



UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

Faculté de génie

Département de génie électrique et de génie informatique

**IDENTIFICATION DE CRISTAUX PAR FILTRAGE DE WIENER
POUR TOMOGRAPHIE D'ÉMISSION PAR POSITRONS ET
TOMODENSITOMÈTRE À COMPTAGE DE PHOTONS**

Mémoire de maîtrise es sciences appliquées
Spécialité : génie électrique

Nicolas VISCOGLIOSI

Sherbrooke (Québec), Canada

Juin 2008



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 978-0-494-43029-3
Our file Notre référence
ISBN: 978-0-494-43029-3

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.

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

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

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

■ ■ ■
Canada

RÉSUMÉ

L'imagerie moléculaire constitue une révolution pour la détection précoce de différentes formes de cancers, pour le développement de nouveaux médicaments et pour l'étude de processus biologiques à la base de la vie. La tomographie d'émission par positrons occupe une place de choix dans ce domaine puisqu'elle permet, d'une part, de comprendre les processus métaboliques au niveau tissulaire voire cellulaire, et d'autre part, par sa capacité d'obtenir des informations ultrasensibles et quantitatives; caractéristiques non présentes dans les autres modalités d'imagerie comme la tomodensitométrie et la résonance magnétique nucléaire. Dans le domaine de la recherche médicale, les sujets sont plus souvent qu'autrement des petits animaux tels que les souris et les rats modifiés génétiquement. Pour tirer profit de l'information transmise du petit animal, la résolution spatiale de l'appareil, mesurée en mm, doit être de 3 à 4 fois meilleure que celle nécessaire chez l'être humain.

Les tubes photomultiplicateurs couplés à une matrice de scintillateurs sont très utilisés pour leur faible coût par canal et leur niveau de bruit très bas. Par contre, ceux-ci présentent une incertitude de codage et un effet paralysant important. De leur côté, les photodiodes à avalanche permettent une lecture individuelle des scintillateurs sans erreur de codage et offrent ainsi le potentiel d'améliorer la résolution spatiale. Elles souffrent cependant d'un niveau de bruit électronique élevé qui complexifie la conception de circuits électroniques à très faible bruit. Pour diminuer les coûts du système d'acquisition, quelques cristaux peuvent être accolés à une même photodiode à avalanche. Des techniques de traitement de signaux, analogiques ou numériques, servent alors au démultiplexage des deux cristaux. Certaines de ces techniques sont sous optimales par leur faible rendement ou par leur capacité de démultiplexage limitée.

La méthode proposée pour optimiser à la fois le rendement et la capacité de démultiplexage est l'utilisation du filtre de Wiener pour l'identification du cristal excité par le rayonnement issu du sujet placé dans le scanner. Le filtre de Wiener est un filtre optimum faisant partie d'une classe spéciale du domaine du filtrage

adaptatif. Sa solution unique se trouve par un calcul mathématique simple et direct qui se prête parfaitement à l'implantation dans une matrice de portes logiques programmable (FPGA). L'implantation de cet algorithme dans le scanner LabPETTM permettra à court terme d'améliorer les performances de démultiplexage des détecteurs à base de photodiodes à avalanche couplés à des cristaux ainsi que d'augmenter le taux de traitement de données à l'intérieur du scanner. À plus long terme, la sensibilité du scanner pourra être bonifiée par le traitement des photons diffusés Compton entre cristaux qui augmenteront de façon importante le débit d'événements à traiter par l'algorithme.

REMERCIEMENTS

À mon directeur Réjean Fontaine qui a su me
guider dans mon parcours professionnel

À ma famille et plus particulièrement à ma
mère qui n'a cessé de croire en moi

Au Conseil de recherches en sciences naturelles et
en génie du Canada pour son soutien financier

TABLE DES MATIÈRES

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | INTRODUCTION..... | 1 |
| 2 | CONCEPTS FONDAMENTAUX ET PRÉSENTATION DU LABPET™ | 4 |
| 2.1 | TOMOGRAPHIE D'ÉMISSION PAR POSITRONS | 4 |
| 2.2 | TOMODENSITOMÉTRIE..... | 9 |
| 2.2.1 | <i>Tomodensitométrie par mesure de flux ou comptage de photons.....</i> | <i>11</i> |
| 2.3 | LABPET™ : TOMOGAPHE D'ÉMISSION PAR POSITRONS / TOMODENSITOMÈTRE..... | 11 |
| 3 | SYSTÈME DE DÉTECTION À BASE DE CRISTAUX MULTIPLEXÉS..... | 14 |
| 3.1 | PROBLÈME DE LA PARALLAXE..... | 14 |
| 3.2 | AUGMENTATION DE LA RÉOLUTION SPATIALE | 16 |
| 3.3 | DISCRIMINATION DE CRISTAUX DANS UN DÉTECTEUR <i>PHOSWICH</i> | 19 |
| 3.3.1 | <i>Identification de système.....</i> | <i>19</i> |
| 3.4 | SÉLECTION DE LA MÉTHODE..... | 22 |
| 4 | MISE EN FORME ET DISCRIMINATION DES SIGNAUX..... | 25 |
| 4.1 | TRAITEMENTS PRÉLIMINAIRES À L'IDENTIFICATION PAR FILTRE DE WIENER | 25 |
| 4.1.1 | <i>Filtre DC.....</i> | <i>26</i> |
| 4.1.2 | <i>Normalisation</i> | <i>26</i> |
| 4.1.3 | <i>Interpolation</i> | <i>27</i> |
| 4.1.4 | <i>Mise en phase.....</i> | <i>34</i> |
| 4.1.5 | <i>Décimation.....</i> | <i>36</i> |
| 4.2 | TRAITEMENTS SUBSÉQUENTS À L'IDENTIFICATION PAR FILTRE DE WIENER | 38 |
| 4.2.1 | <i>Classification</i> | <i>38</i> |
| 5 | PERFORMANCES DU FILTRE DE WIENER APPLIQUÉ AU LABPET™ | 40 |
| 5.1 | TITRE | 40 |
| 5.2 | SOMMAIRE..... | 40 |
| 5.3 | ABSTRACT | 42 |
| 5.4 | INTRODUCTION | 42 |
| 5.5 | CRYSTAL IDENTIFICATION METHOD | 44 |
| 5.5.1 | <i>Crystal Parametric Space.....</i> | <i>44</i> |
| 5.5.2 | <i>Crystal Parameter Extraction with the Wiener Filter</i> | <i>45</i> |
| 5.6 | IMPLEMENTATION | 46 |
| 5.7 | RESULTS | 47 |
| 5.7.1 | <i>PET-Mode Experiment Results.....</i> | <i>48</i> |
| 5.7.2 | <i>CT-Mode Experiment Results</i> | <i>51</i> |
| 5.7.3 | <i>Phoswich Experiment Results.....</i> | <i>54</i> |
| 5.7.4 | <i>Real-Time Implementation.....</i> | <i>56</i> |
| 5.8 | DISCUSSION AND CONCLUSION | 57 |
| | CONCLUSION | 58 |
| | BIBLIOGRAPHE..... | 62 |

LISTE DES FIGURES

| | |
|--|----|
| FIGURE 2.1 DÉSINTÉGRATION RADIOACTIVE DE TYPE BÊTA | 4 |
| FIGURE 2.2 ANNIHILATION DU POSITRON ET DÉTECTION DES PHOTONS DE 511 KEV | 5 |
| FIGURE 2.3 TYPES DE COÏNCIDENCES..... | 6 |
| FIGURE 2.4 DIFFUSION DE TYPE COMPTON | 7 |
| FIGURE 2.5 DISTRIBUTION TEMPORELLE DES COÏNCIDENCES | 8 |
| FIGURE 2.6 FONCTIONNEMENT DE LA TOMODENSITOMÉTRIE..... | 9 |
| FIGURE 2.7 MÉCANIQUE DU DÉTECTEUR | 12 |
| FIGURE 2.8 ARCHITECTURE ÉLECTRONIQUE DU LABPET™ | 13 |
| FIGURE 3.1 EXPOSITION DU PROBLÈME DE PARALLAXE | 15 |
| FIGURE 3.2 MITIGATION DU PROBLÈME DE PARALLAXE | 15 |
| FIGURE 3.3 SCHÉMA GÉNÉRAL D'UN TPM SENSIBLE À LA POSITION..... | 17 |
| FIGURE 3.4 RÉSEAU ANODIQUE D'UN TPM SENSIBLE À LA POSITION..... | 17 |
| FIGURE 3.5 RÉOLUTION EN POSITION D'UN TPM SENSIBLE À LA POSITION | 17 |
| FIGURE 3.6 SCHÉMA GÉNÉRAL D'UNE PDA SENSIBLE À LA POSITION | 18 |
| FIGURE 3.7 RÉOLUTION EN POSITION D'UNE PDA SENSIBLE À LA POSITION..... | 18 |
| FIGURE 3.8 PRINCIPES GÉNÉRAUX D'IDENTIFICATION DE SYSTÈMES..... | 20 |
| FIGURE 3.9 PRINCIPES GÉNÉRAUX D'IDENTIFICATION DE SOUS-SYSTÈMES | 21 |
| FIGURE 4.1 CHAÎNE DE TRAITEMENT DES SIGNAUX PRÉLIMINAIRE AU FILTRE DE WIENER. | 25 |
| FIGURE 4.2 EXEMPLE DU FONCTIONNEMENT DU FILTRE DC SUR UN SIGNAL RÉEL..... | 26 |
| FIGURE 4.3 EXEMPLE DU FONCTIONNEMENT DE LA NORMALISATION EN AMPLITUDE SUR UN SIGNAL RÉEL. | 27 |
| FIGURE 4.4 SCHÉMA D'UN INTERPOLATEUR..... | 27 |
| FIGURE 4.5 EXEMPLE D'INTERPOLATION SUR SIGNAL DÉTERMINISTE LIMITÉ EN FRÉQUENCE. | 28 |
| FIGURE 4.6 PRINCIPES DE L'INTERPOLATION PAR FILTRE PASSE-BAS. | 30 |
| FIGURE 4.7 SCHÉMA D'UN INTERPOLATEUR PAR FILTRE À COEFFICIENTS VARIABLES PÉRIODIQUES..... | 33 |
| FIGURE 4.8 EXEMPLE DE FONCTIONNEMENT DE LA MISE EN PHASE. | 35 |
| FIGURE 4.9 SCHÉMA D'UN DÉCIMATEUR..... | 36 |
| FIGURE 4.10 PRINCIPES DU DÉCIMATEUR..... | 37 |
| FIGURE 5.1 CRYSTAL MATERIAL IDENTIFICATION SCHEME | 43 |
| FIGURE 5.2 PARAMETRIC IDENTIFICATION SCHEME | 44 |
| FIGURE 5.3 FPGA IMPLEMENTATION SCHEME. | 45 |
| FIGURE 5.4 CI DENSITY-PLOT IN PET MODE FOR ⁶⁸ Ge (511 KEV) SOURCE. | 47 |
| FIGURE 5.5 CIA _J -SPECTRA IN PET MODE FOR ⁶⁸ Ge (511 KEV) SOURCE. | 48 |
| FIGURE 5.6 ENERGY SPECTRA OF THE LYSO AND LGSO CRYSTALS IN PET MODE FOR ⁶⁸ Ge (511 KEV) SOURCE. | 48 |
| FIGURE 5.7 CI DENSITY-PLOT IN PET MODE FOR ⁵⁷ Co (122 KEV) SOURCE..... | 49 |
| FIGURE 5.8 CIA _J -SPECTRA IN PET MODE FOR ⁵⁷ Co (122 KEV) SOURCE. | 50 |
| FIGURE 5.9 CI DENSITY-PLOT IN CT MODE FOR ⁵⁷ Co (122 KEV) SOURCE..... | 51 |
| FIGURE 5.10 CIA _J -SPECTRA IN CT MODE FOR ⁵⁷ Co (122 KEV) SOURCE. | 51 |
| FIGURE 5.11 CI DENSITY-PLOT IN CT MODE FOR ²⁴¹ Am (60 KEV) SOURCE..... | 52 |
| FIGURE 5.12 CIA _J -SPECTRA IN CT MODE FOR ²⁴¹ Am (60 KEV) SOURCE. | 53 |
| FIGURE 5.13 CIA _J -SPECTRA IN PET MODE FOR ⁶⁸ Ge (511 KEV) SOURCE. | 54 |

FIGURE 5.14 ENERGY SPECTRUM OF LGSO/LYSO PHOSWICH ARRANGEMENT AND
CORRESPONDING POST-CI RECONSTRUCTED ENERGY SPECTRA FOR BOTH CRYSTALS
(LYSO AND LGSO) IN PET MODE FOR ^{68}Ge (511 KEV) SOURCE. 54

FIGURE 5.15 FIXED-POINT FPGA IMPLEMENTED CI A_I -ERROR-SPECTRA RELATIVE TO
MATLAB FLOATING-POINT ALGORITHM. 55

LISTE DES TABLEAUX

| | |
|--|----|
| TABLEAU 2.1. DISTANCE MOYENNE D'ANNIHILATION D'UN POSITRON (DANS L'EAU) PAR RAPPORT À SON SITE D'ÉMISSION POUR DIFFÉRENTS ISOTOPES | 5 |
| TABLEAU 4.1. PROPRIÉTÉS DES FENÊTRES POUR FILTRE FIR..... | 32 |
| TABLEAU 5.1 SCINTILLATOR PHYSICAL CHARACTERISTICS | 42 |
| TABLEAU 5.2 CSP CHARACTERISTICS FOR PET & CT CONFIGURATION MODE..... | 46 |
| TABLEAU 5.3 DISCRIMINATION RATE FOR PET & CT CONFIGURATION MODE..... | 53 |

LEXIQUE

| | |
|----------|---|
| AR | De l'anglais <i>autoregressive</i> , pour désigner, dans le domaine du traitement de signal, un modèle qui actualise sa sortie par pondération des sorties antérieures |
| ARMAX | De l'anglais <i>autoregressive moving average with exogenous variable</i> , pour désigner, dans le domaine du traitement de signal, un modèle qui actualise sa sortie par pondération des entrées/sorties antérieures et d'une variable externe |
| CAN | <u>C</u> onvertisseur <u>a</u> nalogique / <u>n</u> umérique |
| CDV | <u>C</u> hamp <u>d</u> e <u>v</u> ue d'un scanner |
| DSP | De l'anglais <i>digital signal processor</i> , pour désigner un microprocesseur optimisé pour le calcul |
| FPGA | De l'anglais, <i>field programmable gate array</i> , pour désigner une matrice de portes logiques programmable |
| keV | <u>K</u> ilo <u>e</u> lectron <u>v</u> olt |
| LGSO | Scintillateur de composition cristalline $\text{Lu}_{0.4}\text{Gd}_{1.6}\text{SiO}_5$ |
| LMS | De l'anglais <i>least mean square</i> , pour désigner une méthode d'optimisation basée sur la moyenne du carré de l'erreur |
| LYSO | Scintillateur de composition cristalline $\text{Lu}_{1.9}\text{Y}_{0.1}\text{SiO}_5$ |
| PDA | <u>P</u> hotod <u>i</u> ode à <u>a</u> valanche |
| PDC | <u>P</u> réamplificateur <u>d</u> e <u>c</u> harges |
| Phoswich | De l'anglais <i>phosphors sandwich</i> , pour désigner un détecteur formé de plusieurs cristaux empilés |
| RIF | Pour désigner, dans le domaine du traitement de signal numérique, un système à réponse impulsionnelle finie |
| RLS | De l'anglais <i>recursive least squares</i> , pour désigner une méthode d'optimisation basée sur la somme du carré de l'erreur |
| TDM | <u>T</u> omodensit <u>m</u> étrie |
| TEP | <u>T</u> omographie d' <u>e</u> mission par positrons |
| TPM | <u>T</u> ube phot <u>m</u> ultiplicateur |
| VHDL | De l'anglais <i>very high speed integrated circuit hardware description language</i> , pour désigner le langage de programmation des circuits numériques, dont les FPGA |

1 INTRODUCTION

L'important degré de similitude génétique entre la souris et l'être humain [Waterston et coll. 2002] [Goertzen et coll. 2002] a ouvert la porte à quantité de recherches dans de nombreux domaines tels que la biologie, la génomique et l'oncologie, pour n'en nommer que quelques-uns. Bon nombre de ces recherches se basent sur des méthodes d'imagerie anatomique (imagerie par résonance magnétique (IRM), tomodensitométrie (TDM)) et métabolique (tomographie d'émission par positrons (TEP) et tomographie d'émission monophotonique (TEMP)) pour observer et comprendre le développement de certaines maladies, mesurer l'efficacité et la spécificité d'un nouveau médicament, détecter et traiter différentes formes de cancers, etc. Une méthode bien connue pour étudier un métabolisme précis est d'administrer à un sujet un marqueur radioactif (ou radiotraceur) – soit une molécule à laquelle on substitue un atome stable par un isotope radioactif – dans le but d'en observer la concentration ou la dynamique de métabolisation [Massoud et coll. 2003]. L'imagerie moléculaire étudie l'évolution de marqueurs radioactifs spécifiques alors que l'oncologie, par exemple, utilise majoritairement le glucose [Strauss et coll. 1991], un support métabolisé par toutes les cellules. Contrairement au glucose, les radiotraceurs spécifiques ne permettent pas de relever les références anatomiques nécessaires à la localisation du métabolisme qui doit donc être obtenue autrement [Lecomte et coll. 2002] [Beyer et coll. 2000]. Pour faciliter la localisation, les chercheurs ont proposé de joindre l'information anatomique à l'information métabolique [Townsend et coll. 2001]. La fusion de l'image provient alors d'information acquise séquentiellement. Ce type d'appareil présente son lot de problèmes : recalage complexe d'images dû au déplacement du sujet et aux mouvements de ses organes (poumons, par exemple) entre les deux acquisitions; résolution et champ de vue différents des deux appareils; assemblage complexe et augmentation du coût de l'appareil. Le Groupe de recherche en appareillage médical de Sherbrooke (GRAMS) et le Laboratoire de tomographie d'émission par positrons (LabTEP), tous deux de l'Université de Sherbrooke, travaillent à la conception d'un appareil d'imagerie bimodal TEP / TDM pour petits animaux à système de détection unique, basé sur des photodiodes à avalanche (PDA) : le LabPETTM [Saoudi 1999b] [Fontaine et coll. 2005a]. Ce scanner est conçu en vue d'acquérir l'information anatomique de la TDM et

l'information métabolique de la TEP. Des tests préliminaires ont démontré le fonctionnement du système de détection dans les deux modalités [Bérard et coll. 2005] [Bérard et coll. 2007]. Pour diminuer les coûts de fabrication de l'appareil, les concepteurs ont fait appel à un détecteur constitué de deux types de cristaux couplés à une PDA unique. Ce type de montage permet de diviser par deux le nombre de canaux d'acquisition électronique du système mais requiert l'utilisation de techniques de discrimination numérique de signaux pour la détermination du type de cristal ayant absorbé le photon d'énergie situé dans la gamme 30–511 keV. Plusieurs approches ont été proposées pour accomplir cette tâche le plus fidèlement et efficacement possible. Parmi ces approches on retrouve la discrimination soit par la forme temporelle du signal [Saoudi et coll. 1999a] [Streun et coll. 2003], soit par le contenu fréquentiel [Streun et coll. 2003] ou encore par identification itérative basée sur des modèles AR [Semmaoui et coll. 2005] ou ARMAX [Michaud et coll. 2003]. Aucune des alternatives proposées n'allie rapidité et justesse. L'augmentation de la rapidité d'exécution de l'algorithme d'identification ouvrirait la porte au traitement en temps réel des diffusions Compton entre cristaux en TEP ainsi que des photons rayons-X en TDM par comptage de photons. Ces travaux de maîtrise visent à augmenter de façon significative le rendement de l'algorithme d'identification AR-LMS utilisé présentement dans le scanner LabPETTM tout en préservant les performances discriminatoires.

L'approche envisagée pour accélérer le traitement nécessaire à l'identification est d'implanter l'algorithme à l'intérieur d'un FPGA qui s'avère le dispositif électronique de choix pour les algorithmes numériques à haut degré de parallélisme. Bien entendu, l'algorithme qui y sera implanté devra se prêter à cette mise en parallèle. Le présent mémoire sera séparé en cinq sections :

La section 2 présentera en premier lieu les principes physiques rencontrés en TEP et en TDM. Il sera aussi question des problèmes qui limitent les performances de ces modalités d'imagerie. Les caractéristiques et l'architecture du *scanner* auquel ces travaux de maîtrise sont dédiés seront exposées, ce qui aidera à comprendre les frontières du projet.

La section 3 traitera du problème de parallaxe, des méthodes qui servent à l'atténuer et des moyens qui permettent d'améliorer ingénieusement la résolution spatiale des tomographes. La discussion se tournera ensuite vers les détecteurs de type *phoswich*, leurs utilités et ce qu'ils impliquent en termes de traitement numérique de signal. Pour finir, les principes de l'identification de système seront exposés ainsi que les raisons qui ont mené à la sélection de la méthode de résolution du problème soulevé par ces travaux de maîtrise.

La section 4 présentera chacune des étapes de pré-traitement et post-traitement des signaux nécessaires au bon fonctionnement de l'algorithme développé dans ces travaux, soit le filtre de Wiener.

La section 5 présentera en détails le fonctionnement du filtre de Wiener et fera état des résultats d'identification obtenus et ce, sous la forme d'un article publié en juin 2008 dans le journal *IEEE Transactions on Nuclear Science*.

2 CONCEPTS FONDAMENTAUX ET PRÉSENTATION DU LABPET™

Comme il a déjà été mentionné, les algorithmes développés dans ce projet de maîtrise doivent être intégrés au *scanner* LabPET™. Ce *scanner* dédié aux études sur les petits animaux peut, à l'aide des mêmes chaînes de traitement électronique, obtenir l'information anatomique et métabolique du sujet. L'information métabolique s'obtient de la TEP et l'information anatomique, de la TDM. Les principes sous-jacents à ces deux méthodes d'imagerie font l'objet du présent chapitre.

2.1 Tomographie d'émission par positrons

La TEP tire profit des isotopes radioactifs caractérisés par un noyau atomique instable à cause d'un rapport protons/neutrons trop élevé [Cherry et coll. 2003]. Ces isotopes ont tendance à se stabiliser par le biais d'une désintégration radioactive. Dans le cas présent, la désintégration se traduit par la conversion d'un proton en un neutron dont résultera l'émission d'un positron e^+ et d'un neutrino ν . Par exemple, un atome de fluor-18 (^{18}F) devient un atome d'oxygène-18 (^{18}O) en émettant un positron et un neutrino (Figure 2.1).

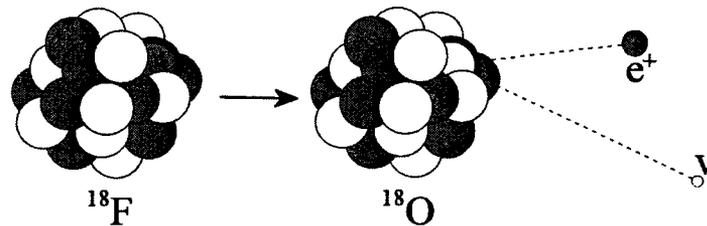


Figure 2.1 Désintégration radioactive de type Bêta

Suite à la désintégration, le positron e^+ émis parcourt une distance (TABLEAU 2.1) qui est fonction de son énergie cinétique d'émission ainsi que de la densité d'électrons du milieu environnant. À la fin de sa course, lorsque l'énergie cinétique du positron est presque nulle, il entre en collision avec un électron e^- provoquant ainsi l'annihilation des deux particules. L'énergie ainsi obtenue, selon la relation $E = mc^2$ et du principe de conservation de l'énergie, est transformée en deux photons émis de façon colinéaire, et possédant chacun une énergie dans le spectre des gammas (γ), soit 511 keV (Figure 2.2) [Raiche 1983]. Les photons de 511 keV voyagent à l'intérieur du scanner et sont arrêtés

par les détecteurs formés de cristaux contenant des matériaux lourds comme le lutécium ou le bismuth. L'énergie absorbée par le cristal est convertie en lumière dans le spectre visible, lumière qui est transformée en courant électrique à l'aide d'un tube photomultiplicateur ou encore, comme dans le cas du LabPET™, d'une photodiode à avalanche (PDA). Les détecteurs sont placés en anneau tout autour du sujet pour former la caméra (Figure 2.2). Une chaîne d'acquisition électronique amplifie les signaux issus du détecteur et extrait le moment t [Leroux et coll. 2003] de l'interaction des photons de 511 keV ainsi que l'énergie Q déposée dans ces derniers. C'est à partir de ces informations et de la position des détecteurs définissant la trajectoire dans le champ que l'image métabolique sera reconstruite.

TABLEAU 2.1. DISTANCE MOYENNE D'ANNIHILATION D'UN POSITRON (DANS L'EAU) PAR RAPPORT À SON SITE D'ÉMISSION POUR DIFFÉRENTS ISOTOPES [BAI ET COLL. 2004]

| Isotope | Distance moyenne (mm) | Isotope | Distance moyenne (mm) |
|------------------|-----------------------|------------------|-----------------------|
| ^{18}F | 0.51 | ^{60}Cu | 3.09 |
| ^{13}N | 1.31 | ^{61}Cu | 1.32 |
| ^{76}Br | 3.47 | ^{62}Cu | 4.39 |
| ^{66}Ga | 6.13 | ^{64}Cu | 0.57 |

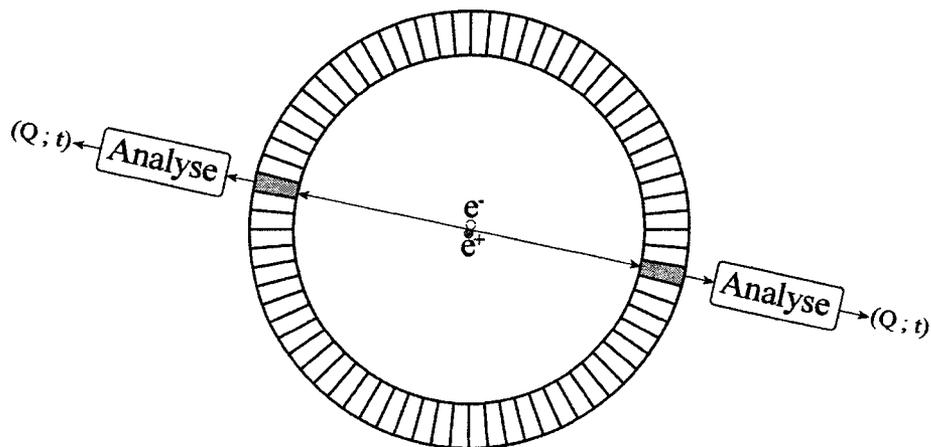


Figure 2.2 Annihilation du positron et détection des photons de 511 keV

Les événements sont ensuite traités par un engin de détection de coïncidences qui détermine les événements provenant potentiellement d'une même annihilation en se basant sur des considérations géométrique, énergétique et temporelle [Tétrault et coll. 2005]. On dit qu'il y a coïncidence lorsque deux événements possédant une énergie suffisante et recoupant le champ de vue du scanner sont détectés à l'intérieur d'une fenêtre temporelle prédéterminée; la largeur optimale de cette fenêtre est déterminée expérimentalement suivant la résolution en temps du système d'acquisition. Le système de détection fait face à plusieurs types de coïncidences qui doivent être distinguées les unes des autres pour optimiser le rapport signal à bruit. En effet, tandis que les coïncidences réelles (Figure 2.3.a) informent sur la trajectoire de l'annihilation, les coïncidences à photons diffusés (Figure 2.3.b) ainsi que les coïncidences fortuites (Figure 2.3.c) injectent du bruit dans l'image. Une coïncidence diffusée survient lorsqu'un photon, ou les deux, issus de l'annihilation est dévié avant la détection. La fortuite est détectée, lorsque deux photons ne provenant pas de la même annihilation sont enregistrés à l'intérieur de la fenêtre de coïncidence. Pour obtenir une bonne qualité d'image, seule les coïncidences réelles devraient être conservées.

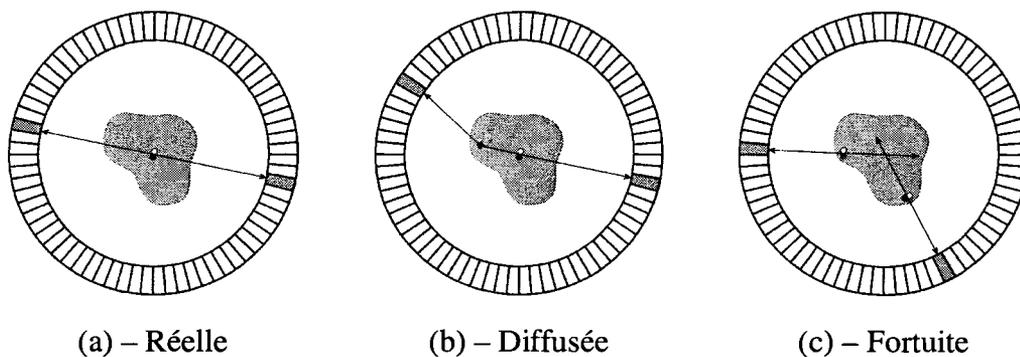


Figure 2.3 Types de coïncidences

Deux modes de diffusion peuvent affecter la trajectoire d'un photon : la diffusion cohérente et la diffusion Compton. La diffusion cohérente se traduit par un changement de trajectoire du photon incident sans perte d'énergie. Le photon qui subit une telle diffusion est automatiquement confondu par le système de détection avec un rayon γ non diffusé. Pour des photons d'une énergie de 511 keV, la probabilité que ce type d'interaction se produise est faible tout comme la moyenne du spectre de déviation angulaire enregistrée [Knoll 2000], ce qui explique qu'en TEP cet effet est généralement

négligé. La diffusion Compton représente, de son côté, une importante proportion des photons détectés et doit donc être considérée par le système de traitement des données. La diffusion Compton a lieu lorsque le photon incident interagit directement avec un électron e^- du milieu environnant (Figure 2.4). Le photon incident transmet une partie de son énergie à l'électron puis change de trajectoire.

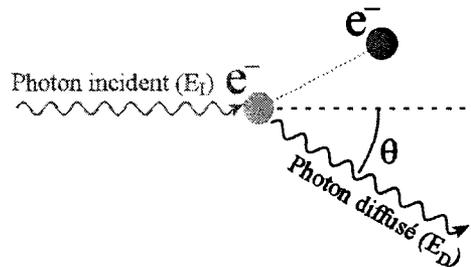


Figure 2.4 Diffusion de type Compton

L'énergie du photon diffusé, et conséquemment sa longueur d'onde, dépend de la déviation angulaire θ du rayon incident et suit la relation [Knoll 2000] :

$$E_D = \frac{E_I}{1 + \frac{E_I (1 - \cos \theta)}{m \cdot c^2}} \quad (2-1)$$

où E_I correspond à l'énergie du photon incident, θ à l'angle formé entre la trajectoire du photon incident et celle du photon diffusé, m à la masse du photon et c à la vitesse de la lumière. Bien que les rayons diffusés par effet Compton contiennent de l'information pertinente à la reconstruction de l'image, leur traitement nécessite une étude statistique évoluée liée à l'incertitude de la mesure de la déviation angulaire et du contenu énergétique, ce qui explique qu'ils ne soient pas considérés par le système. À cet effet, les photons dont l'énergie est inférieure à un certain seuil sont simplement considérés comme ayant subi une diffusion Compton et rejetés, faute d'outils capables de réaliser le traitement de façon assez précise et dans des délais raisonnables.

D'autre part, les coïncidences fortuites occupent une part importante des coïncidences détectées par le système. Il faut comprendre que les émissions de photons 511 keV ont une distribution spatiale tridimensionnelle uniforme. Il devient donc très probable de mesurer deux photons 511 keV provenant de deux annihilations distinctes dans une fenêtre de temps déterminée. Théoriquement, le taux de détection de coïncidences

fortuites (c_{fortuit}) propre à deux canaux présente une distribution statistique uniforme face au décalage temporel τ inter-canaux (Figure 2.5). Sa valeur se calcule à l'aide des taux de comptage d'événements r_x et r_y des canaux x et y par :

$$\frac{d}{d\tau} c_{\text{fortuit}} = r_x \cdot r_y \quad (2-2)$$

On peut estimer le taux de détection de coïncidences fortuites pour une fenêtre de coïncidence $2T$ par :

$$c_{\text{fortuit}} = 2T \cdot r_x \cdot r_y \quad (2-3)$$

L'évaluation du taux de détection des coïncidences fortuites peut être réalisée par une méthode alternative, soit celle de la fenêtre décalée [Tétrault et coll. 2005]. Sachant que la distribution statistique du taux de détection des coïncidences fortuites est uniforme pour tous les délais τ entre canaux, l'utilisation d'une fenêtre de détection hors de la région de coïncidences vraies mènera à la détection de coïncidences fortuites uniquement.

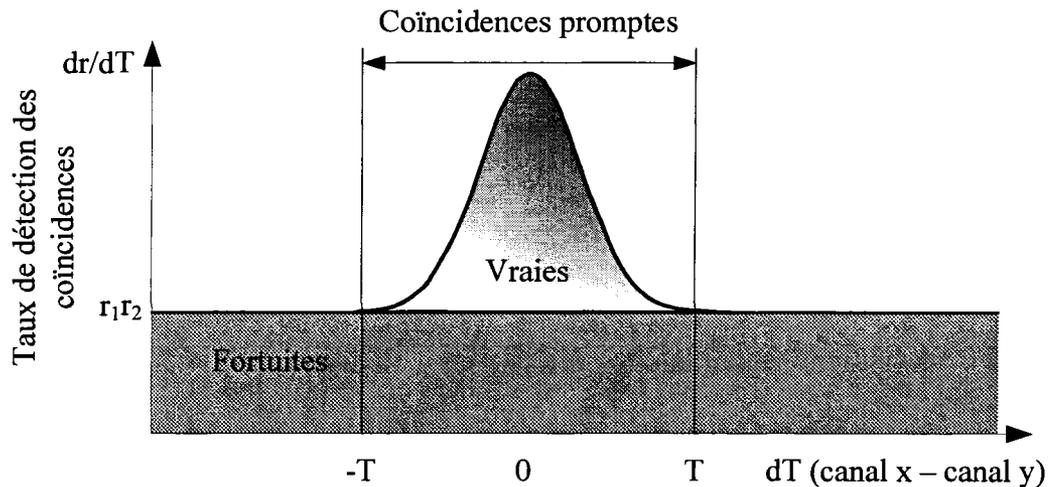


Figure 2.5 Distribution temporelle des coïncidences

Une fois le taux de coïncidences fortuites évalué, il peut être soustrait au taux de coïncidences total (promptes) pour obtenir le taux de coïncidences vraies.

2.2 Tomodensitométrie

La tomodensitométrie est une méthode d'imagerie dite de transmission par opposition à la TEP où les photons sont émis de l'intérieur du sujet. Une source rotative S émet un flux de rayon-X d'intensité I_o en direction de l'objet positionné à l'intérieur du champ de vue (CDV) de l'appareil (Figure 2.6). Les détecteurs, placés tout autour de l'objet, enregistrent l'intensité I_t résultant de l'atténuation engendrée par les tissus situés sur la trajectoire du flux incident selon [Mahesh 2002] :

$$I_t = I_o e^{-\sum_{k=1}^m \mu_k \cdot \Delta x} \quad (2-4)$$

où μ_k est le coefficient d'atténuation linéaire propre au tissu et Δx , sa longueur. L'opération précédente peut être vue comme la projection unidimensionnelle, analogue à la radiographie planaire traditionnelle, d'une tranche bidimensionnelle de l'objet. Pour être en mesure de visualiser la tranche dans son espace bidimensionnel original, il suffit de projeter l'objet à intervalles angulaires réguliers entre 0° et 180° puis d'appliquer un algorithme de reconstruction d'image basé sur la transformation de Radon inverse, telles la projection arrière et la projection arrière filtrée [Paulus et coll. 2000].

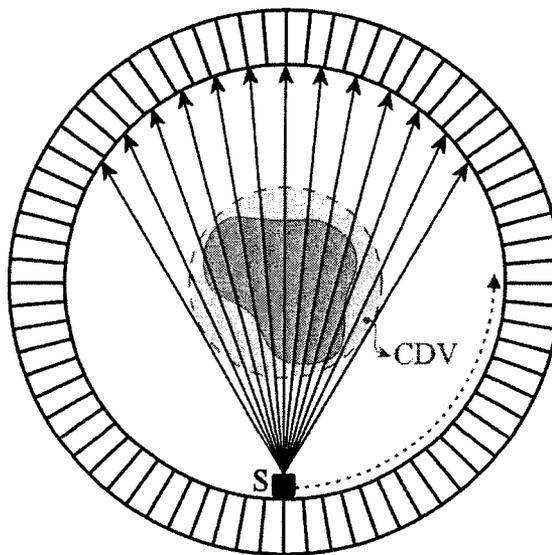


Figure 2.6 Fonctionnement de la tomodensitométrie

L'optimisation du contraste entre les différents tissus du sujet, qu'il soit humain ou animal, passe par une bonne compréhension des principes physiques à la base de l'atténuation de l'intensité des rayons-X par leur passage dans un matériau [Cho et coll. 1975]. L'atténuation globale est décrite par le facteur d'atténuation linéaire :

$$\mu = \mu_{\text{Photoélectrique}} + \mu_{\text{Compton}} \quad (2-5)$$

où $\mu_{\text{Photoélectrique}}$ est le facteur d'atténuation attribuable aux interactions photoélectriques des photons avec les atomes du tissu irradié tandis que le facteur μ_{Compton} tient compte des interactions de type Compton.

Lors d'une interaction de type photoélectrique, un électron d'une orbite interne d'un atome est libéré et ce, en absorbant complètement l'énergie du photon incident. Bien que la relation théorique quant à la probabilité $Pr_{\text{Photoélectrique}}$ de ce type d'interaction demeure inconnue, une bonne approximation réside dans la relation suivante [Webb 2003] :

$$Pr_{\text{Photoélectrique}} \propto \frac{Z_{\text{Eff}}^3}{E^3} \quad (2-6)$$

où Z_{Eff} représente le numéro atomique effectif d'un tissu et E , l'énergie du photon incident. À titre indicatif, le numéro atomique effectif approximatif d'un muscle est de 7.4, celui du gras de 5.9 et celui d'un os de 20.

D'autre part, on parle d'interaction Compton lorsqu'un photon dévie de sa trajectoire suite à une collision avec un électron au cours de laquelle il lui transfère une partie de son énergie. La probabilité Pr_{Compton} qu'une telle interaction ait lieu est proportionnelle à la densité ρ_{Eff} d'électrons du tissu :

$$Pr_{\text{Compton}} \propto \rho_{\text{Eff}} \quad (2-7)$$

La densité approximative d'électrons des muscles est de 3.36×10^{23} électrons/g, celle du gras de 3.16×10^{23} électrons/g et celle des os de 5.55×10^{23} électrons/g.

L'interaction responsable d'un haut degré de contraste entre les différents tissus d'un sujet est celle de type photoélectrique puisqu'elle est proportionnelle au cube du numéro atomique effectif des tissus pour une énergie donnée. Par contre, ce type d'interaction

est aussi inversement proportionnel au cube de l'énergie des rayons-X incidents; cette interaction est favorisée à basse énergie. Il est toutefois impraticable, en TDM, d'utiliser un tube à rayons-X de très faible énergie. En effet, il serait difficile de détecter les photons à l'aide du système d'acquisition électronique, sans compter que seule une infime partie des photons émis atteindraient les détecteurs; la majorité d'entre eux seraient absorbée par le sujet ce qui le surexposerait à la radiation. De plus, ce phénomène est modulé par les dimensions du sujet i.e. la distance que doivent parcourir les rayons-X à l'intérieur du sujet avant d'atteindre les détecteurs. En résumé, deux facteurs s'opposent dans le choix de l'énergie du canon à rayon-X : obtenir une bonne statistique dans des délais raisonnables et favoriser l'interaction de type photoélectrique face à celle de type Compton. Pour des tomodensitomètres pour petits animaux, un canon rayon-X d'énergie autour de 25 keV s'avère un bon choix [Paulus et coll. 2000].

2.2.1 Tomodensitométrie par mesure de flux ou comptage de photons

La tomodensitométrie traditionnelle mesure l'intensité du flux de rayons-X qui atteint les détecteurs, ce qui revient à une intégration à mémoire finie de l'énergie déposée de chaque rayon-X qui interagit avec le détecteur. De son côté, la TDM par comptage de photons relève pour chaque détecteur le nombre de photons détectés par unité de temps et niveau énergie [Francke et coll. 2001]. Ces données servent ensuite à la reconstruction de l'image. Pour certains types de recherches, il est possible qu'on s'intéresse seulement à une gamme d'énergie, ce qui favoriserait nettement l'utilisation d'un TDM par comptage de photons. De plus, la TDM par comptage de photons donne la possibilité d'utiliser le système de détection de la TEP [Bérard et coll. 2005].

2.3 LabPETTM : Tomographe d'émission par positrons / Tomodensitomètre

Le LabPETTM a été conçu pour observer un sujet en mode TEP ou en mode TDM à comptage de photons. Bien qu'à l'heure actuelle l'électronique du *scanner* soit en mesure de le faire, le montage mécanique et l'interface utilisateur ne le permettent pas. Néanmoins, l'anneau du LabPETTM est de 16.2 cm de diamètre, offrant un champ de vue de 11 cm de diamètre, et d'une profondeur de 3.75 cm ou de 7.5 cm. L'acquisition des signaux qui mèneront à la reconstruction de l'image débute aux détecteurs de photons. Ces derniers sont construits en matrice 2×4 de scintillateurs dont chaque

cristal a un volume de $\sim 2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$ (Figure 2.7). Le côté court (2 pixels) de la matrice est constitué de deux matériaux séparables par traitement numérique de signal, soit le $\text{Lu}_{1.9}\text{Y}_{0.1}\text{SiO}_5$ (LYSO) et le $\text{Lu}_{0.4}\text{Gd}_{1.6}\text{SiO}_5$ (LGSO), tous deux couplés à la même photodiode à avalanche (PDA), ce qui diminue d'un facteur deux le nombre de chaînes d'acquisition électroniques du scanner.

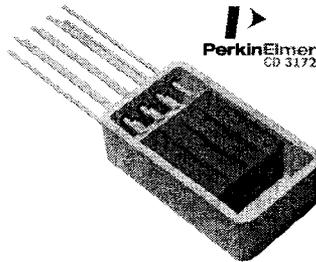


Figure 2.7 Mécanique du détecteur

La PDA (Figure 2.8) convertit la lumière émise par la détection des rayons- γ ou des rayons-X par un des cristaux en courant électrique de faible intensité. Le préamplificateur de charge (PDC) à faible bruit [Robert et coll. 2003] transforme le signal de courant en un signal de tension avec un facteur d'intégration à mémoire finie. L'intégration du signal sert à la mesure du contenu énergétique déposé dans le cristal par le photon incident. Le signal est ensuite numérisé par le convertisseur analogique/numérique (CAN) puis envoyé à la matrice de portes logiques programmable (FPGA) d'acquisition.

En mode TEP, la principale tâche du FPGA d'acquisition est d'enregistrer les signaux détectés ainsi que le moment de leur arrivée, puis de les formater en vue de leur traitement dans le processeur de signaux numériques (DSP). Lorsque le DSP retourne les données traitées au FPGA d'acquisition, ce dernier les achemine à un engin de tri, un second FPGA qui s'occupe d'ordonner chronologiquement les événements provenant de six FPGA d'acquisition. Les données triées de quatre FPGA de tri sont envoyées à un troisième FPGA, le FPGA de coïncidence (COIN). Ce dernier associe les événements qui se trouvent à l'intérieur de la même fenêtre temporelle, valide leur positionnement géométrique dans le scanner puis envoie le résultat à l'ordinateur.

En mode TDM, le FPGA d'acquisition compte le nombre de détections observées et envoie périodiquement le résultat à l'ordinateur.

Dans les deux cas, l'ordinateur s'occupe de la reconstruction de l'image et du contrôle des cartes du scanner (début/arrêt acquisition, polarisation des PDA, sélection du mode TEP ou TDM, etc.) ainsi que de leur observation (taux de comptage de chaque canal, visualisation des spectres énergétiques, etc.).

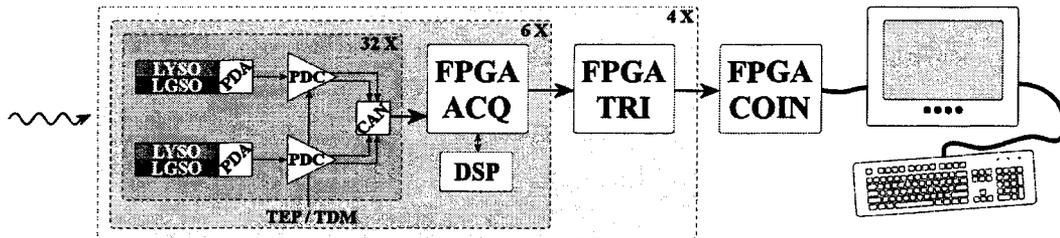


Figure 2.8 Architecture électronique du LabPET™

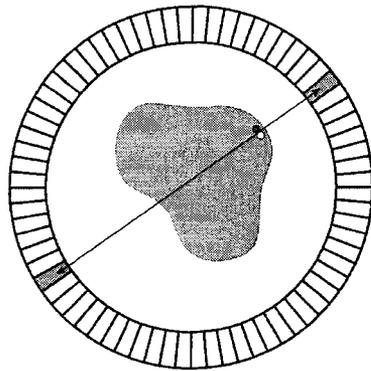
Ce chapitre a couvert les principes généraux à la base de la TEP et de la TDM, des phénomènes physiques jusqu'à la reconstruction de l'image fonctionnelle ou structurale, selon la méthode d'imagerie. La dernière section du chapitre a mis en lumière l'architecture électronique du scanner développé par le GRAMS, soit le LabPET™, qui servira de plate-forme matérielle pour l'implantation de l'algorithme conçu dans le cadre de ces travaux de maîtrise.

3 SYSTÈME DE DÉTECTION À BASE DE CRISTAUX MULTIPLEXÉS

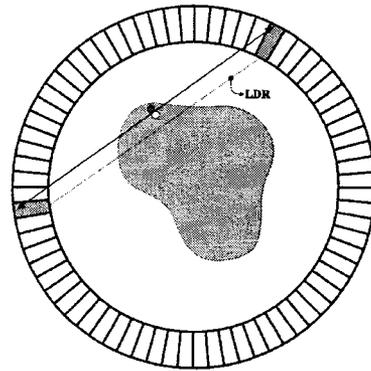
En TEP, de même qu'en TDM, ces travaux de maîtrise utilisés avec un détecteur *phoswich* peuvent servir soit à la correction du problème de parallaxe par la mesure de profondeur d'interaction dans le cristal, soit à l'augmentation de la résolution spatiale de l'appareil par le partage d'un canal d'acquisition électronique entre plusieurs cristaux. Par le passé, des méthodes visant l'un ou l'autre de ces objectifs ont été développées. Elles serviront de références pour la compréhension du problème et permettront de mettre en perspective les avantages et inconvénients propres à chaque méthode. Pour terminer, les raisons qui justifient le choix du filtre de Wiener comme domaine d'étude seront exposées.

3.1 Problème de la parallaxe

Le problème de la parallaxe provient de la longueur non négligeable des détecteurs qui suivent l'axe radial de l'anneau du scanner et se traduit par une diminution de la résolution de l'appareil dans les zones distantes du centre de l'anneau [MacDonald et coll. 1998]. La dimension importante des détecteurs dans l'axe radial de l'anneau est nécessaire pour obtenir une bonne capacité d'arrêt de la part des détecteurs i.e. qu'une part importante des photons qui traversent la tranche couverte par les cristaux est absorbée. Le problème de parallaxe n'apparaît pas lorsque les photons qui proviennent de l'annihilation passent à proximité du centre de l'anneau (Figure 3.1.a). Dans ce cas, l'erreur maximale sur l'estimation de la ligne de réponse (LDR) se résume à la surface du cristal tangente à l'anneau i.e. à la résolution de l'appareil. Par contre, plus le centre de l'anneau est éloigné de la trajectoire empruntée par les photons d'annihilation (Figure 3.1.b), plus le facteur d'incertitude sur l'estimation de la LDR augmente. En effet, les photons peuvent maintenant être arrêtés par n'importe quel détecteur se trouvant sur le trajet des photons, ce qui accroît l'incertitude sur la LDR. Dans le cas illustré, la LDR retenue relie les deux cristaux par le centre de leur face avant au lieu de l'endroit précis où les photons ont été détectés, ce qui engendre la parallaxe.



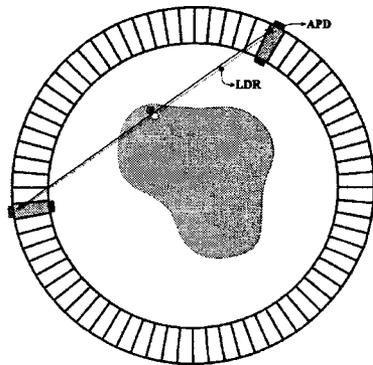
(a) – La LDR est convenablement estimée lorsque la trajectoire des photons passe à proximité du centre de l’anneau



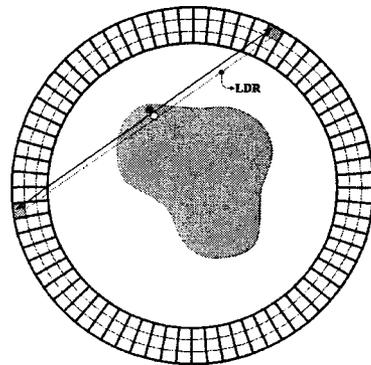
(b) – La LDR est mal estimée lorsque la trajectoire empruntée par les photons est éloignée du centre de l’anneau

Figure 3.1 Exposition du problème de parallaxe

Il est toutefois possible de diminuer le problème de parallaxe tout en préservant le bon pouvoir d’arrêt des détecteurs en positionnant une PDA à chaque extrémité des détecteurs (Figure 3.2.a) [Gramsch et coll. 2003]. Le rapport énergétique collecté des PDA permet de déterminer la profondeur d’interaction du photon dans le détecteur. Une autre méthode est basée sur l’utilisation de détecteurs formés de plusieurs types de cristaux – aux caractéristiques dynamiques différentes – empilés dans l’axe radial de l’anneau (Figure 3.2.b), un agencement communément appelé *phoswich* [Saoudi et coll. 1999]. Les méthodes utilisées pour la détermination du cristal récepteur feront l’objet d’une section subséquente (section 3.3).



(a) – Mitigation de la parallaxe par détecteur à deux PDA



(b) – Mitigation de la parallaxe par détecteur *phoswich*

Figure 3.2 Mitigation du problème de parallaxe

3.2 Augmentation de la résolution spatiale

Augmenter la résolution spatiale des scanners médicaux est encore aujourd'hui dans la mire des chercheurs, surtout pour les scanners pour petits animaux qui s'avèrent des outils de prédilection dans plusieurs domaines de recherche, dont l'imagerie moléculaire. Néanmoins, les coûts liés à l'augmentation de la résolution spatiale doivent toujours être limités, ce qui a amené les chercheurs à faire preuve d'ingéniosité dans l'élaboration de nouveaux concepts. Parmi les méthodes développées, on note l'utilisation d'une matrice de cristaux couplée à un tube photomultiplicateur (TPM) ou à une PDA, spécialement conçue pour être sensible à la position d'entrée du photon [Huber et coll. 2001] [Shah et coll. 2004].

Les TPM sensibles à la position sont formés d'une photocathode, d'une matrice de dynodes, d'une couche d'anodes rectiligne et parallèle dans le plan X, d'une autre dans le plan Y et d'une dynode planaire (Figure 3.3). Lorsqu'un photon subit une interaction photoélectrique avec un atome de la photocathode, un photoélectron est émis puis accéléré vers la matrice de dynodes par un champ électrique important. Par la suite, le photoélectron frappe une dynode, ce qui produit une émission secondaire de plusieurs électrons qui se trouvent accélérés jusqu'à leur arrivée à une dynode de l'étage suivant. Le nombre d'électrons émis par les dynodes augmente d'étage en étage pour atteindre un facteur d'amplification totale de l'ordre de 10^6 . Une fois le dernier étage de la matrice de dynodes atteint, les électrons sont réfléchis par la dynode planaire, puis captés par les anodes. La position d'entrée, en x et en y , des électrons dans le quadrillage anodique est évaluée à l'aide de deux électrodes connectées aux anodes périphériques et reliées aux autres par un réseau de résistances de façon à moduler l'amplitude du signal récolté des deux électrodes en fonction de l'éloignement de l'anode réceptrice (Figure 3.4) :

$$\begin{aligned}x &= \frac{X_2}{X_1 + X_2} \\ y &= \frac{Y_2}{Y_1 + Y_2}\end{aligned}\tag{3-1}$$

La position obtenue de l'équation 3-1 doit être corrigée pour compenser la distorsion en coussin (*pincushion distortion*) de la résolution en position de ce type de TPM (Figure 3.5).

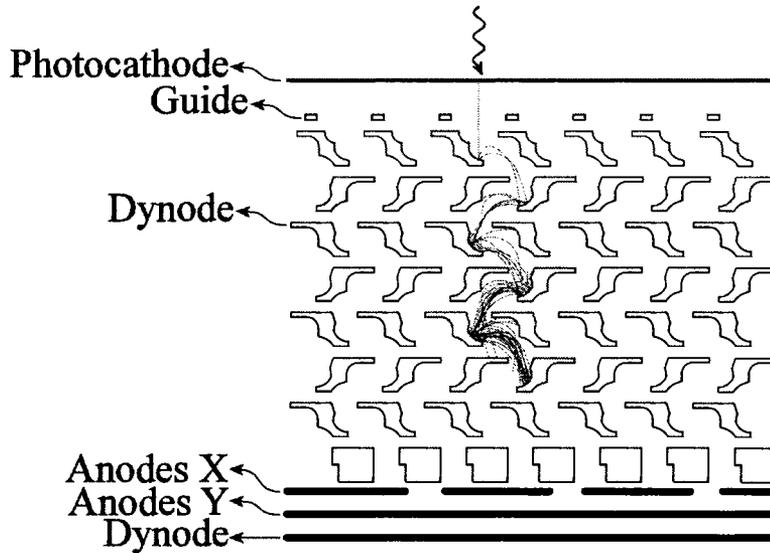


Figure 3.3 Schéma général d'un TPM sensible à la position [Hakamata et coll. 2006]

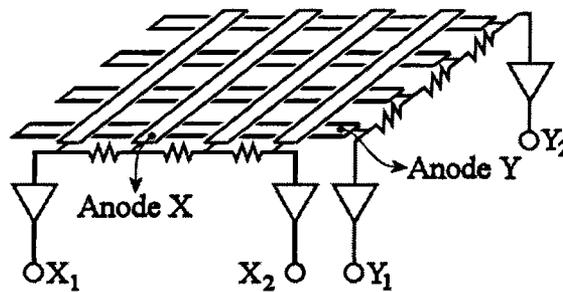


Figure 3.4 Réseau anodique d'un TPM sensible à la position [Hakamata et coll. 2006]

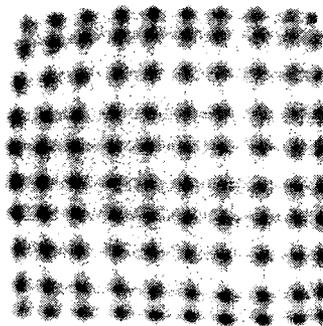


Figure 3.5 Résolution en position d'un TPM sensible à la position [Hakamata et coll. 2006]

En ce qui a trait à la PDA sensible à la position, les électrons libérés par l'absorption du photon incident sont récoltés par une plaque conductrice, à résistivité non négligeable, dont les quatre coins sont munis d'une électrode réceptrice (Figure 3.6). La position est évaluée selon l'énergie captée de chaque électrode [Shah et coll. 2004] :

$$x = \frac{(B+C)-(A+D)}{A+B+C+D}$$

$$y = \frac{(A+B)-(C+D)}{A+B+C+D} \quad (3-2)$$

Lorsqu'une telle PDA est couplée à une matrice de cristaux, il est possible de déterminer le cristal responsable de l'arrêt du photon incident. Encore ici, l'évaluation de la position d'arrivée du photon doit tenir compte de la distorsion en coussin de la résolution en position (Figure 3.7).

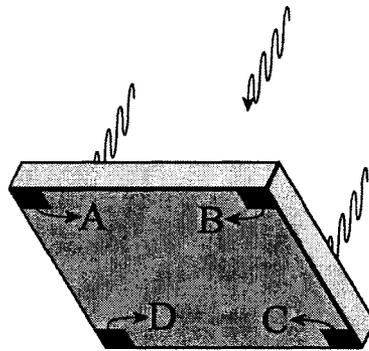


Figure 3.6 Schéma général d'une PDA sensible à la position

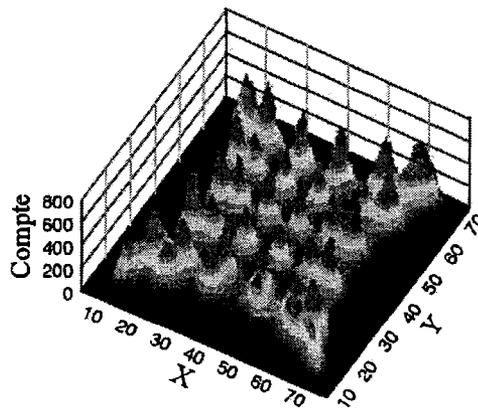


Figure 3.7 Résolution en position d'une PDA sensible à la position [Shah et coll. 2004]

La distorsion en coussin des TPM et PDA sensibles à la position a pour effet de diminuer la résolution spatiale de l'appareil. De plus, le partage du TPM ou de la PDA entre plusieurs cristaux limite de façon importante les taux de comptage admissibles sur chaque cristal.

Une autre approche utilise les mêmes principes que la mitigation du problème de la parallaxe par un détecteur *phoswich*, mais cette fois, avec des cristaux agencés côte à côte de façon à augmenter la résolution spatiale tout en gardant un nombre relativement bas de canaux électroniques.

3.3 Discrimination de cristaux dans un détecteur *phoswich*

Pour identifier le cristal responsable de l'absorption du photon dans un détecteur *phoswich*, certaines méthodes utilisent les caractéristiques temporelles du signal [Saoudi et coll. 1999] [Streun et coll. 2003]. Par caractéristiques temporelles, on entend : temps de montée, temps de décroissance, amplitude relative à l'amplitude maximum enregistrée suite à un délai prédéterminé après l'apparition du signal, etc. D'autres méthodes s'appuient sur le traitement de signal, à proprement parler, pour l'identification du cristal scintillateur. La transformation du signal dans le domaine fréquentiel à l'aide de la transformée de Fourier discrète suivie de son analyse compte parmi ces méthodes [Streun et coll. 2003]. L'identification de système, issue de la théorie des systèmes et de l'asservissement, est une avenue très prometteuse étudiée depuis quelque temps; ses fondements seront présentés dans la section suivante [Michaud et coll. 2003] [Semmaoui et coll. 2005].

3.3.1 Identification de système

Le domaine de l'identification de système est en plein essor et a comme principal objectif de transposer un système réel, souvent complexe, à l'intérieur d'un modèle plus ou moins complexe [Haykin 2001], offrant une multitude de possibilités : analyse simplifiée, compression de la parole, contrôle, discrimination de signaux, etc. La transposition s'exécute de façon automatique en tant que tel, mais nécessite une connaissance minimale du système réel de manière à obtenir une solution valable. Par exemple, l'identification d'un système fortement non linéaire par une méthode dédiée aux systèmes linéaires et invariants dans le temps résultera en une solution non

représentative du système. Dans le cas à l'étude, le système à identifier/discriminer, soit le cristal, ainsi que le reste de la chaîne d'acquisition, sont des systèmes linéaires et invariants dans le temps; cette section se limitera à l'exposition de cette branche de l'identification.

Le principe à la base de l'identification de système est très simple (Figure 3.8) [Ljung 1999]. Un signal $x(n)$ est injecté à l'entrée du système réel ainsi qu'à l'entrée de l'identificateur. L'objectif de ce dernier est alors d'ajuster, par l'entremise de l'algorithme d'adaptation, les paramètres du modèle (filtre adaptatif) fourni par le concepteur, de sorte que sa sortie $y(n)$ se rapproche le plus possible de la sortie du système réel $d(n)$. Une multitude d'algorithmes d'adaptation aux caractéristiques diverses ont été développés par le passé tels le LMS et le RLS.

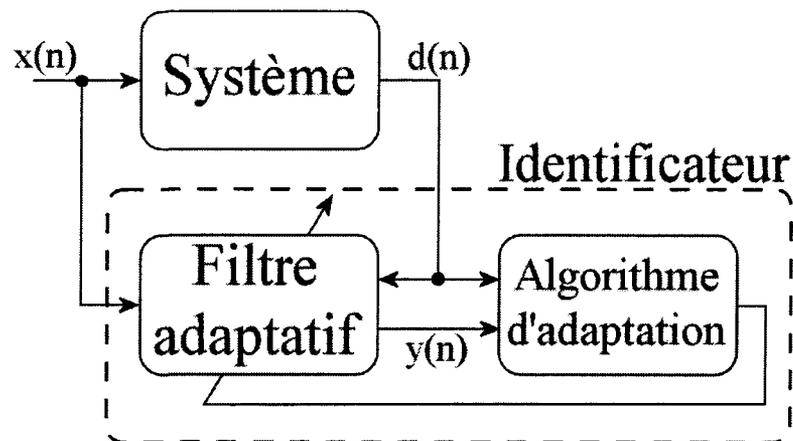


Figure 3.8 Principes généraux d'identification de systèmes

L'identification d'un sous-système dont l'entrée et la sortie ne sont pas accessibles directement demande une légère modification du principe de base. D'abord, il faut déterminer l'entrée et la sortie du système complet, puis isoler virtuellement le sous-système à identifier du reste du système (Figure 3.9). On construit alors, soit de manière théorique ou empirique, un modèle représentant le système total en prenant soins d'exclure le sous-système à identifier. Pour procéder à l'identification du sous-système, il ne reste qu'à appliquer la démarche utilisée pour l'identification d'un système complet en introduisant en premier lieu le modèle représentant les autres sous-systèmes, devant le filtre adaptatif.

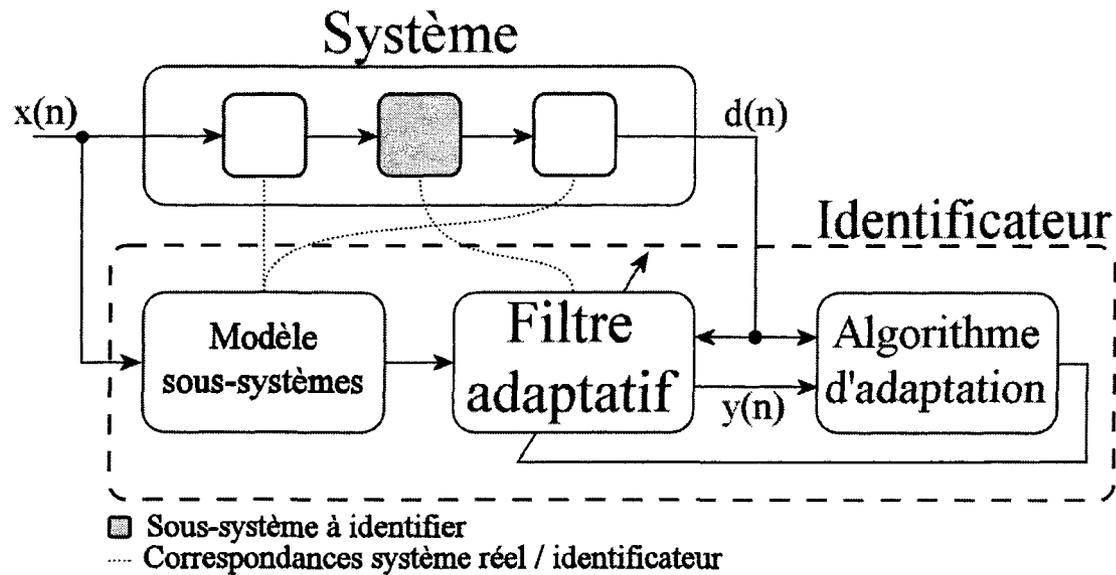


Figure 3.9 Principes généraux d'identification de sous-systèmes

Pour identifier de façon appropriée le système, on doit d'abord sélectionner un modèle valable pour le filtre adaptatif. Ce modèle est conçu afin qu'il représente les caractéristiques dynamiques importantes du système. Reste à choisir l'algorithme d'adaptation. Il existe deux grandes catégories d'algorithme d'adaptation : itératif et optimum. L'algorithme itératif estime, pour chaque échantillon réel $d(n)$, les coefficients du filtre adaptatif qui minimiseront l'erreur entre sa sortie future $y(n+1)$ et le prochain échantillon réel $d(n+1)$ et s'approche ainsi pas à pas du filtre qui représente le mieux le système [Haykin 2001]. Dans ce type d'algorithme, le nombre d'itérations correspond au nombre d'échantillons jugé optimal pour identifier le système. De son côté, l'algorithme optimum considère du même coup l'entièreté du signal réel $d(n)$ pour déterminer le filtre qui représente le mieux le système. Une distinction importante doit être faite entre ces deux techniques. La solution résultante de l'algorithme adaptatif dépend de plusieurs facteurs. Par exemple, l'initialisation des paramètres du filtre adaptatif, un paramètre qui sert à contrôler la rapidité de convergence de l'algorithme vers la solution et un paramètre qui détermine le poids qu'ont les échantillons passés dans la détermination des nouveaux coefficients du filtre adaptatif [Fontaine et coll. 2005b]. Pour sa part, la solution donnée par l'algorithme optimum ne dépend d'aucun paramètre et s'avère donc la solution la plus juste du système. Selon le contexte, un algorithme d'adaptation devient plus approprié que l'autre. Par exemple, lorsqu'un filtre

adaptatif est utilisé pour identifier les caractéristiques ponctuelles d'un système qui évolue dans le temps, l'algorithme itératif doit être privilégié car il s'adapte aux conditions présentes du système contrairement à l'algorithme optimum qui considère l'entière du signal pour estimer le système, ce qui tend à moyenniser la solution. Si par contre, le système est considéré comme invariant dans le temps, il est préférable d'utiliser l'algorithme optimum puisque le calcul n'a à être exécuté qu'une seule fois et que ce dernier est par définition plus exact que l'algorithme itératif. Par contre, si le temps de calcul est important, le concepteur doit regarder si la méthode itérative est plus rapide et dans l'affirmative considérer de sacrifier un peu de justesse d'identification au profit d'une plus grande rapidité.

Dans le cadre actuel, l'identificateur est utilisé pour extraire du signal les caractéristiques dynamiques du cristal. Ces caractéristiques sont comparées aux cristaux références pour déterminer le cristal le plus susceptible d'avoir absorbé le photon.

3.4 Sélection de la méthode

Puisque l'algorithme des présents travaux de maîtrise sera implanté à l'intérieur du scanner LabPETTM, la méthode se voit imposer un détecteur de type *phoswich* constitué d'un cristal LYSO juxtaposé à un cristal LGSO, tous deux couplés à la même PDA. Pour différencier les deux types de cristaux ($\tau \sim 40$ ns pour le LYSO versus $\tau \sim 65$ ns pour le LGSO), les méthodes basées sur l'analyse des caractéristiques temporelles sont rejetées étant donné la très grande similitude des réponses temporelles des deux types de cristaux. Le taux de comptage élevé qu'engendrera le traitement des photons diffusés Compton entre cristaux ne permet pas une analyse coûteuse en temps de calcul telle que l'exige l'analyse du contenu fréquentiel du signal. De plus, cette méthode peut être très sensible au faible rapport signal à bruit des photons Compton enregistrés en mode TEP ainsi que des rayons-X à énergie réduite (30 – 60 keV) en mode TDM.

L'identification de système, de son côté, a présenté de bons résultats pour la résolution du problème. À ce jour, deux méthodes itératives ont été étudiées pour identifier le cristal récepteur du photon. La première est basée sur l'ajustement d'un filtre adaptatif de type ARMAX par un l'algorithme RLS [Michaud et coll. 2004]. Cette méthode excelle en présence de bruits importants, mais demeure une alternative coûteuse en

calculs. La seconde se limite à l'optimisation d'un filtre adaptatif de type AR (*AutoRegressive*) à l'aide d'un algorithme des moindres carrés moyens (LMS) pour diminuer la charge de calculs [Semmaoui et coll. 2005]. Celle-ci est en mesure de soutenir le traitement en temps-réel des événements récoltés en mode TEP si on exclut préalablement les photons Compton. Le débit d'événements attribuable au mode TDM par comptage de photons ou bien engendré par l'intégration des événements Compton en mode TEP proscrit l'utilisation de cette méthode.

À la lumière de ce qui a été exposé au sujet des filtres adaptatifs itératifs et optimaux dans la section 3.3.1, il serait approprié d'étudier la possibilité de se tourner vers l'algorithme optimum pour accélérer le calcul d'identification, plutôt que d'utiliser une méthode itérative, tel que préconisé dans le passé (ARMAX-RLS et AR-LMS). L'algorithme d'adaptation optimum duquel découle l'algorithme itératif LMS est le filtre de Wiener. Les équations qui régissent le fonctionnement de ce filtre sont présentées à la section 5.5.2. Pour sa part, une itération de l'algorithme AR-LMS, lorsque régi par un paramètre non-récurif (b_0) et un paramètre récurif (a_1), est définie par les équations suivantes :

$$\mathbf{W}^T(n+1) = \mathbf{W}^T(n) + \mu(d(n) - \mathbf{W}(n) \cdot \mathbf{Z}(n)) \mathbf{Z}(n) \quad (3-3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{W} &= [b_0 \ a_1] \\ \mathbf{Z}(n) &= \begin{bmatrix} x(n) \\ d(n-1) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3-4)$$

L'algorithme AR-LMS à deux paramètres (b_0 et a_1) requiert 5 multiplications et 4 additions par itération. De son côté, le filtre de Wiener prend 4 multiplications et 4 additions par échantillon et un nombre fixe de 8 multiplications et 3 additions pour un modèle AR équivalent. Au-delà de 8 itérations, le filtre de Wiener nécessite moins de multiplications que l'algorithme LMS et sensiblement le même nombre d'additions. De façon générale, pour identifier convenablement un système, le nombre d'échantillons utilisés sera supérieur à 8, ce qui signifie que le filtre de Wiener est à privilégier en identification de système invariant dans le temps, pour un modèle AR à deux paramètres. De plus, le filtre de Wiener est constitué de 4 modules de

multiplication/accumulation (MAC) et peut se réaliser avec un haut degré de parallélisme (Figure 5.3) contrairement à l'algorithme LMS qui doit inmanquablement être réalisé séquentiellement en raison de sa nature itérative. Le filtre de Wiener bénéficierait donc d'une implantation dans le FPGA, qui est construit de manière à paralléliser le traitement de signaux numériques. Une étude approfondie de cette méthode, réalisée dans le cadre de ces travaux de maîtrise, sera présentée au chapitre 5.

Ce chapitre était dédié à l'exposition du problème sur lequel portent ces travaux, soit l'identification de cristaux d'un détecteur *phoswich*, ainsi qu'à l'exploration des différentes méthodes utilisées par le passé pour le résoudre, ce qui a permis de sélectionner le filtre de Wiener comme méthode appropriée pour ce projet.

4 MISE EN FORME ET DISCRIMINATION DES SIGNAUX

Le présent chapitre trace un portrait d'ensemble du traitement nécessaire à la discrimination du cristal à l'aide du filtre de Wiener. Le traitement en amont du filtre de Wiener sera d'abord présenté pour terminer sur le traitement en aval du filtre de Wiener.

4.1 Traitements préliminaires à l'identification par filtre de Wiener

Avant d'aboutir à l'identification par filtre de Wiener, les signaux doivent être mis en forme afin d'améliorer les performances d'identification, de simplifier l'implantation dans le FPGA et de minimiser la durée du traitement par le filtre de Wiener. La Figure 4.1 montre la chaîne de traitement préliminaire à l'algorithme d'identification par filtre de Wiener. Chacune des étapes est décrite plus en profondeur dans les sections suivantes.

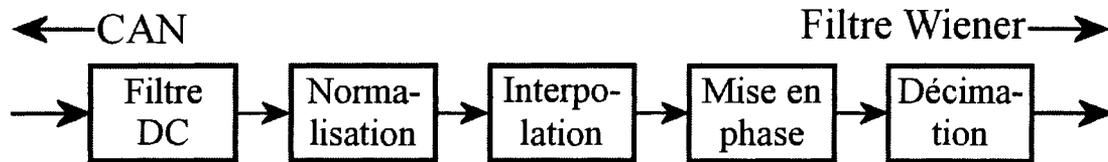


Figure 4.1 Chaîne de traitement des signaux préliminaire au filtre de Wiener

4.1.1 Filtre DC

Le filtre DC sert à enlever le niveau continu du signal (*baseline*) préalablement introduit par le préamplificateur de charges. Le filtre doit offrir une certaine immunité aux bruits électroniques, ne pas utiliser trop de ressources calculatoires et être peu influencé par l'événement précédent. Le calcul de la moyenne à l'intérieur d'une fenêtre temporelle précédant l'apparition d'un événement est une méthode simple pour diminuer l'impact du bruit électronique, de nature gaussienne, sur l'évaluation de la composante DC. Par contre, l'utilisation d'une fenêtre large augmente la probabilité que l'événement précédant celui actuellement en traitement se retrouve à l'intérieur de cette fenêtre biaisant ainsi la mesure du DC. Des essais effectués sur notre système ont montré qu'un calcul de moyenne sur 4 échantillons donnait de bons résultats. Les signaux entrée/sortie du filtre DC sont présentés à la Figure 4.2 pour un signal issu de la chaîne d'acquisition du LabPET™.

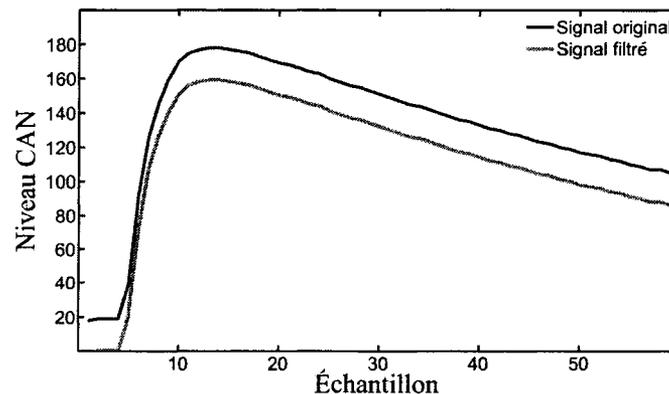


Figure 4.2 Exemple du fonctionnement du filtre DC sur un signal réel

4.1.2 Normalisation

La normalisation en amplitude a pour objectif de limiter la plage dynamique des signaux qui entrent dans le filtre de Wiener afin d'en faciliter l'implantation à l'intérieur du FPGA. De plus, lorsque les données sont bornées entre -1 et $+1$, l'algorithme implanté en point-fixe peut être tout aussi précis que son équivalent en point-flottant [Inacio et coll. 1996].

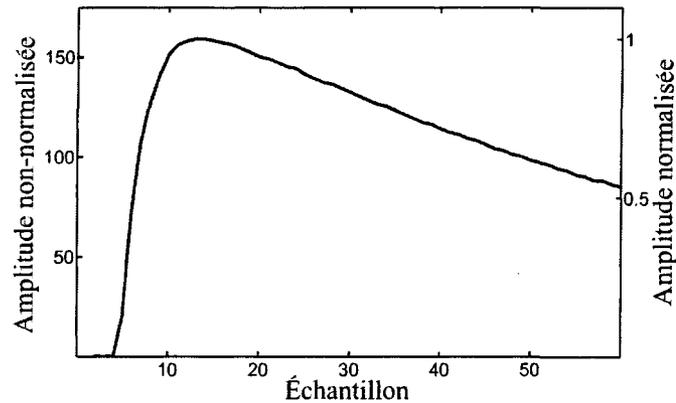


Figure 4.3 Exemple du fonctionnement de la normalisation en amplitude sur un signal réel

4.1.3 Interpolation

L'interpolation d'un signal discret augmente d'un facteur I la quantité d'échantillons d'un signal par unité de temps. Ce traitement préliminaire est nécessaire pour la mise en phase des échantillons de l'événement et de la réponse impulsionnelle du modèle de la chaîne d'acquisition afin d'augmenter la justesse de l'identification. Pour comprendre les principes de l'interpolation par filtre à réponse impulsionnelle finie (RIF) passe-bas, on se doit d'explorer les caractéristiques du signal dans le domaine continu, discret de base et discret interpolé (Figure 4.4). La Figure 4.5 présente les résultats d'une simulation effectuée dans l'environnement *Matlab*; un signal déterministe $x(t)$ (somme de fonctions sinusoïdales) limité en fréquence est discrétisé ($x[n]$), puis interpolé ($y[n]$). Le résultat de l'interpolation $y[n]$ montre que les échantillons interpolés coïncident presque exactement avec leur équivalent dans le domaine continu $x(t)$.

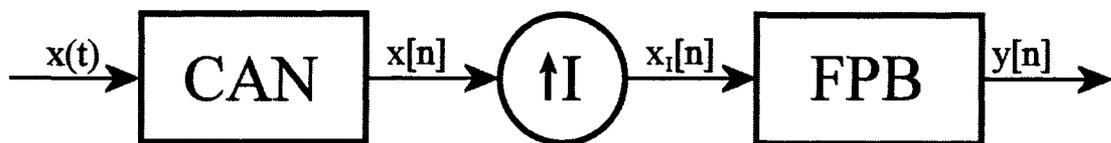


Figure 4.4 Schéma d'un interpolateur (FPB : filtre passe-bas)

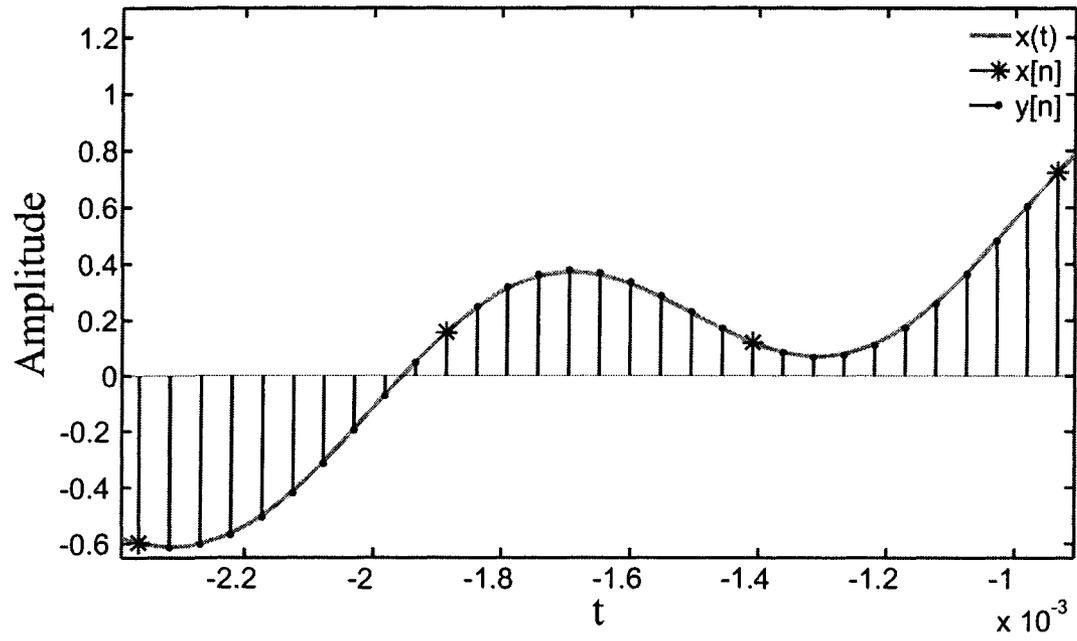


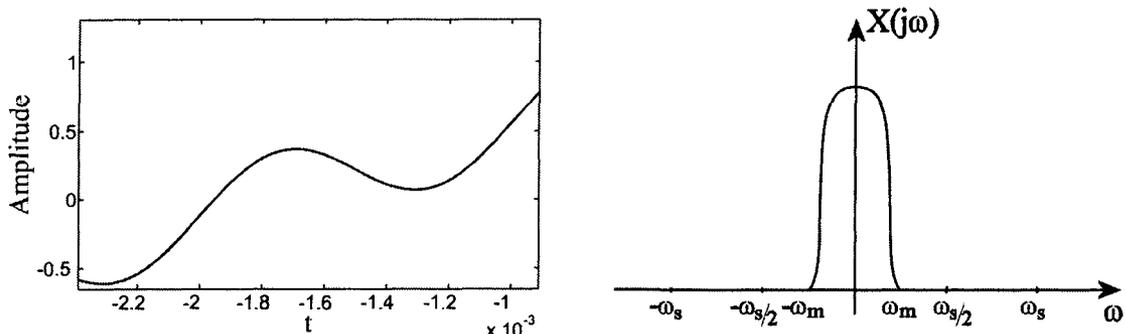
Figure 4.5 Exemple d'interpolation sur signal déterministe limité en fréquence

La première étape de l'interpolation consiste à convertir le signal continu $x(t)$ limité en fréquence, en signal discret $x[n]$ en utilisant une fréquence d'échantillonnage angulaire ω_s qui respecte le critère de Nyquist ($\omega_s \geq 2\omega_m$). La Figure 4.6.a présente le signal continu $x(t)$ ainsi que son spectre fréquentiel $X(j\omega)$. Pour sa part, la Figure 4.6.b présente le signal discrétisé $x[n]$ ainsi que le spectre fréquentiel $X(e^{j\Omega})$ y étant associé. Le spectre fréquentiel d'un signal discret a une période de 2π et la fréquence angulaire normalisée Ω_m correspondant à la fréquence angulaire maximale du signal continu $x(t)$ est de $2\pi\omega_m/\omega_s$ rad/sec. Les caractéristiques du spectre fréquentiel $X(e^{j\Omega})$ du signal discret permettent de saisir la nature du critère de Nyquist; lorsque $\omega_m > \omega_s/2$, il se trouve que $\Omega_m > \pi$ et dans ce cas la périodicité du spectre fréquentiel $X(e^{j\Omega})$ fait qu'il se crée un repliement (*aliasing*) autour de la fréquence angulaire normalisée π dans l'intervalle $[2\pi - \Omega_m; \Omega_m]$. L'effet de repliement engendre une distorsion irréversible sur le signal échantillonné.

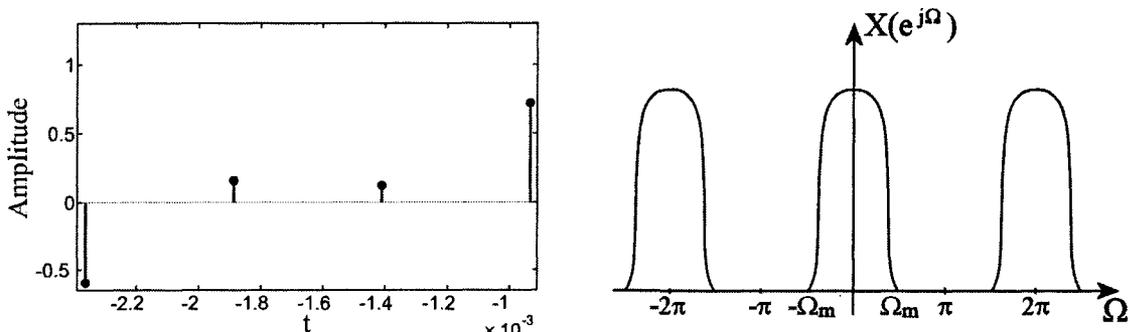
Lors de la deuxième étape, le signal discret de base $x[n]$ se voit insérer $I - 1$ échantillons de valeur nulle entre chacun de ses échantillons originaux composant ainsi le signal $x_I[n]$. La Figure 4.6.c présente le résultat de ce traitement dans les domaines temporel $x_I[n]$ et fréquentiel $X_I(e^{j\Omega})$. Le spectre fréquentiel $X_I(e^{j\Omega})$ montre que l'opération a eu pour effet de comprimer l'axe fréquentiel Ω ; les fréquences qui se trouvaient antérieurement à Ω_o se trouvent dorénavant à Ω_o/I .

La troisième et dernière étape vise à rejeter la partie du spectre supérieure à Ω_m/I et inférieure à π de manière à ramener la périodicité du spectre à 2π et à ainsi obtenir le signal temporel discret correspondant à l'échantillonnage du signal continu à une fréquence angulaire de $\Omega_s \times I$.

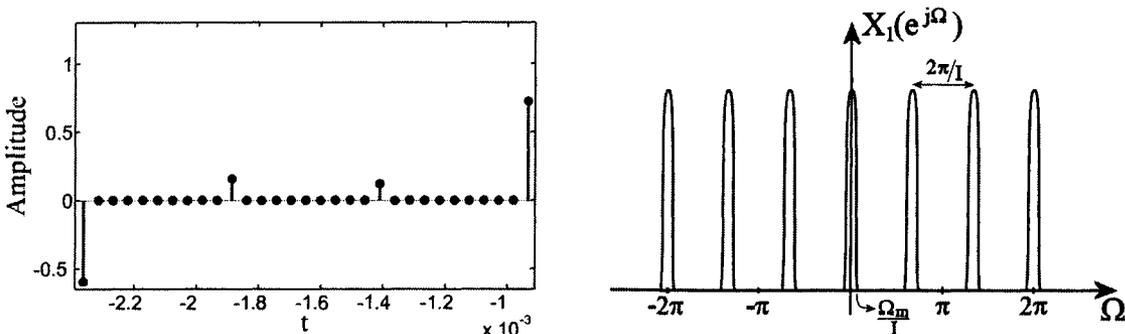
Pour résumer, on peut dire que, pour un signal échantillonné rencontrant le critère de Nyquist, l'échantillonnage d'un signal continu à une fréquence de f_s Hz suivi de son interpolation par un facteur I équivaut à échantillonner le signal continu à une fréquence de $f_s \times I$ Hz.



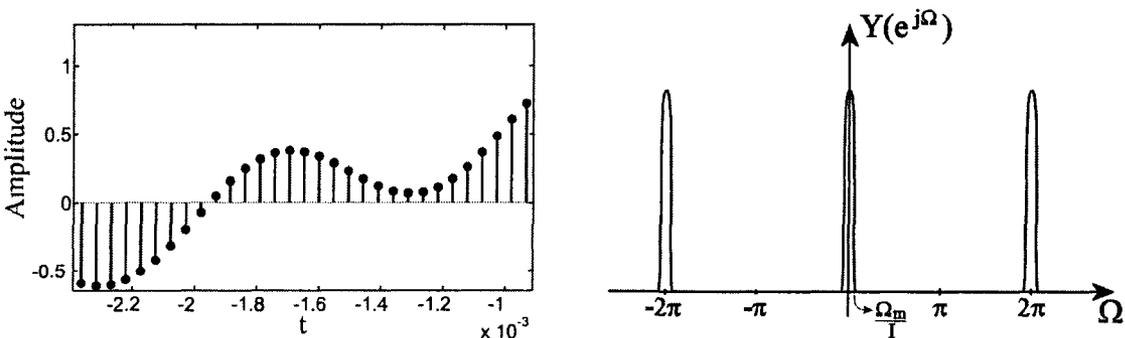
(a) – Signal continu $x(t)$ et son spectre fréquentiel $X(j\omega)$



(b) – Signal échantillonné $x[n]$ et son spectre fréquentiel $X(e^{j\Omega})$



(c) – Signal interpolé non-filtré $x_I[n]$ et son spectre fréquentiel $X_I(e^{j\Omega})$



(d) – Signal interpolé filtré $y[n]$ et son spectre fréquentiel $Y(e^{j\Omega})$

Figure 4.6 Principes de l'interpolation par filtre passe-bas

Le filtre passe-bas d'interpolation sert à rejeter les images compressées du spectre original situé entre $\Omega_m \div I$ et $2\pi - \Omega_m \div I$. Pour préserver l'intégralité des caractéristiques temporelles du signal original, le filtre doit avoir une réponse en amplitude unitaire dans la bande passante et nulle ailleurs, en plus de présenter un déphasage linéaire en fréquence de la forme $\alpha\Omega$ dans la bande passante [Oppenheim 1983]. Un déphasage de ce type assure que toutes les fréquences mettent le même temps à passer de l'entrée à la sortie du filtre, ce qui permet de préserver la cohérence de phase du signal. La propriété de délai de la transformée de Fourier en temps discret en fait la démonstration [Jackson 1991] :

$$x[n - n_o] \leftrightarrow e^{-j\Omega n_o} X(e^{j\Omega}) \quad (4-1)$$

Pour garantir la linéarité en fréquence du déphasage engendré par un filtre RIF, dans la bande passante, il suffit que sa réponse impulsionnelle soit symétrique, i.e. que $h(n) = h(M - n)$ [Bose 2004]. Une des caractéristiques intéressantes des filtres à RIF est qu'ils sont par définition toujours stables [Jackson 1991]. Par contre, ce type de filtre est généralement plus imposant en termes de nombre de coefficients que leur équivalent à RII pour une réponse fréquentielle en amplitude donnée.

Un filtre passe-bas idéal, i.e. de type mur de brique (*brick-wall*) à déphasage nul, est défini dans le domaine fréquentiel par :

$$H_{FPBI}(e^{j\Omega}) = \begin{cases} 1 & , |\Omega| \leq \Omega_c \\ 0 & , |\Omega| > \Omega_c \end{cases} \quad (4-2)$$

Ce qui donne une réponse impulsionnelle du type :

$$h_{FPBI}[n] = \frac{\Omega_c}{\pi} \text{sinc}\left(\frac{\Omega_c n}{\pi}\right) \quad (4-3)$$

La réponse impulsionnelle d'un filtre passe-bas idéal est donc infinie et non causale, deux spécificités qui rendent ce filtre irréalisable. En multipliant la réponse impulsionnelle du filtre passe-bas idéal par une fenêtre de longueur finie symétrique $w[n]$ et en décalant le résultat dans le temps, on obtient un filtre causal de longueur finie de la forme :

$$h_{FPB}[n] = h_{FPBI}[n] \cdot w[n] = \begin{cases} w[n] \cdot \frac{\Omega_c}{\pi} \operatorname{sinc}\left(\Omega_c \left(n - \frac{M}{2}\right)\right), & 0 \leq n \leq M \\ 0, & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (4-4)$$

Il existe plusieurs types de fenêtres pour la conception des filtres FIR. Leurs propriétés sont résumées dans le TABLEAU 4.1. Le choix de la fenêtre se fait en fonction de l'atténuation dans la bande coupée et de la largeur de la bande de transition désirée. Il existe des méthodes de conception de fenêtres qui se plient aux exigences du concepteur : atténuation dans la bande coupée et largeur de bande de transition. La fenêtre de Kaiser en est un exemple.

TABLEAU 4.1. PROPRIÉTÉS DES FENÊTRES POUR FILTRE FIR [Bose 2004]

| Fenêtre | Définition $w[n]$ | Atténuation bande coupée | Largeur bande de transition |
|-----------|---|--------------------------|-----------------------------|
| Rectangle | $\begin{cases} 1, & 0 \leq n \leq M \\ 0, & \text{ailleurs} \end{cases}$ | -13 | $\frac{4\pi}{M}$ |
| Bartlett | $1 - \frac{2\left n - \frac{M}{2}\right }{M}$ | -27 | $\frac{8\pi}{M}$ |
| Blackman | $0.42 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi n}{M}\right) + 0.08 \cos\left(\frac{4\pi n}{M}\right)$ | -58 | $\frac{12\pi}{M}$ |
| Hamming | $0.54 - 0.46 \cos\left(\frac{2\pi n}{M}\right)$ | -43 | $\frac{8\pi}{M}$ |
| Hanning | $0.5 - 0.5 \cos\left(\frac{2\pi n}{M}\right)$ | -32 | $\frac{8\pi}{M}$ |

Puisque la réponse impulsionnelle du filtre passe-bas idéal décalé et celle de la fenêtre sont symétriques par rapport au même point, la réponse impulsionnelle résultant de leur multiplication l'est aussi, ce qui assure un déphasage linéaire dans la bande passante du filtre passe-bas non idéal.

Il est possible de réaliser le filtre d'interpolation plus efficacement. En s'attardant au schéma de base (Figure 4.4), on constate que $(I-1) \div I \times 100 \%$ des échantillons qui entrent dans le filtre RIF passe-bas sont de valeur nulle. Le filtre à coefficients variant périodiquement dans le temps (Figure 4.7) tire profit de cette caractéristique des interpolateurs pour en optimiser les performances [Bose 2004].

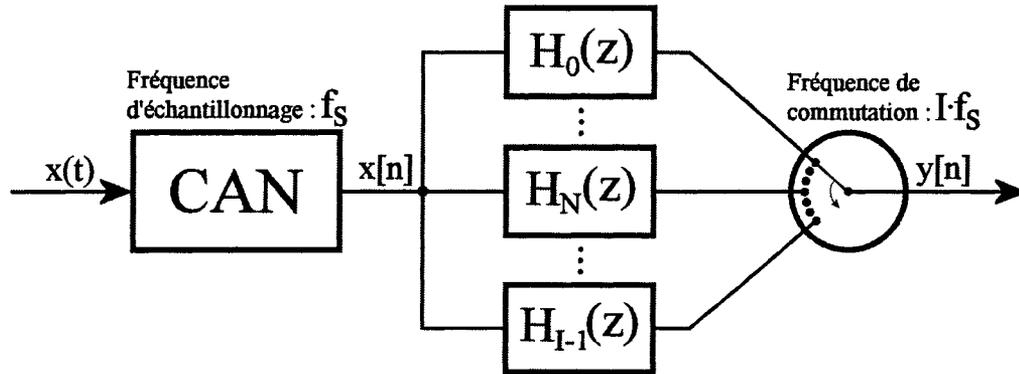


Figure 4.7 Schéma d'un interpolateur par filtre à coefficients variables périodiques

Lorsque le filtre passe-bas de l'interpolateur de facteur I est constitué de M coefficients, le filtre à coefficients variables périodiques doit être formé de I filtres comportant chacun $K = M \div I$ coefficients. Mathématiquement, cela signifie qu'un filtre RIF passe-bas de base caractérisé par la fonction de transfert suivante :

$$H(z) = \sum_{i=0}^{M-1} h(i) \cdot z^{-i} \quad (4-5)$$

peut être remplacé par un filtre à coefficients variables périodiques formé de I sous-filtres dont le $N^{\text{ème}}$ a pour fonction de transfert :

$$H_N(z) = \sum_{i=0}^{K-1} h(N + i \cdot I) \cdot z^{-i} \quad , \quad N = 0, 1 \dots I-1 \quad (4-6)$$

Cette forme d'implantation par filtre à coefficients variables représente un facteur de diminution de calculs avoisinant le facteur d'interpolation I .

4.1.4 Mise en phase

Il est primordial, pour obtenir du filtre de Wiener des résultats représentatifs, que le signal enregistré en temps-réel soit en phase avec la réponse impulsionnelle issue du modèle de la chaîne d'acquisition. Pour identifier le cristal, un modèle pour la chaîne d'acquisition a été construit et est défini dans le domaine de Fourier par :

$$ACQ(e^{j\Omega}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} acq[n] \cdot z^{-j\Omega n} \quad (4-7)$$

Bien entendu, ce modèle est à déphasage nul, ce qui n'est pas le cas pour la majorité des signaux enregistrés du système d'acquisition puisque les photons détectés par les cristaux sont asynchrones par rapport à l'horloge d'échantillonnage des CAN du scanner. Cet asynchronisme mène à l'enregistrement d'un événement $X(e^{j\Omega})$ à déphasage aléatoire n_o :

$$X(e^{j\Omega}) = ACQ(e^{j\Omega}) \cdot \underbrace{C(e^{j\Omega})}_{\text{Cristal}} \cdot \underbrace{e^{-j\Omega n_o}}_{\text{Déphasage}} \quad (4-8)$$

où $C(e^{j\Omega})$ représente la transformée de Fourier de la réponse du cristal et n_o représente une fraction de la période d'échantillonnage des CAN. Le filtre de Wiener identifie par définition un cristal $C(e^{j\Omega})$ à déphasage nul. Alors, pour tenir compte du déphasage, soit on le considère lors de la génération du modèle $ACQ(e^{j\Omega})$ pour chaque événement enregistré, soit on le retire du signal enregistré avant son identification par le filtre de Wiener. Dans les deux cas, on doit effectuer un décalage temporel de n_o échantillons. Puisque n_o est fractionnaire, le signal doit préalablement être interpolé, décalé puis décimé pour revenir dans le domaine discret original i.e. à la fréquence d'échantillonnage des CAN.

Introduire le déphasage lors de la génération du modèle de la chaîne d'acquisition consiste à utiliser le modèle non déphasé, l'interpoler d'un facteur I correspondant à la précision de l'estimateur de déphasage, le déphaser de n_o échantillons, le décimer pour enfin l'appliquer au moteur d'inférence du filtre de Wiener. Pour accélérer l'application du signal déphasé au moteur d'inférence, il est souhaitable d'utiliser une table de modèles pré-déphasés pour toutes les valeurs possibles de n_o :

$$ACQ_{n_o}(e^{j\Omega}) = ACQ(e^{j\Omega}) \cdot e^{-j\Omega n_o} \leftrightarrow acq_{n_o}[n] = acq[n - n_o] \quad (4-9)$$

Compenser pour le déphasage du signal enregistré consiste à l'interpoler d'un facteur I correspondant à la précision de l'estimateur de déphasage, à y appliquer un déphasage inverse de $-n_o$ échantillons, à le décimer et enfin à l'appliquer au moteur d'inférence du filtre de Wiener :

$$X_{n_o}(e^{j\Omega}) = X(e^{j\Omega}) \cdot e^{j\Omega n_o} \leftrightarrow x_{n_o}[n] = x[n + n_o] \quad (4-10)$$

La Figure 4.8 présente un exemple de mise en phase du signal enregistré du système d'acquisition; le critère utilisé au cours du projet pour la mise en phase du signal est de considérer comme le début de l'événement, le premier échantillon de la montée qui se situe au-dessus de 20% de l'amplitude maximale de l'événement. Ce critère n'est pas optimal et devra être remplacé par le paramètre de déphasage extrait de l'algorithme de discrimination en temps, mais cela ne fait pas partie du champ d'étude du présent travail. Néanmoins, les résultats d'identification obtenus avec ce critère de remise en phase sont satisfaisants. Pour l'implantation dans le FPGA, il est plus rapide d'utiliser une table de modèles de chaîne pré-déphasés plutôt que de déphaser en temps-réel le signal enregistré.

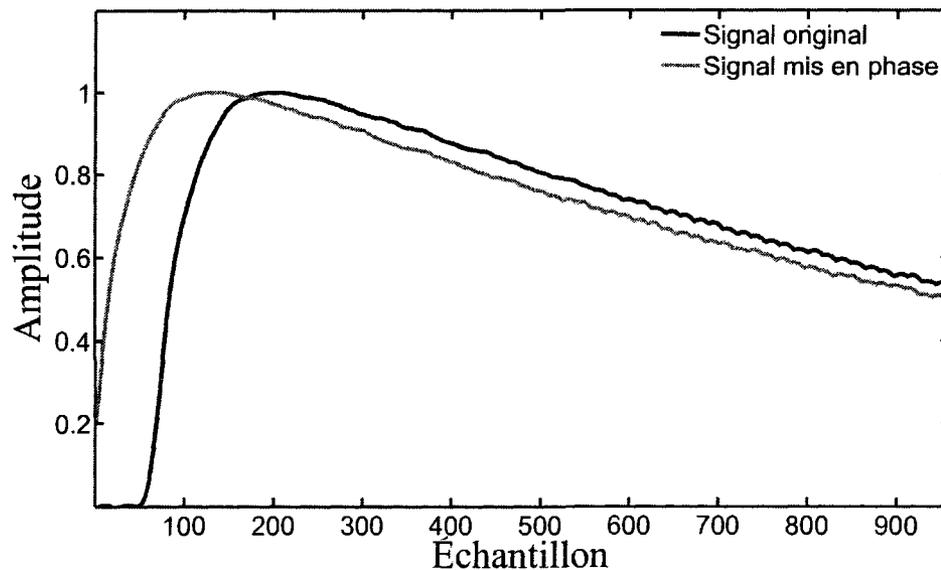


Figure 4.8 Exemple de fonctionnement de la mise en phase

4.1.5 Décimation

La décimation d'un signal discret diminue d'un facteur D la quantité d'échantillons d'un signal par unité de temps. Ce traitement préliminaire est nécessaire pour ramener la fréquence d'échantillonnage associée au signal discret à celle des CAN suite à l'interpolation et à la mise en phase du signal. Les caractéristiques du signal dans le domaine discret de base et discret décimé seront explorées pour bien saisir ce que la décimation d'un signal implique (Figure 4.9).

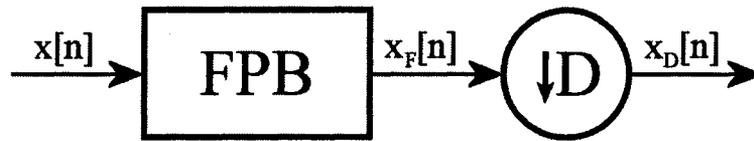


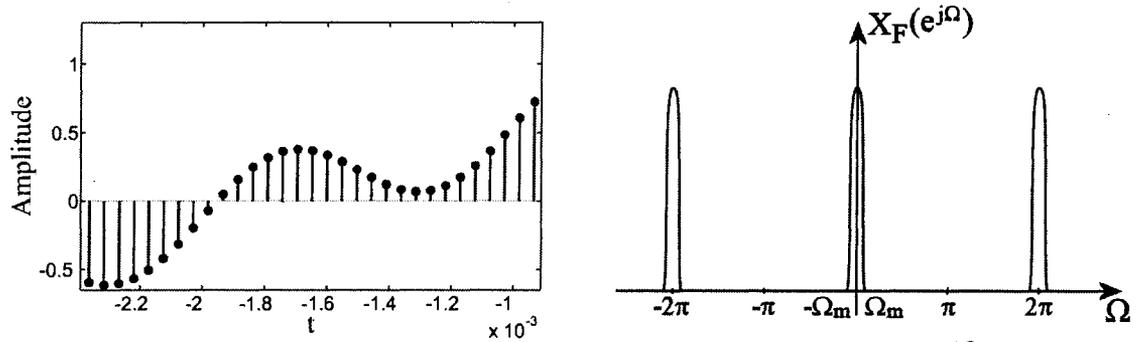
Figure 4.9 Schéma d'un décimateur (FPB : filtre passe-bas)

La première étape consiste à filtrer le signal discret $x[n]$ de façon à éliminer les hautes fréquences qui, autrement, causeraient du repliement spectral (*aliasing*) lors de la décimation. La Figure 4.10.a présente le signal discret filtré $x_F[n]$ ainsi que son spectre fréquentiel $X_F(j\omega)$.

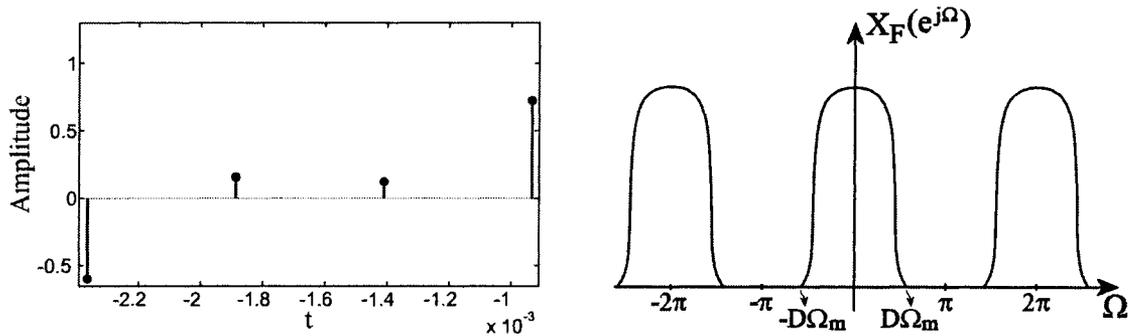
Lors de la deuxième étape, le signal discret filtré $x_F[n]$ se voit retirer $D - 1$ échantillons sur D , constituant ainsi le signal décimé $x_D[n]$:

$$x_D[n] = x_F[D \cdot n] \quad (4-11)$$

La Figure 4.10.b présente le signal décimé $x_D[n]$ ainsi que le spectre fréquentiel $X_D(e^{j\Omega})$ qui y est associé. Dans le cas d'un décimateur, lorsque $D\Omega_m > \pi$, il y a apparition de repliement spectral (*aliasing*) autour de la fréquence angulaire normalisée π dans l'intervalle $[2\pi - D\Omega_m ; D\Omega_m]$.



(a) – Signal discret filtré $x_F[n]$ et son spectre fréquentiel $X_F(e^{j\Omega})$



(b) – Signal décimé $x_D[n]$ et son spectre fréquentiel $X_D(e^{j\Omega})$

Figure 4.10 Principes du décimateur

Dans le cas présent, le signal est interpolé, mis en phase et décimé d'un facteur égal au facteur d'interpolation, ce qui permet d'éliminer le filtre passe-bas du décimateur. En effet, dans le cas où un signal discret limité en fréquence ($\Omega_m \leq \pi$) est interpolé d'un facteur I , son spectre fréquentiel est limité en fréquence à $\Omega_{mI} = \Omega_m \div I$. Puisque le critère pour qu'il n'y ait pas de repliement lors d'une décimation est $D \times \Omega_{mD} \leq \pi$, en utilisant $D = I$, la fréquence supérieure du spectre fréquentiel du signal décimé sera $D \times \Omega_{mD} = D \times \Omega_{mI} = D \times \Omega_m \div I = \Omega_m \leq \pi$, ce qui garantit qu'il n'y aura pas de repliement spectral.

4.2 Traitements subséquents à l'identification par filtre de Wiener

De l'identification du cristal par le filtre de Wiener résultent deux coefficients. Ces coefficients servent à déterminer lequel des cristaux du module *phoswich* est le plus susceptible d'avoir absorbé le photon incident. Un classificateur sera employé pour effectuer la discrimination.

4.2.1 Classification

Le but du classificateur est, comme il vient d'être mentionné, de déterminer lequel des deux cristaux du détecteur *phoswich*, le LYSO ou bien le LGSO, a absorbé le photon. Le classificateur a à sa disposition les coefficients a_1 et b_0 du filtre de Wiener pour effectuer cette tâche.

À ce niveau de la discussion, il est important de connaître la correspondance physique des coefficients a_1 et b_0 . Le coefficient a_1 est fonction de la constante de décroissance exponentielle de l'émission de la lumière dans le cristal. De son côté, le coefficient b_0 est fonction de plusieurs facteurs : le rendement lumineux du cristal, l'efficacité de couplage entre le cristal et la photodiode à avalanche et l'énergie déposée dans le cristal par le photon incident. L'énergie déposée dans le cristal demeure inconnue et n'est pas fonction du cristal. Conséquemment, il est plus approprié d'exclure le paramètre b_0 lors de la classification de l'événement. Ceci implique alors l'utilisation d'un classificateur unidimensionnel basé uniquement sur le paramètre a_1 .

Comme nous le verrons au chapitre 5, la distribution des événements issus d'un détecteur *phoswich*, suivant le coefficient a_1 , se compose de deux distributions gaussiennes relativement bien séparées (Figure 5.13). Les distributions gaussiennes gauche et droite correspondent respectivement à des signaux générés des cristaux LYSO et LGSO. Puisque la distribution suivant le paramètre a_1 présente une séparation importante entre les populations de cristaux LYSO et LGSO, il suffit d'utiliser un classificateur par hyperplan pour déterminer la classe d'appartenance de chaque événement traité; dans un espace à une dimension, l'hyperplan se résume à un point et correspond au seuil de discrimination. Afin de minimiser le taux total d'erreurs de

discrimination, le seuil de discrimination des cristaux sur l'axe a_1 est fixé au croisement des deux distributions gaussiennes.

Dans le LabPETTM, chaque canal électronique doit utiliser un seuil de discrimination distinct pour minimiser le taux d'erreurs de discriminations de chacun des canaux. En effet, les constantes de décroissances de l'ensemble des cristaux présents dans le *scanner* varient suffisamment pour modifier la valeur moyenne des gaussiennes présentes dans la distribution des événements en fonction du coefficient a_1 . Ceci modifie l'emplacement du point de croisement des deux gaussiennes et donc du point de séparation optimal du classificateur.

Ce chapitre a présenté les différentes étapes de mise en forme et de traitements nécessaires au bon fonctionnement du filtre de Wiener ainsi que le traitement des données issues du filtre de sorte à discriminer le cristal scintillateur du détecteur *phoswich*.

5 PERFORMANCES DU FILTRE DE WIENER APPLIQUÉ AU LABPET™

Le présent chapitre est une copie intégrale de l'article présentant les résultats des travaux présentés dans ce mémoire; il a été publié dans le journal *IEEE Transactions on Nuclear Science* en juin 2008.

5.1 Titre

Implantation temps-réel d'un algorithme d'identification de cristal par filtre de Wiener

5.2 Sommaire

Le LabPET™, tomographe d'émission par positrons pour petits animaux lancé récemment et basé sur un détecteur à photodiodes à avalanche, donne la possibilité de d'analyser en temps-réel toute l'information nécessaire à la reconstruction de l'image de type tomographique. Puisque la photodiode à avalanche est couplée à un détecteur *phoswich* formé d'un cristal de type LGSO et d'un autre de type LYSO placés côte à côte, un algorithme d'identification de cristal doit être développé pour soutenir l'extraction de paramètres des cristaux en temps-réel et ce dans un environnement à haut taux de comptage. De plus, l'algorithme doit être en mesure de supporter l'ajout de nouveaux types de cristaux sans ajout significatif de mise à jour de l'algorithme. Pour ces raisons, un algorithme d'identification de cristal rapide reposant sur le filtre de Wiener est proposé. Ce filtre optimal infère directement, de façon non itérative, les paramètres du cristal par minimisation d'une fonction de coût quadratique. Une discrimination unidimensionnelle sert à l'identification du cristal scintillateur. L'algorithme atteint des performances discriminatoires proches de 88 % en présence de photons de basse énergie (~ 60 keV) et proche de 100 % lorsqu'il est exposé à une source de photons de 511 keV, et ce, à des taux de comptage avoisinant les 10 M événements/sec lorsqu'il est implanté dans un FPGA.

Document publié en juin 2008 dans le journal *IEEE Transactions on Nuclear Science*

Real Time Implementation of a Wiener Filter Based Crystal Identification Algorithm

Nicolas Viscogliosi¹, Joel Riendeau¹, Philippe Bérard², *Member, IEEE*, Marc-André Tétrault¹, Roch Lefebvre¹, *Member, IEEE*, Roger Lecomte², *Member, IEEE*, and Réjean Fontaine¹, *Member, IEEE*

¹Department of Electrical and Computer Engineering, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, QC, Canada, J1K 2R1

²Department of Nuclear Medicine and Radiobiology, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, QC, Canada, J1H 5N4

5.3 Abstract

The recently launched LabPET™, a small animal Avalanche PhotoDiode (APD)-based PET scanner with quasi-individual readout and massively parallel processing, makes it possible to acquire real-time information necessary for Positron Emission Tomography (PET) images reconstruction. Since each APD is coupled to an LYSO/LGSO phoswich scintillator pair, an efficient crystal identification algorithm must be developed to sustain real-time crystal feature extraction in high PET count rate. Furthermore, a less application specific algorithm is needed to easily expand its use to a large range of crystal materials. For these reasons, a new ultra-fast crystal identification algorithm based on a Wiener filter is proposed. This optimum filter instantly recovers crystal parameters by minimizing a linear cost function. A one-dimension projection based discrimination is used to identify the scintillating crystal. The algorithm achieves a discrimination rate of ~ 88% for low-energy X-ray photons (~ 60 keV) and up to ~ 100% for high energy 511 keV photopeak photons, and these, with a maximum throughput of 10 Mevents/sec when implemented in a field programmable gate array.

5.4 Introduction

Molecular and genomic imaging requires the fusion of both high-resolution anatomical information and functional data. This fusion is currently achieved with multi-modality scanners composed of distinct apparatus, which have their own detection systems and therefore their own resolution. Images acquired sequentially make them prone to fusion artifacts originating from normal cardiac, respiratory and peristaltic motion, or involuntary displacement of the subject [Townsend et coll. 2001]. To overcome these problems, it was proposed to develop a multi-modality scanner – PET, SPECT and CT – having the ability to acquire image data for all modalities using the same detectors and same electronics [Saoudi et coll. 1999b], [Fontaine et coll. 2005a]. Such electronics must cope with a high range of photon energy, ~ 30 keV for CT up to 511 keV for PET. A first version of such scanner, the LabPET™, achieves high intrinsic spatial resolution (~ 1.3 mm) in PET using 2 mm × 2 mm × ~ 10 mm LYSO and LGSO crystals (see TABLEAU 5.1) assembled along one long side into a phoswich detector readout by a single APD [Pepin et coll. 2006]. This phoswich arrangement requires the

implementation of pulse shape analysis techniques to identify which crystal has scintillated. Discrete Fourier transform and direct time-domain pulse shape analysis are among the methods used so far to address this task [Streun et coll. 2003]. Excellent results can be obtained with such techniques using crystal having significantly different optical characteristics. More recently, methods based on adaptive filter theory [Ljung 1999] have been proposed to identify scintillator pulse shapes by adjusting an AutoRegressive Moving-Average with eXogenous variable (ARMAX) model, or simply an AutoRegressive (AR) model, using Recursive Least-Square (RLS) or Least Mean-Square (LMS) algorithms. Discrimination is performed by simple Euclidian distance measurement in the modeled multi-parameter space. These techniques achieve excellent results even for crystals with similar decay times (e.g. ~ 40 ns and ~ 65 ns) [Michaud et coll. 2004], [Semmaoui et coll. 2005]. However, due to their iterative processing and computational complexity, these techniques can hardly sustain high count rate in a dedicated Digital Signal Processor (DSP) for real-time data analysis.

TABLEAU 5.1 SCINTILLATOR PHYSICAL CHARACTERISTICS

| | LYSO | LGSO |
|---------------------------------------|------|---------|
| Scintillation Decay Constant (ns) | 40 | 65 – 75 |
| Light Yield (% NaI(Tl)) | 85 | 45 |
| Max Emission (nm) | 416 | 425 |
| Refraction Index | 1.81 | 1.81 |
| Density (g/cm^3) | 7.13 | 6.5 |
| Effective Z | 66 | 61 |
| 511 keV Photoelectric Probability (%) | 33 | 28 |

In order to be able to process the low-energy events (~ 60 keV) and satisfy the high count rate encountered in Compton photon processing [Bérard et coll. 2007], this paper investigates a method to replace the iterative RLS or LMS algorithms by a direct linear optimization method for adjusting the AR model. The proposed optimization method, referred to as a Wiener filter, makes it possible to reach instantly an optimal solution that LMS algorithm attempts to reach iteratively [Haykin 2001]. Furthermore, the Wiener filter is non-specific to crystal materials compare to LMS and RLS iterative solution that need to be tuned for a small range of crystal characteristics [Semmaoui et coll. 2005]. In the end, this approach can be implemented with a high degree of

parallelism in Field Programmable Gate Array (FPGA), which significantly speeds up the computation.

5.5 Crystal Identification Method

The acquisition channel of the LabPET™ – consisting of an APD, a charge sensitive preamplifier (CSP) [Pratte et coll. 2004], an anti-aliasing filter and an analog to digital converter [Fontaine et coll. 2005c] – is basically a light-to-voltage converter with a shaping stage. Although the scintillating material’s characteristics cannot be extracted directly from the output signal of the crystal, they can be inferred from the electrical signal delivered by the acquisition channel ($d(n)$). A Crystal Identification (CI) scheme is implemented as a multi-stage process which involves extracting appropriate characteristics from events $d(n)$ (Parametric Identifier) followed by crystal discrimination (Classifier)

(Figure 5.1).

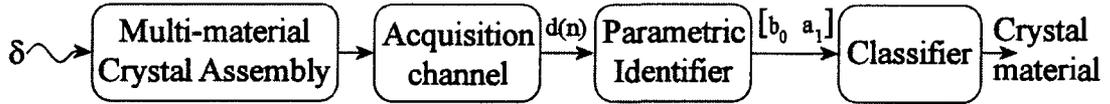


Figure 5.1 Crystal material identification scheme

5.5.1 Crystal Parametric Space

Discrete-time, linear, time-invariant (LTI) systems are completely defined by a time-domain difference equation:

$$y(n) = \sum_{j=0}^M b_j x(n-j) - \sum_{i=1}^N a_i y(n-i) \quad (5-1)$$

where $x(n)$ and $y(n)$ are respectively the input and output of the corresponding system at time n while b_j and a_i are the difference equation coefficients. Crystal materials used in the LabPET™ are properly modeled by an input gain coefficient (b_0) and a recursive coefficient (a_1); b_0 is related to the light yield of the crystal and a_1 to its scintillation decay constant.

5.5.2 Crystal Parameter Extraction with the Wiener Filter

The goal of the parametric identifier (Figure 5.2) is to determine the crystal difference equation coefficients, b_0 and a_1 , that give the electrical signal, $d(n)$, recorded at the output of the acquisition channel.

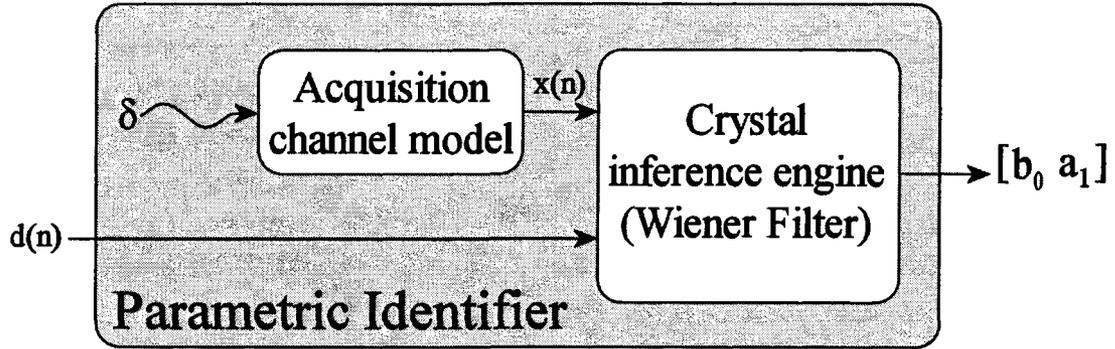


Figure 5.2 Parametric identification scheme

From a signal and system theory point of view, serially connected LTI sub-systems may be reordered without affecting the behavior of the higher-level system. Thus, the acquisition channel model, built using all *a priori* knowledge of the acquisition channel, can be placed prior to the crystal inference engine in the parametric identifier block (Figure 5.2). The crystal inference engine uses $x(n)$, the acquisition channel model impulse response, and $d(n)$, the recorded event, to minimize a specific cost function $J(b_0, a_1)$ for recovering b_0 and a_1 that correspond to the optimal crystal difference equation coefficients. In this case, the Wiener filter is used as the crystal inference engine. It minimizes the expected value, $E\{\bullet\}$, of the square differences between the observed signal $d(n)$ and a virtual signal $y(n)$ computed with a LTI filter as:

$$y(n) = W \cdot Z(n) \quad (5-2)$$

where:

$$W = [b_0 \ a_1]$$

$$Z(n) = \begin{bmatrix} x(n) \\ d(n-1) \end{bmatrix} \quad (5-3)$$

The cost function of the optimal Wiener filter is described as:

$$J(\mathbf{W}) = E\{(d(n) - y(n))^2\} \quad (5-4)$$

and the coefficients of the optimal Wiener filter that minimize the cost function are:

$$\mathbf{W}_{opt} = \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{p} \quad (5-5)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{R} &= E\{\mathbf{Z}(n) \cdot \mathbf{Z}^T(n)\} \\ \mathbf{p} &= E\{d(n) \cdot \mathbf{Z}(n)\} \end{aligned} \quad (5-6)$$

5.6 Implementation

The whole CI process (Figure 5.3) can take advantage of an FPGA implementation due to its intrinsic parallel behavior. The algorithm multiplies-and-accumulates every sample acquired from the acquisition channel and computes crystal parameters b_0 and a_1 .

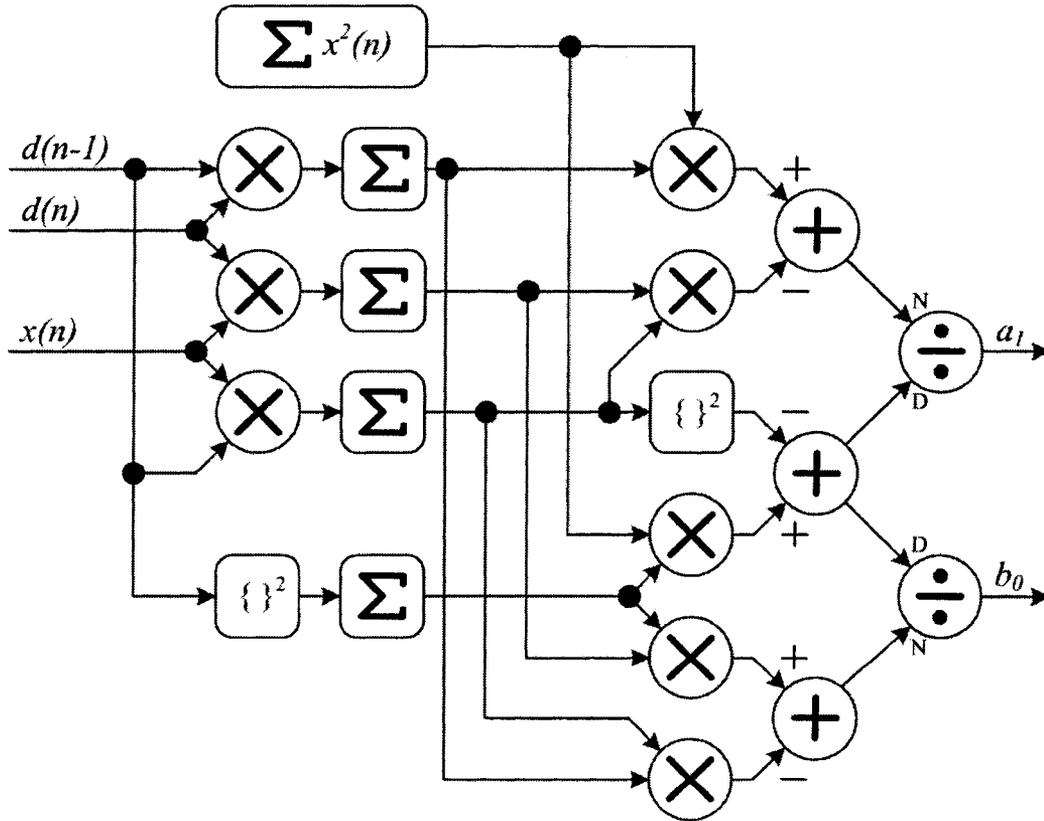


Figure 5.3 FPGA implementation scheme. D and N are respectively used to identify the denominator and numerator inputs of the dividers.

5.7 Results

The LabPET™ CSP has two operation modes: PET and CT [Pratte et coll. 2004]. Shaping time (τ) and gain factor (A) for both configurations are given in TABLEAU 5.2. A preliminary validation of the discrimination capability for both cases were investigated using 100 000 photons acquired with each crystal (LGSO and LYSO) individually coupled to an APD. CI from both experiments were used to build individual crystal spectrum and evaluate discrimination performance in Matlab. In addition, algorithm susceptibility at weak Signal to Noise Ratio (SNR) levels was demonstrated using radioactive sources with low characteristic emission energies. Since the aim of the algorithm is to discriminate crystals in a phoswich arrangement, CI spectra of individually coupled crystals were compared to phoswich spectrum. The discrimination rates achieved in the following experiments were obtained by a simple one-dimension classification using the crystal difference equation coefficient a_1 . Since the proposed CI method discriminates the crystals by their scintillation constant related parameter (a_1) and not by their light yield related parameter (b_0), all signals recorded by the system may be normalized in amplitude for FPGA implementation with no discrimination rate degradation; amplitude normalization has a consequence on b_0 only.

TABLEAU 5.2 CSP CHARACTERISTICS FOR PET & CT CONFIGURATION MODE

| CSP Mode | PET | CT |
|-------------|--------|-------|
| τ (ns) | ~ 1380 | ~ 138 |
| A (mV/fC) | ~ 3 | ~ 30 |

For all experiments a limited number of events (< 2%) were rejected based on two criteria. The former consists in the presence of pile-up events, which are not the scope of this paper, and the later was on events that hit directly the APD.

5.7.1 PET-Mode Experiment Results

In the first experiment, a ^{68}Ge source of 511 keV was used with the CSP configured in PET mode with crystals individually coupled to an APD. Figure 5.4 and Figure 5.5 show the CI density-plot and CI a_I -spectra for the acquired datasets, respectively. Fig. 6 shows the energy distribution of the events processed by the CI algorithm and illustrates the proportion of Compton photon in the datasets. The ADC channel lower limit threshold used for noise removal was 7 and the upper limit threshold used for Compton-only CI was 75 (Figure 5.6). A discrimination rate (see Figure 5.5 and TABLEAU 5.3) of 98.68 % was achieved when including all photons and 98.13 % when only Compton photons were included. One can note from Figure 5.5 that because of the lower SNR of Compton events compare to photopeak events, a shift occurs on the Compton a_I evaluation. This tends to widen the total a_I -spectrum.

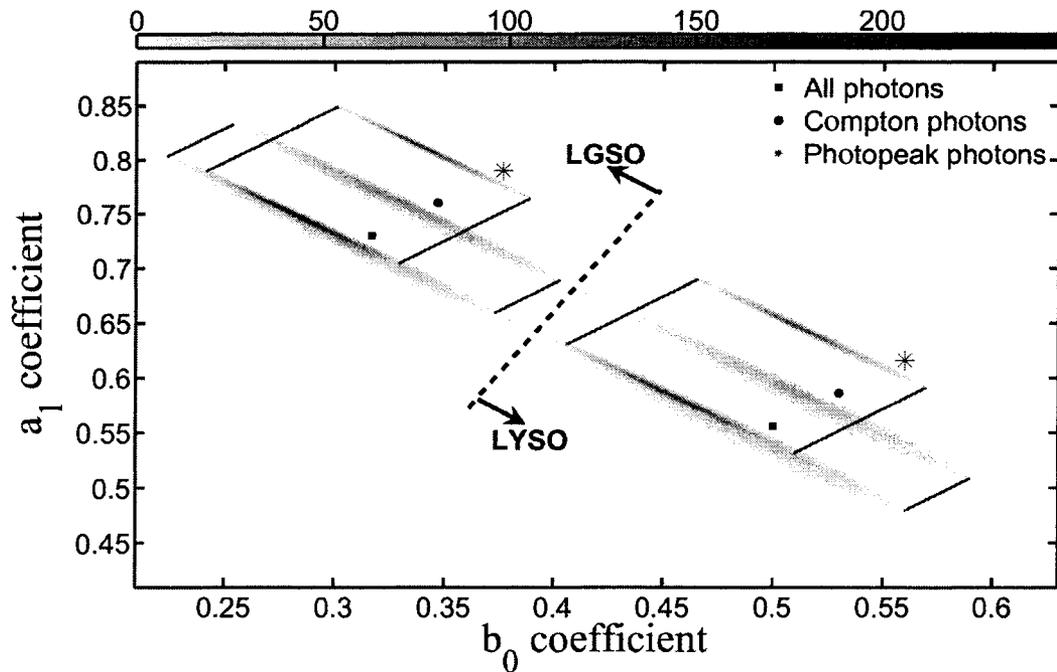


Figure 5.4 CI density-plot in PET mode for ^{68}Ge (511 keV) source. 100 000 photons were acquired for each crystal individually coupled to an APD and processed by the CI algorithm. The spectra show the dataset CI density for all photons, for Compton photons only (shifted for visualization purpose) and for photopeak photons only (shifted for visualization purpose).

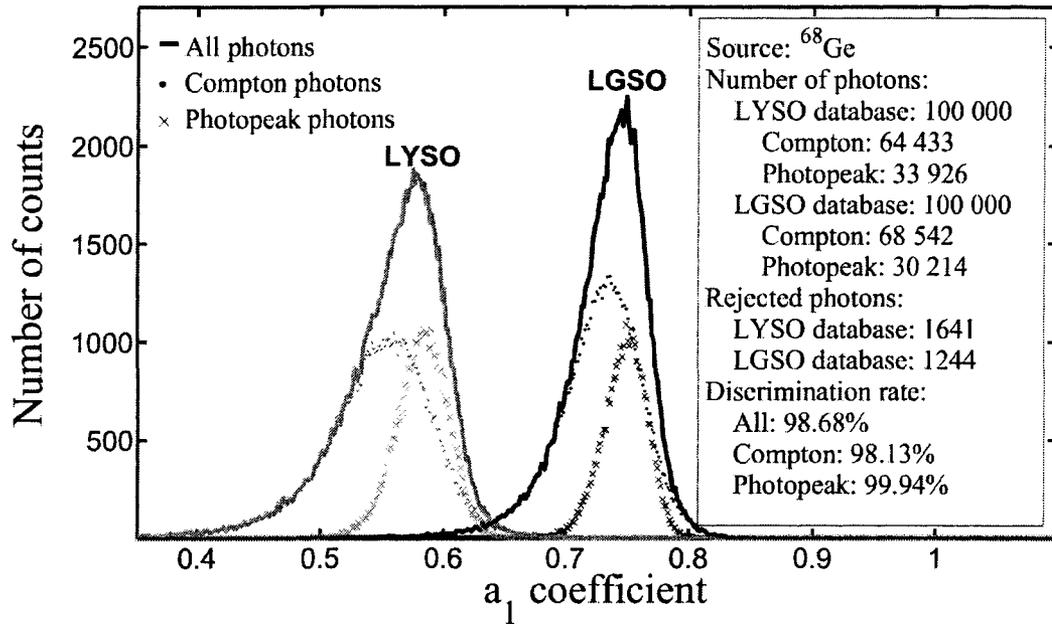


Figure 5.5 CI a_1 -spectra in PET mode for ^{68}Ge (511 keV) source. The spectra show the dataset CI a_1 coefficient density for all photons, for Compton photons only and for photopeak photons only.

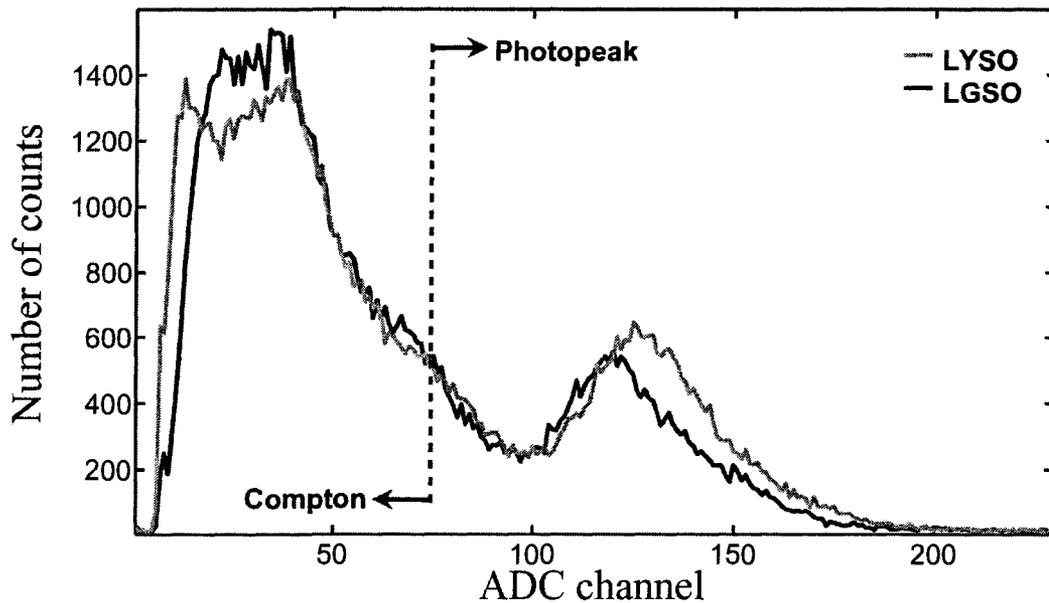


Figure 5.6 Energy spectra of the LYSO and LGSO crystals in PET mode for ^{68}Ge (511 keV) source. The spectra show a great proportion of Compton photons.

In the second experiment, we used a low energy ^{57}Co (122 keV) source with the CSP configured in PET mode. Figure 5.7 and Figure 5.8 show CI density-plot and CI a_1 -spectra for the acquired datasets, respectively. Discrimination results (see Figure 5.8 and TABLEAU 5.3) slightly drops to 95.17 %; a performance variation of -3.51 % with respect to the ^{68}Ge source.

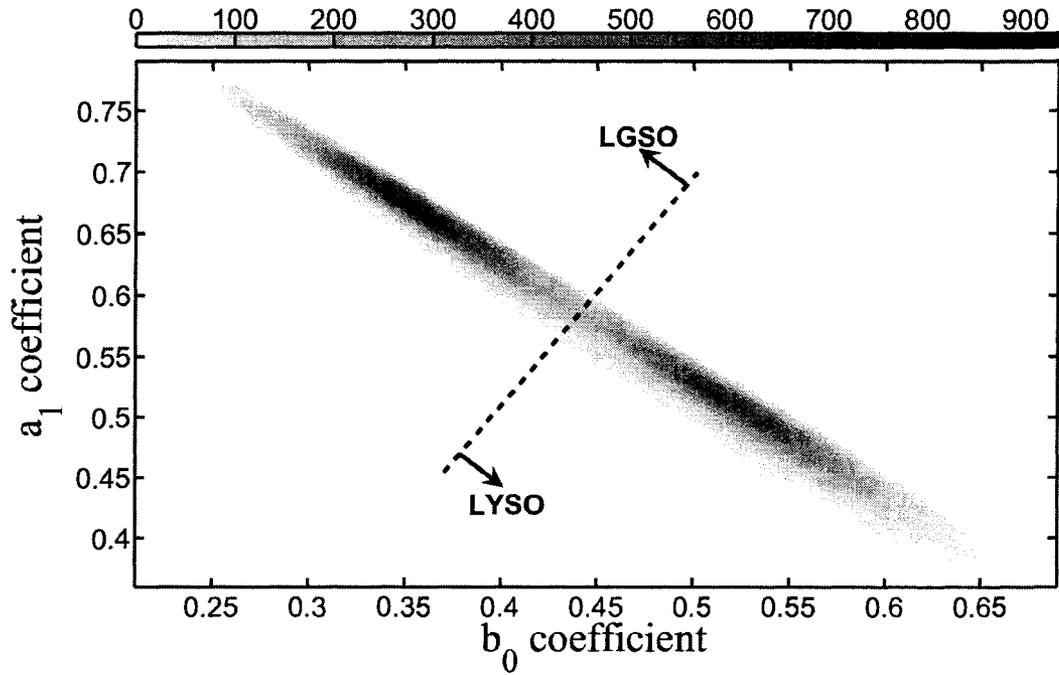


Figure 5.7 CI density-plot in PET mode for ^{57}Co (122 keV) source. 100 000 photons were acquired for each crystal individually coupled to an APD and then processed by the CI algorithm. The spectra show the dataset CI density for all photons.

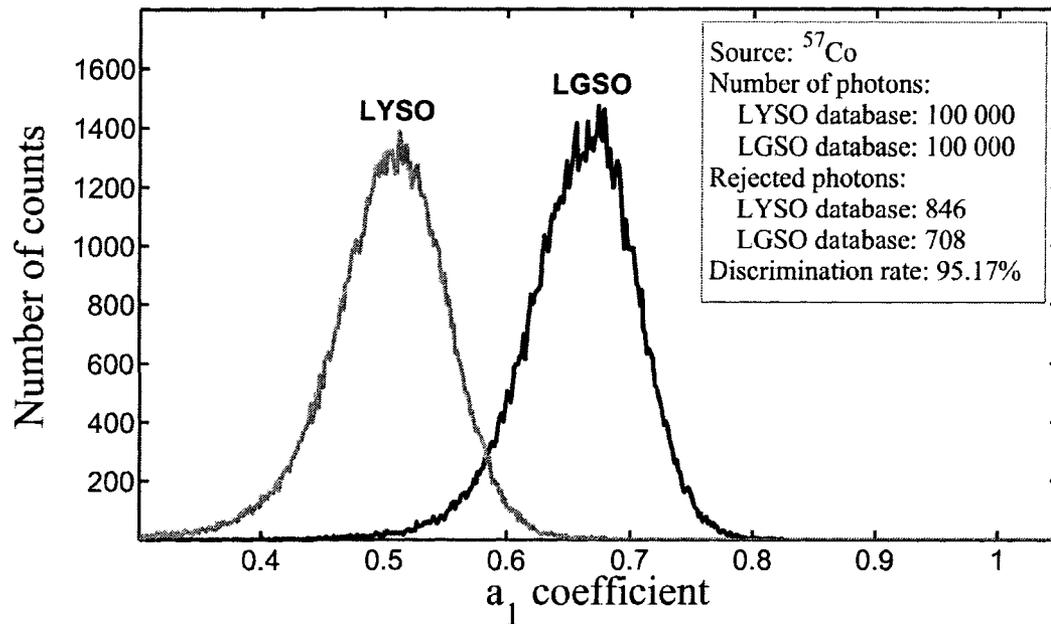


Figure 5.8 CI a_1 -spectra in PET mode for ^{57}Co (122 keV) source. The spectra show the dataset CI a_1 coefficient density for all photons.

5.7.2 CT-Mode Experiment Results

In this experiment, a source of ^{57}Co (122 keV) was used with the CSP configured in CT mode. Figure 5.9 and Figure 5.10 show CI density-plot and CI a_1 -spectra for the acquired datasets, respectively. A discrimination rate of 96.95 % (see Figure 5.10 and TABLEAU 5.3) was obtained which is slightly better (+1.78 %) than results obtained in PET mode with the same source.

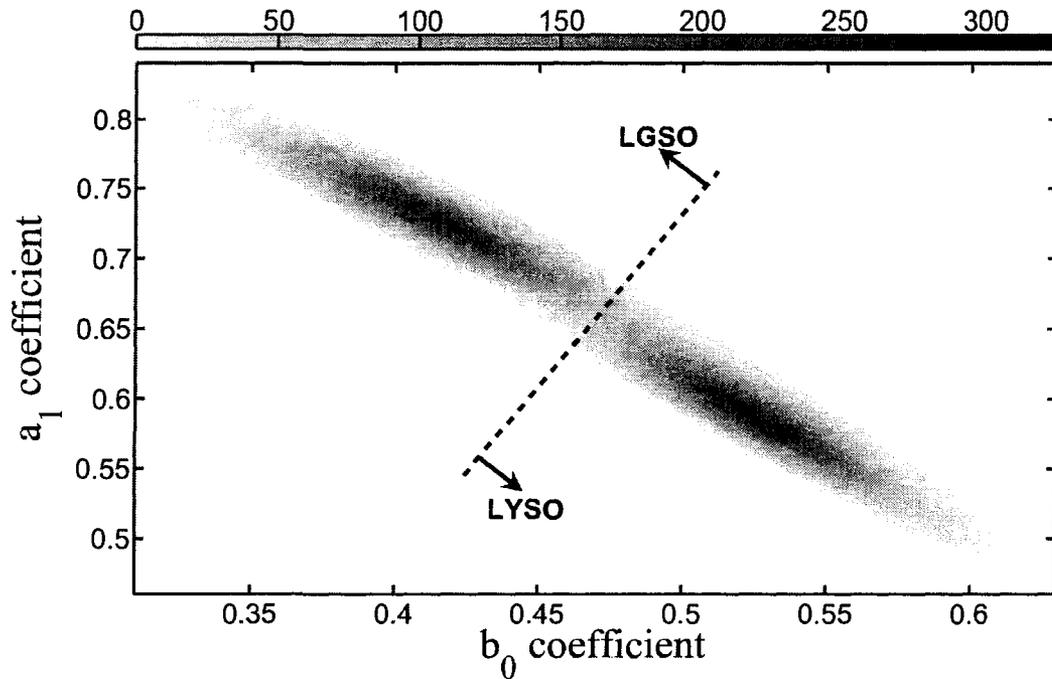


Figure 5.9 CI density-plot in CT mode for ^{57}Co (122 keV) source. 100 000 photons were acquired for each crystal individually coupled to an APD and then processed by the CI algorithm. The spectra show the dataset CI density for all photons.

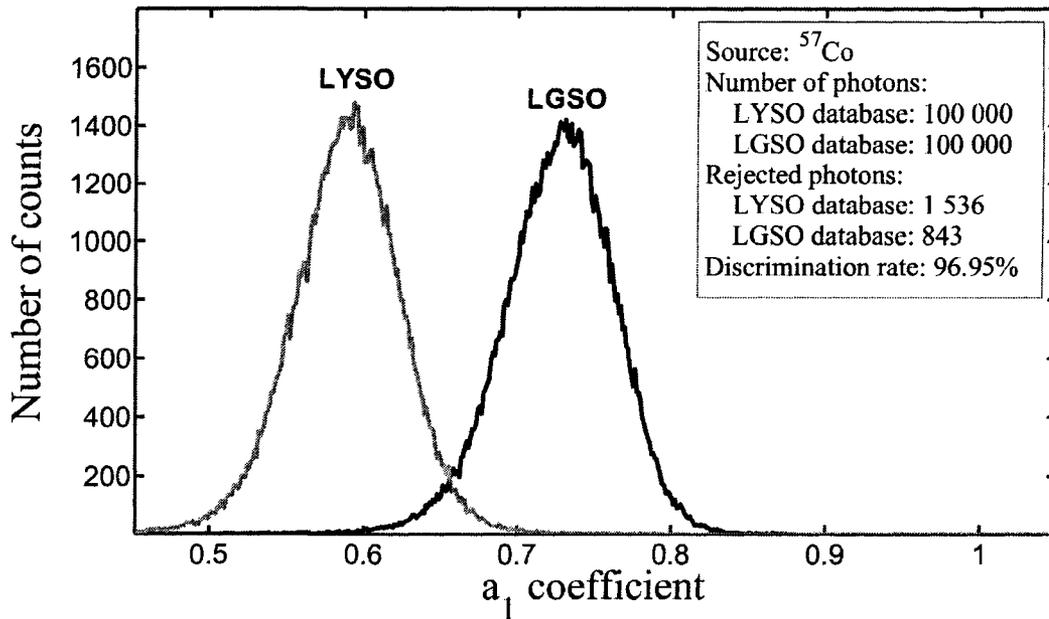


Figure 5.10 CI a_1 -spectra in CT mode for ^{57}Co (122 keV) source. The spectra show the dataset CI a_1 coefficient density for all photons.

In the second experiment, we use a low energy ^{241}Am (60 keV) source with the CSP configured in CT mode. Figure 5.11 and Figure 5.12 show CI density-plot and CI a_1 -spectra for the acquired datasets, respectively. The discrimination rate (see Figure 5.12 and TABLEAU 5.3) drops to 88.01 %; a performance variation of -8.94 % with respect to the ^{57}Co 122 keV source.

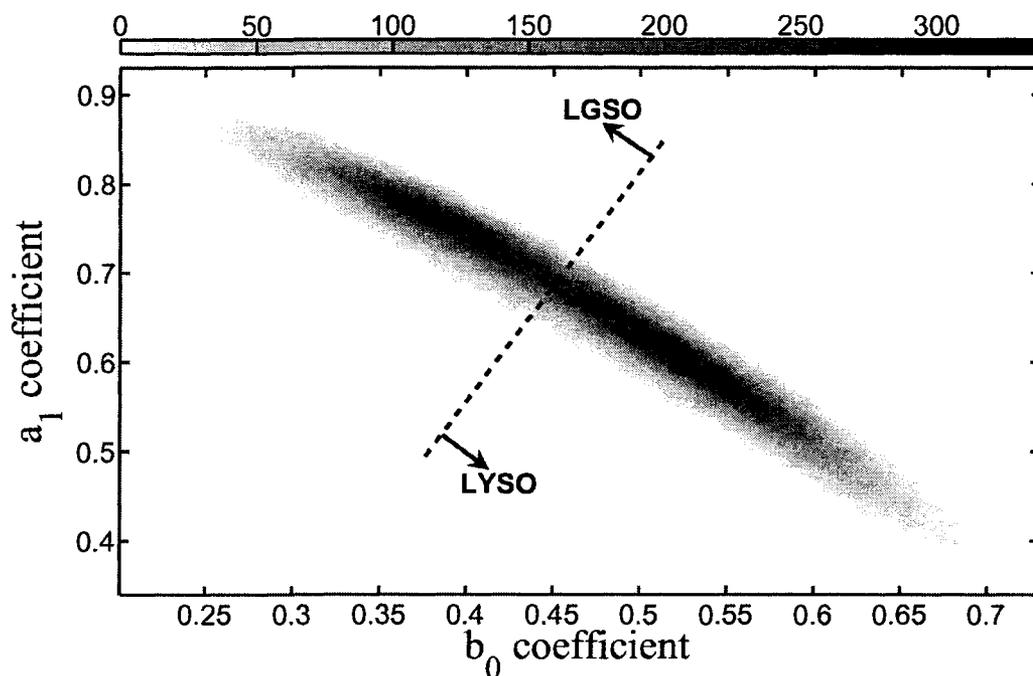


Figure 5.11 CI density-plot in CT mode for ^{241}Am (60 keV) source. 100 000 photons were acquired for each crystal individually coupled to an APD and then processed by the CI algorithm. The spectra show the dataset CI density for all photons.

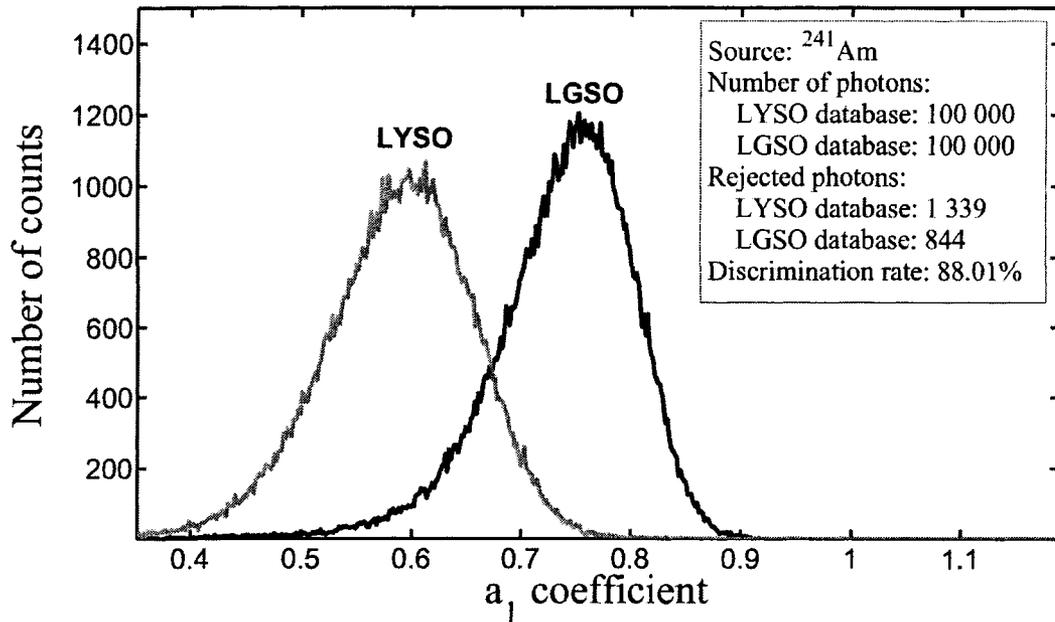


Figure 5.12 CI a_1 -spectra in CT mode for ^{241}Am (60 keV) source. The spectra show the dataset CI a_1 coefficient density for all photons.

TABLEAU 5.3 DISCRIMINATION RATE FOR PET & CT CONFIGURATION MODE

| CSP Mode | PET | | CT | |
|------------------------|---------|---------|---------|---------|
| Source Energy (keV) | 511 | 122 | 122 | 60 |
| All Photons | 98.68 % | 95.17 % | 96.95 % | 88.01 % |
| Compton Photons Only | 98.13 % | - | - | - |
| Photopeak Photons Only | 99.94 % | - | - | - |

5.7.3 Phoswich Experiment Results

In this experiment, a source of ^{68}Ge (511 keV) was used with the CSP configured in PET mode. Figure 5.13 shows CI a_1 -spectra for individually coupled crystals (LYSO and LGSO) and for phoswich arrangement. Mean and standard deviation of LYSO and LGSO gaussian-like a_1 -spectra are slightly affected by the phoswich arrangement. Figure 5.14 shows original phoswich energy spectrum and post-CI reconstructed energy spectra for both individual crystals.

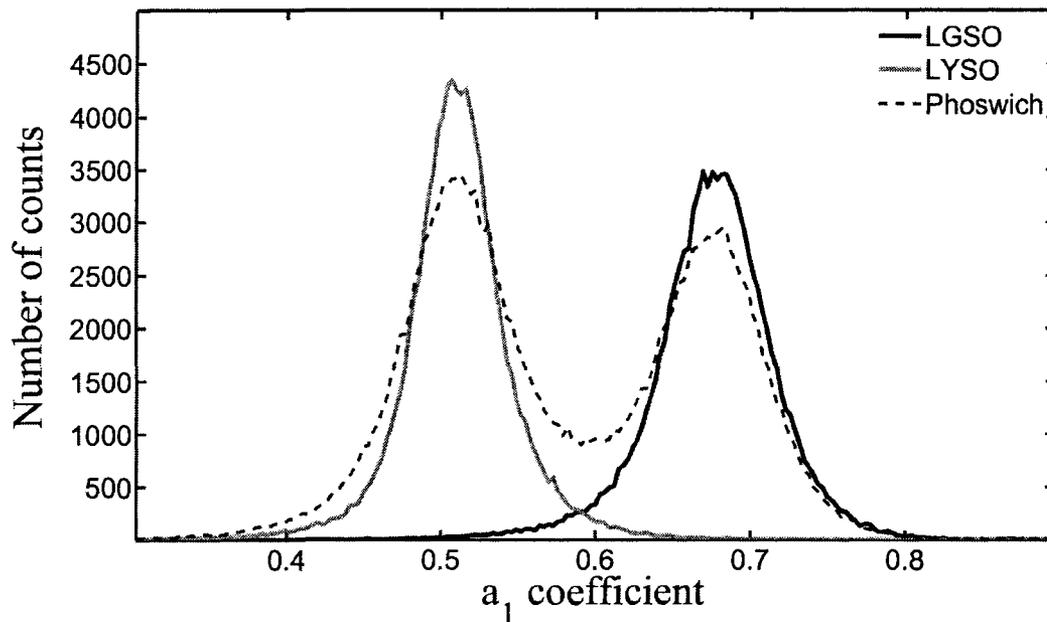


Figure 5.13 CI a_1 -spectra in PET mode for ^{68}Ge (511 keV) source. 100 000 photons were acquired for each crystal individually coupled to an APD and then 200 000 photons with the same crystals but in a phoswich arrangement. The spectra show CI a_1 coefficient density for all photons and all datasets.

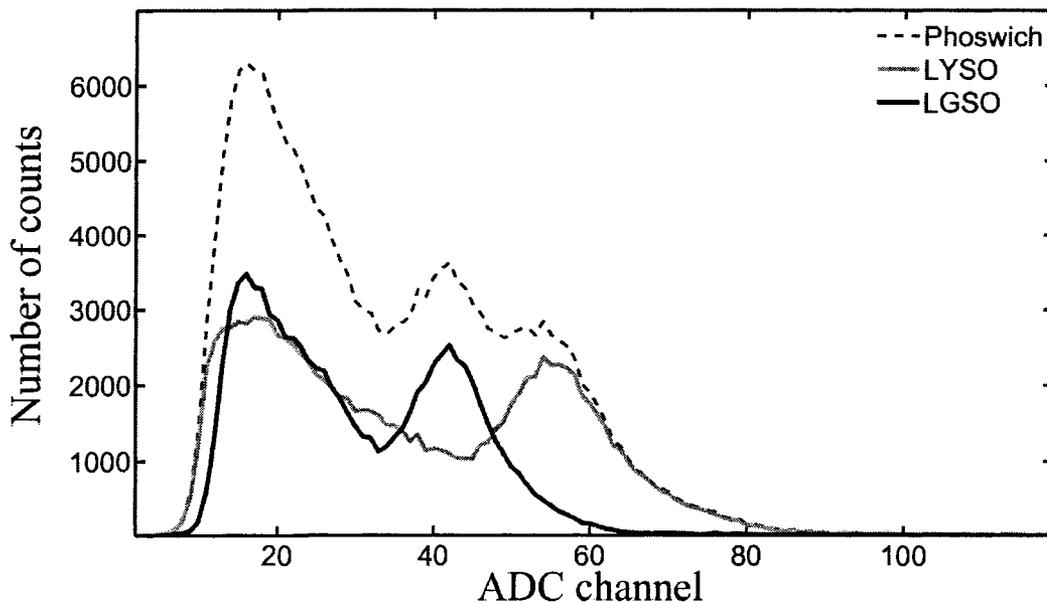


Figure 5.14 Energy spectrum of LGSO/LYSO phoswich arrangement and corresponding post-CI reconstructed energy spectra for both crystals (LYSO and LGSO) in PET mode for ^{68}Ge (511 keV) source.

5.7.4 Real-Time Implementation

An implementation of the Wiener filter based CI algorithm, in a 160 MHz clocked *Xilinx Virtex-II Pro* FPGA, processes up to 10 Mevents/sec using 16 samples per event. It corresponds to a 15-fold speedup factor relative to the LMS iterative CI algorithm [Semmaoui et coll. 2005] implemented in a *Texas Instruments TMS320C6414* DSP clocked at 500 MHz. The major speed benefit comes from the parallel structure of the Wiener filter algorithm. Iterative algorithms, such as LMS, cannot take advantage of the FPGA parallelism capability.

Fixed-point FPGA implementation misevaluation of a_1 parameter compare to floating-point Matlab simulation is relatively low (~ 0.0124 FWHM) (Figure 5.15); it mainly comes from an implementation optimization decision that reduces processing time.

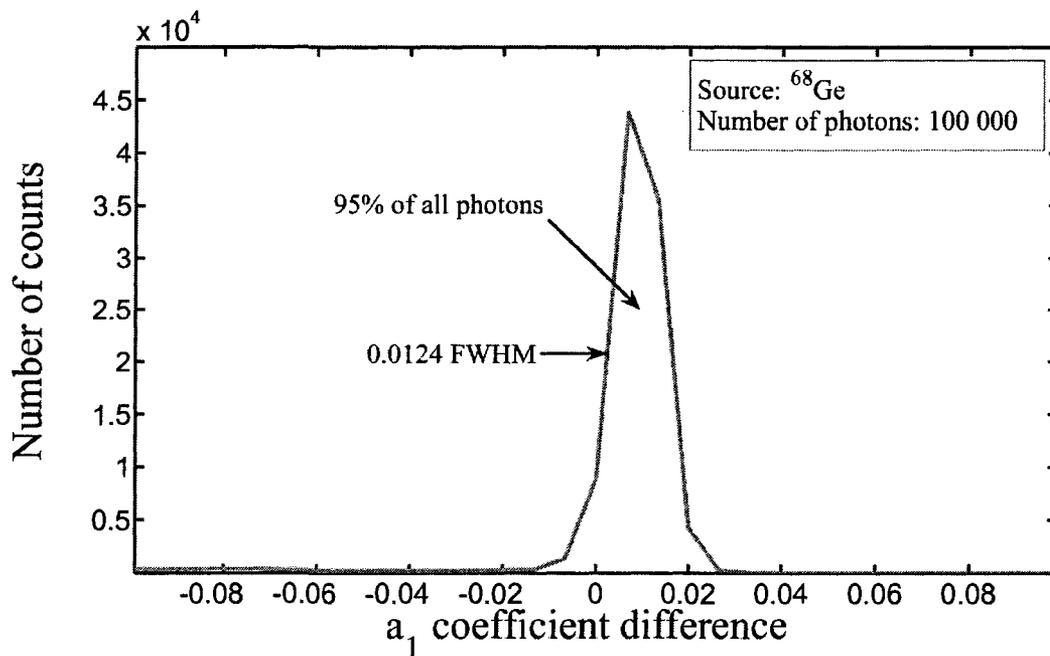


Figure 5.15 Fixed-point FPGA implemented CI a_1 -error-spectra relative to Matlab floating-point algorithm.

5.8 Discussion and Conclusion

The method presented in this paper demonstrates excellent speed performance and discrimination rates for crystals with slightly dissimilar scintillation times (~ 40 ns for LYSO and 65 ns – 75 ns for LGSO). For example, a discrimination rate of ~ 100 % was reached for the 511 keV photopeak photons and ~ 98 % for PET Compton photons in the PET mode. It then falls to ~ 88 % for lower energy (~ 60 keV) CT photons. The method offers promising perspectives for studying low energy Compton photon in the LabPET™ scanner.

CONCLUSION

Ce mémoire avait pour principal objectif de développer un algorithme de traitement de signal pour déterminer rapidement et convenablement quel cristal, parmi ceux d'un détecteur de type *phoswich*, a arrêté le photon incident issu de l'annihilation du positron avec l'électron. Suivant la revue de littérature, le filtre de Wiener semblait l'avenue la plus prometteuse pour arriver à cette fin. En effet, sachant que les performances discriminatoires de l'algorithme AR-LMS étaient satisfaisantes et que le filtre de Wiener représente la solution recherchée par l'algorithme LMS, il est clair que les performances du filtre de Wiener seraient, dans le pire des cas, équivalentes à celles de l'algorithme AR-LMS. De plus, le filtre de Wiener possède un avantage substantiel : il n'est pas itératif, ce qui permet de profiter au maximum du parallélisme disponible dans un FPGA de façon à diminuer le temps de calcul. L'implantation de l'algorithme AR-LMS à l'intérieur d'un FPGA ne donnerait pas un gain de temps aussi important en raison de son caractère itératif, qui limite sa mise en parallèle. Ce mémoire a démontré que le filtre de Wiener offrait un meilleur rendement que l'algorithme AR-LMS et qu'il était en mesure de discriminer correctement des photons Compton de faible énergie. Le filtre a d'abord été validé dans l'environnement Matlab, puis implanté dans le FPGA d'acquisition du LabPETTM. Les concepts présentés dans ce mémoire et nécessaires à la compréhension du sujet dans son ensemble sont résumés dans les lignes qui suivent.

Dans la section 2, il a été question des principes physiques de la TEP et de la TDM. Ces phénomènes ont servi à mieux cerner les limitations de ces deux modalités. En TEP, la résolution spatiale a des limites physiques attribuables à la non-colinéarité des photons d'annihilation ainsi qu'à la distance parcourue par le positron entre son émission lors de la désintégration nucléaire et son annihilation avec un électron du milieu environnant. Les coïncidences fortuites et diffusées, inévitables en TEP, détériorent le rapport contraste sur bruit de l'image reconstruite puisqu'elles insèrent de fausses coïncidences dans les données brutes. En TDM, le temps mort de la chaîne d'acquisition et de traitement des événements et l'étendue du spectre énergétique du tube à rayons-X sont autant de facteurs qui affectent les performances de l'appareil. De plus, en utilisant

l'approche par comptage de photons en TDM, le débit d'événements à traiter devient très important et les algorithmes doivent être ultra-performants pour être utilisables. L'architecture électronique du scanner qui servira de plate-forme matérielle pour l'implantation du filtre de Wiener, le LabPETTM, a été présentée pour bien comprendre les contraintes qui en découlent.

Dans la section 3, quelques moyens permettant de corriger partiellement la parallaxe dans les *scanners* à détecteurs longs dans l'axe radial de l'anneau ont été présentés. L'une des méthodes positionne une PDA à chaque extrémité des détecteurs et détermine la profondeur d'interaction à l'aide du rapport énergétique obtenu grâce aux deux PDA. Une autre approche utilise un détecteur *phoswich* formé de cristaux, fabriqués de matériaux différents, empilés pour diminuer l'incertitude sur la ligne de réponse. Cette méthode demande un algorithme de traitement de signal pour identifier le cristal qui a détecté le photon. Dans cette section, l'amélioration de la résolution spatiale des tomographes a également été abordée. Les matrices de cristaux couplées à un tube photomultiplicateur (TPM) ou à une PDA spécialement conçue pour être sensible à la position d'entrée du photon sont très utilisées à cet effet. Le problème est qu'il se crée une distorsion en coussin qui dégrade quelque peu la résolution spatiale de l'appareil. De plus, le multiplexage de plusieurs cristaux sur un même détecteur, TPM ou PDA sensible à la position, limite significativement les taux de comptage admissibles par cristal; la détection par un cristal d'un photon paralyse l'ensemble des cristaux du détecteur. Le taux de comptage est un facteur déterminant dans le scanner LabPETTM si on désire aussi acquérir des images TDM par comptage de photons. Les détecteurs *phoswich* ont aussi un rôle à jouer dans l'augmentation de la résolution spatiale de l'appareil, mais dans ce cas, les cristaux sont placés côte à côte au lieu d'être empilés. Cela a pour effet d'augmenter la résolution spatiale sans pour autant augmenter le nombre de canaux d'acquisition de données. Les techniques de démultiplexage que demande un arrangement de type *phoswich*, ainsi que leurs avantages et inconvénients, ont été énumérées telles la discrimination par la forme d'onde, par la transformée de Fourier et par l'identification de système par filtre adaptatif. Cette dernière branche fut approfondie dans le but de mieux comprendre le filtre de Wiener qui fait partie de cette

technique. Pour terminer, les raisons qui ont mené au choix du filtre de Wiener comme champ d'étude de ces travaux ont été explicitées.

Dans la section 4, les blocs de pré-traitement et de post-traitement ont été développés. Entre autres, il a été question du filtre DC nécessaire pour éliminer le décalage créé par le préamplificateur de charges, de la normalisation en amplitude nécessaire pour faciliter l'implantation du filtre de Wiener dans le FPGA, de l'interpolation et de la décimation qui servent à rétablir la phase du signal enregistré par le convertisseur analogique/numérique et enfin, de la classification des résultats obtenus par le filtre de Wiener pour discriminer les cristaux.

Dans la section 5, le fonctionnement du filtre de Wiener a été expliqué de même que les notions de traitement de signal nécessaires à sa bonne compréhension. Le schéma de référence utilisé pour son implantation dans le FPGA s'y trouvait aussi. Pour finir, les résultats de validation de l'algorithme en arithmétique point-flottant ont été présentés en mode TEP et TDM à plusieurs niveaux d'énergie et ce en utilisant des détecteurs à cristal unique. Les résultats en mode TEP sont excellents : ~ 99 % avec une source de 511 keV et ~ 95 % avec une source de 122 keV. Les résultats en mode TDM sont satisfaisants : ~ 97 % avec une source de 122 keV et ~ 88 % avec une source de 60 keV. L'algorithme a ensuite été validé avec des détecteurs *phoswich* et ce, toujours en arithmétique point-flottant. Les spectres n'ont été que peu affectés par le mode *phoswich* par rapport aux détecteurs à cristal unique. Les spectres énergétiques reconstruits après identification démontrent le bon fonctionnement de l'algorithme d'identification par le filtre de Wiener sur des détecteurs *phoswich*. Une fois implanté dans le FPGA, l'algorithme traite jusqu'à 10 M événements/sec en utilisant une horloge de 160 MHz et 16 échantillons par événement. Cette implantation a un rendement 15 fois plus élevé que l'algorithme AR-LMS implanté dans le DSP *TMS320C6414* de *Texas Instruments* utilisant une horloge de 500 MHz. La réalisation de l'algorithme en arithmétique point-fixe dans le FPGA donne des résultats très similaires à la réalisation en arithmétique point-flottant.

Enfin, le développement de cet algorithme permettra d'améliorer les performances de discrimination des cristaux dans les détecteurs *phoswich* et d'accueillir un débit d'entrée

de photons plus élevé au niveau des détecteurs. Dans le futur, le traitement des photons diffusés Compton entre cristaux accroîtra de façon importante la quantité de donnée à traiter par unité de temps et permettra d'augmenter la sensibilité du scanner, ce qui pourrait se traduire par une réduction de la dose radioactive injectée au sujet.

Des travaux présentement en cours se basent sur le filtre de Wiener pour déterminer la répartition énergétique absorbée par les deux cristaux d'un module *phoswich* lorsqu'une diffusion Compton survient dans un cristal du module *phoswich* et que le photon diffusé est ensuite absorbé par le deuxième cristal du même module. Cette évaluation est nécessaire à la détermination du scénario le plus probable de diffusion : avec quel cristal le photon a-t-il interagi en premier? Ces travaux sont aussi présentement en cours et utilisent les réseaux de neurones pour répondre à la question.

Ces travaux, qui s'inscrivent dans l'amélioration des performances du scanner LabPET™, solidifieront son fonctionnement et aideront par la même occasion les chercheurs qui œuvrent dans le domaine de l'imagerie moléculaire.

BIBLIOGRAPHIE

- BAI, B., RUANGMA, A., LAFOREST, R., TAI, Y.-C. et LEAHY, R. M. (octobre 2003) *Positron range modeling for statistical PET image reconstruction*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 4, p. 2501-2505.
- BÉRARD, P., PÉPIN, C. M., ROULEAU, D., CADORETTE, J. et LECOMTE, R. (juin 2005) *CT Acquisition Using PET Detector and Electronics*, Transaction on Nuclear Science, vol. 52, No. 3, p. 634-637.
- BÉRARD, P., RIENDEAU, J., PEPIN, C. M., ROULEAU, D., CADORETTE, J., FONTAINE, R., et LECOMTE, R. (février 2007) *Investigation of the LabPET™ detector and electronics for photon-counting CT imaging*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 574, p. 114-117.
- BEYER, T., TOWNSEND, D. W., BRUN, T., KINAHAN, P. E., CHARRON, M., RODDY, R., JERIN, J., YOUNG, J., BYARS, L. et NUTT, R. (août 2000) *A Combined PET/CT Scanner for Clinical Oncology*, The Journal of Nuclear Medicine, vol. 41, No. 8, p. 1369-1379.
- BOSE, T. (2004) *Digital Signal and Image Processing*, Hoboken, 4^e édition, John Wiley and Sons, 656 p.
- CHERRY, R. S., SORENSON, J., et PHELPS, M. (2003) *Physics in nuclear medicine*, 3^e édition, Saunders, 523 p.
- CHO, Z. H., TSAI, C. M. et WILSON, G. (novembre 1975) *Study of Contrast and Modulation Mechanisms in X-ray/Photon Transverse Axial Transmission Tomography*, Physics in Medicine and Biology, vol. 20, No. 6, p. 879-889.
- FONTAINE, R., BÉLANGER, F., CADORETTE, J., LEROUX, J.-D., MICHAUD, J.-B., ROBERT, S. et LECOMTE, R. (juin 2005a) *Architecture of a dual-modality, high-resolution, fully digital positron emission tomography/computed tomography (PET/CT) scanner for small animal imaging*, Transaction on Nuclear Science, vol. 52, No. 3, p. 691-696.
- FONTAINE, R., TÉTRAULT, M.-A., BÉLANGER, F., VISCOGLIOSI, N., HIMMICH, R., MICHAUD, J.-B., ROBERT, S., LEROUX, J.-D., SEMMAOUI, H., BÉRARD, P., CADORETTE, J., PÉPIN, C. M., LECOMTE, R. (juin 2005b) *Real time digital signal processing implementation for an APD-based PET scanner with phoswich detectors*, NPSS Real Time Conference, p. 691-696.

- FONTAINE, R., BÉLANGER, F., VISCOGLIOSI, N., SEMMAOUI, H., TÉTRAULT, M.-A., MICHAUD, J.-B., PEPIN, C.M., CADORETTE, J., et LECOMTE R. (octobre 2005c) *The architecture of LabPETTM, a small animal APD-based digital PET scanner*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 5, p. 2785-2789.
- FRANCKE, T., EKLUND, M., ERICSSON, L., KRISTOFFERSSON, T., PESKOV, V., RANTANEN, J., SOKOLOV, S., SÖDERMAN, J. et ULLBERG, C (septembre 2001) *Dose reduction in medical X-ray imaging using noise free photon counting*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 471, p. 85-87.
- GOERTZEN, A. L., MEADORS, A. K., SILVERMAN, R. W. et CHERRY, S. R. (décembre 2002) *Simultaneous molecular and anatomical imaging of the mouse in vivo*, Physics in Medicine and Biology, vol. 47, No. 24, p. 4315-4328.
- GRAMSCH, E., AVILA, R. E., BUI, P. (juin 2003) *Measurement of the depth of interaction of an LSO scintillator using a planar process APD*, Transaction on Nuclear Science, vol. 50, No. 3, p. 307-312.
- HAKAMATA, T., KUME, H., OKANO, K., TOMIYAMA, K. KAMIYA, A., YOSHIZAWA, Y., MATSUI, H., OTSU, I., TAGUCHI, T., KAWAI, Y., YAMAGUCHI, H., SUZUKI, K., SUZUKI, S., MORITA, T. et UCHIZONO, D. (2006) *Photomultiplier Tubes: Basics and Applications*, 3^{ème} édition, Hamamatsu Photonics K. K., 324 p.
- HAYKIN, S. (2001) *Adaptive Filter Theory*, Upper Saddle River, 4^e édition, Prentice Hall, 989 p.
- HUBER, J. S., MOSES, W. W., ANDREACO, M. S., PETTERSON, O. (juin 2001) *An LSO scintillator array for a PET detector module with depth of interaction measurement*, Transaction on Nuclear Science, vol. 48, No. 3, p. 684-688.
- INACIO, C. et OMBRES, D. (septembre 1996) *The DSP decision: fixed point or floating?*, IEEE Spectrum, vol. 33, p. 72-74.
- JACKSON, L. B. (1991) *Signals, Systems, and Transforms*, Boston, 1^{ère} édition, Prentice Hall (Addison-Wesley Series in Electrical Engineering), 482 p.
- KNOLL, G. F. (2000) *Radiation Detection and Measurement*, New York, 3^e édition, John Wiley and Sons, 802 p.
- LECOMTE, R, BENTOURKIA, M. et BÉNARD, F. (mars 2002) *Tomographie d'émission par positrons en oncologie*, La Physique au Canada, vol. 58, No. 2.
- LEROUX, J.-D., MARTIN, J.-P., ROULEAU, D., PÉPIN, C. M., CADORETTE, J., FONTAINE, R., LECOMTE, R. (octobre 2003) *Time determination of BGO-APD detectors by digital signal processing for positron emission tomography*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 3, p. 1723-1727.

- LJUNG, L. (1999) *System Identification: Theory for the User*, Upper Saddle River, 2^e édition, Prentice Hall, 672 p.
- MACDONALD, L. R., DAHLBOM, M. et LECOMTE, R. (août 1998) *Parallax correction in PET using depth of interaction information*, Transaction on Nuclear Science, vol. 45, No. 4, p. 2232-2237.
- MASSOUD, T. F. et GAMBHIR, S. S. (mars 2003) *Molecular imaging in living subjects: seeing fundamental biological processes in a new light*, Genes & development, vol. 17, No. 5, p. 545-580.
- MAHESH, M. (juillet 2002) *Search for Isotropic Resolution in CT from Conventional through Multiple-Row Detector*, RadioGraphics, vol. 22, No. 4, p. 949-962.
- MICHAUD, J.-B., FONTAINE, R. et LECOMTE, R. (octobre 2003) *ARMAX model and recursive least-squares identification for DOI measurement in PET*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 4, p. 2386-2390.
- MICHAUD, J.-B., FONTAINE, R. et LECOMTE, R. (octobre 2004) *Experimental results of identification and vector quantization algorithms for DOI measurement in digital PET scanners with phoswich detectors*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 6, p. 3678-3681.
- OPPENHEIM, A. V. WILLSKY, A. S. et YOUNG, I. T. (1983) *Signals and systems*, Englewood Cliffs, 1^{ère} édition, Prentice-Hall Signal Processing Series, 796 p.
- PAULUS, M. J., GLEASON, S. S., KENNEL, S. J., HUNSICKER, P. R. et JOHNSON, D. K. (janvier-avril 2000) *High Resolution X-ray Computed Tomography: An Emerging Tool for Small Animal Cancer Research*, Neoplasia, vol. 2, Nos. 1-2, p. 62-70.
- PEPIN, C. M., BÉRARD, P., CADORETTE, J., TÉTRAULT, M.-A., LEROUX, J.-D., MICHAUD, J.-B., ROBERT, S., DAUTET, H., DAVIES, M., FONTAINE, R., et LECOMTE R. (mars 2006) *Performance evaluation of a dual-crystal APD-based detector modules for positron emission tomography*, Proceeding of SPIE, vol. 6142, p. 243-253.
- PRATTE, J.-F., ROBERT, S., DE GERONIMO, G., O'CONNOR, P., STOLL, S., PEPIN, C. M., FONTAINE, R. et R. LECOMTE (octobre 2004) *Design and performance of 0.18 μ m CMOS charge preamplifiers for APD-based PET scanners*, Transaction on Nuclear Science, vol. 51, No. 5, p. 1979-1985.
- RAICHLE, M. E. (mars 1983) *Positron Emission Tomography*, Annual Review of Neuroscience, vol. 6, p. 249-267.

- ROBERT, S., PRATTE, J.-F., DEGERONIMO, G., OAPOS CONNOR, P., STOLL, S., PÉPIN, C. M., FONTAINE, R. et LECOMTE, R. (octobre 2003) *Design and performance of 0.18- μm CMOS charge preamplifiers for APD-based PET scanners*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 2, p. 1242-1246.
- SHAH, K. S., GRAZIOSO, R., FARRELL, R., GLODO, J., MCCLISH, M., ENTINE, G., DOKHALE, P. et CHERRY, S. R. (février 2004) *Position sensitive APDs for small Animal PET imaging*, Transaction on Nuclear Science, vol. 51, No. 1, p. 91-95.
- SAOUDI, A., PEPIN, C. M., DION, F., BENTOURKIA, M., LECOMTE, R., ANDREACO, M., CASEY, M., NUTT, R. et DAUTET, H. (juin 1999a) *Investigation of depth-of-interaction by pulse shape discrimination in multicrystal detectors read out by avalanche photodiodes*, Transaction on Nuclear Science, vol. 46, No. 3, p. 462-467.
- SAOUDI, A. et LECOMTE, R. (juin 1999b) *A novel APD-based detector module for multi-modality PET/SPECT/CT scanners*, Transaction on Nuclear Science, vol. 46, No. 3, p. 479-484.
- SEMMAOUI, H., VISCOGLIOSI, N., BELANGER, F., MICHAUD, J.-B., PEPIN, C. M., LECOMTE, R. et FONTAINE, R. (octobre 2005) *Crystal identification based on recursive-least-squares and least-mean-squares autoregressive models for small animal PET*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 5, p. 2830-2834.
- STRAUSS, L. G. et CONTI, P. S. (avril 1991) *The Applications of PET in Clinical Oncology*, The Journal of Nuclear Medicine, vol. 32, No. 4, p. 623-648.
- STREUN, M., BRANDENBURG, G., LARUE, H., SALEH, H., ZIMMERMANN, E., ZIEMONS, K. et HALLING, H. (juin 2003) *Pulse Shape Discrimination of LSO and LuYAP Scintillators for Depth of Interaction Detection in PET*, Transaction on Nuclear Science, vol. 50, No. 3, p. 344-347.
- TÉTRAULT, M.-A., LEPAGE, M. D., VISCOGLIOSI, N., BÉLANGER, F., CADORETTE, J., PÉPIN, C. M., LECOMTE, R. et FONTAINE, R. (octobre 2005) *Real time coincidence detection system for digital high resolution APD-based animal PET scanner*, Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 5, p. 2849-2853.
- TOWNSEND, D. W. et CHERRY, S. R. (octobre 2001) *Combining anatomy and function: the path to true image fusion*, European Radiology, vol. 11, No. 10, p. 1968-1974.
- WATERSTON, R. H. et coll. (décembre 2002) *Initial sequencing and comparative analysis of the mouse genome*, Nature, vol. 420, p. 520-562.
- WEBB, A. G. (2003) *Introduction to Biomedical Imaging*, Hoboken, 1^{ère} édition, Wiley-IEEE Press, 264 p.