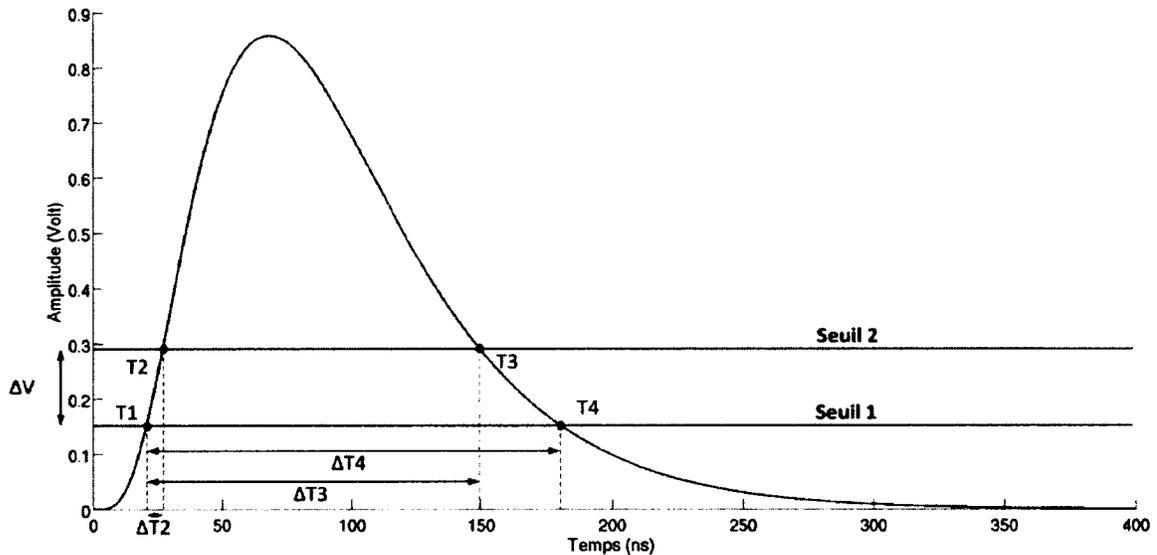


Figure 4.28 : Schéma de principe de la ToT pour l'identification des cristaux

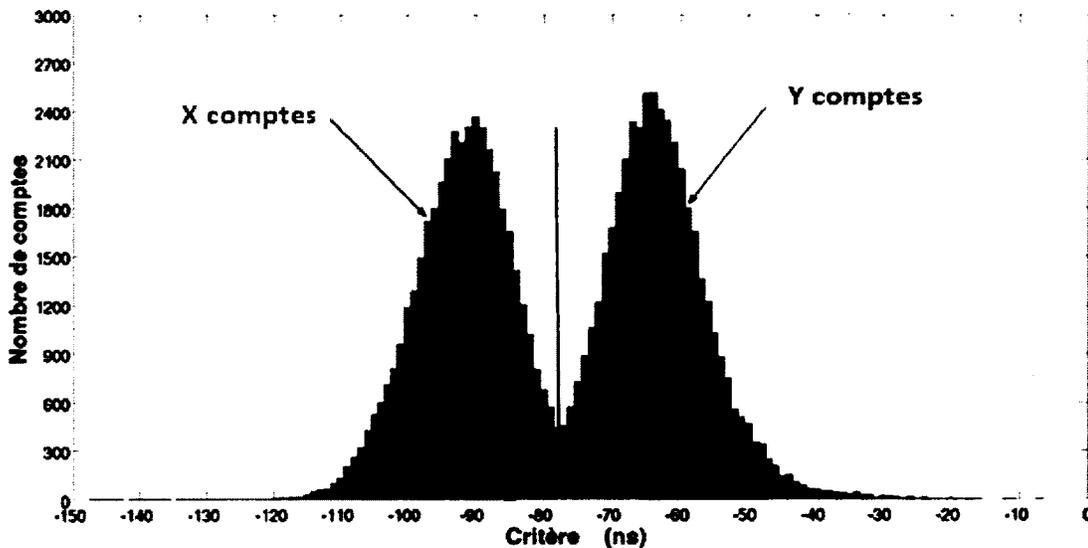


Figure 4.29 : Taux d'erreur pour l'identification des cristaux

Critère 1 : Ce premier critère est basé sur le calcul de la pente de croissance du signal. L'idée derrière ce critère est de vérifier si les constantes de décroissance des cristaux peuvent être mises en valeur pour distinguer entre eux. Ce critère est donné par l'équation 4.18 :

$$\text{Critère 1} = \frac{\Delta T_2}{\Delta V} = \frac{T_2 - T_1}{\Delta V} = k. (T_2 - T_1) \quad (4.18)$$

où $k = 1/\Delta V$ une constante pour des seuils donnés.

Critère 2 : Le deuxième critère testé est la différence entre ΔT_3 et ΔT_2 . En effet, ce critère se base aussi sur la mesure de la durée que met le signal au-dessus du deuxième seuil exprimée par $(T_3 - T_2)$.

$$\text{Critère 2} = \frac{\Delta T}{\Delta V} - \frac{\Delta T_2}{\Delta V} = \frac{T_3 - T_2}{\Delta V} = k. (T_3 - T_2) \quad (4.19)$$

Critère 3 : Un autre critère mis en évidence calcule la différence entre les pentes de la montée et de la descente du signal. Il est donné par l'équation 4.20.

$$\text{Critère 3} = \frac{T_2 - T_1}{\Delta V} - \frac{T_4 - T_3}{\Delta V} = k. (T_3 + T_2 - T_1 - T_4) \quad (4.20)$$

Les résultats de ces trois premiers critères seront présentés dans le chapitre 5, ces critères n'étaient pas concluants pour faire une identification. D'autres critères ont été testés comme le rapport de ΔT_3 par ΔT_2 , mais ne montrent toujours pas de bon taux d'identification. Cependant, des critères testés empiriquement (critère 4 et 5) semblent être prometteurs.

Critère 4 : Ce critère est donné par l'équation 4.21:

$$\text{Critère 4} = (T_3 - T_1) - T_2 \quad (4.21)$$

La logique derrière ce critère est de tenir compte de l'énergie estimée par $(T_3 - T_1)$. En effet, il faut qu'on puisse discerner le lieu d'appartenance des Compton. La relation avec T_2 est purement arbitraire dans ce critère mais elle permet d'obtenir un meilleur résultat.

Critère 5 : Le troisième critère testé est déterminé aussi avec la même logique que le précédent. Il est exprimé par l'équation 4.22 :

$$\text{Critère 3} = T3 - 2 * T2 - T1 \quad (4.22)$$

Parmi ces critères, le dernier a montré un meilleur taux d'identification. Les résultats seront présentés dans le chapitre 5.

Simulation d'un phoswich : Les cristaux ont été irradiés séparément dans l'approche utilisée, cela signifie qu'il n'y a pas d'interaction compton intercristaux; ce qui aura pour effet d'obtenir des résultats meilleurs que dans un vrai phoswich. De plus, cela ne tient pas compte de la perte de lumière provenant du fait qu'une certaine partie de la lumière du cristal le plus éloigné de la PDA subira des pertes lors du passage dans un autre milieu. La question est de savoir si ces pertes peuvent être exploitées pour favoriser l'identification de cristal comme dans [25]. Pour cela, une simulation d'un *phoswich* a été faite pour ressortir l'impact d'assembler les deux cristaux un au bout de l'autre. Dans cet exercice, on a supposé que LYSO était collé à la PDA et par conséquent sa quantité de lumière restera constante et qu'il y aura des pertes dans le cristal LGSO. Pour cela, on a varié la quantité de la lumière dans le cristal LGSO d'un certain pourcentage. Cette variation est traduite par une multiplication de l'amplitude des signaux par des ratios. Le tableau 4.3 résume les ratios de multiplication en fonction de la quantité de lumière désiré

Tableau 4.3 : Ratio de multiplication pour la simulation de perte de lumière dans le LGSO45ns

Quantité de lumière désirée du LGSO45ns par rapport à la quantité originale	Ratio de multiplication des amplitudes
140%	1.4
120%	1.2
100%	1
90%	0,9
80%	0,8
70%	0,7
60%	0,6
50%	0,5
40%	0,4

Conclusion

Ce chapitre a présenté en premier lieu l'ASIC du LabPET II. Chaque module de l'ASIC a été détaillé en expliquant sa fonction et ses caractéristiques. Par la suite, les différents autres matériels utilisés pour la réalisation de l'identification des cristaux ont été présentés. En deuxième lieu, on a expliqué les différentes méthodes utilisées dans cette étude. La première méthode sert à déterminer les seuils optimaux pour la réalisation de la double ToT. La deuxième explique le code MATLAB qui génère un spectre en énergie corrigé en utilisant la ToT et détermine un critère d'identification ayant un bon taux de discrimination.

CHAPITRE 5 : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Introduction

Après avoir présenté l'électronique de test, l'architecture détaillée de l'ASIC ainsi que la méthodologie de travail, ce chapitre nous amène à présenter les résultats de ces travaux de recherche. La sélection d'un filtre de mise en forme et le choix des seuils seront déterminés pour arriver à montrer les résultats du spectre d'énergie avec la méthode de ToT et les résultats d'identification de cristaux.

5.1 Sélection du filtre de mise en forme

La figure 5.1 et la figure 5.2 montrent respectivement les résultats de simulation de la résolution temporelle en coïncidence (FWHM) et de la résolution en énergie avec ToT avant correction pour les différents types de filtres testés (CR-RC, CR-RC2 et le semi-gaussien d'ordre 3) et ce, pour différents temps de pic.

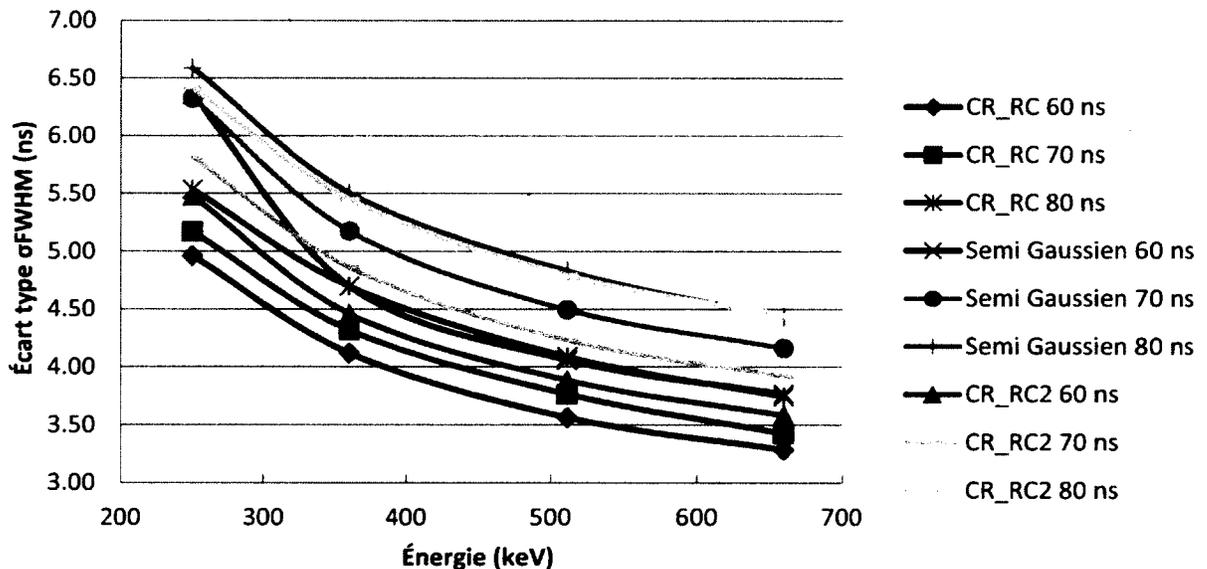


Figure 5.1 : Effet des différents filtres de mise en forme sur la résolution temporelle en coïncidence

D'après les résultats, le filtre CR-RC à 60 ns permet d'avoir une résolution temporelle de 3,5 ns à 511 keV et le filtre CR-RC avec un temps de pic à 70 ns donne 3,7 ns comparé à 5.6 ns obtenu pour le LabPET [53].

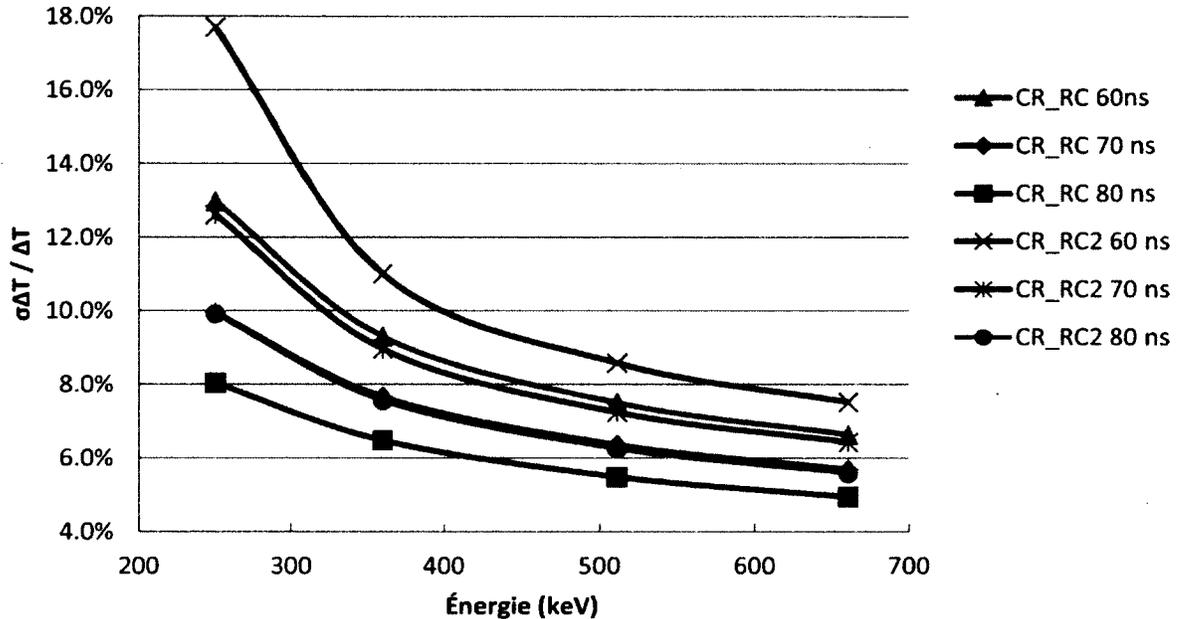


Figure 5.2 : Effet des différents filtres de mise en forme sur la résolution en énergie par la méthode de ToT

En ce qui concerne la résolution en énergie par la méthode de la ToT avant correction, le filtre de mise en forme CR-RC à 80 ns montre le meilleur résultat avec 5,5%, puis on trouve le CR-RC2 80 ns et le CR-RC à 70 ns avec respectivement 6,3 et 6,4% de résolution.

Les résultats obtenus nous amènent à faire un compromis entre la résolution en temps et la résolution en énergie. La solution est de choisir un filtre qui donne la médiane entre les deux. Le filtre de mise en forme CR-RC à 70 ns offre cette solution avec 3,7 ns de résolution en temps et 6,4% de résolution en énergie à 511 keV. Ce filtre a été maintenu lors de la conception de l'ASIC du LabPET II.

5.2 Détermination des seuils

Les figure 5.3 et figure 5.4 représentent respectivement les résultats de détermination des seuils optimaux pour la réalisation de la ToT. La courbe de la figure 5.3 possède un minimum à 28 mV qui est retenu pour le seuil 1 qui est proche de la valeur estimée de 24 mV. Concernant le seuil 2, la courbe de la figure 5.4 possède un minimum de 100 mV. Cette valeur proche de la valeur 98 mV obtenue par simulation est retenue pour le seuil 2.

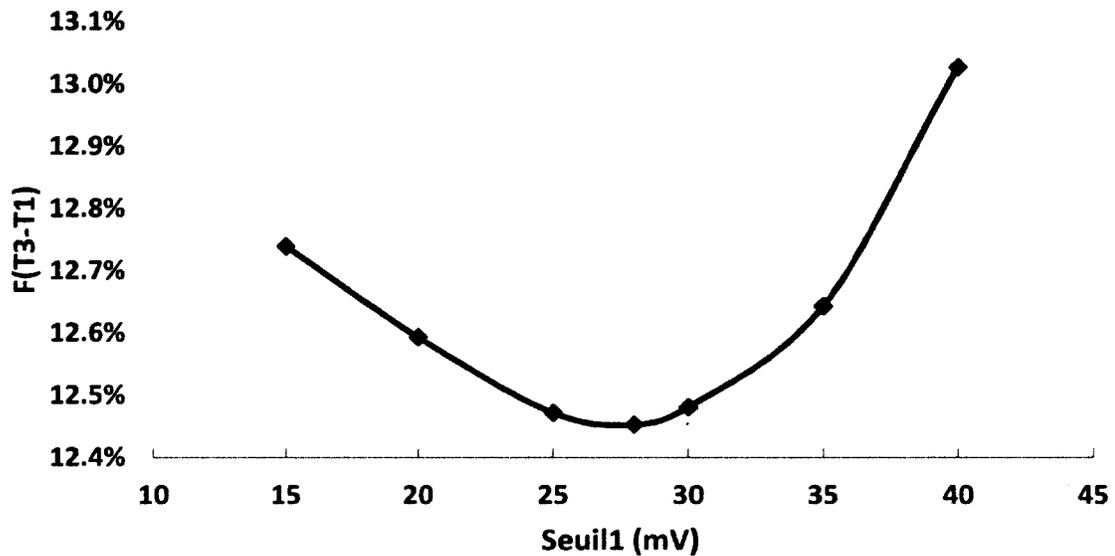


Figure 5.3 : Détermination expérimentale de la valeur optimale du seuil 1

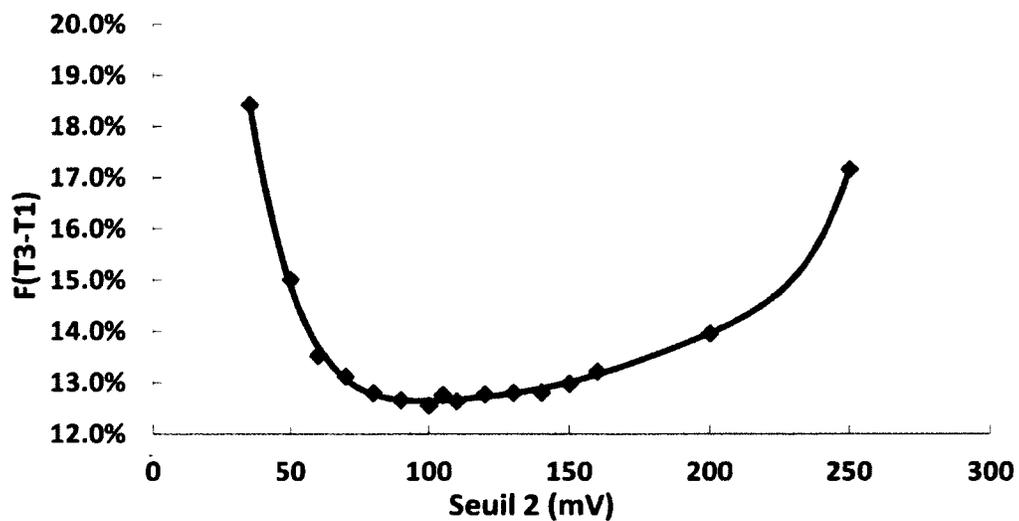


Figure 5.4 : Détermination expérimentale de la valeur optimale du seuil 2

5.3 Spectre d'énergie

Le deuxième résultat à valider est la pertinence de la méthode de ToT à double seuil pour la mesure de la résolution en énergie. La fonction 1 du deuxième programme MATLAB a été utilisée pour générer les histogrammes de ΔT . Les seuils sont maintenus aux mêmes valeurs pour chacun des cristaux soit le LYSO40ns et LGSO45ns car dans un scanner, un seul seuil devra être utilisé. Les figure 5.5 et figure 5.6 montrent respectivement les histogrammes de ΔT du LYSO40ns et du LGSO45ns.

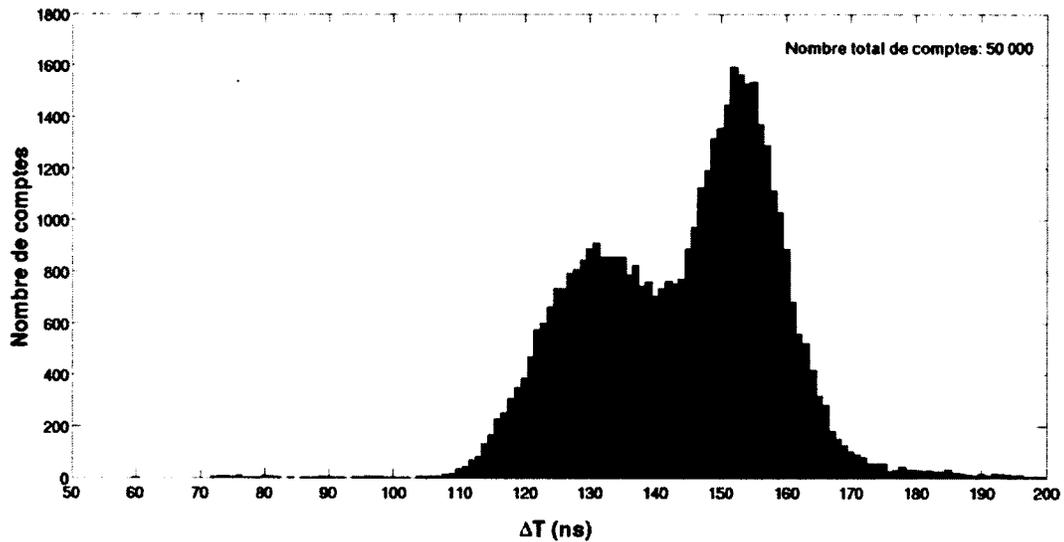


Figure 5.5 : Spectre de ΔT avec la méthode de ToT pour un LYSO40ns

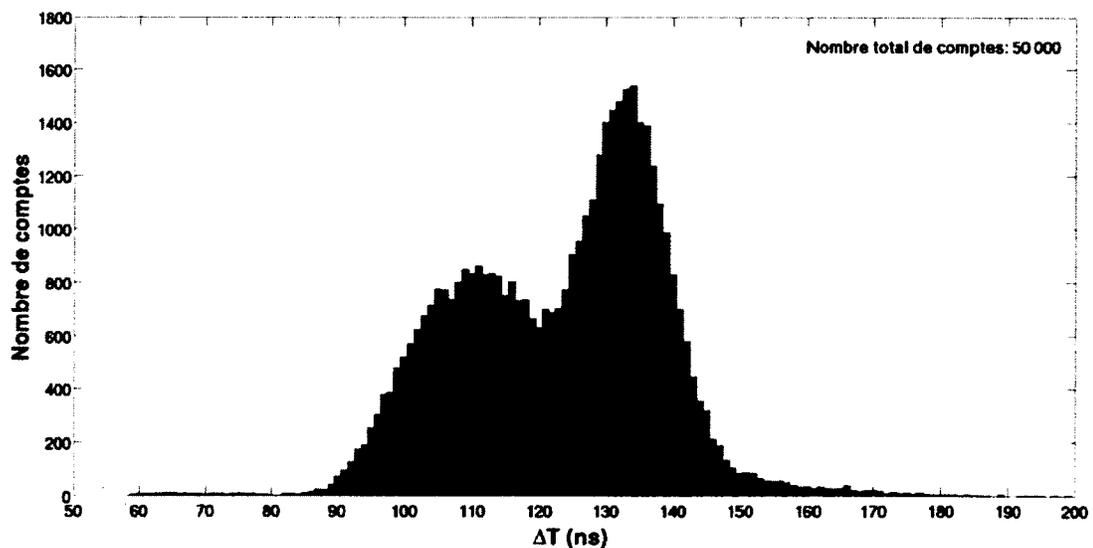


Figure 5.6 : Spectre de ΔT avec la méthode de ToT pour un LGSO45ns

La mesure de ΔT reflète la mesure de l'énergie, mais d'une façon non linéaire. La figure 5.7 obtenue par la fonction 2 du modèle MATLAB montre la non-linéarité de ΔT pour un LYSO40ns. Donc une correction doit être faite avant de mesurer la résolution en énergie. D'après le graphique, les données de ΔT en fonction de l'énergie ont été approximées par une fonction exponentielle (ligne rouge).

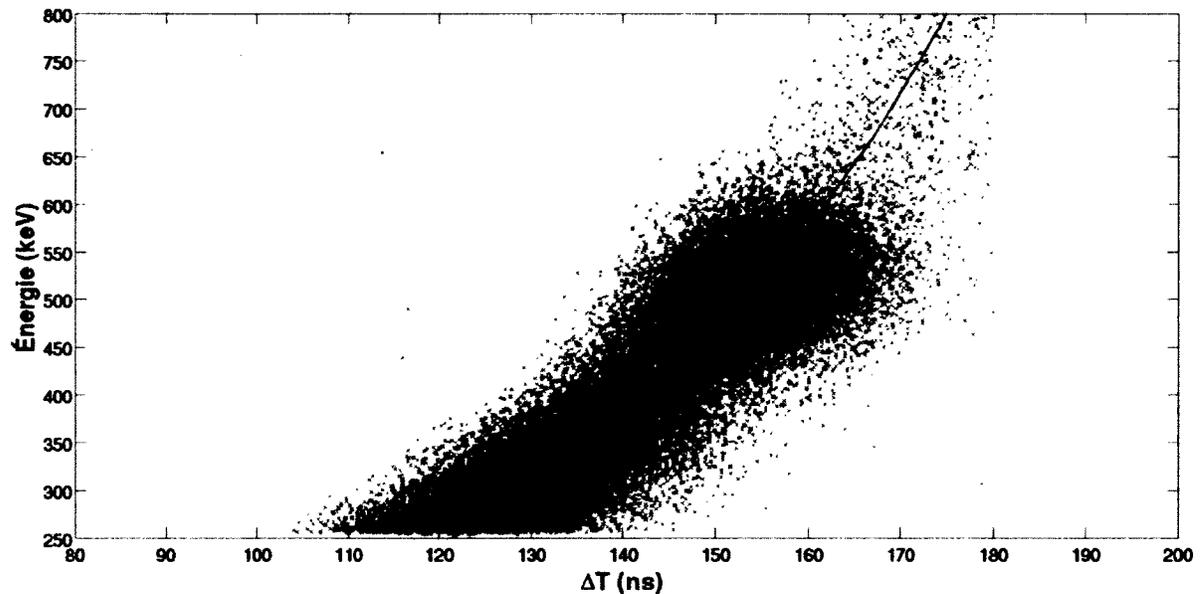


Figure 5.7 : Courbe de correction de ΔT en fonction de l'énergie du LYSO40ns

L'équation de correction de la courbe est de la forme donnée par l'équation 5.1 :

$$E = a e^{b \Delta T} \quad (5.1)$$

où $a = 17.81$ keV et $b = 21.74$ ms⁻¹

La courbe de correction pour le LGSO45ns a été obtenue par la même fonction de MATLAB et présentée par la figure 5.8. L'équation de correction est de la même forme que l'équation 5.1 où $a = 27.23$ keV et $b = 21.95$ ms⁻¹.

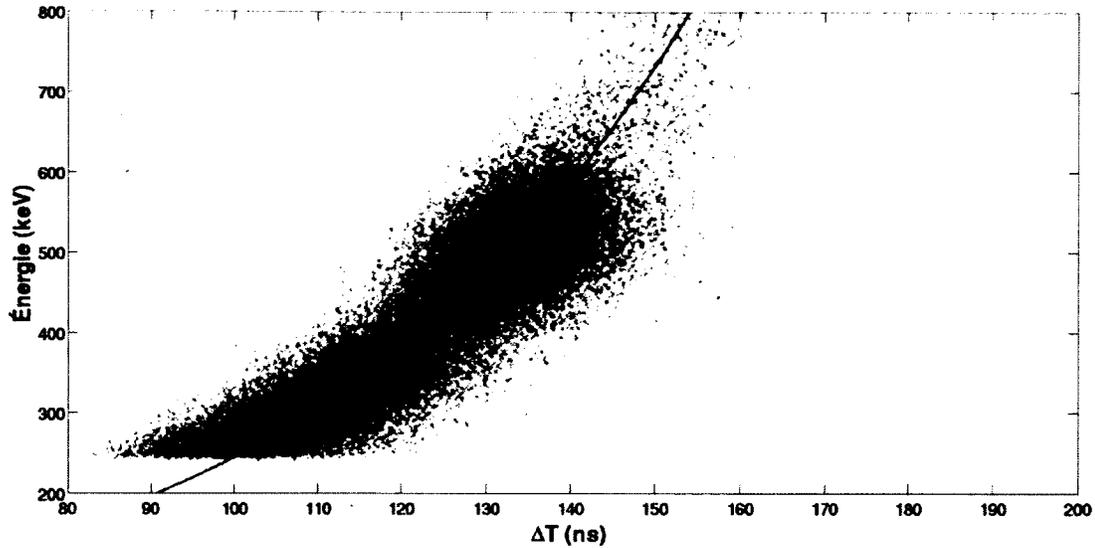


Figure 5. 8 : Courbe de correction de ΔT en fonction de l'énergie du LGSO45ns

L'histogramme de ΔT est corrigé par l'équation 5.1 et on obtient le spectre d'énergie présenté dans la figure 5.9 pour le LYSO40ns.

La figure 5.10 montre la superposition du spectre d'énergie obtenu par la méthode de ToT (rouge) et celui obtenu par la méthode de mesure de l'amplitude maximale (bleu). La méthode de mesure avec l'amplitude maximale donne une résolution d'énergie de 20%. Cependant, 28% de résolution en énergie a été mesurée par la méthode de ToT.

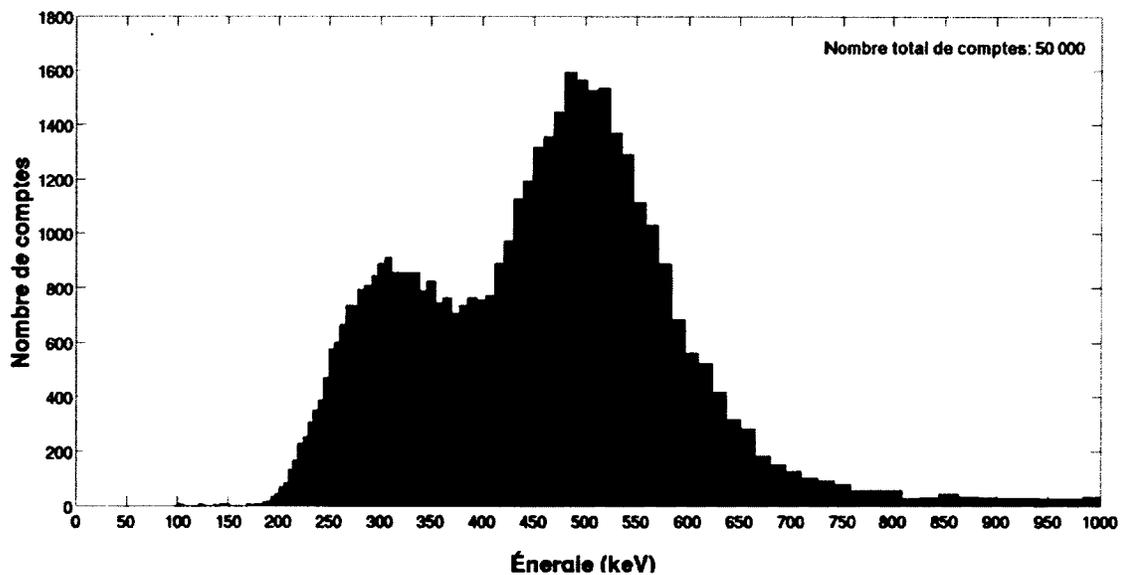


Figure 5.9 : Spectre d'énergie avec la méthode de ToT pour un LYSO40ns

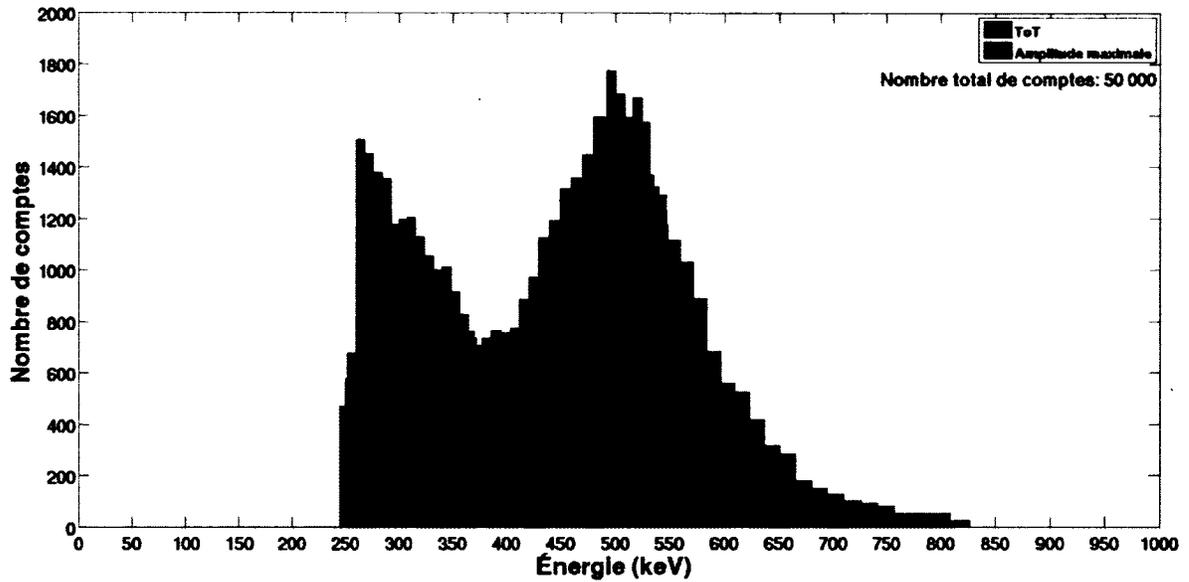


Figure 5.10 : Spectre d'énergie par ToT et par amplitude maximale pour LYSO40ns

La figure 5.11 représente le spectre d'énergie obtenue après correction pour le LGSO45ns.

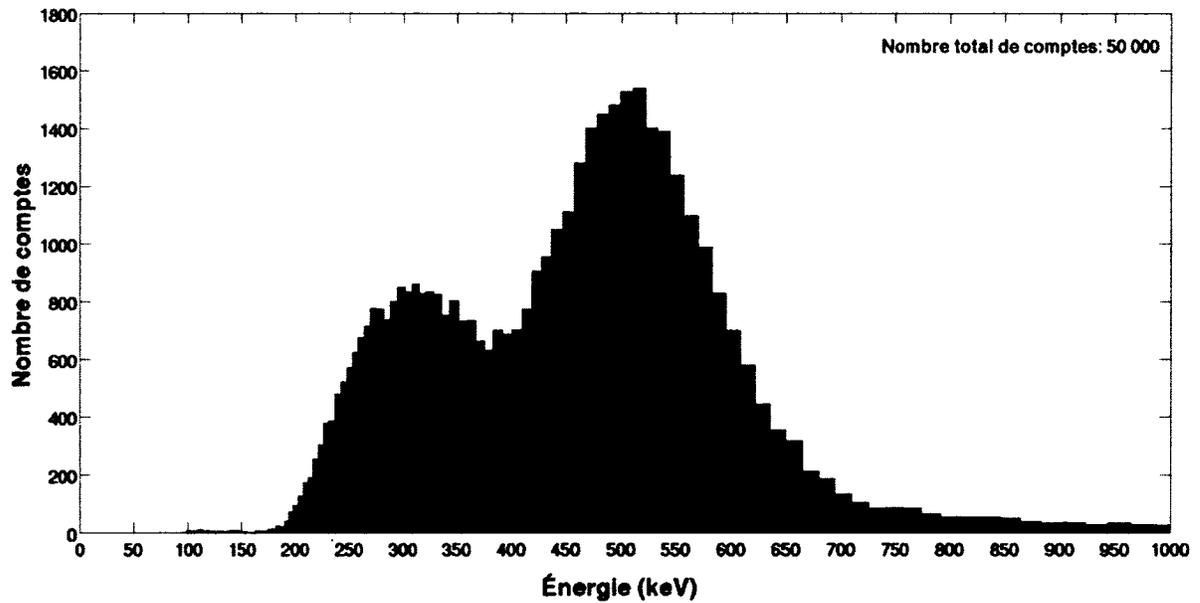


Figure 5.11 : Spectre d'énergie avec la méthode de ToT pour un LGSO45ns

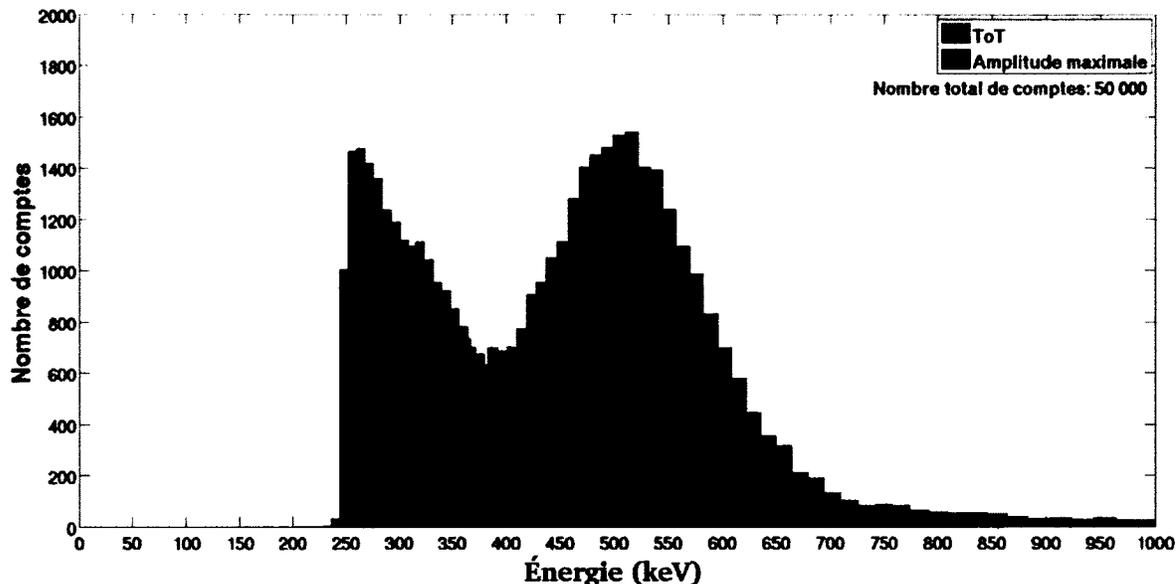


Figure 5.12 : Spectre d'énergie par ToT et par amplitude maximale pour LGS045ns

La figure 5.12 montre le spectre d'énergie obtenu par la méthode de ToT (rouge) pour le LGS045ns superposé au spectre d'énergie obtenu par la méthode de l'amplitude maximale (bleu). Avec la dernière méthode, 22% de résolution en énergie a été déterminé. Contrairement à 29% obtenu par la ToT après correction.

5.4 Identification de cristaux

Après avoir validé la faisabilité de la méthode de la double ToT dans l'ASIC du LabPET II pour la détermination d'un spectre d'énergie, il faut exploiter cette méthode pour la discrimination entre deux cristaux en *phoswich*. Plusieurs critères ont été testés et quelques-uns ont montré de bons résultats. Rappelant que les acquisitions de deux cristaux ont été faites séparément et non en *phoswich*. De plus, les critères 1, 2 et 3 n'ont pas été multipliés par la constante k .

5.4.1 Critère 1 : T2 – T1

Ce critère a donné un taux d'erreur très élevé de l'ordre de 90% qui ne peut pas être valide pour mesurer la PDI. La figure 5.13 montre l'histogramme d'identification obtenu pour ce critère.

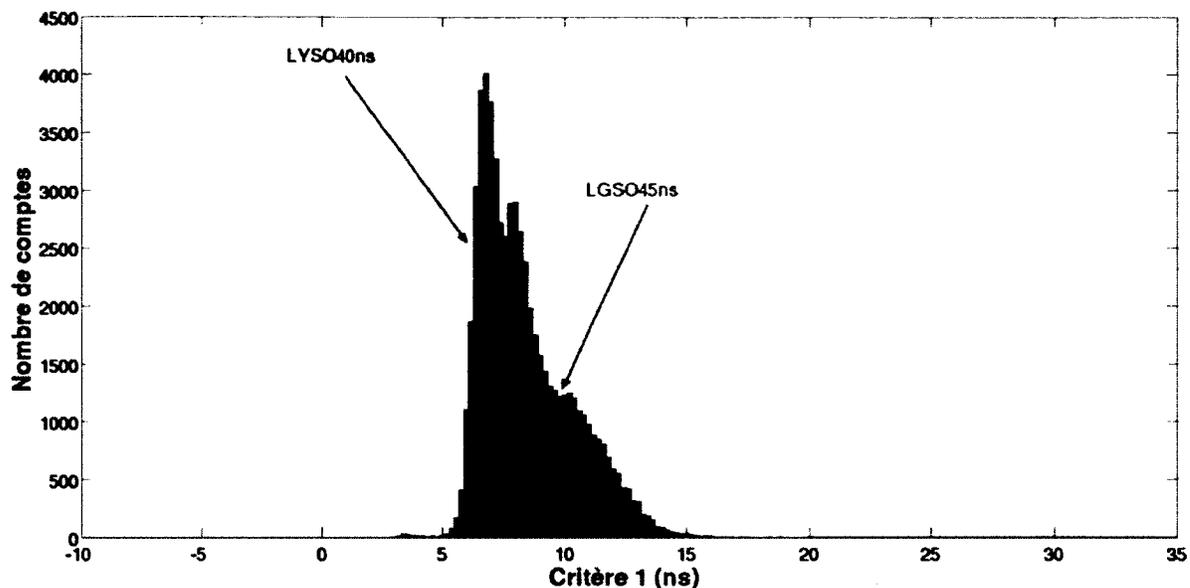


Figure 5.13 : Histogramme d'identification du 1^{er} critère

5.4.2 Critère 2 : T3 – T2

Ce critère possède un taux d'identification de 25% seulement qui est très faible pour réaliser une mesure de PDI dans le LabPET II. La figure 5.14 montre l'historgramme d'identification obtenu pour ce critère.

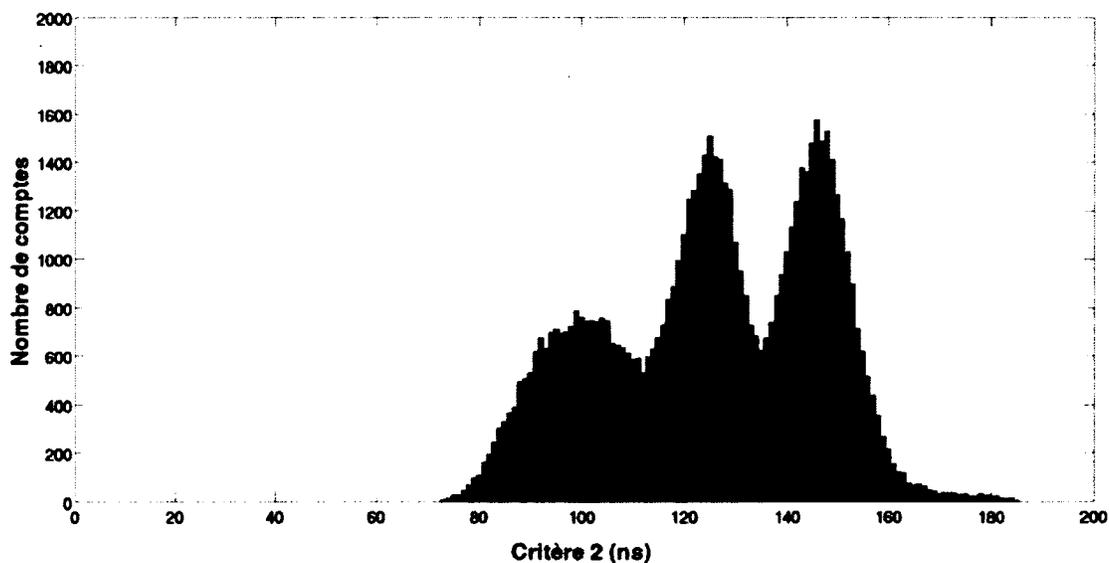


Figure 5. 14 : Histogramme d'identification du 2^e critère

5.4.3 Critère 3 : $T3 + T2 - T1 - T4$

Les histogrammes obtenus par le critère 3 (figure 5.15) sont presque superposés, donc ce critère est écarté de cette étude.

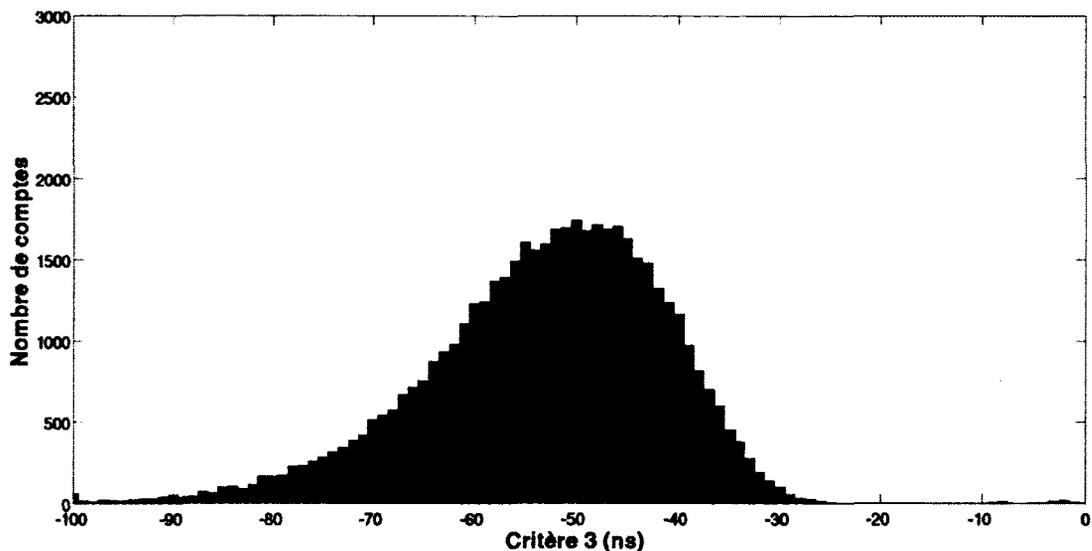


Figure 5.15 : Histogramme d'identification du 3e critère

5.4.4 Critère 4 : $(T3 - T1) - T2$

La figure 5.16 montre l'historgramme d'identification obtenu pour ce critère.

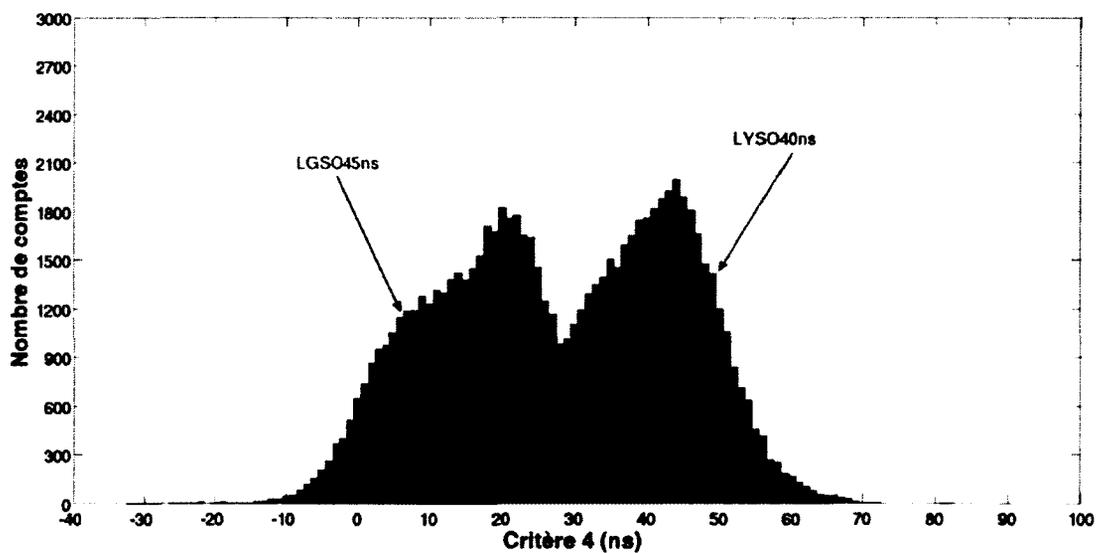


Figure 5.16 : Histogramme d'identification du 4^e critère

Ce critère montre un taux d'identification de l'ordre de 88.4% qui reste toujours inacceptable pour notre application.

5.4.5 Critère 5 : $T3 - 2 * T2 - T1$

La figure 5.17 montre l'histogramme d'identification de ce critère.

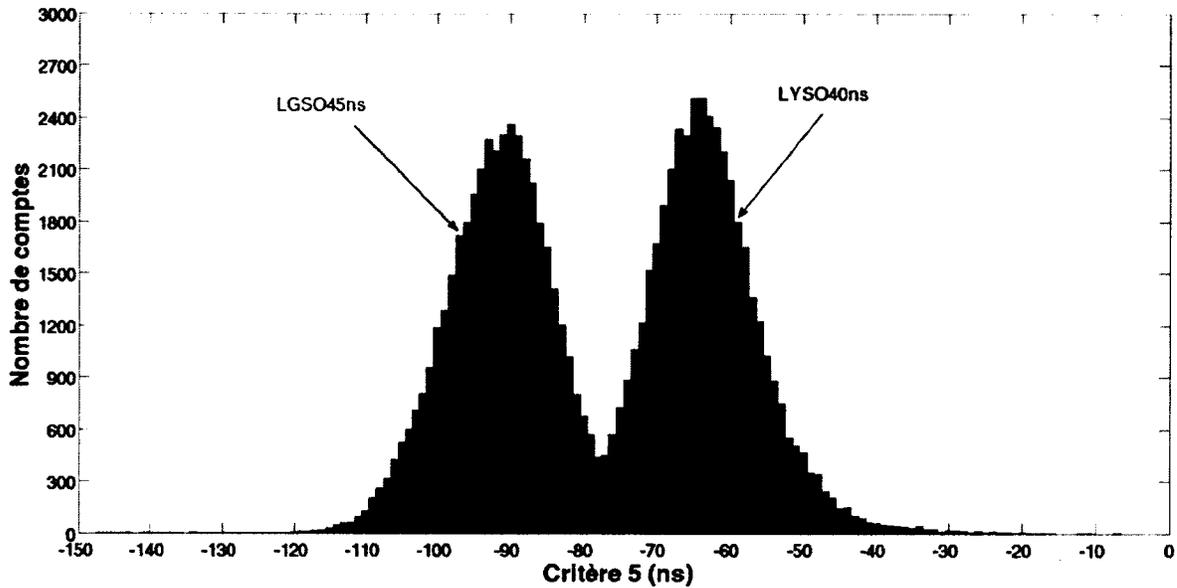


Figure 5.17 : Histogramme d'identification du 5^e critère

Ce critère montre une capacité d'identification de 95,5%.

5.4.6 Simulation du phoswich

La figure 5.18 montre l'effet de la variation de la quantité de lumière dans le LGSO45ns sur la capacité d'identification avec le critère 5.

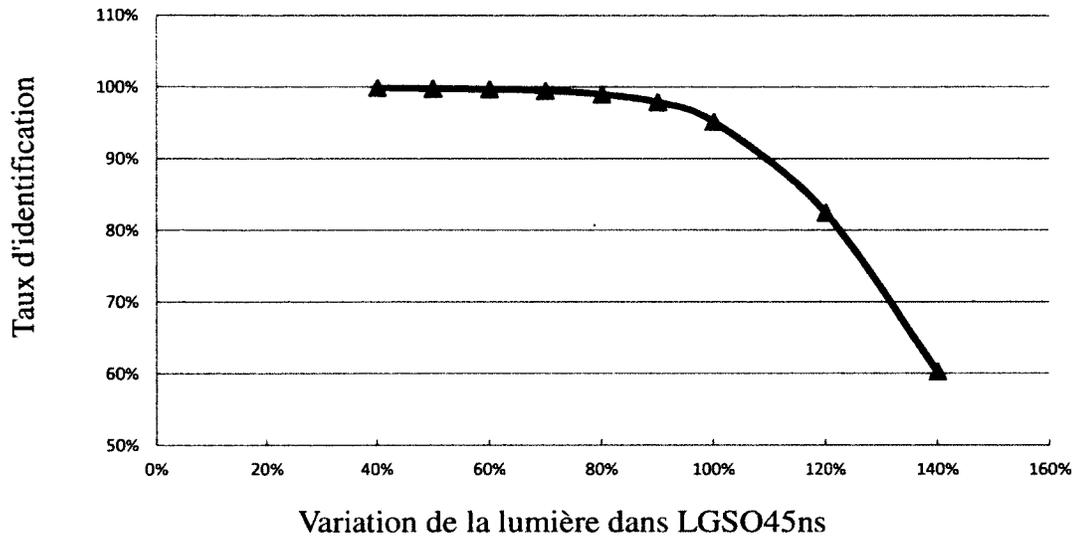


Figure 5.18 : Effet de la variation de lumière dans le cristal LGSO45ns sur l'identification avec le 5^e critère.

On remarque que le taux d'identification s'améliore quand il y'a une différence de 20% entre la quantité de lumière absorbée par chacun des cristaux. Lorsque la quantité de lumière du LGSO45ns est à 80% de la valeur originale, le critère permet d'avoir un taux d'identification de 99%.

La figure 5.19 montre les histogrammes d'identification en utilisant le critère 5, le premier graphique avec un LGSO45ns à 90% de lumière originale, et le deuxième à 70% de la lumière originale.

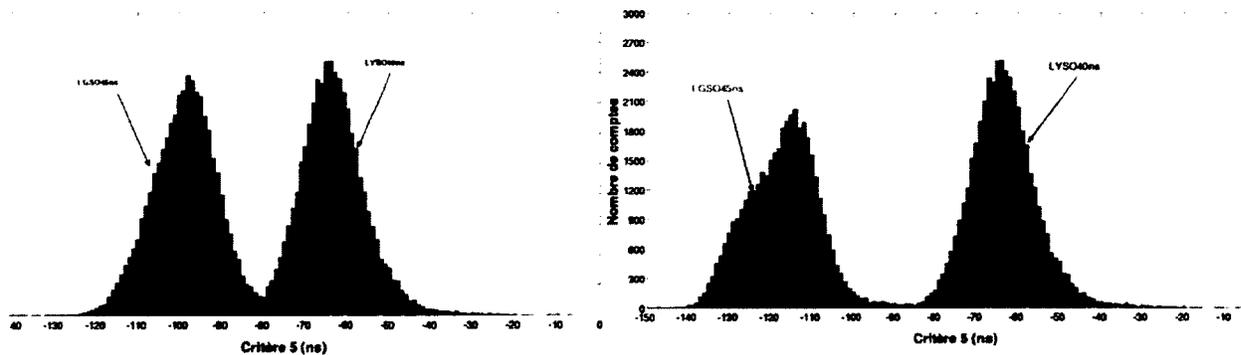


Figure 5.19 : Histogramme du 5^e critère d'identification avec un LGSO à 90% (gauche) et 70% (droite) de lumière.

5.5 Discussion

Cette section aborde les discussions relatives à ce projet. Dans une première partie de cette section, les difficultés rencontrées lors des tests seront présentées. Tandis que la deuxième partie sera consacrée à la discussion des résultats obtenus. Enfin, les améliorations attendues et les perspectives de ce projet seront présentées.

5.5.1 Difficultés rencontrées

Lors des premiers tests, 3 problèmes majeurs ont été rencontrés : le premier problème réside dans l'alimentation de l'ASIC. Ensuite, l'amplitude des signaux obtenus ne correspond pas aux valeurs attendues. Enfin, l'échauffement de l'ASIC limitait son bon fonctionnement.

En ce qui concerne le premier problème, il a été découvert d'après les investigations que les traces de VDD et VSS lors du routage de l'ASIC ont été inversées au niveau de certains blocs. Une microchirurgie était nécessaire pour remédier à ce problème.

Après la réception de l'ASIC corrigé, les tests ont recommencé. En testant l'ASIC avec un pulseur externe, les résultats de simulations ont pu être validés. Le signal obtenu est bien 800 mV au-dessus du niveau DC (*baseline*) pour une charge équivalente à 511 keV. Cependant, en mettant une source radioactive et en irradiant les détecteurs, une amplitude autour de 400 mV est détectée pour une énergie de 511 keV. Deux principaux facteurs ont été mis en cause. La polarisation des photodiodes était le premier facteur à être investiguée. Une augmentation de la tension de polarisation par 100 V n'entraîne qu'une variation de quelques mV de l'amplitude des impulsions. Le deuxième facteur réside dans le placement manuel des cristaux sur la PDA. En effet, avec des pixels de 1,2 x 1,2 mm² pour le détecteur et 1,1 x 1,1 mm² pour la photodiode, le placement manuel engendre une perte importante de la quantité de la lumière. Par exemple, une erreur de 0,1 mm de chaque côté entraîne une perte de 18% de la lumière.

Le réchauffement de l'ASIC a engendré des problèmes de fonctionnement du circuit. Ce problème est lié à la polarisation des photodiodes. En effet, en augmentant la polarisation des PDA pour investiguer sur la faible amplitude du signal, l'ASIC s'est échauffé et a

cessé de fonctionner correctement. Après investigation, plusieurs facteurs peuvent en être la cause. Il est apparu qu'en augmentant la polarisation au niveau des photodiodes, le courant de fuite augmentait et les préamplificateurs tiraient plus de courant à leur entrée. En plus, le problème peut être dû aux circuits des protections contre les décharges électrostatiques dans les pads.

5.5.2 Résultats

Lors des mesures de la résolution en énergie par la méthode du double ToT, une détérioration de la résolution énergie est remarquée comparée à celle obtenue par la méthode de la mesure de l'amplitude maximale. Cette variation se remarque directement à partir du graphique de correction (figure 5.20). La grande dispersion des points autour de la courbe de correction explique ces valeurs de la résolution.

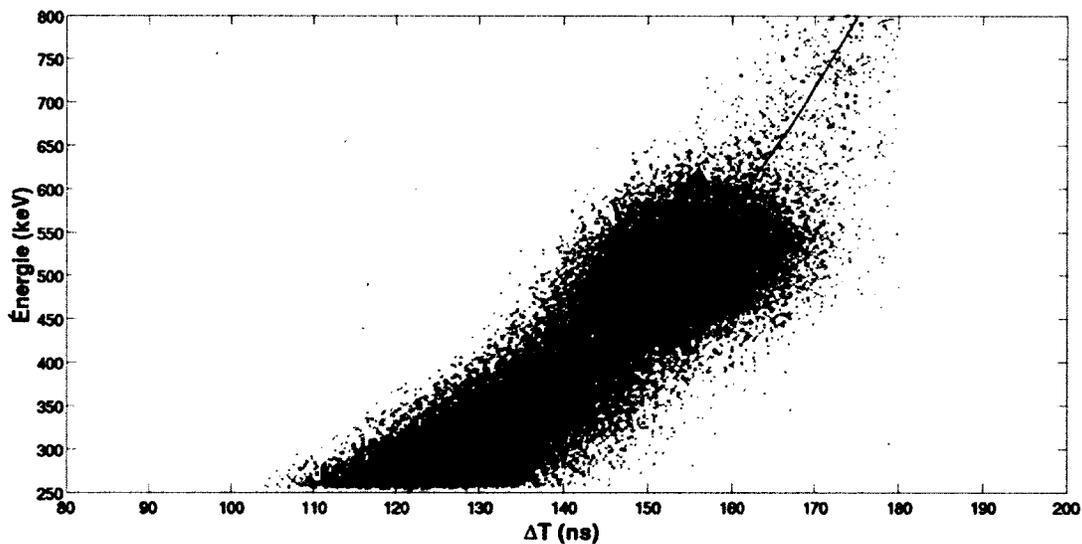


Figure 5.20 : Dispersion des points autour de la courbe de correction

Plusieurs causes sont en question :

- Le *time walk* du comparateur évalué à 4,9 ns entre 250 keV et 650 keV entraîne la même variation de ΔT pour des énergies proches ce qui peut traduire la dispersion des points de 100 keV sur l'axe vertical (V1).
- Un autre problème détecté consiste en la déstabilisation de la référence du convertisseur numérique analogique global. Lorsque le signal arrive sur le

comparateur, la référence rebondit pendant 200 ns avec une variation de 17 mV pour des signaux à 511 keV (figure 5.21). Prenant le cas d'une variation de 17 mV sur T1 et T2, celle-là entraîne une variation de 8 ns sur ΔT qui est traduite par 85 keV. Donc, la dispersion des points sur l'axe horizontal (V2) montre bien l'incertitude sur la mesure de la résolution en énergie.

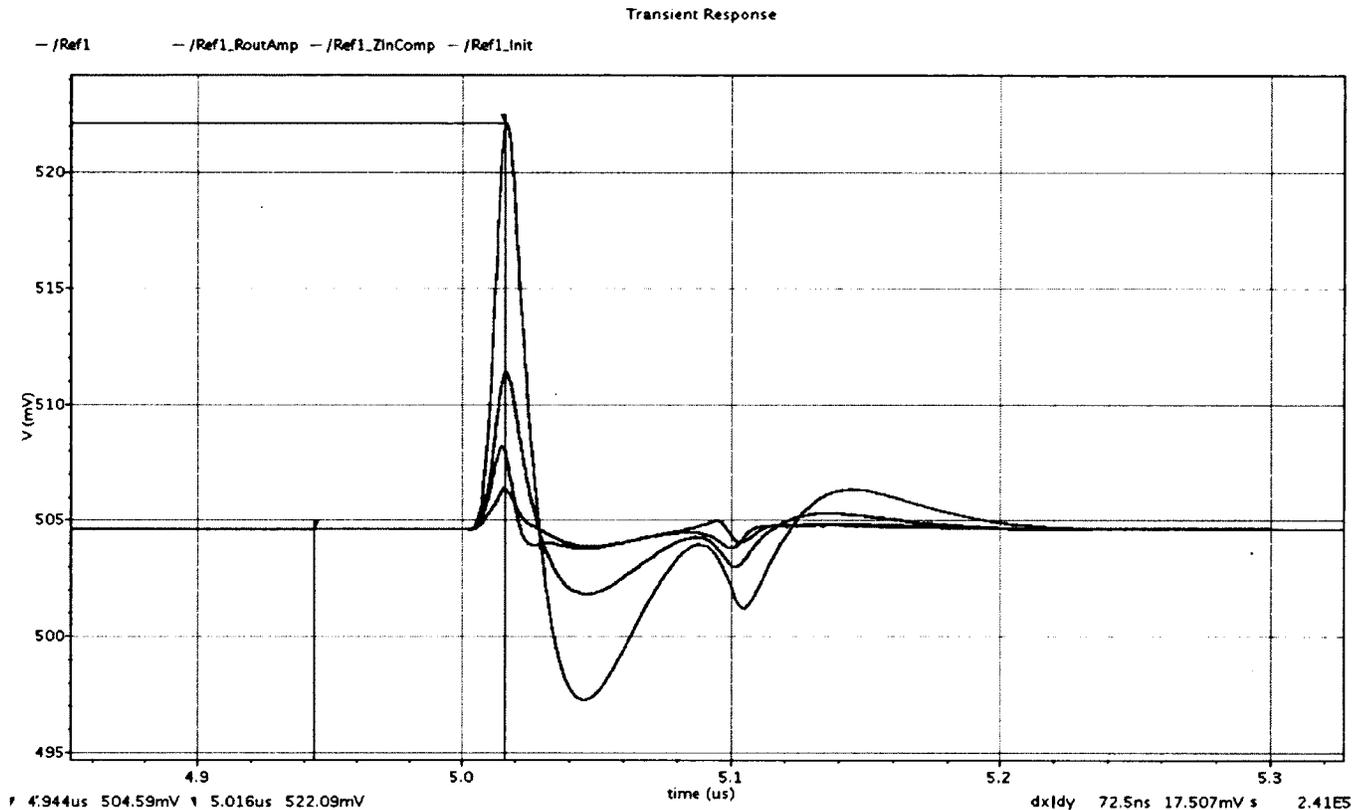


Figure 5.21 : Rebond des seuils à l'entrée du comparateur [74]

- L'échauffement de l'ASIC à cause de son mal fonctionnement introduit du bruit électronique qui influence les mesures prises.

En ce qui concerne la courbe de correction représentée à la figure 5.20, elle a été faite en se basant sur l'amplitude des signaux acquis d'un pad de test à la sortie du canal analogique. Cependant, dans l'ASIC final ce pad ne sera pas accessible. Donc il faut trouver un moyen pour réaliser cette courbe d'une façon numérique. Cette courbe demeure essentielle pour la calibration des canaux et le calcul de la résolution en énergie.

En ce qui concerne l'identification des cristaux, l'idée principale consiste à trouver un critère fiable pour permettre de distinguer facilement les cristaux du *phoswich*, rapide pour identifier en temps réels et enfin facilement intégrable dans un ASIC avec 64 canaux. Plusieurs critères ont été testés sur deux cristaux, le LYSO40ns et le LGSO45ns. Deux ensembles d'acquisitions de 50 000 événements ont été faits pour chaque cristal séparément. Les critères testés sont tous basés sur des sommes et/ou des soustractions. Seulement les deux premiers critères ont montré respectivement 50% et 88% de taux d'identification. Le troisième critère testé est basé sur la logique d'impliquer la pente du signal et son énergie estimée par $(T3-T1)$. Ce critère a montré un taux d'identification de 95,5% entre le LYSO40ns et le LGSO45ns. Comme il n'était pas actuellement possible d'avoir un *phoswich* formé par ces deux cristaux, une simulation a été faite. Cette simulation consiste à varier la quantité de lumière dans un cristal par rapport à l'autre cristal. En effet, lors de la superposition des deux cristaux, le cristal exposé directement à la source (le LGSO45ns dans ce projet) perdra une partie de la lumière détectée dans le cristal posé sur la photodiode (LYSO40ns). Cette variation a été traduite par la variation de l'amplitude des événements. Avec cette simulation, le critère testé montre qu'on pourrait atteindre jusqu'à 99% d'identification lorsque la quantité de lumière est 80% de la quantité de lumière originale. Ainsi, avec cette simulation, il s'avère que le critère choisi est sensible à la variation de la quantité de lumière et que la sélection du critère va être plus compliquée qu'une simple addition ou soustraction.

5.5.3 Amélioration et perspectives

Plusieurs travaux et améliorations peuvent être faits, quelques-uns sont déjà réalisés par les professionnels de recherches et une deuxième version d'ASIC a été déjà fabriquée. Les principales modifications faites sur cet ASIC sont la résolution de la déstabilisation de la référence lorsqu'un signal se présente sur la borne du comparateur. Ensuite, des registres spécifiques pour enregistrer les quatre instants temporels issus des deux ToT, soient T1, T2, T3 et T4 ont été ajoutés. Ces registres vont permettre d'acquérir directement ces informations de l'ASIC sans avoir besoin de l'oscilloscope et du code MATLAB. Enfin, un nouveau cas de figure a été ajouté à la logique de lecture de

données afin de bien ordonnancer les événements et éviter la dominance des événements issus du même canal lorsqu'ils sont présents.

En ce qui concerne les travaux futurs, il faudrait tout d'abord valider la méthode du double ToT dans la mesure de la résolution en énergie avec le nouveau ASIC. Si les nouveaux tests ne donnent pas une bonne résolution en énergie, il faudra essayer une nouvelle technique déjà développée dans la littérature. Il s'agit de la ToT à plusieurs seuils ou à seuils variables [88]. En effet, il s'agit de varier le seuil en fonction de l'amplitude du signal de façon à ce que la gigue temporelle soit toujours minimale. De plus, cette méthode montre une relation linéaire entre la mesure de ΔT et l'énergie des signaux, qui est plus avantageux.

Ensuite, il resterait à tester le critère choisi sur d'autres cristaux comme le LGSO45ns ou LuYAP, de même il serait indispensable de tester la méthode d'identification sur des modules de *phoswichs*. Également, il faudrait tester l'effet de la diaphonie optique sur cette méthode ainsi que la diaphonie électronique. Malgré que les premiers résultats du critère d'identification semblent fonctionner, d'autres critères vont être testés tout en tenant comptes de l'aspect physique et de la complexité du critère.

En ce qui concerne la courbe de correction, il faut essayer de reconstituer le signal en se basant sur les instants T1, T2, T3 et T4 pour déterminer l'amplitude du signal ensuite il restera à générer une table de coïncidence entre les variations de ΔT et l'amplitude (énergie du signal) afin de calibrer l'ASIC.

Enfin, il faut prévoir à intégrer la méthode d'identification dans le bloc numérique de l'ASIC, et si nécessaire, adapter l'architecture des canaux et réaliser les modifications et les améliorations nécessaires.

Conclusion

Dans une première partie de ce chapitre, le choix du filtre de mise en forme pour l'ASIC a été fait. Le filtre choisi est le filtre CR-RC à 70 ns. Il permet d'avoir une résolution en temps de 3.7 ns en coïncidence et 6.4% FWHM comme résolution en énergie avant correction. Ensuite, les résultats de l'utilisation de la méthode de la ToT à doubles seuils

ont été présentés. Les seuils choisis, 28 mV pour le 1^{er} et 100 mV pour le 2^e seuil permettaient d'avoir une résolution en énergie de 28% FWHM pour le LYSO40ns et 29% FWHM pour le LGSO45ns. Dans la 3^e partie de ce chapitre, les résultats des différents critères ont été présentés. Les 3 premiers critères ont été écartés à cause de leur faible taux d'identification, voire nul. Le 4^e critère montre un taux d'identification de 88.4%. Cependant avec le 5^e critère on a pu démontrer avec une simulation de phoswich un taux d'identification avoisinant 99%. Ce taux reste à confirmer avec des détecteurs en phoswich, car dans la simulation, l'interaction intercristaux a été négligée et seulement la perte de lumière a été retenue.

Enfin, une discussion des différents problèmes rencontrés ainsi que les améliorations attendues a été faite. Malgré que les autres méthodes déjà développées au GRAMS possèdent des taux d'identification qui se rapprochent de 100%, cette méthode a l'avantage d'être intégrable dans l'ASIC du LabPET II, car l'utilisation des anciennes méthodes avec la densité des canaux qui se rapproche des 37 000 canaux devient impossible.

CHAPITRE 6 : CONCLUSION

L'objectif de ce travail de maitrise était de trouver une nouvelle méthode d'identification de cristaux dans un *phoswich* dans le cadre de conception d'un scanner pour petits animaux basés sur des photodiodes à avalanches, le LabPET II. La méthode proposée est basée sur la technique de mesure du temps au-dessus d'un seuil (ToT). Les résultats obtenus sont prometteurs. En effet, cette méthode permet d'avoir un bon taux d'identification, mais qui reste à valider avec le prochain circuit et en utilisant des *phoswichs*. Ensuite, elle est assez rapide pour faire la discrimination des cristaux en temps réel et enfin, l'électronique associée à cette méthode a été conçue et optimisée pour l'intégrer éventuellement dans la chaîne d'acquisition électronique de l'ASIC du LabPET II.

Ce document constitue la mémoire de ce projet de maitrise. Dans ce projet, ma contribution a été sur plusieurs niveaux : calcul du filtre de mise en forme, conception du comparateur (section 4.1.3 e) et des registres différentiels, conception de l'ASIC global avec la collaboration de plusieurs étudiants à la maîtrise et professionnels, le routage global de l'ASIC, l'acquisition de signaux TEP, tests de critères de TOT et enfin extrapolation vers un *phoswich*. Dans ce document la conception du comparateur et des registres différentielle n'a pas été présenté.

Le premier chapitre était une mise en contexte du projet. Le nouveau scanner LabPET II possède environ 37000 détecteurs avec une électronique de lecture individuelle pour chaque détecteur. Cette électronique est basée sur la technique de mesure du temps au-dessus d'un seuil (ToT). Cependant avec cette densité, le problème de parallaxe est exacerbé à cause de la longueur non nulle de détecteurs. La mesure de profondeur d'interaction par la méthode des *phoswichs* est une des solutions pour diminuer cet effet. Cette technique nécessite des algorithmes pour la discrimination entre les cristaux du *phoswich*. C'est dans ce cadre que s'intègre la problématique de ce projet. En effet, il s'agit de trouver un moyen de faire l'identification entre deux cristaux en *phoswich* en se basant sur la méthode de ToT, et tout en se rapprochant des performances déjà atteintes par d'autres méthodes élaborées. Une deuxième section de ce chapitre était dédiée aux

objectifs spécifiques attendus dans le cadre de réalisation de ce projet. Enfin, la démarche à suivre a été décrite.

Le deuxième chapitre a porté sur la description de la TEP. Une première partie a été consacrée à la physique de la TEP, les radiotraceurs ainsi que les scintillateurs les plus utilisés. Les performances TEP comme la résolution spatiale, le contraste et la sensibilité étaient le deuxième point abordé de ce chapitre. Une étude des différents facteurs qui les dégradent a été aussi présentée.

Le troisième chapitre s'est consacré à étudier les différentes architectures électroniques utilisées dans les scanners TEP et à présenter les méthodes d'identification des cristaux dans les *phoswichs*. Ces méthodes, qui varient selon les algorithmes utilisés (analogiques, numériques, RNA...), présentent toutes une bonne capacité d'identification qui peut aller au-delà de 98%. Cependant, elles deviennent très coûteuses à implémenter en présence d'une grande densité de détecteurs.

Dans le chapitre 4, une présentation du LabPET II a été faite ainsi que l'architecture du circuit intégré spécifique du traitement des signaux. Ce circuit a adopté la méthode ToT déjà utilisée dans d'autres scanners, mais améliorée par l'utilisation de deux seuils. L'analyse du bruit d'un signal TEP à 511 keV avec les outils mathématiques a montré que l'utilisation des deux seuils permet de minimiser l'erreur sur la mesure de l'estampille du temps et sur la mesure de l'énergie. L'algorithme d'identification a tiré davantage de cette méthode à double seuils. En effet, en utilisant les informations issues du croisement des deux seuils avec le signal et un code développé sur MATLAB, un critère d'identification a été élaboré et a fait preuve d'une bonne identification.

Le chapitre 5 présentait les résultats qui ont permis de faire la validation de cette nouvelle méthode de ToT avec deux seuils pour la mesure de l'énergie et pour détermination du critère d'identification. Une résolution en énergie de 28% FWHM pour le LYSO40ns et une résolution de 29% FWHM pour le LGSO45ns ont été mesurées. L'erreur de discrimination était de moins de 5% entre le LGSO45ns et le LYSO40ns. Enfin, malgré les pourcentages peu élevés, les résultats présentés dans ce chapitre sont prometteurs pour l'identification de cristaux dans un *phoswich* et des recherches dans cet axe permettront de mieux exploiter cette méthode.

Pour conclure, une nouvelle méthode d'identification de cristaux basée sur la méthode de ToT à double seuils a été élaborée au cours de ce projet. Cette méthode a démontré des taux d'erreurs élevés à comparer de celles déjà présentées dans la littérature. De plus, le critère d'identification de cette méthode est basé sur des opérations de sommations. Ceci permettra de l'implémenter facilement dans l'électronique numérique de l'ASIC. Et dans ce cas, une discrimination de cristaux en temps réels peut être réalisée et une mesure de la profondeur d'interaction dans un *phoswich* peut être faite. Aussi, avec cette méthode la résolution spatiale radiale peut être améliorée.

Une deuxième version de l'ASIC a été développée pour corriger certains problèmes rencontrés dans le circuit et améliorer d'autres performances. Une autre version sera planifiée avant d'intégrer cet ASIC dans la version commerciale du LabPET II. Dans cette version, une méthode numérique pour la détermination de l'amplitude des signaux sera faite. Cette méthode va permettre de déterminer adéquatement l'énergie des signaux afin de calibrer la ToT et mesurer la résolution en énergie. De plus, elle contiendra l'implantation numérique de la solution proposée dans ce mémoire après validation sur des *phoswichs*. Si les résultats sont négatifs, un autre critère sera déterminé, testé et implémenté.

En définitive, le scanner LabPET II sera unique dans son genre en termes de densité de détecteurs et avec sa résolution spatiale en bas de 1 millimètre, les chercheurs en oncologie seront capables de détecter des tumeurs même dans les organes les plus petits des rongeurs. Il en découlera le développement de nouveaux médicaments et de nouveaux traitements pour les cancers et autres pathologies.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] de Dreuille, O. Maszelin, P. Foehrenbach, H. Bonardel, G. et Gaillard J.-F. (2002). Principe et technique de la tomographie par émission de positons (TEP). *Radiodiagnostic - Principes et techniques d'imagerie, Encyclopedie Médico-Chirurgicale (Editions Scientifiques et Médicales Elsevier SAS, Paris)*, 35-310-A-10, 22 p.
- [2] Bonardel, G. Carmoi, T. Gontier, E. Lecoules, S. Cambon, A. Foehrenbach, H. Algayres, J.-P. (2011). Apport de la tomographie par émission de positons dans la prise en charge de la sarcoïdose. *La revue de médecine interne*, volume 32, numéro 2, p. 101-108
- [3] Cherry, S. R. Sorenson, J. A. Phelps M. E. (2003). *Physics in Nuclear Medicine*. 3^e édition. W B Saunders Co, Philadelphia, PA, États-Unis, 544 p.
- [4] Semmaoui, H. Viscogliosi, N. Bélanger, F. Michaud, J.-B. Pepin, C. M. Lecomte, R. et Fontaine R. (2008). Crystal Identification Based on Recursive-Least-Squares and Least-Mean-Squares Auto-Regressive Models for Small Animal PET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 55, numéro 5, p. 2450-2454.
- [5] Mosset, J.-B (2006). *Développement d'un module de détection phoswich LSO/LuYAP pour le prototype de caméra à positrons ClearPET*. Thèse de doctorat. École polytechnique fédérale de Lausanne, Lausanne, Canton de Vaud, Suisse. 172 p.
- [6] Dongming, H. et Gremillion, T. (2007). Verification of Neural Network Based Algorithm for Crystal Identification of PET Block Detector. *IEEE Nuclear Science Symposium*, volume 4. Honolulu, HI, États-Unis, p. 2847-2850.
- [7] Xishan, S. Shi, W. Yaqiang, L. Yan, X. Rong, Z. Zhaoxia, W. et Yongjie J. (2008). A Fast Accuracy Crystal Identification Method Based on Fuzzy C-Means (FCM) Clustering Algorithm for MicroPET. *International Conference on BioMedical Engineering and Informatics (BMEI)*, volume 1. Sanya, Chine, p. 779-782

- [8] Bebek, C. et Dobbins J. (1995). Time over Threshold Technique for a Drift Chamber Readout System. *5th annual conference on electronics for Particle Physics*. Chesnut Ridge, NY, États-Unis.
- [9] Kipnis, I. Collins, T. DeWitt, J. Dow, S. Frey, A. Grillo, A. Johnson, R. Kroeger, W. Leona, A. Luo, L. Mandelli, E. Manfredi, P.F. Melani, M. Momayezi, M. Morsani, F. Nyman, M. Pedrali-Noy, M. Poplevin, P. Spencer, E. Re, V. et Roe, N. (1997). A Time over Threshold Machine: the Readout Integrated Circuit for the BABAR Silicon Vertex Tracker. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 44, numéro 3, p. 289-297
- [10] Anghinolfi, F. Jarron, P. Martemiyarov, A. N. Usenko, E. Wenninger, H. Williams, M. C. S. et Zichichi, A. (2004). NINO: An ultra-fast and low-power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 533, numéro 1-2, p. 183-187.
- [11] Wu, J.-J Heng, Y.-K Sun, Z.-J Wu, C. Zhao, Y.-D. Yang, G.-A. et Jiang, C.-H. (2008). A study of Time over Threshold (ToT) technique for plastic scintillator counter. *Chinese Physics C (HEP & NP)*, volume 32, numéro 3, p. 186-190.
- [12] Brownell, G. L. (1999). A History of Positron Imaging. Dans M. J. Flynn, *NERS/BIOE481*, http://www.engin.umich.edu/class/ners580/nersbioe_481/lectures/pdfs/Brownell1999_historyPET.pdf. (page consultée le 22 Février 2012).
- [13] Wacholtz, E.H. History and Development of PET. Dans ECEI, *CEwebsources*. <http://www.cewebsource.com/coursePDFs/historyofPET.pdf> (page consultée le 22 Février 2012).
- [14] Powsner, R. A. et Powsner, E.R. (2006). *Essential Nuclear Medicine Physics*. 2^{ème} édition. Blackwell Publishing Ltd, Malden, MA, É.U. 205 p.
- [15] Tétrault, M.-A. (2006). *Étude théorique et conception d'un système de détection de coïncidences en temps réel dédié à un Tomographe d'Émission par Positrons pour petits animaux*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, 97 p.
- [16] Tétrault, M.-A. Viscogliosi, N. Riendeau, J. Bélanger, F. Michaud, J.B. Semmaoui, H. Bérard, P. Lemieux, F. Arpin, L. Cadorette, J. Pepin, C.M. Robert, G. Lepage, M. D. Lecomte, R. et Fontaine, R. (2006). System Integration of the LabPET Small Animal PET Scanner. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, volume 6, San Diego, California, USA, p. 1880-1884.

- [17] Knoll, G.F. (2010). *Radiation Detection and Measurement*. 4e édition. John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, É-U, 830 p.
- [18] Lempicki, A. et Glodo, J. (1998). Ce-Doped Scintillators: LSO and LuAP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 416, numéro 2-3, p. 333-344.
- [19] Levin, C. S. et Zaidi. H. (2007). Current Trends in Preclinical PET System Design. *PET Instrumentation and Quantification*, volume 2, numéro 2, p. 125-160.
- [20] Lecomte, R. Pépin, C. M. Rouleau, D. Saoudi, A. Andreaco, M. S. Casey, M. E. Nutt, R. Dautet, H. et Webb, P. P. (1998). Investigation of GSQ, LSO and YSO Scintillators using reverse avalanche photodiodes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 45, numéro 3, p. 478-482.
- [21] Pépin, C. M. (2007). *Développement et évaluation de détecteurs multicristaux à base de photodiodes avalanches pour scanner bimodal TEP/TDM*. PhD, Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, 217 p.
- [22] Budinger, T. F. (1998). PET Instrumentation: What are the Limits? *Seminars in Nuclear Medicine*, volume 28, numéro 3, p. 199-276.
- [23] Tarantola, G. Zito, F. et Gerundini, P. (2003). PET Instrumentation and Reconstruction Algorithms in Whole-Body Applications. *The Journal of Nuclear Medicine*, volume 44, numéro 5, p. 756-769.
- [24] Witherspoon, E. D. Karp, J. S. Casey, M. E. Difilippo, F. P. Hines, H. Muehlechner, G. Simcic, V. Stearns, C. W. Adam, L.-E. Kohlmyer, S. et Sossi, V. (2002). PET Performance Measurements Using the NEMA NU 2-2001 Standard. *The Journal of Nuclear Medicine*, volume 43, numéro 10, p. 1398-1409.
- [25] Mosset, J.-B. (2006). *Développement d'un module de détection phoswich LSO/LuYAP pour le prototype de caméra à positrons ClearPET*. Thèse de doctorat. École polytechnique fédérale de Lausanne. Lausanne, Canton de Vaud, Suisse. 172 p.
- [26] Moses, W. W. et Derenzo S.E. (1993). *Empirical Observation of Resolution Degradation In Positron Emission Tomographs Utilizing Block Detectors*. *The Journal of Nuclear Medicine*, volume 34, numéro 1, p. 101.

- [27] Derenzo, S. E. Moses, W. W. Huesman, R. H. et Budinger, T. F. (1993). *Critical instrumentation issues for <2 mm resolution, high sensitivity brain PET. Quantification of Brain Function*, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, The Netherlands. p. 25-37
- [28] Yousefzadeh, H. C. (2010). *Identification des cristaux dans un détecteur phoswich appliqué à la tomographie d'émission par positrons*. Thèse de doctorat. Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada. 173 p.
- [29] MacDonald, L. R. et Dahlbom, M. (1998). Depth of Interaction for PET Using Segmented Crystals. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 45, numéro 4, p. 2144-2148.
- [30] Miyoka, R. S. Lewellen, T. K. Yu, H. et McDaniel, D. L. (1997). Design of Depth of Interaction (DOI) PET Detector Module. *Nuclear Science Symposium Conference Record*. Honolulu, Hawaii, USA, volume 2, p. 939-943.
- [31] Murayama, H. Ishibashi, H. Uchida, H. Omura, T. et Yamashita, T. (2000). Design of Depth of Interaction Detector with a PS-PMT for PET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 47, numéro 3, p. 1045-1049.
- [32] Moses, W. W. et Derenzo, S. E. (1994). Design Studies for a PET Detector Module using a PIN Photodiode to measure Depth of Interaction. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 41, numéro 4, p. 1441-1445.
- [33] Schmand, M. Eriksson, L. Casey, M. E. Wienhard, K. Flüge, G. et Nutt. R. (1999). Advantages Using Pulse Shape Discrimination to Assign the Depth of Interaction Information (DOI) from a Multi Layer Phoswich Detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 46, numéro 4, p. 985-990.
- [34] Chung, Y. H. Choi, Y. Cho, G. Choe, Y. S. Lee, K.-H. et Kim, B.-T. (2005). Optimization of Dual Layer Phoswich Detector Consisting of LSO and LuYAP for Small Animal PET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 52, numéro 1, p. 217-221.
- [35] Mosset, J.-B. Devroede, O. Krieguer, M. Rey, M. Vieira, J.-M. Jung, J. H. Kuntner, C. Streun, M. Ziemons, K. Auffray, E. Sempere-Roldan, P. Lecoq, P. Bruyndonckx, P. Loude, J.-F. Tavernier, S. et Morel, C. (2006). Development of an Optimized LSO/LuYAP Phoswich Detector Head for the Lausanne ClearPET Demonstrator. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 53, numéro 1, p. 25-29.

- [36] Pepin, C. M. Bergeron, M. Thibaudeau, C. Bureau-Oxton, C. Shimizu, S. Fontaine, R. et Lecomte, R. (2010). Digital Identification of Fast Scintillators in Phoswich APD-Based Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 57, numéro 3, p. 1435-1440.
- [37] ClearPET dans Raytest, <http://www.raytest.de/pet/clearPET/hs~clearPET.html>, (page consultée le 09 janvier 2013).
- [38] Koua, K.M.C. (2010). *Conception d'un préamplificateur de charge faible bruit pour un scanner TEP/TDM en technologie CMOS 0,18 μm* . Mémoire de maîtrise. Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada. 133 p.
- [39] Casey, M.E. Reynolds, C. Binkley, D.M. et Rochelle, J. M. (2003). Analysis of Timing Performance for an APD-LSO Scintillation Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 504, numéro 1-3, p. 143-148.
- [40] Carusone, T. C. Johns, D. A. et Martin, K. W. (2012). *Analog Integrated Circuit Design*. 2^e édition. John Wiley and Sons Inc, Hoboken, NJ, États-Unis. 785 p.
- [41] Razavi, B. (2001). *Design of Analog CMOS Integrated Circuits*. McGraw Hill, New York, NY, États-Unis. 684 p.
- [42] Re, V. Manghisoni, M. Ratti, L. Speziali, V. et Traversi, G. (2005). Survey of Noise Performances and Scaling Effect in Deep Submicrometer CMOS Devices From Different Foundries. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 52, numéro 6, p. 2733-2740.
- [43] Abramowitz, M. et Davidson. M. W. Concept in Digital Imaging Technology: Photomultiplier Tubes. Dans *Hamamatsu*. <http://learn.hamamatsu.com/articles/photomultipliers.html> (page consultée le 15 janvier 2013).
- [44] Suzuki, S. Nakaya, T. Suzuki, A. et Suzuki, H. (1993). PMTs of Superior Time Resolution, Wide Dynamic Range, and Low Cross-Talk Multi-Anode PMTs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 40, numéro 4, p. 431-433.
- [45] Yoshizawa, Y. et Takeuchi, J. (1997). The latest Vacuum Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 387, numéro 1-2, p. 33-37.
- [46] Vallerga, J. Hull, J. et Lampton, M. (1988). Construction and Evaluation of an Imaging Focussed-Mesh Electron Multiplier for Space Instrumentation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 35, numéro 1, p. 539-542.

- [47] Spring, K. R. et Davidson. M. W. Concept in Digital Imaging Technology: Avalanche Photodiodes. Dans *Hamamatsu*. <http://learn.hamamatsu.com/articles/photomultipliers.html>. (page consultée le 15 janvier 2013).
- [48] Renker, D. (2007). New Trends on Photodetectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 571, numéro 1-2, p. 1-6.
- [49] Cova, S. Ghioni, M. Lacaïta, A. Samori, C. et Zappa, F. (1996). Avalanche Photodiodes and Quenching Single Photon Detection. *Applied Optics*, volume 35, numéro 12, p. 1956-1976.
- [50] Piemonte, C. (2006). A New Silicon Photomultiplier Structure for the Blue Light Detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 568, numéro 1, p. 224-232.
- [51] Silicon Photomultiplier Dans Functional Imaging and Instrumentation Group of the University of Pisa. http://www.df.unipi.it/~fiig/research_sipm.htm. (page consultée le 16 janvier 2013).
- [52] Dolgoshein, B. Balagura, V. Buzhan, P. Danilov, M. Filatov, L. Garutti, E. Groll, M. Ilyin, A. Kantserov, V. et Kaplin, V. (2006). Status Report on Silicon Photomultiplier Development and its Applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 563, numéro 2, p. 368-376.
- [53] Fontaine, R. Bélanger, F. Viscogliosi, N. Semmaoui, H. Tétrault, M.-A. Michaud, J.-B. Pepin, C. Cadorette, J. et Lecomte, R. (2009). The Hardware and Signal Processing Architecture of LabPET™, a Small Animal APD-Based Digital PET Scanner. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 56, numéro 1, p. 3-9.
- [54] Streun, M. Brandenburg, G. Larue, H. Parl, C. et Ziemons, K. (2006). The Data Acquisition System of ClearPET Neuro – a Small Animal PET Scanner. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 53, numéro 3, p. 700-703
- [55] Pratte, J.-F. Junnarkar, S. Deptuch, G. Fried, J. O'Connor, P. Radeka, V. Vaska, P. Woody, C. Schlyer, D. Stoll, S. Maramraju, S.H. Krishnamoorthy, S. Lecomte, R. et Fontaine. R. (2008). The RatCAP Front-End ASIC. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 55, numéro 5, p. 2727-2735.
- [56] Spanoudaki, V. Ch. McElroy, D. P. et Ziegler. S. I. (2006). An Analog Signal Processing ASIC for a Small Animal LSO-APD PET Tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 564, numéro 1, p. 451-462.

- [57] Powolny, E. Auufray, E. Brunner, S. E. Garutti, E. Goettlich, M. Hillemanns, H. Jarron, P. Lecoq, P. Meyer, T. Schultz-Coulon, H.C. Shen W. Williams, M. C. S. (2011). Time-Based Readout of a Silicon Photomultiplier (SiPM) for Time of Flight Positron Emission Tomography (TOF-PET). *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 58, numéro 3, p. 597-604
- [58] Shimazoe, K. Wang, Y. Takahashi, H. Yoshino, M. Kataoka, J. Yamaya, Y. Yanagida, T. Yoshikawa, A. et Kumagai, K. (2011). Time over Threshold Based Digital Animal PET (TODPET). *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Image Conference*, Valence, Espagne, p. 3267-3271.
- [59] Zhang, N. Thompson, C.J. Togane, D. Cayouette, F, et Nguyen, K. Q. (2002) Anode Position and Last Dynode Timing circuits for Dual-Layer BGO Scintillator With PS-PMT Based Modular PET Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 53, numéro 3, p. 2203-2207
- [60] Streun, M. Brandenburg, G. Larue, H. Saleh, H. Zimmermann, E. Ziemons, K. et Halling, H. (2003). Pulse Shape Discrimination of LSO and LuYAP Scintillators for Depth of Interaction Detection in PET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 50, numéro 3, p. 344-347.
- [61] Saoudi, A. Pepin, C. Dion, F. Bentourkia, M. Lecomte, R. Andreaco, M. Casey, M. Nutt, R. et Dautet, H. (1999). Investigation of Depth of interaction by pulse shape discrimination in Multicrystal Detectors Read Out by Avalanche Photodiodes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 46, numéro 3, p. 462-467.
- [62] Schmand, M. Eriksson, L. Casey, M. E. Wienhard, K. Flügge et Nutt, R. (1999). Advantages Using Pulse Shape Discrimination to Assign the Depth of Interaction (DOI) from a Multilayer Phoswich Detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 46, numéro 4, p. 985-990.
- [63] Michaud, J.-B Pepin, C. Lecomte, R. Fontaine, R. (2010). ARMAX-RLS Parameter-Estimation Crystal Identification in Phoswich PET Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 57, numéro 3, p. 982-989.
- [64] Viscogliosi, N. Riendeau, J. Bérard, P. Tétrault, M.-A. Lefebvre, R. Lecomte, R. et Fontaine, R. (2008). Real Time Implementation of a Wiener Filter Based Crystal Identification Algorithm. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 55, numéro 3, p. 925-929.

- [65] Yousefzadeh, H. C. Viscogliosi, N. Tétrault, M.-A. Pepin, C. M. Bérard, P. Bergeron, M. Semmaoui, H. Lecomte, R. et Fontaine, R. (2008). A Fast Crystal Identification Algorithm Applied to the LabPET™ Phoswich Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 55, numéro 3, p. 1644-1651
- [66] Semmaoui, H. Viscogliosi, N. Fontaine, R. et Lecomte, R. (2008). Wavelets-Based Crystal Identification of Phoswich Detectors for Small-Animal PET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 55, numéro 3, p. 930-935
- [67] Ljung L. et Soderstrom T. (1983). *Theory and Practice of Recursive Identification*. MIT Press, Cambridge, MA, États-Unis, p.529
- [68] Les neurones formels dans TPE intelligence artificielle. <http://tpe-ia.lescigales.org/maths.php>. (page consultée le 30 Mai 2013).
- [69] Njejjimana, L. Tétrault, M.-A. Arpin, L. Burghgraeve, A. Maillé, P. Lavoie, J.-C. Paulin, C. Koua, K. Bouziri, H. Panier, S. Ben Attouch, M.W. Abidi, M. Lecomte, R. Pratte, J.-F. et Fontaine, R. (2012). Design of a Real-Time FPGA-based DAQ Architecture for the LabPET II, an APD-based Scanner Dedicated to Small Animal PET Imaging. *Real Time Conference Record*, Berkeley, CA, États-Unis,
- [70] Arpin, L. Koua, K. Panier, S. Bouziri, H. Abidi, M. Ben Attouch, M.W. Paulin, C. Maillé, P. Geoffroy, C. Lecomte, R. Pratte, J.-F. et Fontaine, R. (2011). Embedded Real Time Digital Signal Processing Unit for a 64-Channel PET Detector Module. *Nuclear Science Symposium*. Valence, Espagne. p. 1545-1550.
- [71] Berard, P. Bergeron, M. Pepin, C.M. Cadorette, J. Tétrault, M.-A. Viscogliosi, N. Fontaine, R. Dautet, H. Davies, M. Deschamps, P. et Lecomte, R. (2008). A Novel 64-channel APD-based PET Detector Module with Individual Pixel Readout Achieving Submillimetric Spatial Resolution. *IEEE Nuclear Science Symposium*. Dresden, Germany, p. 5457-5462.
- [72] Bergeron, M. Thibaudeau, C. Cadorette, J. Pepin, C.M. Tétrault, M.-A. Fontaine, R. Dautet, H. Davies, M. Deschamps, P. Fontaine, R. et Lecomte, R. (2011). LabPET II, an APD-Based PET Detector Module with Counting CT Imaging Capability. *Nuclear Science Symposium*. Valence, Espagne. p. 3543-3547.
- [73] Ohkawa, S. Yoshizawa, M. et Husimi, K. (1976). Direct Synthesis of the Gaussian Filter for Nuclear Pulse Amplifiers. *Nuclear Instruments and Methods*, volume 138, p. 85-92.

- [74] Panier, S. (2013). *Conception des circuits de polarisation des détecteurs et de maintien de tension de base du LabPET II*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada 144 p.
- [75] Barue, M. d'Oliveira, O. Silveira, F. (1996). A 2V Rail-to-Rail Micropower CMOS Comparator. *Conference of the Brazilian Microelectronics Society*.
- [76] Koua, K. (2011). Simulation results of the ASIC ICFSHFE2 (LabPETII_Commercial). Document interne du GRAMS, Sherbrooke.
- [77] Arpin, L. (2012). *Conception et intégration d'une architecture numérique pour l'ASIC LabPET™ II, un circuit de lecture d'une matrice de détection TEP de 64 pixels*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, 162 p.
- [78] Abidi, M. (2012). *Conception et implémentation d'un convertisseur temps numérique dans un ASIC en technologie CMOS 0,18µm, appliqué à la tomographie d'émission par positrons* Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada 107 p.
- [79] Ben Attouch M. W. (2011). *Conception d'un capteur de température, d'un récepteur LVDS et d'un générateur de charge en technologie CMOS 0,18 µm pour un scanner TEP/TDM*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, 130 p.
- [80] Ben Attouch M. W. (2009). *Design of a Comparator and a Temperature Sensor for Front End Electronics under CMOS 0.18 µm technology*. Projet de fin d'études, École Nationale d'Ingénieurs de Tunis, Tunisie. 76 p.
- [81] Low Voltage Differential Signaling dans Wikipedia http://fr.wikipedia.org/wiki/Low_Voltage_Differential_Signaling. (Page consultée 30 janvier 2013).
- [82] Abidi, M. (2008). *Conception d'un pilote de communication LVDS à base de la technologie CMOS 0.18 µm*. Projet de fin d'études, École Nationale d'Ingénieurs de Tunis, Tunisie. 81 p.
- [83] De Geronimo, G. et O'Connor, P. (2005). MOSFET Optimization in Deep Submicron Technology for Charge Amplifiers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 52, numéro 6, p. 3223-3232.

- [84] De Geronimo, G. Dragone, A. Grosholz, J. O'Connor, P. et Vernon, E. (2007). ASIC With Multiple Energy Discrimination for High-Rate Photon Counting Applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 54, numéro 2, p. 303-312.
- [85] O'Connor, P. et De Geronimo G. (2002). Prospects for Charge Sensitive Amplifiers in Scaled CMOS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, volume 480, p. 713-725.
- [86] Enz, C. Krummenacher, F. et Vittoz, E. (1995). An Analytical MOS Transistor Model Valid in All Region of Operation and Dedicated to Low Voltage and Low Current Application. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, volume 8, p. 83-114.
- [87] Radeka, V. (1988). *Low-noise techniques in detectors*. Annual Review of Nuclear and Particle Science, volume 38, p. 217-277.
- [88] Shimazoe, K. Takahashi, H. Boxuan S. Orita, T. Furumiya, T. Ooi, J. et Kumazawa, Y. (2012). Dynamic Time Over Threshold Method. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 59, numéro 6, p. 3213-3217.