

# ÉTUDE DU TOMOGRAPHE DE HAUTE RÉSOLUTION POUR PETITS ANIMAUX CLEARPET PAR LA MÉTHODE DE MONTE CARLO

THÈSE N° 3826 (2007)

PRÉSENTÉE LE 15 JUIN 2007

À LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BASE  
Laboratoire de physique des hautes énergies 1  
PROGRAMME DOCTORAL EN PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

**Martin REY**

ingénieur physicien diplômé EPF  
de nationalité suisse et originaire de Fribourg (FR) et Bâle (BS)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. R. Schaller, président du jury  
Prof. A. Bay, Dr C. Morel, directeurs de thèse  
Dr C. Comtat, rapporteur  
Dr I. Furno, rapporteur  
Dr J. O. Prior, rapporteur



ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Suisse  
2007



# Résumé

---

---

LE DÉMONSTRATEUR CLEARPET développé à Lausanne fait partie d'une nouvelle génération de tomographes TEP de haute résolution pour petits animaux. Un scanner TEP de haute résolution tend à maximiser le rapport signal sur bruit mesurable dans des *pixels* pour une durée d'acquisition donnée sans pour autant compromettre la résolution spatiale. Pour atteindre ce but, les tomographes ClearPET se basent sur la technologie *phoswich* dans laquelle deux cristaux scintillants de différente nature (du LSO et du LuYAP), placés en colonne, sont lus par un même canal d'une matrice de photodétecteur. Un algorithme d'analyse de forme est utilisé pour déterminer l'origine de chaque impulsion.

Parallèlement, pour affiner le design de ce prototype, un logiciel de simulation Monte Carlo spécialement dédié à la tomographie d'émission – GATE – a vu le jour. La grande nouveauté de ce dernier réside dans la gestion du temps. Celle-ci permet la modélisation de la cinétique des processus de désintégration, des temps morts inhérents à l'électronique de l'acquisition et des mouvements des détecteurs.

Ce travail présente dans un premier temps le démonstrateur construit à Lausanne, en mettant principalement l'accent sur le système d'acquisition de données et les bibliothèques permettant le traitement de celles-ci, et également le fonctionnement du logiciel GATE. Dans un second temps, ce sont les performances mesurées et simulées qui sont mises en avant. Les simulations permettent en outre d'extrapoler les performances à un système complet et d'affiner le design de la tête de détection.

Tant les mesures que les simulations donnent une résolution spatiale de 1.3 mm sur l'axe du scanner et de 2.5 mm à 4 cm de l'axe. Les résolutions temporelles pour deux modules ayant la même phase d'échantillonnage sont de 4.3 ns pour le LSO et de 4.9 ns pour le LuYAP. Les résolutions typiques en énergie mesurées lors d'acquisitions avec le démonstrateur valent  $31 \pm 4 \%$  pour le LSO et  $33 \pm 8 \%$  pour le LuYAP. Les positions moyennes des pics à pleine énergie, avant calibration, sont de l'ordre de  $480 \pm 50 \text{ keV}^1$  pour le LSO et de  $470 \pm 40 \text{ keV}^1$  pour le LuYAP. Ces variations couplées à l'électronique de déclenchement sont une des causes principales des limitations des performances de sensibilité et de taux de comptage. Une sensibilité de  $4.37 \pm 0.05_{-0.42}^{+0.83} \%$  peut être attendue pour un scanner complet à quatre anneaux. La forte variabilité des erreurs systématiques reflète les variations précédemment citées. La version électronique de cette thèse est disponible à l'adresse <http://library.epfl.ch/theses/?nr=3826>.

**Mots-clés :** TEP, ClearPET, profondeur d'interaction, Monte Carlo, GATE, imagerie du petit animal.

---

<sup>1</sup> L'unité keV est ici abusive, car les spectres n'étant pas calibrés, nous avons affaire à des numéros de canaux plutôt qu'à une énergie.



# Abstract

---

---

THE LAUSANNE CLEARPET demonstrator is one of the new generation of high resolution small animal PET scanners. A high resolution PET scanner aims to maximize the signal-to-noise ratio measured in pixels for a given time without compromising spatial resolution. In order to achieve it, ClearPET scanners are based on *phoswich* technology : two different crystals (LSO and LuYAP) are aligned one behind the other and coupled to the same channel of a multichannel photo-detector. Depth-of-interaction is determined by a pulse shape analysis.

To improve the prototype design, a Monte Carlo simulation toolkit dedicated to emission tomography – GATE – was created. The accurate description of time-dependent phenomena such as source or detector movement and source decay kinetics represents the most important feature of this software.

The first part of this work presents the demonstrator built in Lausanne, mainly the DAQ process and the libraries for the data treatment, and the GATE functionality. In the second part, the measurements obtained with the ClearPET demonstrator combined with simulations are presented. The simulations allow estimation of the performance of a final scanner and refinement of the detector head design.

Measurements as well as simulations give a spatial resolution of 1.3 mm on the scanner axis and 2.5 mm at 4 cm from the axis. Temporal resolution for two modules with the same sampling phase is about 4.3 ns for LSO and 4.9 ns for LuYAP. For a standard acquisition, the energy resolution at 511 keV is about  $31 \pm 4$  % for LSO and  $33 \pm 8$  % for LuYAP. The peaks at full energy before calibration are about  $480 \pm 50$  keV<sup>2</sup> for LSO and  $470 \pm 40$  keV<sup>2</sup> for LuYAP. These variations, coupled with hardware threshold, are one of the main reasons for the sensitivity and count rate performance limitations. A sensitivity of  $4.37 \pm 0.05_{-0.42}^{+0.83}$  % is estimated for a full ring design with four rings of detector modules. The large systematic errors are induced by the variability previously mentioned.

The online version of this thesis is available on :  
<http://library.epfl.ch/theses/?nr=3826>.

**Keywords :** PET, ClearPET, depth-of-interaction, Monte Carlo, GATE, small animal imaging.

---

<sup>2</sup> As spectra are not normalize, keV unities are inappropriate. Channel numbers are more accurate.



# Table des matières

---

---

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
Structure de la thèse . . . . .	2
<b>1 La Tomographie par Émission de Positons</b>	<b>3</b>
1.1 Des isotopes aux photons . . . . .	4
1.1.1 Les isotopes émetteurs de positons . . . . .	4
1.1.2 Le principe du traceur . . . . .	6
1.2 Des photons aux projections . . . . .	6
1.2.1 Les interactions photons – matière . . . . .	7
1.2.2 Le détecteur à scintillation . . . . .	11
1.2.3 Les différents événements en TEP . . . . .	17
1.3 Des projections aux images . . . . .	19
1.3.1 La représentation des projections . . . . .	19
1.3.2 La reconstruction . . . . .	20
1.4 Les performances d’une caméra TEP . . . . .	26
1.4.1 La sensibilité . . . . .	27
1.4.2 La résolution spatiale . . . . .	28
1.5 Les spécificités du TEP petit animal . . . . .	31
<b>2 Le démonstrateur ClearPET de Lausanne</b>	<b>33</b>
2.1 L’architecture du démonstrateur . . . . .	35
2.1.1 Le module de détection . . . . .	35
2.1.2 Le principe de l’électronique de lecture . . . . .	38
2.1.3 Les mouvements . . . . .	42
2.2 Les applications régissant l’acquisition des données . . . . .	43
2.2.1 L’application régulant les tensions et les températures . . . . .	43
2.2.2 L’application gérant l’asservissement des moteurs . . . . .	46
2.2.3 Le programme d’acquisition des données . . . . .	47
2.2.4 La réduction des données . . . . .	50
2.3 Traitement des données . . . . .	55
2.3.1 Les données brutes d’acquisition . . . . .	55
2.3.2 La bibliothèque LMF . . . . .	56
2.3.3 Les sinogrammes et la reconstruction via STIR . . . . .	59

<b>3</b>	<b>L'outil de simulation Monte Carlo</b>	<b>61</b>
3.1	Le principe de la méthode de Monte Carlo . . . . .	61
3.1.1	La génération de nombres aléatoires . . . . .	62
3.1.2	Les méthodes d'échantillonnage . . . . .	63
3.1.3	L'estimation de l'erreur . . . . .	64
3.1.4	Le transport et les interactions des photons . . . . .	64
3.1.5	Le transport et les interactions des électrons . . . . .	65
3.2	GEANT4 . . . . .	66
3.2.1	La structure globale . . . . .	66
3.2.2	La représentation de la géométrie et des détecteurs . . . . .	67
3.2.3	Les matériaux . . . . .	67
3.2.4	Les particules . . . . .	68
3.2.5	La génération des particules primaires . . . . .	68
3.2.6	Le cheminement des particules . . . . .	68
3.2.7	La physique . . . . .	69
3.2.8	Les détecteurs sensibles . . . . .	70
3.2.9	L'interactivité dans une simulation . . . . .	70
3.2.10	Les actions de l'utilisateur . . . . .	71
3.3	GATE . . . . .	72
3.3.1	La structure . . . . .	72
3.3.2	Le langage scripté . . . . .	73
3.3.3	La géométrie et les systèmes . . . . .	73
3.3.4	La gestion du temps et du mouvement . . . . .	76
3.3.5	La physique . . . . .	76
3.3.6	La chaîne de numérisation . . . . .	79
3.3.7	Les différentes sorties . . . . .	86
3.3.8	Les validations de GATE . . . . .	86
<b>4</b>	<b>Les résultats expérimentaux et la validation du modèle</b>	<b>89</b>
4.1	La modélisation de la tête de détection . . . . .	90
4.1.1	Les spectres en énergie . . . . .	91
4.1.2	La modélisation des spectres en énergie du <i>phoswich</i> . . . . .	93
4.2	Les performances . . . . .	95
4.2.1	Les résolutions spatiales . . . . .	95
4.2.2	La résolution temporelle . . . . .	96
4.2.3	La sensibilité . . . . .	97
4.2.4	Les taux de comptage . . . . .	102
4.3	Les images obtenues . . . . .	107
4.3.1	La normalisation et le cylindre uniforme . . . . .	107
4.3.2	Le fantôme mini Derenzo . . . . .	108
4.3.3	Le cerveau de rat . . . . .	111
4.4	L'optimisation du prototype . . . . .	112
4.4.1	La position du point d'interaction moyen dans un cristal . . . . .	112
4.4.2	La longueur des cristaux . . . . .	113
4.4.3	Les types de cristaux . . . . .	115
4.4.4	Le rapport signal sur bruit . . . . .	115



---

<b>Conclusion</b>	<b>119</b>
<b>A La convolution de deux gaussiennes</b>	<b>121</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>127</b>
<b>Glossaire</b>	<b>137</b>
<b>CV</b>	<b>141</b>



# Introduction

---

L'EXPÉRIMENTATION ANIMALE fait partie intégrante de la recherche biomédicale et pharmacologique [1]. Depuis longtemps déjà, des méthodes basées sur le traçage de molécules marquées radioactivement en faible concentration, combinant la dissection des organes et le comptage dans les tissus, sont utilisées [2]. En parallèle, la cryosection du corps entier suivie de l'autoradiographie numérique [3] fournit aussi des images anatomiques de très haute résolution spatiale (de l'ordre de  $\sim 50 \mu\text{m}$ ), tout en les corrélant de façon quantitative aux concentrations du traceur utilisé.

La principale limitation de ces méthodes réside dans le fait que l'analyse a lieu pour un temps donné et ne peut donc pas tenir compte de l'évolution temporelle de processus chez un individu. Il est alors impossible d'étudier le même animal avant, pendant et après une intervention. Pour réaliser ce genre d'étude, il faut recourir à des méthodes non invasives, comme la Tomographie par Émission de Positons (TEP<sup>3</sup>) ou la Tomographie par Émission MonoPhotonique (TEMP<sup>4</sup>). Ces instruments étaient jusque dans les années 90 exclusivement employés pour des applications cliniques et leur résolution spatiale ne permettait pas leur utilisation dans le cadre de recherches sur les rongeurs; le volume de la souris – le mammifère le plus utilisé pour les manipulations génétiques et biologiques [4] – est inférieur d'un facteur de l'ordre de 2'500 fois à celui d'un humain adulte. Il a donc fallu construire des instruments spécifiques aux petits animaux.

La collaboration Crystal Clear<sup>5</sup> est une collaboration internationale regroupant des instituts de recherche visant, dans un premier temps, à développer de nouveaux cristaux scintillateurs pour la physique des hautes énergies (particulièrement pour le LHC – *Large Hadron Collider*), puis, dans un second temps, à faire du transfert technologique appliqué aux nouvelles générations de scanners TEP. Ses membres sont le Centre Européen en Recherche Nucléaire (CERN), le centre de recherche de Jülich – *ForschungsZentrums Jülich* (FZJ) –, l'institut des problèmes nucléaires de Minsk, l'institut de recherche en physique de Ashtarak, le laboratoire d'instrumentation et de physique expérimentale des particules de Lisbonne (LIP), l'Université de médecine Sungkyunkwan de Séoul, le CERMEP & l'Université Claude Bernard de Lyon (UCBL), l'Institut Inter-Universitaire pour les Hautes Énergies (IIHE) de l'Université libre de Bruxelles – *Vrije Universiteit Brussel* (VUB) – et l'Institut de Physique des Hautes Énergies (IPHE) de l'Université de Lausanne – devenu le Laboratoire de Phy-

<sup>3</sup> TEP est l'acronyme de «Tomographie par Émission de Positons». En anglais, l'acronyme PET, pour *Positron Emission Tomography*, est utilisé.

<sup>4</sup> TEMP est l'acronyme de «Tomographie par Émission MonoPhotonique». En anglais SPECT, pour *Single Photon Emission Computed Tomography*, est usité.

<sup>5</sup> Le site internet de la collaboration Crystal Clear – *Crystal Clear Collaboration* (CCC) - se trouve à l'adresse <http://crystalclear.web.cern.ch>.

sique des Hautes Énergies (LPHE) de l'EPFL. Les recherches de la collaboration ont amené à la conception et à la fabrication de prototypes de scanners TEP pour petits animaux de nouvelle génération. Quatre prototypes ont ainsi vu le jour à Jülich, Bruxelles, Séoul et Lausanne. Ce scanner est maintenant commercialisé sous le nom de ClearPET par la compagnie allemande raytest GmbH, qui a récemment reçu la médaille d'or avec les félicitations du jury et le grand prix du ministère de la recherche français lors du 35e salon international des inventions de Genève (2007).

Au fil du temps, les exigences concernant la qualité des images, la précision et la rapidité des mesures sont devenues de plus en plus grandes. Avec l'apparition de nouveaux moyens informatiques, principalement les «grappes de calcul» (*clusters*), les simulations Monte Carlo sont devenues un outil essentiel pour le développement de la tomographie d'émission. C'est dans cette perspective qu'est né l'outil de simulation GATE, spécialement dédié à la tomographie d'émission et développé originellement pour l'étude du design du tomographe ClearPET.

## **Structure de la thèse**

Cette thèse est constituée de quatre chapitres. Le premier présente la TEP dans sa généralité ainsi que les spécificités relatives à la TEP petit animal. Le second décrit le démonstrateur ClearPET de Lausanne ainsi que les programmes et les bibliothèques qui lui sont associés. Le chapitre trois aborde la méthode Monte Carlo et les plateformes GEANT4 et GATE. Finalement, le chapitre quatre présente les résultats obtenus sur le démonstrateur et les simulations correspondantes ainsi que des propositions pour un scanner final étayées par des simulations Monte Carlo.

# Chapitre 1

## La Tomographie par Émission de Positons

---

---

*Ce chapitre introduit des notions de tomographie par émission de positons. Il est principalement inspiré de Nichols [5], de Dreuille et coll. [6], Schneider [7], Alessio et Kinahan [8], Defrise [9] et Chatziioannou [10].*

---

LA TOMOGRAPHIE PAR ÉMISSION DE POSITONS, comme son nom l'indique, fait partie des techniques de tomographie. Elle permet, après annihilation de positons, de mesurer l'émission photonique représentant la distribution spatiale du traceur radioactif introduit dans l'objet en observation. Cela permet de visualiser les activités du métabolisme, plus précisément des tissus, dans le cas d'organismes vivants. Le terme imagerie fonctionnelle est alors utilisé. Elle diffère des technologies conventionnelles aux rayons X (tomographie TDM<sup>1</sup> entre autres), des ultrasons et de l'imagerie par résonance magnétique (IRM<sup>2</sup>) qui se limitent aux images de l'anatomie. Les changements physiologiques précèdent les changements anatomiques et, par conséquent, la tomographie par émission de positons permet de déceler, à une phase plus précoce, les dommages métaboliques et aide ainsi à contrer leur progression. Les images sont obtenues par injection dans l'organisme d'une molécule radioactive marquée par des isotopes émetteurs de positons à courtes durées de vie comme certains isotopes du carbone, du fluor ou de l'oxygène. Cette technique permet grâce à une caméra spéciale, appelée caméra TEP, de localiser, en chaque point d'un organe, une substance marquée par un radioélément administrée à un sujet vivant, et de suivre dans le temps l'évolution de cette substance. Elle fournit ainsi une image quantitative du fonctionnement de l'organe étudié.

De la création de radioisotopes jusqu'à l'interprétation finale des données, de nombreuses disciplines scientifiques entrent en ligne de compte. La création de composés chimiques contenant des éléments radioactifs est réalisée par des radio-chimistes. Les moyens de détecter les désintégrations de ces isotopes sont développés par des physiciens des

---

<sup>1</sup> Tomodensitométrie, en anglais le terme générique *Computed Tomography* (CT) est utilisé.

<sup>2</sup> Le cas est un peu particulier, il existe à présent des applications de IRM fonctionnelle. En anglais, le terme devient *magnetic resonance imaging* (MRI).

hautes énergies. La conversion des données brutes en images interprétables relève du domaine des mathématiques. Enfin l'interprétation de ces images est plutôt l'affaire du médecin nucléaire ou du biologiste.

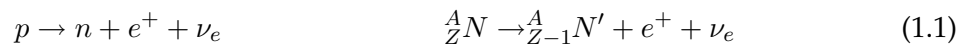
Pour bien comprendre la TEP, il faut donc avoir quelques notions dans tous les domaines cités ci-dessus. Ces différents aspects seront abordés de façon bien différenciée dans les paragraphes suivants. Les spécificités des scanners TEP dédiés aux petits animaux seront également présentées.

## 1.1 Des isotopes aux photons

L'obtention d'images biologiques TEP se fait à travers l'introduction de produits radiopharmaceutiques qui sont eux-mêmes radioactifs ou qui sont marqués par un élément radioactif.

### 1.1.1 Les isotopes émetteurs de positons

La nature chimique d'un atome est définie par le nombre de protons dans son noyau. Par exemple, tous les atomes comprenant six protons sont des atomes de carbone, dont le symbole chimique est la lettre C. La stabilité d'un noyau atomique dépend du nombre de nucléons qui le composent ; les noyaux stables sont, en principe, composés d'autant de neutrons que de protons. Un isotope, dont le nombre de neutrons est trop faible par rapport à celui des protons, est instable. Pour retrouver un état stable, il subira une désintégration  $\beta^+$  : un proton du noyau se changera en neutron en émettant un positon et un neutrino par le biais de l'interaction faible (équations 1.1).

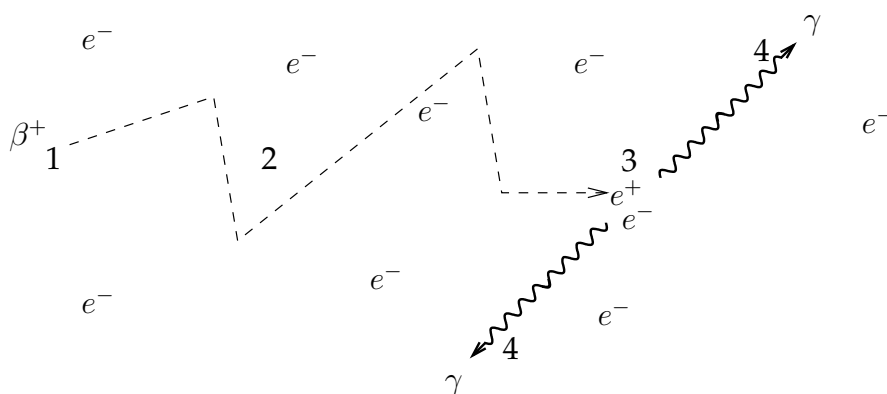


Le positon, également appelé positron, est un *antiélectron*, soit l'antiparticule de l'électron ; il a toutes les propriétés de l'électron à l'exception de sa charge qui, elle, est opposée. Le neutrino, quant à lui, n'est pratiquement pas détectable et n'est pas utilisé en TEP.

Une fois émis, le positon parcourt une faible distance dans le milieu durant laquelle il perd toute son énergie cinétique ; cette étape est appelée thermalisation. Son parcours peut être assimilé à une marche aléatoire et la dispersion de la distance parcouru peut être représentée par une courbe bi-exponentielle [11]. Quand le positon est au repos, il interagit avec un électron du milieu suivant une réaction d'annihilation. Celle-ci peut se faire soit directement, soit par une étape intermédiaire dans laquelle le positon et l'électron forment un état lié métastable, appelé positronium (Ps) [12]. La probabilité que le résultat de l'annihilation directe donne deux photons est supérieure d'environ trois ordres de grandeur à celle donnant trois photons. Dans le cas de la formation d'un positronium, le nombre de photons d'annihilation dépend de son état de spin. La proportion globale d'annihilation à 3 photons dans l'eau ne représente que 0.5 % ; les scanners actuels n'en tiennent donc pas compte.

En accord avec les principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, cette annihilation produit deux photons colinéaires de sens opposés dont l'énergie s'élève à  $511 \text{ keV}^3$  pour chacun d'entre eux dans le repère du centre de masse (équation 1.2).

<sup>3</sup> Cette énergie correspond à l'énergie de masse au repos de l'électron ou du positon.



**FIG. 1.1** – Émission et annihilation du positon. 1. Émission d'un positon lors de la conversion d'un proton en neutron dans une désintégration  $\beta^+$  dans le noyau d'un atome. 2. Thermalisation : diffusion du positon dans le milieu selon une marche aléatoire pendant sa courte existence. 3. Annihilation du positon avec un électron du milieu  $\sim 10^{-10}$  secondes plus tard. 4. Une paire de photons de haute énergie est produite ; ces photons sont quasi colinéaires mais de sens opposés et émis dans une direction aléatoire de manière isotrope.

Ces photons sont appelés photons d'annihilation et sont créés simultanément et émis dans une direction aléatoire de manière isotrope (figure 1.1). Dans le repère du laboratoire, ils ne sont toutefois pas complètement colinéaires, du fait de la quantité de mouvement relative de la paire électron - positon dû au mouvement orbital des électrons autour de l'atome [13]. La distribution de cette non-colinéarité est une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur (définition 1.1) est de l'ordre de  $0.5^\circ$  [14].



Les isotopes couramment utilisés en TEP sont des éléments qui composent les tissus biologiques : le carbone à cinq neutrons ( $^{11}\text{C}$ ), l'azote à 6 neutrons ( $^{13}\text{N}$ ) et l'oxygène à 7 neutrons ( $^{15}\text{O}$ ). Compte tenu de leurs courtes demi-vies<sup>4</sup>, respectivement 20, 10 et 2 minutes, la production des isotopes et la synthèse du traceur doivent être réalisées rapidement et à proximité immédiate de l'endroit où aura lieu l'examen. Leur utilisation est donc limitée aux centres multidisciplinaires équipés d'un cyclotron (accélérateur de particules circulaire permettant la production de radioéléments).

Le fluor contenant 8 neutrons ( $^{18}\text{F}$ ), bien que peu présent dans les tissus, est un traceur très utile. Sa demi-vie est plus longue : de l'ordre de 120 minutes. Les premières molécules marquées au  $^{18}\text{F}$  ont été synthétisées à la fin des années 1970<sup>5</sup> [16]. La molécule marquée au  $^{18}\text{F}$  la plus largement utilisée est le fluorodésoxyglucose ( $^{18}\text{F}$ -FDG). Ce traceur, analogue au glucose, est utilisé pour la détection de cancers et apporte des réponses essentielles dans la prise en charge et le suivi des patients atteints de maladies néoplasiques [17].

Les principales caractéristiques des isotopes précédemment cités sont mentionnées dans le tableau 1.1, tiré de [10, 18]. Le parcours moyen – ou distance de vol – est la distribu-

<sup>4</sup> La demi-vie d'un isotope est la durée au bout de laquelle, statistiquement, la moitié des atomes d'un échantillon initial se seront désintégrés.

<sup>5</sup> C'est un peu auparavant que les premiers tomographes TEP, utilisables dans un environnement clinique, ont été construits [15].

tion statistique de la distance que le positon va parcourir en ligne droite depuis son point d'émission. Les distributions statistiques sont souvent caractérisées par leurs largeurs à mi-hauteur ( $FWHM^6$ ) ou au dixième de la hauteur ( $FWTM^7$ ); ces grandeurs sont définies généralement en 1.1. La distance totale est la distance que va réellement parcourir le positon, en tenant compte de tous les petits tronçons. Elle est donc toujours bien supérieure au parcours moyen.

	$^{18}\text{F}$	$^{11}\text{C}$	$^{13}\text{N}$	$^{15}\text{O}$
Demi-vie	109.7 min	20.3 min	9.97 min	2.1 min
Energie cinétique maximale	635 keV	970 keV	1.17 MeV	1.73 MeV
Distance totale maximale dans l'eau	2.4 mm	5.0 mm	5.4 mm	8.2 mm
Parcours moyen dans l'eau FWHM	0.6 mm	1.1 mm	1.4 mm	2.5 mm
Parcours moyen dans l'eau FWTM	1.8 mm	2.2 mm	2.8 mm	3.6 mm

**TAB. 1.1** – Les propriétés fondamentales des principaux isotopes utilisés en TEP.

**Définition 1.1 (FWCM)** Soit  $f$  une distribution continue comprenant un maximum local en  $x_0$ ; pour  $0 < c < 1$ , la largeur maximale au  $c^{\text{ième}}$  de la hauteur, FWCM, de  $x_0$  sera définie par 1.3.

$$\sup \{x_2 - x_1 \mid x_1 < x_2, f(x_1) = f(x_2) = c \cdot f(x_0)\} \quad (1.3)$$

### 1.1.2 Le principe du traceur

De l'extérieur d'un organisme, nous sommes limités à observer les concentrations de certains composants. Or le fait de connaître les concentrations d'une substance, même en fonction du temps, n'est en général pas suffisant pour connaître un processus physiologique. Par exemple, le fait de connaître la concentration de l'eau dans le sang ne nous aide pas à estimer la vitesse à laquelle le sang s'écoule. Par contre, si nous introduisons un élément radio-marqué au sein de l'objet et que l'on observe le profil spatio-temporel de la radioactivité, nous pourrions apprendre quelque chose sur la dynamique du système.

Le profil temporel observé peut être modélisé en termes des paramètres physiologiques qui nous intéressent, ce qui nous permet de les estimer. Notons cependant que pour un ligand (par exemple un neurotransmetteur) ou pour le FDG, il faut aussi que le traceur soit effectivement sous forme de trace, c.-à-d. qu'il soit en-dessous du seuil d'efficacité pharmacologique.

## 1.2 Des photons aux projections

Une caméra TEP est constituée de détecteurs disposés en anneaux, sensibles aux photons  $\gamma$  créés lors de l'annihilation positon-électron. Généralement, ces détecteurs sont des scintillateurs qui convertissent un rayon  $\gamma$  en une émission de photons lumineux. Ce flash

<sup>6</sup> Full Width at Half Maximum.

<sup>7</sup> Full Width at Tenth Maximum.



lumineux est converti en une impulsion électrique par un tube photomultiplicateur (PMT) ou, plus récemment, par des photodiodes à avalanche (APD). Le design complet du démonstrateur ClearPET de Lausanne sera présenté dans le chapitre 2.

### 1.2.1 Les interactions photons – matière

Les particules que l'on cherche à détecter à l'aide d'un détecteur TEP sont des photons, de l'ordre de l'énergie de masse de l'électron (c.-à-d. 511 keV). Les paragraphes suivants introduisent donc les différentes interactions qui peuvent se produire entre les photons et la matière.

Au contraire des particules chargées, qui subissent tout au long de leurs trajectoires des collisions avec les atomes du milieu et ralentissent progressivement, les photons parcourent de grandes distances entre deux interactions. Ils peuvent, cependant, perdre en une seule collision, une grande partie de leur énergie. D'un point de vue global, lorsqu'un faisceau de photons traverse la matière, le nombre de photons initialement présents dans celui-ci diminue : l'atténuation désigne la perte de ces photons, soit par absorption photoélectrique soit par diffusion à un angle suffisamment large pour qu'ils ne puissent plus être détectés. Le taux  $I$  de photons transmis après la traversée d'un milieu d'épaisseur  $x$  (en cm) est donc donné par une loi d'atténuation exponentielle :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.4)$$

Le coefficient d'atténuation linéique  $\mu$  représente la probabilité d'interaction d'un photon par unité de longueur et s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$ . Ce coefficient d'atténuation linéique  $\mu$  peut alors être relié à la section efficace d'interaction. Cette dernière caractérise la probabilité qu'une interaction ait lieu. La probabilité qu'une particule incidente sur la surface  $S$  subisse une interaction en traversant une épaisseur  $dx$  de matière vaut

$$dP = \frac{\sigma n S dx}{S} = n \sigma dx \quad (1.5)$$

où  $n$  est la densité de noyaux (d'atomes) par unité de volume et  $\sigma$  la section efficace totale dont l'unité couramment utilisée est le barn, qui vaut  $10^{-24} \text{ cm}^2$ .

**Définition 1.2 (Section efficace totale)** *La section efficace totale est la probabilité qu'une particule incidente subisse une interaction quelconque sur un écran contenant un noyau par unité de surface.*

Comme les sections efficaces varient avec l'énergie des projectiles, il est faux de les assimiler strictement à la section droite réelle des noyaux. La relation qui lie alors le coefficient d'atténuation linéique et la section efficace d'interaction est donnée par l'équation 1.6 :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sigma \quad (1.6)$$

où  $\rho$  représente la densité du milieu traversé (en  $\text{g}/\text{cm}^3$ ),  $N_A$  le nombre d'Avogadro (en atome/mol),  $A$  la masse atomique du milieu (en  $\text{g}/\text{mol}$ ) et  $\sigma$  la section efficace totale (en  $\text{cm}^2/\text{atome}$ ).

Ces définitions étant maintenant posées, nous pouvons revenir à l'interaction photons matière. Dans notre cas, les photons proviennent de l'annihilation d'un positon avec un

électron ou de désexcitations nucléaires (rayons  $\gamma$ ). Les principaux processus d'interaction des photons avec la matière sont l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh et la création de paires dans un champ coulombien. Cependant, cette dernière n'est pas concernée puisqu'elle nécessite une énergie seuil du photon incident  $E_\gamma$  de 1.022 MeV ( $2 \times 0.511$  MeV) pour créer les deux particules de la paire, ce qui est largement supérieur aux énergies mises en jeu en imagerie médicale.

Le coefficient d'atténuation linéique totale  $\mu$  sera donc la somme de tous les coefficients linéiques associés aux processus qui vont être présentés. En utilisant l'équation 1.6, on obtient :

$$\mu = \frac{\rho N_A}{A} (\sigma_{photoelec} + \sigma_{Compton} + \sigma_{Rayleigh} + [\sigma_{paires}]) \quad (1.7)$$

### L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'absorption d'un photon d'énergie  $E_\gamma = h\nu$  par un électron atomique, lequel acquiert une énergie cinétique  $T_e$  suffisante pour être éjecté de son atome. La relation établie par Einstein nous donne approximativement :

$$T_e \cong E_\gamma - L_e = h\nu - L_e \quad (1.8)$$

où  $L_e$  est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome; elle est comprise entre 0.01 et 100 keV selon l'atome cible et la couche occupée par l'électron atomique. La figure 1.2 illustre ce processus.

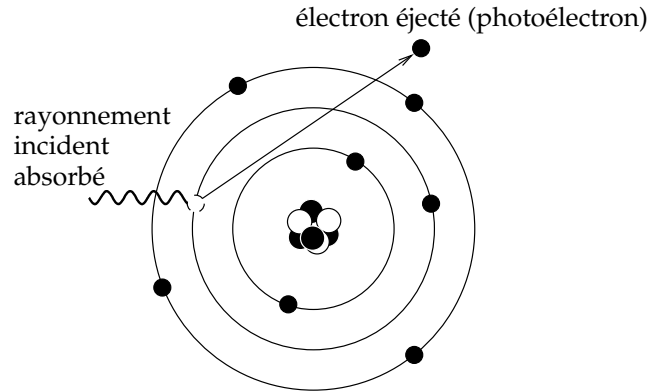


FIG. 1.2 – Effet photoélectrique.

Lorsque l'énergie des photons incidents est faible, la section efficace partielle relative à l'effet photoélectrique présente des pics prononcés caractéristiques : les fronts correspondent aux énergies de séparation des divers niveaux atomiques. Au-delà du front correspondant aux électrons de la couche  $K$ , la section efficace décroît avec l'énergie. La section efficace pour des électrons de la couche  $K$ ,  $\sigma_{phK}$ , calculée par Hall [19], est donnée par :

$$\sigma_{phK} = \frac{32\pi\sqrt{2}}{3} Z^5 \alpha^4 \left( \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}}, \text{ où } \begin{cases} m_e = \text{masse de l'électron} \\ \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \text{constante de structure fine} \cong \frac{1}{137} \\ Z = \text{numéro atomique du milieu} \end{cases} \quad (1.9)$$

La dépendance en  $Z^5$  et en  $E_\gamma^{-7/2}$  favorise donc l'effet photoélectrique à basse énergie et dans les milieux lourds.

### L'effet Compton

L'effet Compton correspond à la diffusion, avec perte d'énergie, d'un photon  $\gamma$  par un électron du milieu, comme illustré à la figure 1.3. Le photon incident est diffusé d'un angle  $\theta$  par rapport à sa direction originelle et cède une partie de son énergie à l'électron qui est, quant à lui, éjecté avec un angle  $\phi$ . La relation entre la longueur d'onde  $\lambda_0$  du photon incident et celle  $\lambda$  du photon diffusé est donnée par :

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1.10)$$

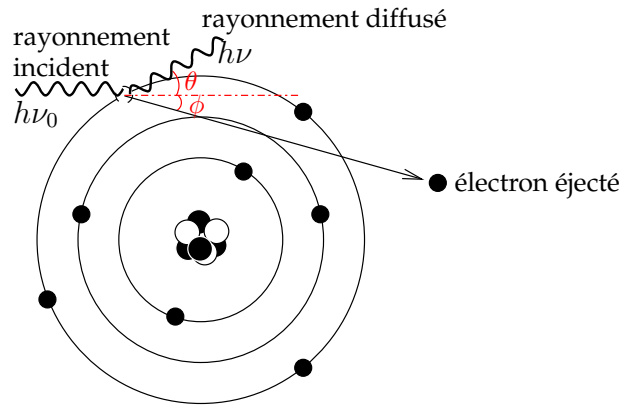


FIG. 1.3 – Diffusion Compton : diffusion élastique du photon sur un électron précédemment lié à l'atome.

En négligeant la liaison de l'électron dans l'atome et en utilisant la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, l'énergie cinétique de l'électron de recul vaut :

$$T_e = E_\gamma - E = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{\xi(1 - \cos \theta)}} \quad (1.11)$$

où

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\gamma/c \quad : \text{impulsion du photon incident,} \\ E/c \quad : \text{impulsion du photon diffusé et} \\ \xi = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad : \text{rapport entre l'énergie du photon et celle de masse de l'électron;} \\ \quad \quad \quad \text{dans le cas d'un photon de 511 keV, } \xi = 1. \end{array} \right.$$

L'énergie acquise par l'électron est maximale lorsque  $\cos \theta = -1$ , c'est-à-dire lorsque  $\theta = \pi$  :

$$T_e^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2\xi}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (1.12)$$

L'électrodynamique quantique permet de calculer la section efficace de la diffusion Compton entre un photon et un électron libre. Cette section efficace, établie par Klein et Nishina [20], vaut :

$$\sigma_c = \pi \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \left\{ \left[ 1 - \frac{2(\xi - 1)}{\xi^2} \right] \ln(2\xi + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\xi} - \frac{1}{2(2\xi + 1)} \right\} \quad (1.13)$$

Pour un milieu de numéro atomique  $Z$ , nous pouvons admettre que chaque électron contribue à la section efficace totale de la même manière ; la section efficace Compton par atome devient donc :

$$\sigma_{Compton} = Z \sigma_c \quad (1.14)$$

Cette fonction décroît avec l'énergie plus lentement que celle qui représente la section efficace de l'effet photoélectrique. Elle est par ailleurs proportionnelle à  $Z/A$  et dépend donc peu du milieu. Pour minimiser la diffusion Compton au profit de l'effet photoélectrique, il convient donc d'utiliser préférentiellement un matériau à  $Z$  élevé.

### La diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est aussi appelée diffusion cohérente car il s'agit d'un choc élastique d'un photon avec un électron fortement lié à l'atome. Dans ce cas, l'électron reste lié à l'atome puisque l'énergie de liaison de l'électron est élevée et c'est l'atome entier qui stocke l'énergie de choc du photon. Ainsi, dans une diffusion Rayleigh, une importante quantité de mouvement peut être échangée entre le photon incident et l'atome cible sans échanger pratiquement aucune énergie. À la fin, le photon se trouve dévié de sa trajectoire initiale, ce qui confère à l'effet Rayleigh son importance. Ce type d'interaction est fréquent pour des milieux de numéro atomique élevé et pour des photons d'énergie faible. Cet effet est souvent négligé en TEP ; par exemple, dans le NaI et pour une énergie de 140 keV, l'effet Rayleigh représente seulement 6% des interactions dans le cristal, ce qui est négligeable face à l'effet photoélectrique et la diffusion Compton.

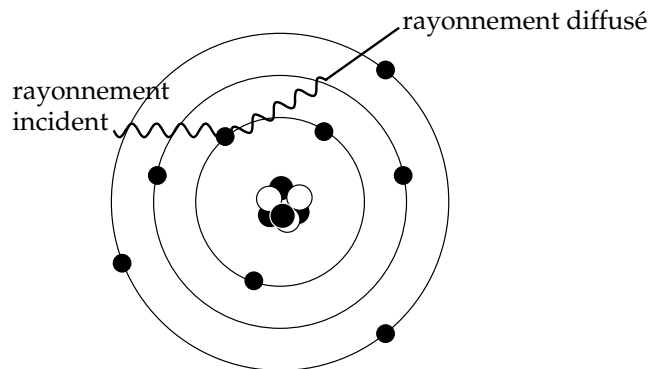


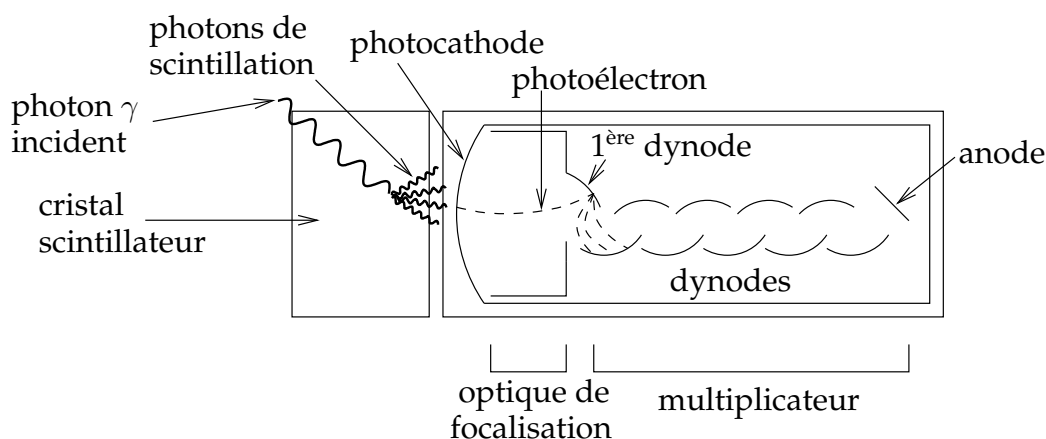
FIG. 1.4 – Diffusion Rayleigh : diffusion élastique du photon sur un électron fortement lié de l'atome.

### 1.2.2 Le détecteur à scintillation

Un détecteur à scintillation (voir schéma figure 1.5) est constitué essentiellement de deux éléments distincts :

- **le scintillateur** : bloc de matière luminescente qui, lorsqu'il est traversé par une particule chargée, émet une impulsion de lumière (scintillation). Les scintillateurs peuvent être solides, liquides, ou gazeux.
- **le photomultiplicateur** : cellule photoélectrique de très grande sensibilité couplée à un multiplicateur d'électrons. Le photomultiplicateur est capable en général de fournir une impulsion électrique pour chaque photon absorbé par effet photoélectrique sur une surface photosensible. Il faut noter que les photomultiplicateurs n'ont plus le monopole de la détection des photons émis par les scintillateurs. Les progrès des photodiodes à semi-conducteurs font qu'une préférence leur est parfois accordée dans certaines applications en raison de leur plus faible encombrement, de leur indifférence à la présence d'un champ magnétique ou de leur prix.

Le tout est monté dans une enceinte étanche à la lumière ambiante. Lorsque la source radioactive est à l'extérieur, une *fenêtre*, étanche à la lumière mais transparente au rayonnement nucléaire à détecter, doit être interposée entre la source et le scintillateur.



**FIG. 1.5** – Détecteur à scintillation. Il est composé d'un scintillateur et d'un tube photomultiplicateur. Schématiquement, un photomultiplicateur est constitué d'une cathode, qui reçoit le flux étudié, et d'une anode. Entre les deux, sont disposées des électrodes intermédiaires, appelées dynodes, portées à des potentiels de plus en plus élevés. Le courant est ainsi multiplié au passage de chaque dynode.

#### Caractéristiques des scintillateurs

Toute particule chargée traversant la matière y perd de l'énergie par collisions inélastiques avec les atomes ou molécules du milieu. Lorsque l'énergie acquise par l'électron dans une de ces collisions est supérieure à son énergie de liaison, il y a ionisation ; si elle lui est inférieure, il y a excitation de l'atome dont fait partie l'électron. Le retour de l'électron à son état fondamental peut dans ce cas s'effectuer soit directement, soit par l'intermédiaire d'un niveau métastable, en donnant lieu à l'émission d'un photon de scintillation.

Le scintillateur idéal pour la TEP doit être caractérisé par [21] :

- une densité  $\rho$  élevée, dans le but d’avoir une bonne efficacité de détection pour les photons de 511 keV ;
- une efficacité de conversion ou rendement lumineux  $\eta$  important, représentant la fraction de l’énergie perdue  $E$  par la particule chargée dans le scintillateur, émise sous forme de lumière de scintillation. En théorie, plus les photons de scintillation sont nombreux par rayonnement  $\gamma$  détecté, meilleure est la résolution en énergie du scintillateur, permettant ainsi de limiter le taux de coïncidences diffusées ;
- une faible constante de décroissance, caractérisée par la durée de vie  $\tau$  des niveaux excités dont la désexcitation produit les photons de scintillation ; en d’autres termes, l’émission d’un grand nombre de photons lumineux par unité de temps conditionne une bonne résolution temporelle du système de détection et réduit par ce biais le temps mort relatif à chaque mesure. En négligeant le temps de passage très bref de la particule dans le scintillateur, nous pouvons admettre que l’émission de lumière suit immédiatement l’excitation par la particule et que son intensité décroît de manière quasi exponentielle avec une constante de temps  $\tau$  caractéristique du milieu scintillant ;
- une bonne transparence par rapport aux photons de scintillation, afin que ceux-ci ne soient pas atténués dans le milieu avant la surface d’entrée du PMT ;
- un spectre d’émission des photons de scintillation – l’émission lumineuse se fait sous la forme d’un spectre de bandes – qui doit être compatible avec la réponse spectrale de la photocathode du PMT. Nous prendrons alors comme grandeur caractéristique la longueur d’onde  $\lambda$  de la bande la plus intense, généralement située entre 350 et 500 nm dans la plupart des scintillateurs usuels.

Si l’origine des temps est choisie à l’instant de passage de la particule chargée, l’intensité lumineuse exprimée en nombre de photons de scintillation émis dans l’intervalle de temps  $(t, t + dt)$  vaudra [7] :

$$N(t)dt = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad \text{pour } t > 0 \quad (1.15)$$

$$N_0 = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{E \eta}{h \nu} \quad \nu \text{ étant la fréquence des photons de scintillation} \quad (1.16)$$

Le choix d’un scintillateur dépend surtout du type de rayonnement à détecter. Les particules non chargées peuvent être indirectement détectées par scintillation. La détection se fait alors par l’intermédiaire de particules chargées, créées par interaction de la particule neutre dans le scintillateur lui-même. Les photons X ou  $\gamma$  sont ainsi détectés par les électrons qu’ils produisent par effet photoélectrique, Compton ou par création de paires dans le scintillateur. Le tableau 1.2 présente des caractéristiques de scintillateurs utilisés en TEP.

Parmi ces différents scintillateurs, nous nous intéresserons plus particulièrement au LSO et au Lu(Y)AP, car ils équipent le démonstrateur ClearPET. Ces scintillateurs sont dopés au cérium dont le principe de fonctionnement est expliqué dans le paragraphe suivant.

Dans l’état fondamental, les électrons d’un cristal scintillateur dopé au  $\text{Ce}^{3+}$  sont dans la bande de valence, la bande de conduction étant vide. Lorsqu’un photon arrive dans le cristal, il est stoppé et absorbé par ce dernier. Ce phénomène engendre la création de paires électrons-trous. Les électrons se promènent librement dans la bande de conduction jusqu’à ce qu’ils passent à proximité d’une impureté ( $\text{Ce}^{3+}$ ) ; ils sont alors piégés. La recombinaison des paires électrons-trous engendre une excitation  $4f \rightarrow 5d$  du  $\text{Ce}^{3+}$  [24]. En se désexcitant

		NaI (Tl) <sup>a</sup>	BGO <sup>b</sup>	BaF <sub>2</sub> <sup>c</sup>	GSO <sup>d</sup>	LSO <sup>e</sup>	LuAP <sup>f</sup>
Paramètres d'atténuation à 511 keV	Densité (g/cm <sup>3</sup> )	3,67	7,13	4,9	6,71	7,35	8,34
	Z <sub>eff</sub> <sup>g</sup>	50	73		58	65	65
	μ à 511 keV	0,38	0,90	0,45	0,67	0,80	0,91
	Photofraction (%)	18	42	19	26	33	32
Caractéristiques de l'émission lumineuse	Constante de temps (ns)	230	300	0,8 630	60 (90 %) 600 (10%)	40	18
	Rendement lumineux relatif	100	22	5 21	20	75	25

<sup>a</sup> Iodure de sodium dopé au thallium.

<sup>b</sup> Germanate de bismuth.

<sup>c</sup> Fluorure de baryum.

<sup>d</sup> Oxyorthosilicate de gadolinium.

<sup>e</sup> Oxyorthosilicate de lutétium [22].

<sup>f</sup> Lutétium aluminium perovskite [23].

<sup>g</sup> Numéro atomique effectif.

**TAB. 1.2** – *Caractéristiques des principaux scintillateurs utilisés en tomographie par émission de positons. Les paramètres d'atténuation à 511 keV conditionnent l'efficacité de détection : Z<sub>eff</sub> tient compte de la densité électronique, μ est le coefficient d'atténuation du scintillateur à 511 keV et la photofraction renseigne sur la proportion d'interactions photoélectriques. Les propriétés de l'émission lumineuse déterminent la résolution temporelle et la résolution en énergie des appareils.*

(5d → 4f), le Ce<sup>3+</sup> produit la lumière de scintillation, celle-ci ne pouvant plus être absorbée pour l'excitation d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction.

### Le photomultiplicateur

Le photomultiplicateur est un tube à vide possédant une face transparente (ampoule de verre évacuée) sur laquelle vient s'appliquer directement le scintillateur ou un guide de lumière permettant de le coupler au scintillateur. Sur la face interne de cette surface est déposée une photocathode constituée d'un alliage métallique bi-alcalin.

Par effet photoélectrique, les photons de scintillation éjectent des électrons de cette photocathode. Le rendement quantique ε de la photocathode est la probabilité qu'un photon produise un photoélectron.

Il est important de remarquer que la photocathode produit également une émission spontanée d'électrons par effet thermoélectrique ; cette émission est à l'origine de la plus grande partie du bruit de fond du PMT.

Entre la photocathode et le multiplicateur se trouve une optique formée d'un groupe d'électrodes chargées de diriger les photoélectrons vers la première dynode. Le multiplicateur est formé de dynodes (10 à 15 suivant le PMT) portées à des potentiels électriques croissants (schéma figure 1.5). Lorsqu'un électron frappe une dynode, il libère plusieurs électrons par émission secondaire. Les électrons secondaires émis par cette première dynode bombardent à leur tour, après avoir été accélérés, une seconde dynode qui émet d'autres

électrons secondaires. Le processus se poursuit ainsi avec multiplication du courant sur chaque dynode.

Le rapport du nombre d'électrons secondaires au nombre d'électrons incidents (primaires) est appelé coefficient d'émission secondaire ; on le note  $d$ . Ce coefficient de multiplication dépend de l'alliage constituant la dynode. Dans des conditions normales d'utilisation, il vaut de 3 à 5, ce qui permet d'obtenir un gain total  $G$  du multiplicateur de  $10^5$  à  $10^8$ . Idéalement, le gain  $G$  est relié au coefficient d'émission secondaire par :

$$G = d^n \quad (1.17)$$

où  $n$  est le nombre de dynodes. La structure en étages du photomultiplicateur implique que le gain d'un des étages est approximativement proportionnel à la différence de potentiel qui est appliquée. Cela engendre une très grande sensibilité du gain vis-à-vis de la tension d'alimentation. Cette dépendance entre le gain totale  $G$  et la tension d'alimentation  $V$  s'exprime donc comme :

$$G \propto V^n \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta G}{G} = n \frac{\Delta V}{V} \quad (1.18)$$

### Résolution en énergie d'un détecteur à scintillation

La proportionnalité d'un détecteur à scintillation ( $q \propto E$ ) ne s'applique qu'aux valeurs moyennes de  $q$  et de  $E$ . En effet, à une énergie fournie au scintillateur par la particule à détecter, ne correspondra pas une charge récoltée sur l'anode strictement constante : cet effet est dû à la nature statistique des phénomènes successifs dont le détecteur à scintillation est le siège, et cela dès le moment où l'énergie a été cédée au scintillateur et jusqu'à la collection de l'impulsion sur l'anode.

Ainsi, le spectre différentiel d'amplitude des impulsions – délivrées par un détecteur à scintillation irradié par des particules chargées monoénergétiques s'arrêtant dans le scintillateur – ne se présente pas sous la forme d'une raie, mais d'un pic que l'on caractérisera par sa résolution  $R_{FWHM} = \frac{\Delta V_{FWHM}}{V}$  (figure 1.6(b)).

En première approximation, le nombre de photoélectrons émis pour une énergie définie  $E$  déposée dans le scintillateur est une variable aléatoire poissonnienne. Le phénomène de multiplication est aussi de nature statistique ; cependant, le gain du multiplicateur n'est pas une variable aléatoire poissonnienne. Si le nombre de photoélectrons émis par la photocathode est grand, nous pouvons admettre que la forme du pic résultant de l'irradiation par des particules cédant toutes la même énergie  $E$  au scintillateur est assimilable à une courbe de Gauss. Une telle courbe peut alors être utilisée pour déterminer la résolution en énergie d'un détecteur à scintillation, la résolution d'une courbe de Gauss de moyenne  $m$  et d'écart-type  $\sigma$  étant :

$$R_{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \frac{\sigma}{m} \approx 2.35 \frac{\sigma}{m} \quad (1.19)$$

Nous allons maintenant établir un modèle représentant la résolution en énergie d'un détecteur à scintillation de manière plus élaborée. Pour ce faire, nous devons d'abord définir la notion de variance relative :



**Définition 1.3 (Variance relative)** La variance relative  $v(N)$  d'une variable aléatoire  $N$  de moyenne  $\bar{N}$  et d'écart-type  $\sigma_N$  vaut :

$$v(N) = \frac{\sigma_N^2}{\bar{N}^2} \quad (1.20)$$

L'impulsion de sortie moyenne de  $\bar{Q}_0$  électrons arrivant sur l'anode d'un PMT dans un compteur à scintillation est égal à :

$$\bar{Q}_0 = \bar{N}\bar{p}\bar{\varepsilon}\bar{M} \quad \text{où} \left\{ \begin{array}{l} \bar{N} \text{ est le nombre moyen de photons créés dans le scintillateur après} \\ \text{l'absorption d'un photon } \gamma ; \\ \bar{p} \text{ est l'efficacité de transfert des photons, qui représente la} \\ \text{probabilité qu'un photon de scintillation arrive jusqu'au} \\ \text{photomultiplicateur (processus binomial);} \\ \bar{\varepsilon} \text{ est l'efficacité quantique du photomultiplicateur. Représente la} \\ \text{probabilité qu'un photon de scintillation produise un électron} \\ \text{à la première dynode (processus binomial);} \\ \bar{M} \text{ est le gain moyen du photomultiplicateur pour un électron} \\ \text{arrivant à la 1}^{\text{ère}} \text{ dynode.} \end{array} \right. \quad (1.21)$$

Nous utilisons la relation qui relie la résolution en énergie  $\frac{\Delta E}{E} \Big|_{FWHM}$  et la variance relative  $v(Q_0)$  de  $Q_0$  :

$$R_{FWHM} = \frac{\Delta E}{E} \Big|_{FWHM} = 2.35\sqrt{v_{Q_0}} \quad (1.22)$$

La variance relative de  $Q_0$  est donnée par :

$$v_{Q_0} = v_{N_{ph}} + \frac{v_p}{\bar{N}_{ph}} + \frac{v_\varepsilon}{\bar{N}_{ph}\bar{p}} + \frac{v_M}{\bar{N}_{ph}\bar{p}\bar{\varepsilon}} = v_{N_{ph}} + \frac{1}{\bar{N}_{ph}} \left( v_p + \frac{v_\varepsilon}{\bar{p}} + \frac{v_M}{\bar{p}\bar{\varepsilon}} \right) \quad (1.23)$$

où  $v_{N_{ph}}$  est la variance relative de l'émission des photons,  $v_p$  la variance relative de transfert et  $v_M$  la variance relative du gain du photomultiplicateur. Ces différentes variances relatives s'explicitent comme :

$$v_{N_{ph}} = \frac{\bar{N}_{ph}}{\bar{N}_{ph}^2} = \frac{1}{\bar{N}_{ph}} \quad \text{Si processus poissonnien.} \quad (1.24)$$

$$v_p = \frac{\bar{p}(1-\bar{p})}{\bar{p}^2} = \frac{1-\bar{p}}{\bar{p}} \quad \text{Processus binomial.} \quad (1.25)$$

$$v_\varepsilon = \frac{\bar{\varepsilon}(1-\bar{\varepsilon})}{\bar{\varepsilon}^2} = \frac{1-\bar{\varepsilon}}{\bar{\varepsilon}} \quad \text{Processus binomial.} \quad (1.26)$$

$$v_M = \frac{1}{\delta_1} \frac{\delta}{\delta-1} \approx 0.1 \quad \text{Mesure expérimentale et calculée pour un PMT.} \quad (1.27)$$

avec  $\delta_1$  le coefficient d'émission secondaire de la 1<sup>ère</sup> dynode et  $\delta$  le coefficient d'émission secondaire des dynodes 2 à n. En utilisant les relations précédentes, la variance relative

$v(Q_0)$  (equ. 1.23) peut se réécrire :

$$\begin{aligned}
v_{Q_0} &= v_{N_{ph}} + \frac{1}{\overline{N}_{ph}} \left( \frac{1 - \bar{p}}{\bar{p}} + \frac{1 - \bar{\varepsilon}}{\bar{p}\bar{\varepsilon}} + \frac{v_M}{\bar{p}\bar{\varepsilon}} \right) \\
&= v_{N_{ph}} + \frac{1}{\overline{N}_{ph}} \left( \left( \frac{1}{\bar{p}} - 1 \right) + \left( \frac{1}{\bar{p}\bar{\varepsilon}} - \frac{1}{\bar{p}} \right) + \frac{v_M}{\bar{p}\bar{\varepsilon}} \right) \\
&= \left( v_{N_{ph}} - \frac{1}{\overline{N}_{ph}} \right) + \frac{1 + v_M}{\overline{N}_{ph} \bar{p} \bar{\varepsilon}} \\
&= \frac{1 + v_M}{\overline{N}_{ph} \bar{p} \bar{\varepsilon}}
\end{aligned} \tag{1.28}$$

La résolution en énergie statistique vaut donc :

$$R_{stat} = 2.35 \sqrt{\frac{1 + v_M}{\overline{N}_{ph} \bar{p} \bar{\varepsilon}}} \tag{1.29}$$

Mais cette résolution est inférieure à la résolution mesurée. Nous ajoutons alors un terme,  $R_i$ , correspondant à la résolution intrinsèque du scintillateur et comportant une composante proportionnelle et une non-proportionnelle [25]. Elle peut se justifier théoriquement du fait que la scintillation ne reproduit pas exactement un processus poissonnien (inhomogénéités notamment) et qu'il y a d'autres phénomènes de transport qui entrent en jeu sans avoir pour autant été pris en compte lors des considérations précédentes. La résolution en énergie mesurée correspond donc à :

$$R_m^2 = R_{stat}^2 + R_i^2 \tag{1.30}$$

$$R_m = \sqrt{2.35^2 \frac{1 + v_M}{\overline{N}_{ph} \bar{p} \bar{\varepsilon}} + R_i^2} \tag{1.31}$$

### Spectres différentiels d'amplitude des impulsions d'un détecteur à scintillation

Supposons que nous ayons un faisceau de photons  $\gamma$  monocinétiques, d'énergie  $E_\gamma \approx m_e c^2$  ( $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$  masse de l'électron). Les interactions possibles de ces photons  $\gamma$  dans le scintillateur sont (voir section 1.2.1, page 7) :

- l'effet photoélectrique, donnant un électron d'énergie  $T_e \cong E_\gamma - L_e$  (équation 1.8) ;
- l'effet Compton, qui donne un électron dont l'énergie varie en fonction de l'angle de diffusion du photon incident et est comprise entre 0 et une valeur maximale  $T_e^{max}$ , donnée par l'équation 1.12.

Comme le signal de détection d'anode du photomultiplicateur a une amplitude  $V$  proportionnelle à l'énergie perdue par la (ou les) particule(s) chargée(s) dans le scintillateur, le spectre donnant le nombre de photons  $\gamma$  détectés ayant produit une impulsion d'amplitude comprise entre  $V$  et  $V + \Delta V$  devrait avoir la forme représentée sur la figure 1.6(a). Les phénomènes suivants vont modifier l'aspect du spectre :

1. Les diffusions multiples des photons  $\gamma$  : les photons  $\gamma$  diffusés par effet Compton peuvent subir de nouvelles interactions dans le scintillateur.

2. La contribution parasite due aux photons diffusés dans le milieu entourant le scintillateur (cet effet peut être diminué en utilisant une collimation appropriée).
3. Enfin, la résolution en énergie du détecteur à scintillation, présentée au paragraphe précédent.

On obtiendra alors un spectre semblable à la forme tracée sur la figure 1.6(b).

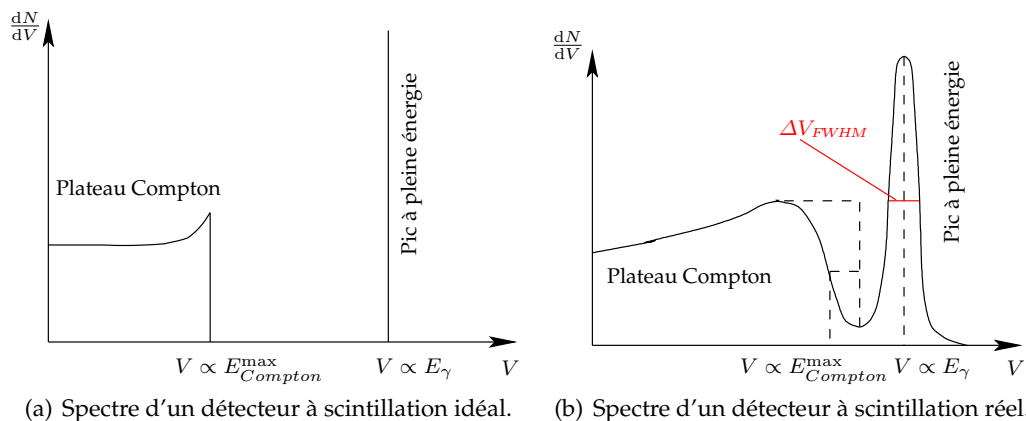


FIG. 1.6 – Différences entre les spectres différentiels d'amplitude des impulsions d'un détecteur à scintillation théorique et réel. Figure tirée de [26].

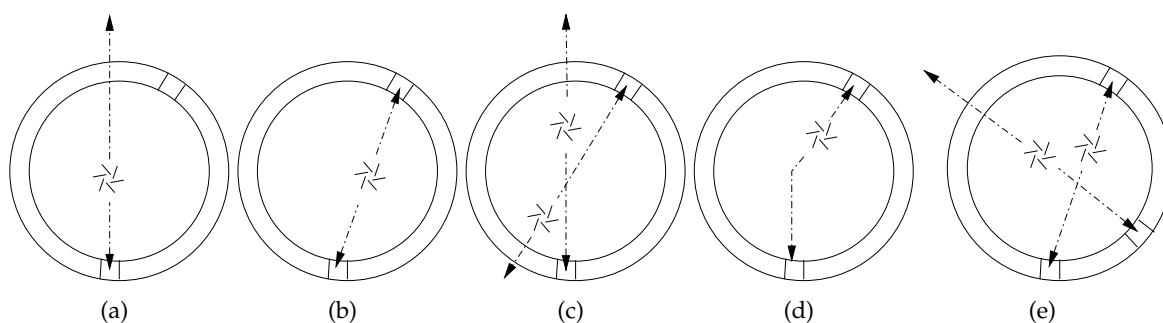
### 1.2.3 Les différents événements en TEP

Le temps que met un photon pour parcourir la distance séparant deux détecteurs opposés d'un scanner TEP pour petits animaux est légèrement inférieur à la nanoseconde, ce qui constitue le temps maximal séparant l'arrivée des deux photons d'annihilation sur les détecteurs. Mais la chaîne de détection de ces photons ne permet pas, en général, d'atteindre cette résolution temporelle. La fenêtre de coïncidence est définie comme la durée maximale pendant laquelle deux événements détectés sont considérés en coïncidence. Elle est typiquement de l'ordre de 5 à 10 ns. Un certain nombre de scanners proposent cependant de meilleurs résolutions temporelles qui permettent d'utiliser le temps de vol des photons pour améliorer la localisation du point d'interaction et ainsi, affiner la résolution spatiale des images [27]<sup>8</sup>.

Cependant, deux événements en coïncidence ne proviennent pas forcément d'une même annihilation. Nous distinguons ainsi cinq types d'événements détectables par une caméra TEP, illustrés à la figure 1.7 :

- (a) **Événement unique :** un seul des deux photons provenant d'une annihilation a été détecté.
- (b) **Coïncidence vraie :** c'est ce que nous cherchons à mesurer ; les deux photons provenant de la même annihilation ont tous les deux été détectés.
- (c) **Coïncidence fortuite :** deux photons provenant de deux annihilations différentes ont été détectés dans la fenêtre de coïncidence.

<sup>8</sup> Ces scanner sont connus sous le nom de TOF-PET.



**FIG. 1.7** – Événements possibles en TEP. (a) un événement unique : un seul des deux photons provenant d'une annihilation a été détecté. (b) une coïncidence vraie : c'est ce nous cherchons à mesurer ; les deux photons provenant de la même annihilation ont tous les deux été détectés. (c) une coïncidence fortuite : deux photons provenant de deux annihilations différentes ont été détectés dans la fenêtre de coïncidence. (d) une coïncidence diffusée : au moins un des deux photons provenant de l'annihilation a subi une interaction Compton avant qu'ils ne soient tous les deux détectés. (e) une coïncidence multiple : plus de deux photons ont été détectés dans la fenêtre de coïncidence.

**(d) Coïncidence diffusée :** au moins un des deux photons provenant de l'annihilation a subi une interaction Compton avant qu'ils ne soient tous les deux détectés.

**(e) Coïncidence multiple :** plus de deux photons ont été détectés dans la fenêtre de coïncidence.

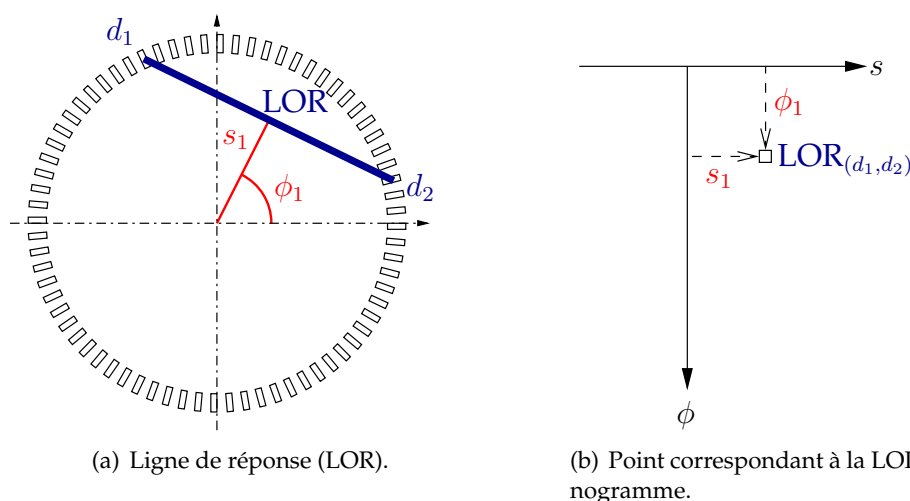
L'ensemble des coïncidences vraies, fortuites et diffusées sont généralement appelées les *prompts*. À priori, il n'est pas possible de déterminer de quel type est faite la coïncidence détectée. Il faut alors trouver des moyens d'estimer les contributions des coïncidences diffusées et fortuites afin de garder la plus grande proportion de bons événements uniquement. Les coïncidences diffusées dépendent fortement de la constitution de la source et de la distribution du traceur. Il est donc difficile d'estimer leur contribution ; il existe cependant différents protocoles qui permettent d'évaluer la fraction d'événements de ce type [28–30]. La fraction de coïncidences fortuites est plus facilement estimable. Pour ce faire, nous retardons de façon différenciée les événements provenant des détecteurs ; toute corrélation temporelle est alors perdue, ce qui permet d'estimer facilement le nombre de coïncidences diffusées.

## 1.3 Des projections aux images

### 1.3.1 La représentation des projections

Le résultat d'une acquisition se résume au nombre de coïncidences mesurées par chaque paire de détecteurs. Il peut être représenté comme un histogramme ou simplement comme une matrice d'entiers non négatifs. Il existe une manière spécifique et fort utile d'organiser les paires de détecteurs en un tableau à deux dimensions appelé *sinogramme*. Chaque ligne de cette matrice correspond à la projection monodimensionnelle  $P(s, \phi) \equiv P_\phi(s)$  de la coupe pour un angle  $\phi$  particulier. Cette matrice a autant de lignes que d'angles de mesure, et autant de colonnes que de cases de mesure pour une position angulaire.

Un point du sinogramme 1.8(b) correspond à une ligne de réponse (LOR)<sup>9</sup> entre deux détecteurs élémentaires (entre  $d_1$  et  $d_2$  sur la figure 1.8(a)). L'information reportée dans ce



(a) Ligne de réponse (LOR).

(b) Point correspondant à la LOR dans le sinogramme.

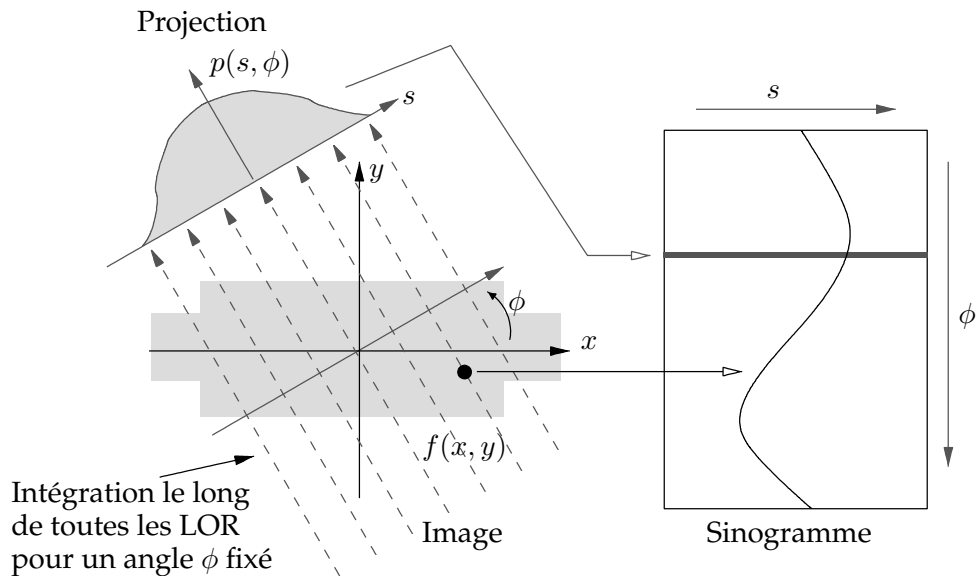
**FIG. 1.8** – Correspondance reliant une ligne de réponse entre deux détecteurs  $d_1$  et  $d_2$  et un point sur le sinogramme.

*pixel*<sup>10</sup>  $(s, \phi)$  correspond à l'intégrale des émissions des photons de 511 keV émis suivant cette incidence pour tous les points de l'objet situés sur la ligne de réponse. La ligne de réponse est un tube de section rectangulaire dont les dimensions sont en relation avec la taille des détecteurs élémentaires et leurs positions relatives dans l'anneau de détection. Chaque événement accepté par le circuit de coïncidence incrémente d'une unité le *pixel* du sinogramme correspondant à la ligne de réponse entre les deux détecteurs élémentaires. L'étape de mesure en TEP consiste alors à remplir les différents *pixels* du sinogramme. En résumé, un sinogramme est une façon de ranger les projections unidimensionnelles ; un sinogramme unique contiendra donc toutes les données d'un anneau de détecteurs tandis qu'une caméra à plusieurs rangées de détecteurs aura besoin d'un sinogramme multiple. Le résumé des opérations reliant les projections aux sinogrammes est schématisé par la

<sup>9</sup> *Line of response*.

<sup>10</sup> Un *pixel* est la contraction de *picture element*, l'unité de base d'une image en deux dimensions (2D). Dans le cas d'une image en trois dimensions (3D), le terme *voxel*, contraction de *volume element*, est utilisé. Dans les paragraphes qui vont suivre, le terme générique *pixel* sera utilisé indistinctement pour les images 2D ou 3D.

figure 1.9 tirée de [8].



**FIG. 1.9** – Les projections d’une image sont stockées dans un sinogramme. Sur la figure, la projection pour un angle  $\phi$  fixé est représentée. Sur le sinogramme à droite de la figure, nous pouvons voir cette projection (la ligne horizontale) ainsi que la représentation d’un point de l’image. Celle-ci a bien la forme d’une sinusoïde, d’où le nom de sinogramme pour cette représentation.

### Sinogrammes en TEP 3D

En mode 2D, l’ensemble des données de projections d’un plan de coupe sont rangées dans un sinogramme  $(s, \phi)$ . En mode 3D, il est nécessaire de tenir compte de l’angle d’incidence  $\theta$  des lignes de réponse détectées par rapport à l’axe du cylindre constitué par les anneaux de détecteurs. En plus des sinogrammes directs – ou droits – correspondant à des événements mesurés dans le plan du détecteur ( $\theta = 0^\circ$ ), il est nécessaire d’enregistrer les événements détectés entre des couronnes distinctes dans des sinogrammes caractérisés par des angles  $\theta$  différents de  $0^\circ$  (figure 1.10, tirée de [5]). Pour tenir compte de l’ensemble des lignes de réponse, le nombre de sinogrammes d’un système équipé de  $n$  anneaux doit être de  $n \times n$ . En pratique, pour limiter le volume de données brutes, la plupart des systèmes proposent un nombre limité d’angles  $\theta$ ; les lignes de réponse mesurées sont rangées dans le sinogramme ayant l’incidence la plus proche.

#### 1.3.2 La reconstruction

L’acquisition des données résulte d’un comptage dont les fluctuations statistiques sont régies par la loi de Poisson. La reconstruction tomographique consiste à calculer la distribution de la radioactivité au sein du plan de coupe en utilisant l’ensemble des informations rangées dans le sinogramme. Il y a deux approches qui permettent d’appréhender ce problème : l’une est linéaire et présuppose des données non-bruitées, l’autre est non-linéaire

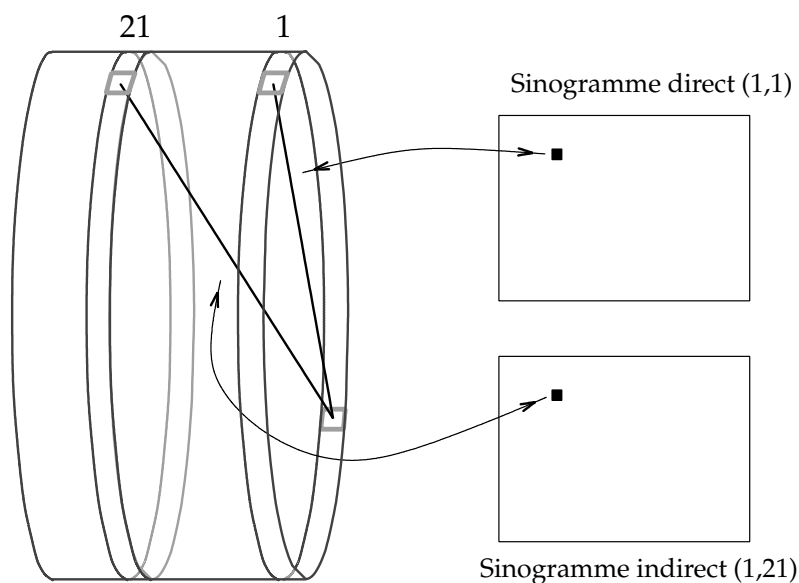


FIG. 1.10 – Sinogrammes multiples.

et se base sur la nature stochastique des données. La première est connue sous le nom de *reconstruction analytique*, la seconde comme *reconstruction itérative* ou *discrète*.

### La reconstruction analytique

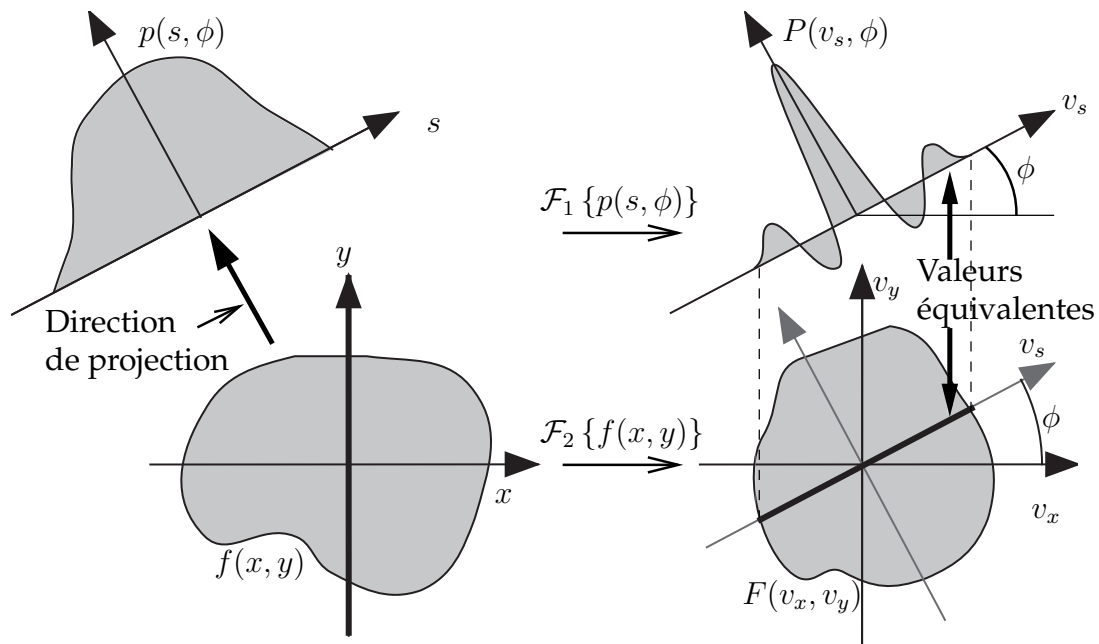
Le passage de l'image aux projections  $f(x, y) \rightarrow p(s, \phi)$  est appelé transformée aux rayons  $X^{11}$ . En deux dimensions, cette transformée est équivalente à la transformée de Radon. La figure 1.11 [8] illustre le théorème de la coupe centrale, essentiel en reconstruction analytique. Son énoncé est précisé en 1.1.  $\mathcal{F}_1 \{p(s, \phi)\}$  représente la transformée de Fourier unidimensionnelle de la projection,  $p(s, \phi)$  et  $\mathcal{F}_2 \{f(x, y)\}$  la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'image  $f(x, y)$  et  $v_x$  et  $v_y$  les conjugués spatiaux de Fourier de  $x$  et  $y$ . En tenant compte du théorème de la coupe centrale et en connaissant  $P(v_s, \phi)$  pour tous les angles  $\phi$  compris dans l'intervalle  $[0, \pi[$ , les valeurs de  $F(v_x, v_y)$  peuvent être remplies. En calculant la transformée de Fourier bidimensionnelle inverse, nous retrouvons alors  $f(x, y)$ .

**Théorème 1.1** *La transformée de Fourier d'une projection d'angle  $\phi$  correspond à une ligne de la transformée de Fourier de l'image qui passe par l'origine et fait un angle  $\phi$  avec l'axe des abscisses.*

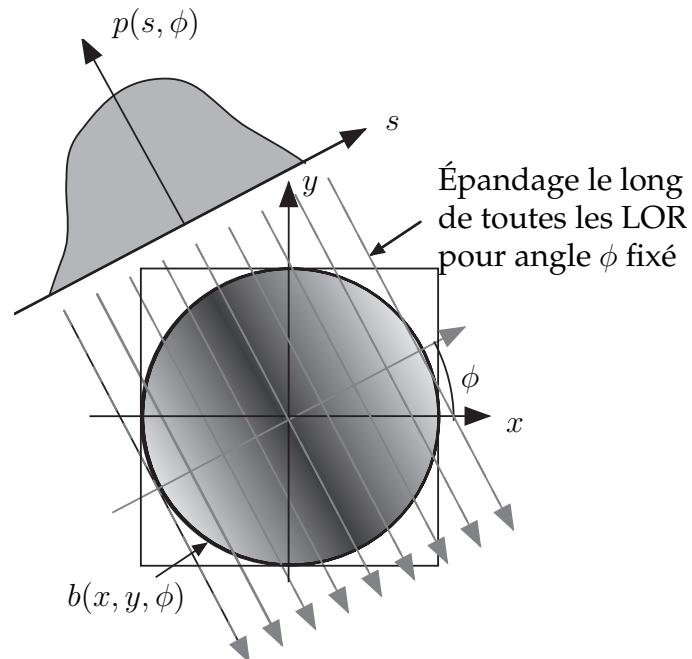
La rétroprojection<sup>12</sup> est une opération essentielle en reconstruction d'image ; c'est l'opération conjuguée de l'opération de projection. La figure 1.12 [8] illustre la rétroprojection ou l'épandage le long de toutes les projections d'angle  $\phi$  fixé. De façon conceptuelle, nous pouvons dire que l'opération de rétroprojection consiste à répartir la valeur de  $p(s, \phi)$  dans un tableau représentant l'image le long de la ligne de réponse correspondante. À priori, nous ne savons pas comment la répartir, l'opération de projection perdant cette information ; c'est pourquoi il est préférable de placer une valeur identique, représentant  $p(s, \phi)$ , tout le long de la LOR.

<sup>11</sup> En anglais, la terminologie *X-Ray Transform* est utilisée.

<sup>12</sup> Le terme épandage est aussi utilisé.



**FIG. 1.11** – Illustration du théorème de la coupe centrale : la transformée de Fourier unidimensionnelle de la projection  $p(s, \phi)$ ,  $P(v_s, \phi)$ , correspond à une ligne de la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'image  $f(x, y)$ ,  $F(v_x, v_y)$ , qui passe par l'origine et fait un angle  $\phi$  avec l'axe des abscisses.



**FIG. 1.12** – Rétroprojection  $b(x, y, \phi)$  de toutes les projections  $p(s, \phi)$  pour un angle  $\phi$  fixé.



En rétroprojetant simplement toutes les projections récoltées, nous n'obtenons pas l'image de départ ; la faute au suréchantillonnage au centre de la transformée de Fourier. En d'autres termes, chaque projection remplit une tranche de l'espace de Fourier, ce qui implique un suréchantillonnage au centre, c.-à-d. à basses fréquences et un souséchantillonnage dans les bords, c.-à-d. à hautes fréquences. Il faut donc pondérer (ou filtrer) ces données de façon à égaliser la contribution tout le long du champ de vue fréquentiel.

La rétroprojection filtrée (FBP<sup>13</sup>) est la méthode analytique couramment utilisée. Si nous possédons les projections continues et non-bruitées de tous les angles compris continuellement entre  $[0, \pi[$ , nous pouvons construire l'objet de façon exacte. L'algorithme de rétroprojection FBP 2D est la version discrétisée de la transformée de Radon inverse. Ce résultat est aussi à la base de la reconstruction TDM.

Cette méthode se compose essentiellement de deux étapes :

- premièrement, chaque profil de projection (ligne du sinogramme) est filtré au moyen d'un filtre rampe, souvent combiné à un filtre passe-bas pour éviter l'amplification du bruit ;
- deuxièmement, les projections filtrées sont rétroprojetées dans le plan pour les différents angles mesurés.

Elle peut être représentée par l'équation 1.32 où la projection filtrée est donnée par 1.33,  $|\nu_s|$  étant le filtre rampe.

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} p^F(s, \phi) d\phi \quad (1.32)$$

$$p^F(s, \phi) = \mathcal{F}_1^{-1} \{ |\nu_s| \mathcal{F}_1 \{ p(s, \phi) \} \} \quad (1.33)$$

En trois dimensions (3D), le processus de reconstruction se complique singulièrement en raison de la variation spatiale de la réponse du scanner. De plus, certaines projections à deux dimensions sont tronquées (angle  $\theta > 0^\circ$ ), comme illustré par la figure 1.13. Le calcul précis de la transformée de Fourier en deux dimensions nécessaire pour la méthode FBP n'est donc pas possible en utilisant de simple FFTs<sup>14</sup>. Afin de retrouver l'invariance spatiale pour mesurer les projections tridimensionnelles, l'algorithme de reprojexion tridimensionnel (3DRP) [31] est communément utilisé. Cette méthode requiert des projections 2D complètes suivant toutes les incidences [32]. Pour remplir cette condition, les régions non mesurées des projections sont estimées numériquement en reprojexion pour chaque plan transverse l'image reconstruite obtenue en ne tenant compte que des plans directs (ces derniers n'étant pas tronqués) par la méthode FBP 2D. Lorsque toutes les projections sont complètes, nous procédons par deux étapes essentielles de façon similaire à la méthode en deux dimensions :

- un filtrage de chaque projection 2D par un filtre 2D (filtre de Colsher) ayant le même objectif que le filtre rampe [33] ;
- une rétroprojection dans le volume des projections filtrées selon les différents angles de mesure.

<sup>13</sup> Filtered back-projection.

<sup>14</sup> Fast Fourier Transforms, Transformées de Fourier rapides.

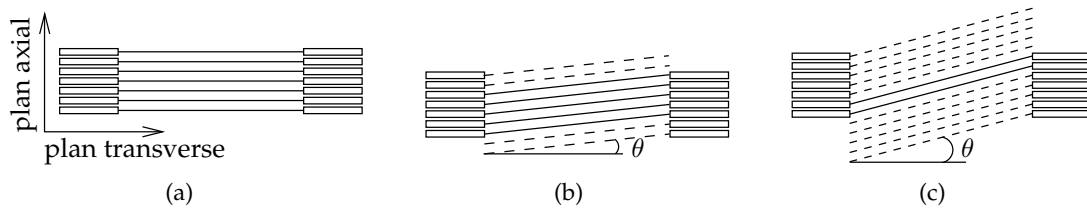


FIG. 1.13 – Lignes de réponse en mode 3D et projections incomplètes.

(a) Lignes de réponse générant des sinogrammes directs correspondant à un angle  $\theta = 0^\circ$ , donc identiques au mode d'acquisition 2D.

(b) Lignes de réponse générant des sinogrammes correspondant à une différence de deux couronnes de détecteurs ( $\theta > 0^\circ$ ); les lignes pointillées mettent en évidence les projections incomplètes dues au nombre limité de couronnes de détection.

(c) Plus l'angle  $\theta$  devient important, plus les projections sont incomplètes.

**Le réarrangement des données**<sup>15</sup> Les algorithmes de réarrangement ont été développés dans les années nonante afin de bénéficier des avantages du mode de mesure 3D, tout en s'affranchissant des algorithmes de reconstruction 3D, et de limiter l'encombrement des disques par des volumes de données d'acquisition 3D très importants. L'objectif de ces techniques est d'estimer les sinogrammes directs, c'est-à-dire correspondant à un angle d'inclinaison  $\theta = 0^\circ$ , à partir d'un ensemble de sinogrammes obliques ( $\theta > 0^\circ$ ). Les données réarrangées sont, dans un deuxième temps, reconstruites par des algorithmes de reconstruction bidimensionnelle rapides et bien maîtrisés. Différentes méthodes [34] ont été proposées successivement pour effectuer le réarrangement des données : l'algorithme SSRB<sup>16</sup> [35], l'algorithme MSRB<sup>17</sup> et l'algorithme de FORE<sup>18</sup> [36].

L'algorithme SSRB consiste à déterminer la nouvelle position  $z'$  à partir de la différence des plans des deux détecteurs. Cette méthode, simple et rapide, entraîne des défauts de réarrangement importants pour les tomographes caractérisés par un angle  $\theta$  grand et pour des sources excentrées. Par contre, pour une source proche du centre du tomographe ( $\theta \leq 10^\circ$ ), les résultats obtenus avec la méthode SSRB sont tout à fait similaires à ceux obtenus avec une rétroprojection filtré 3D. Contrairement à l'algorithme SSRB, le réarrangement selon la méthode MSRB répartit la ligne de réponse sur les différents sinogrammes directs situés entre les détecteurs ayant engendré cette ligne de réponse.

Le réarrangement dans le plan de Fourier (FORE) est actuellement la méthode la plus largement utilisée du fait de son fonctionnement satisfaisant jusqu'à des incidences  $\theta$  de l'ordre de  $15^\circ$ . Contrairement aux méthodes précédentes, le calcul du nouveau plan de coupe  $z'$  n'est pas effectué dans le domaine spatial. Pour y parvenir, il est nécessaire de calculer les transformées de Fourier 2D de chacun des sinogrammes obliques et d'appliquer le principe fréquence-distance pour déterminer le niveau  $z'$  du sinogramme direct correspondant. La méthode FORE amplifie légèrement le bruit statistique et augmente la durée de traitement des données par rapport à la méthode SSRB, mais les images produites comprennent beaucoup moins de distorsions.

<sup>15</sup> Le terme anglais *rebinning* – «ré-échantillonnage» – est également utilisé.

<sup>16</sup> *Single slice rebinning*.

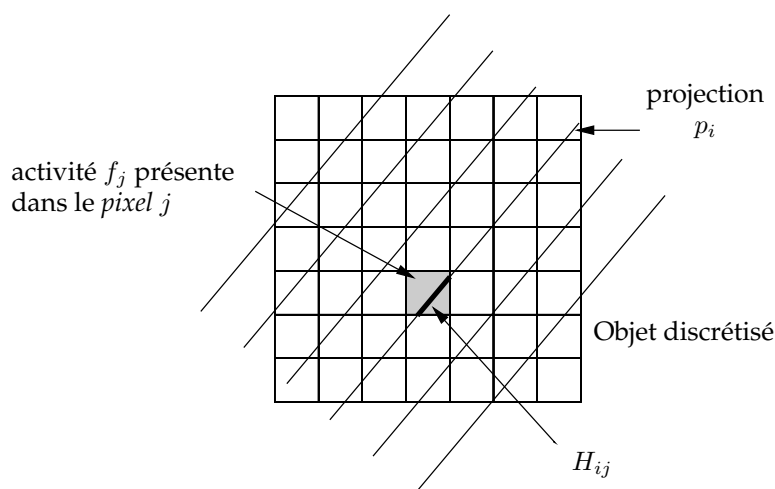
<sup>17</sup> *Multislice rebinning*.

<sup>18</sup> *Fourier rebinning*.

### La reconstruction itérative

La reconstruction itérative aborde le problème sous l'angle suivant : les données discrètes ainsi que l'image discrète consistent en des matrices de *pixels*. C'est un problème inverse typique ; nous observons les projections de l'objet, qui suivent une loi de distribution de Poisson, mais l'objet qui nous intéresse est celui, inconnu, qui génère ces projections. L'algorithme est donc constitué d'un ensemble d'opérations de rétroprojection et de projections appelées itérations. Une reconstruction est l'opérateur qui permet d'obtenir une coupe à partir d'un sinogramme. La projection est l'opération inverse, qui calcule le sinogramme pour une coupe donnée. En ne tenant pas compte des coïncidences fortuites et des diffusées, chaque paire de détecteurs est sensible aux annihilations produites dans un tube de l'espace ou ligne de réponse. Chaque LOR couvre donc un sous-ensemble des *pixels* de l'image. À partir de la géométrie du système TEP, nous pouvons déterminer la probabilité d'une annihilation produite dans un *pixel* donné, observée dans chaque paire de détecteurs. La matrice  $\mathbf{H}$  reliant l'image aux données récoltées est définie. Un élément de cette matrice  $H_{ij}$  représente la probabilité qu'une émission provenant d'un *pixel*  $j$  soit détectée dans la projection  $i$  (figure 1.14). Nous pouvons donc relier la valeur moyenne de la  $i^{\text{ème}}$  projection  $\bar{p}_i$  à l'activité  $f_j$  présente dans le *pixel*  $j$  par l'équation 1.34 :

$$\bar{p}_i = \sum_{j=1}^N H_{ij} f_j \quad \Rightarrow \quad \bar{\mathbf{p}} = \mathbf{H}\mathbf{f} \quad (\text{notation matricielle}) \quad (1.34)$$



**FIG. 1.14** – Élément de la modélisation du système.  $H_{ij}$  est un élément de la matrice  $\mathbf{H}$  caractérisant le système. Cet élément représente la probabilité qu'une émission provenant d'un *pixel*  $j$  soit détectée dans la projection  $i$ .

Il va donc falloir trouver une solution  $\mathbf{f}$  qui minimise la distance entre les projections mesurées  $\mathbf{p}$  et celles estimées  $\bar{\mathbf{p}} = \mathbf{H}\mathbf{f}$ . Pour ce faire, il faut choisir un modèle statistique permettant de reproduire les fluctuations autour des valeurs moyennes des mesures des projections. Ce modèle dérive de notre connaissance de notre système d'acquisition ; dans la plupart des approches, un modèle poissonnien est utilisé, en raison de la nature poisson-

nienne de la détection de photons. C'est le cas de la méthode statistique MLEM<sup>19</sup> [37, 38] ou simplement algorithme EM<sup>20</sup> [39]. Les projections mesurées  $p_i$  sont des variables aléatoires de Poisson de paramètres  $\bar{p}_i$ . Cela permet de définir l'expression de la vraisemblance de  $\mathbf{f}$  :

$$L(\mathbf{f}) = \prod_i e^{-\bar{p}_i} \frac{\bar{p}_i^{p_i}}{p_i!} \quad (1.35)$$

En prenant le logarithme de cette vraisemblance et en utilisant l'équation 1.34, nous obtenons alors :

$$\ln(L(\mathbf{f})) = \sum_i \left( -\sum_j H_{ij} f_j + \ln \left( \sum_j H_{ij} f_j \right) - \ln(p_i!) \right) \quad (1.36)$$

La solution  $\mathbf{f}$  est trouvée en maximisant cette expression. L'algorithme MLEM d'itération de  $\mathbf{f}$  est donnée par la multiplication de l'image courante  $\mathbf{f}^{(n)}$  par l'image erreur  $\mathbf{f}^{\text{cor}}$  :

$$f_i^{(n+1)} = f_i^{(n)} \cdot \frac{1}{\sum_i H_{ij}} \sum_j H_{ij} \frac{p_j}{\sum_i H_{ij} f_i^{(n)}} \quad (1.37)$$

$\sum_j H_{ij} p_j$  représente la rétroprojection des projections  $\mathbf{p}$ ,  $\sum_i H_{ij} f_i^{(n)}$  la projection de l'image courante  $\mathbf{f}^{(n)}$  et  $\mathbf{f}^{(0)}$  l'estimation initiale de l'objet à reconstruire.

L'algorithme le plus utilisé en TEP dérive directement de cette méthode, mais est accéléré par le principe des sous-ensembles ordonnés OSEM [40].

## 1.4 Les performances d'une caméra TEP

Deux paramètres importants entrent en ligne de compte dans l'évaluation des performances d'un scanner TEP de haute résolution : la sensibilité et la résolution spatiale. La sensibilité est définie comme le rapport entre le nombre de coïncidences détectées et le nombre de désintégrations. Un scanner TEP de haute résolution tend donc à maximiser le rapport signal sur bruit mesurable dans des *pixels* pour une durée d'acquisition donnée.

Les scanners TEP cliniques ont une résolution spatiale de l'ordre de 4-6 mm FWHM pour l'image reconstruite, ce qui est insuffisant pour observer les structures anatomiques des petits animaux. En outre, une bonne sensibilité est nécessaire en raison de la faible quantité de radiotraceur qui peut être injecté chez l'animal, et cela particulièrement chez la souris, et de la nécessité d'effectuer des images dynamiques pour caractériser des processus physiologiques parfois très rapides. Il faut donc construire des scanners TEP de haute résolution qui leur sont spécifiquement dédiés, ce qui implique le développement de modules de détection plus performants.

<sup>19</sup> Maximum Likelihood Expectation Maximization

<sup>20</sup> Expectation Maximization.

### 1.4.1 La sensibilité

Un des critères de performance primordiaux d'un scanner est, sans conteste, son efficacité de détection. En d'autres termes, il s'agit de comptabiliser le rapport entre le nombre de coups utiles pour la reconstruction et le total des désintégrations ayant eu lieu dans le sujet. Ce rapport, pour une source ponctuelle au centre du champ de vue, est appelé sensibilité absolue du scanner. Cette sensibilité dépend fortement de l'efficacité intrinsèque et de l'acceptance géométrique du scanner. Pour la calculer, une source ponctuelle de faible activité est utilisée, permettant de s'affranchir des contraintes dues aux temps morts de l'électronique d'acquisition et de se restreindre aux seules coïncidences vraies. Cette sensibilité évolue fortement lorsque que la source est déplacée axialement ou radialement. Nous pouvons alors faire des profils de sensibilité, qui caractérisent mieux les performances du scanner. Ces différences de sensibilités en fonction du lieu de l'annihilation peuvent provoquer des complications importantes lors de la reconstruction de la distribution du traceur dans le sujet en observation.

Le rapport entre le signal utile et le bruit peut être estimé par le calcul d'un paramètre global, le taux *Noise Equivalent Count* (NEC)<sup>21</sup> formulé par Strother et coll. [41] et représenté à l'équation 1.38.

$$NEC = \frac{T^2}{T + S + 2fR} \quad (1.38)$$

$$SF = \frac{S}{T + S} \quad (1.39)$$

$$RF = \frac{R}{T + S + R} \quad (1.40)$$

$T$ ,  $R$  et  $S$  sont les taux de coïncidences vraies, fortuites et diffusées,  $f$  est la fraction de la projection sous-tendue par le sujet imagé, c.-à-d. le rapport entre le diamètre actif du sujet et celui du scanner. Cet index représente le taux de comptage équivalent d'un système où les coïncidences fortuites et diffusées seraient complètement éliminées à l'acquisition. Il équivaut au rapport signal sur bruit défini au moment de l'acquisition des données, mais n'intègre pas les amplifications de bruit dues à la reconstruction [42]. Le maximum de cette courbe fournit le meilleur rapport entre les différents types d'événements mesurés et permet de déterminer la plage d'activité optimale pour l'utilisation d'un TEP. Les performances en taux de comptage d'un appareil résultent essentiellement de la conception générale du détecteur et de son électronique. Les équations 1.39 et 1.40 définissent respectivement les fractions de diffusées  $SF$  et de fortuites  $RF$ .

Les courbes NEC permettent de mettre clairement en évidence l'intérêt d'une acquisition 3D par rapport à une acquisition 2D en terme d'optimisation du rapport signal sur bruit en fonction de la l'activité injectée. Ceci est bien illustré par Townsend et coll. [43] qui comparent les courbes NEC 2D et 3D obtenues avec un scanner *ECAT EXACT HR+* (CTI, Knoxville, TN, U.S.A.).

<sup>21</sup> Dans la littérature, ce paramètre peut aussi apparaître sous l'acronyme NECR (*Noise Equivalent Count Rate*).

### 1.4.2 La résolution spatiale

La résolution spatiale décrit la capacité du système à séparer deux sources distantes l'une de l'autre sur une image reconstruite. Les processus qui dégradent ce paramètre sont de différentes natures :

- En premier lieu, il y a la distance parcourue par le positon entre le lieu d'émission et d'annihilation et l'accolinéarité des photons d'annihilation. Ces deux processus forment ce que l'on appelle la résolution intrinsèque en TEP.
- Ensuite, les limitations propres au design de la caméra TEP entrent en ligne de compte, à savoir le diamètre du scanner et la taille des éléments de détection élémentaires.
- L'échantillonnage des sinogrammes et des coupes reconstruites est également important.
- Enfin, le choix de la méthode de reconstruction utilisée est prépondérant ; en particulier les types de filtres choisis permettent de trouver un compromis entre la résolution spatiale et le bruit.

Moses et Derenzo [44] ont proposé une formule empirique permettant de calculer la résolution spatiale de l'image au centre du champ de vue :

$$R_s = a \sqrt{r^2 + (0.0022D)^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2} + b^2 \quad (1.41)$$

où  $r$  représente le parcours moyen du positon,  $D$  le diamètre du scanner,  $d$  la taille d'un élément de détection élémentaire,  $b$  la précision sur le décodage de la position d'interaction à l'intérieur d'un de ces éléments et  $a$  la dégradation qu'ajoute l'algorithme de reconstruction.

Les deux premiers termes de la somme modélisent la résolution intrinsèque : le parcours moyen du positon et l'accolinéarité. Pour rappel, la dispersion de la distribution angulaire autour de  $180^\circ$  représentant l'accolinéarité est approximativement gaussienne (section 1.1.1). Si  $\Delta\theta$  représente sa largeur à mi-hauteur, alors l'erreur sur la position de la LOR, en tenant compte du fait que  $\Delta\theta$  est petit, devient :

$$\frac{D}{2} \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \approx \frac{D}{2} \frac{\Delta\theta}{2} \quad (1.42)$$

En posant  $\Delta\theta \approx 0.5^\circ$ , nous retompons sur l'expression  $0.0022D$ .

Les deux termes suivants représentent l'influence de la géométrie du scanner sur la résolution spatiale. Enfin le facteur  $a$ , tel que  $1 < a < 1.3$ , représente la dégradation qu'ajoute l'algorithme de reconstruction ; il vaut approximativement 1.2 lors de l'utilisation de l'algorithme de rétroprojection filtrée 2D avec un filtre rampe.

Pour caractériser la résolution spatiale d'un scanner, l'image d'une source ponctuelle positionnée à différents endroits du champ de vue est, dans un premier temps, reconstruite. Ensuite, la coupe possédant la plus grande intensité est choisie afin d'ajuster les paramètres d'une gaussienne sur les profils radiaux et tangentiels ; ceci nous permet d'avoir accès aux largeurs à mi-hauteur des profils qui sont équivalentes aux résolutions radiales et tangentielles. Nous pouvons alors construire des courbes de résolutions spatiales en fonction de la position de la source. Les résolutions radiales, tangentielles et axiales sont illustrées à la figure 1.15.

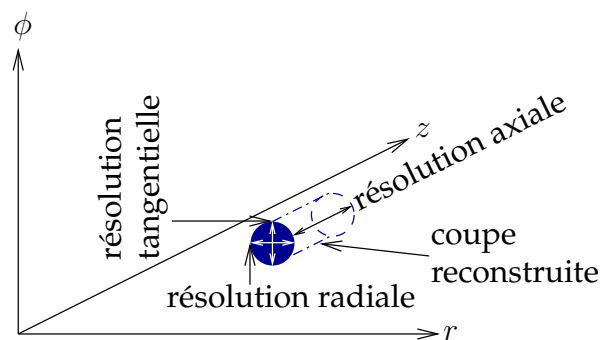


FIG. 1.15 – Résolutions spatiales d'une coupe de l'image reconstruite d'une source ponctuelle selon les trois axes.

### L'erreur de parallaxe

Comme cité précédemment, deux paramètres sont essentiels dans l'évaluation des capacités d'un tomographe TEP de haute résolution :

- une grande sensibilité ;
- une bonne résolution spatiale.

En raison du principe même du fonctionnement d'une caméra TEP, ces deux paramètres semblent antinomiques. En effet, une caméra TEP utilise des cristaux scintillateurs pour détecter les photons issus d'une annihilation positon-électron. Or, plus il y a de matière (la plus dense possible), plus il y a de chances de détecter ces photons. Mais, avec un volume de détection plus grand, l'incertitude sur la position sera plus grande, ce qui engendrera une dégradation de la résolution spatiale.

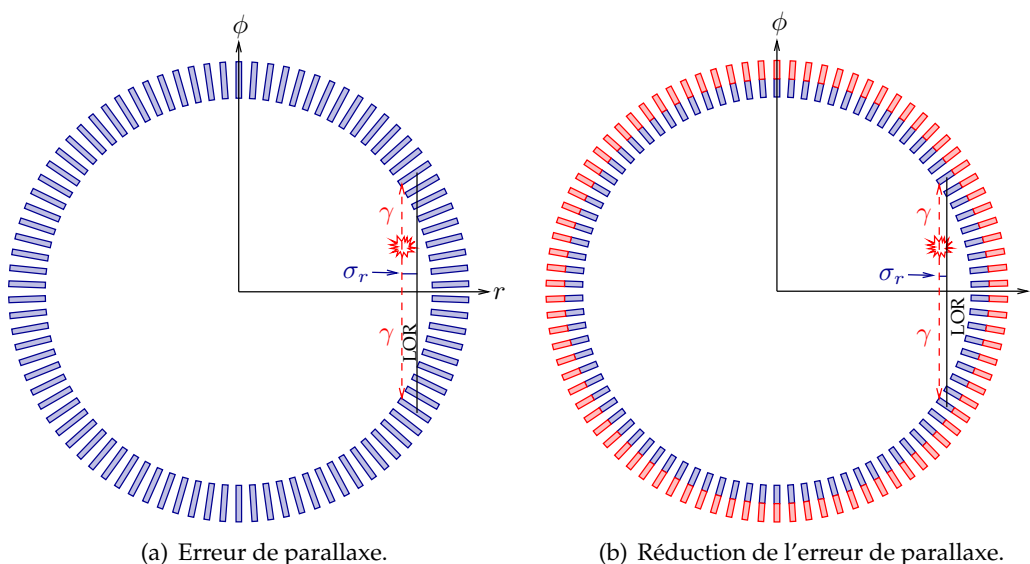


FIG. 1.16 – Réduction de l'erreur de parallaxe à l'aide de la technologie phoswich.

Ceci se vérifie concrètement pour des positions excentrées (erreur de parallaxe, voir figure 1.16(a)). Pour réduire cette incertitude tout en augmentant le pouvoir d'absorption, le projet ClearPET mise sur la technologie *phoswich*<sup>22</sup>, où deux scintillateurs différents sont placés en colonne l'un derrière l'autre [45, 46]. Cette technique a été pour la première fois mise en œuvre par le scanner petit animal NIH ATLAS<sup>23</sup> qui utilise un *phoswich* composé de LGSO et de GSO [47]. Nous pouvons voir que l'erreur sur la projection est moindre sur la figure 1.16(b) que sur la 1.16(a), la configuration *phoswich* permettant de réduire l'incertitude sur la profondeur d'interaction<sup>24</sup> du photon d'annihilation.

### La rotation du scanner

La figure 1.17(a) montre un sinogramme direct obtenu à partir de la simulation du ClearPET à un anneau immobile pour une source cylindrique de 20 mm de diamètre positionnée à 10 mm du centre du scanner. Les discontinuités en forme de losange observées sur cette figure sont caractéristiques d'un sinogramme n'interceptant pas toutes les lignes de réponse. Les détecteurs formés de cristaux individuels ne couvrent en effet pas toute la surface entourant la source. Un moyen d'intercepter toutes ces lignes de réponse est de faire bouger circulairement ces détecteurs. Nous obtenons alors un sinogramme du type de celui représenté sur la figure 1.17(b); les géométries du scanner et de la source sont identiques, la seule différence étant la rotation des détecteurs.

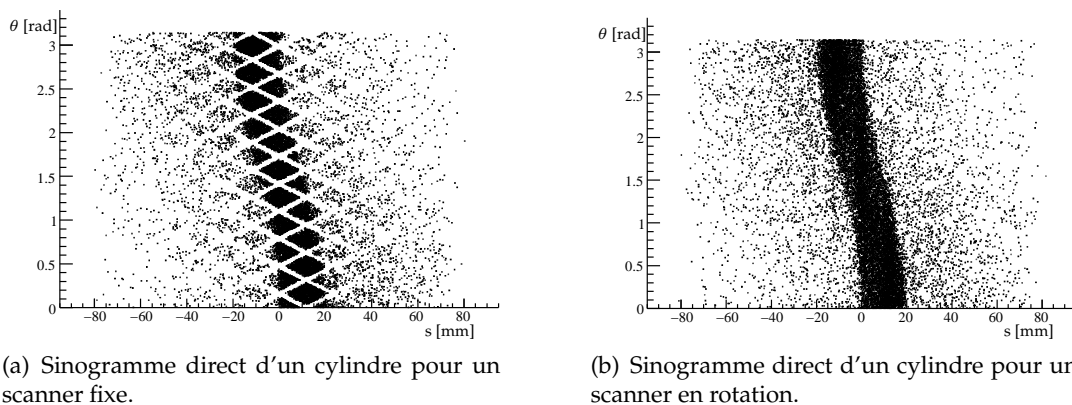


FIG. 1.17 – Sinogrammes directs d'un cylindre de 20 mm de diamètre placé à 10 mm du centre.

<sup>22</sup> Contraction de *phosphor sandwich*.

<sup>23</sup> Le premier scanner humain basé sur la technologie *phoswich* est le scanner TEP ECAT HRRT (CTI, Knoxville, TN, U.S.A.).

<sup>24</sup> En anglais, l'expression *depth-of-interaction* est utilisée; par la suite nous utiliserons donc l'acronyme DOI pour parler de la profondeur d'interaction.



## 1.5 Les spécificités du TEP petit animal

La souris, le mammifère le plus utilisé en recherche génétique et biologique [4], est environ 2500 fois plus petite qu'un humain adulte. Pour pouvoir obtenir des résultats similaires à ceux observés chez l'humain, la résolution spatiale et la sensibilité doivent donc être fortement améliorées. Pour ce faire, des appareils TEP spécifiques, parfois dénommés  $\mu$ TEP, ont commencé à être développés dans les années 1990 dans différents laboratoires de recherche [48–52]. Cette activité s'est bien propagée dans ces derniers en raison de leur coût accessible comparativement à celui des scanners humains. Ces appareils, dès qu'ils sont opérationnels, sont utilisés pour des travaux de recherche menés par des biologistes et peuvent également servir de base de développement pour de futurs appareils destinés à l'homme.

Le premier, dénommé *RATPET* et réalisé en 1995 [48], utilise des détecteurs de BGO produits pour les scanners commerciaux. Il a permis de valider le concept de scanner pour petits animaux. Il a été rapidement suivi par un autre prototype, développé à l'université de Sherbrooke, utilisant pour la première fois des photodétecteurs à semi-conducteurs [49]. Le scanner *tierPET*, basé sur des scintillateurs de perovskite d'yttrium (YAP), a été développé au FZJ de Jülich; celui-ci permet une variation de la largeur du champ de vue en fonction de la taille de l'animal à imager. L'IIHE de Bruxelles a développé un scanner combinant des cristaux de  $\text{BaF}_2$  et une chambre à fils photosensibles [51]; ce scanner est relativement bon marché mais ne permet pas de faire une discrimination en énergie et doit se contenter d'une large fenêtre de coïncidence en raison de la faible vitesse de dérive des photoélectrons. Enfin, le projet microPET [52, 53] a permis la sortie de deux machines commerciales : le microPET P4 [54] et le microPET R4 [55]. Ce projet s'est poursuivi par le biais du microPET II [56, 57] qui a également engendré deux nouveaux scanners commerciaux, à savoir le microPET-FOCUS 120 [58] et le microPET-FOCUS 220 [59], qui diffèrent seulement par le diamètre de leur champ de vue. Selon Laforest et coll. [58], la sensibilité et la résolution spatiale volumique au centre du champ de vue du FOCUS 120 se mesurent respectivement à 7.1% et  $5.34 \text{ mm}^3$ , ce qui en fait la machine commerciale la plus compétitive actuellement sur le marché. L'entreprise Raytest a sorti une version commerciale du ClearPET qui atteint  $\sim 4\%$  de sensibilité et une résolution spatiale de 1.3 mm au centre, mais pour un champ de vue plus grand que celui proposé par le FOCUS (135 mm de diamètre).

Le scanner commercial possédant la meilleure résolution spatiale intrinsèque – inférieure au mm – est le quad-HIDAC [60] qui se base sur des chambres à avalanches de hautes densités HIDAC [61]. Il permet en outre de connaître la profondeur d'interaction avec une précision de 3 mm, ce qui garantit une bonne résolution également pour les régions excentrées. Par contre, cette technologie n'autorise pas la discrimination en énergie des photons diffusés et nécessite une large fenêtre temporelle engendrant un fort taux de coïncidences fortuites.

Afin d'amener une information anatomique de très haute résolution, des tomographes TEP ont été couplés à des scanners aux rayons X (PET/CT) [62] ou à systèmes d'imagerie à résonance magnétique nucléaire (PET/IRM) [63]. En «bonus», les images CT peuvent être utilisées pour corriger l'atténuation [64].

Toujours dans l'optique d'avoir une résolution spatiale similaire à celle mesurée chez l'humain, la dose injectée normalisée par le poids est typiquement multipliée par vingt chez la souris par rapport à celui-ci. Pour pouvoir maintenir un niveau de bruit constant,

améliorer la sensibilité d'un facteur  $\alpha$  implique en effet l'accroissement de  $\alpha^4$  du nombre d'événements détectés [65]. Bien qu'une telle dose soit en-dessous des niveaux de masse et ne viole pas le principe du traceur, il est important de tenir compte des considérations dosimétriques [66]. Afin de prendre en compte cet aspect, il est très important d'augmenter autant que possible la sensibilité des tomographes dédiés aux petits animaux.

## Chapitre 2

# Le démonstrateur ClearPET de Lausanne

---

---

*Ce chapitre présente le démonstrateur ClearPET de Lausanne. Il s'appuie principalement sur la thèse de doctorat de Jean-Baptiste Mosset sur le module de détection [67, 68] et des notes internes du groupe PET du LPHE de l'EPFL [69–76].*

---

LE DÉMONSTRATEUR CLEARPET™ [77, 78], construit à Lausanne, a été réalisé dans le but de permettre l'évaluation du plus grand nombre de configurations possibles. Les têtes de détection sont donc restées indépendantes, permettant ainsi une plus grande modularité dans leur positionnement. Le diamètre interne du scanner est fixé, dans la configuration actuelle, à 14.1 cm. Ce diamètre correspond à la distance entre les faces avants des cristaux extérieurs du *phoswich* de deux modules se faisant face. La figure 2.1 présente une vue d'ensemble du prototype utilisé à Lausanne jusqu'au début 2006. La figure 2.2 montre la disposition de six modules de détection d'un anneau, utilisée pour les mesures réalisées avec le prototype. Cette disposition permet d'imager complètement le champ de vue, compte tenu de la rotation, en minimisant le nombre de détecteurs utilisés. Ce démonstrateur est à présent installé au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) de l'Unité Mixte de Recherche (UMR) entre l'Université de la Méditerranée Aix-Marseille II et l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), dans le but d'être couplé au scanner  $\mu$ CT PIXSCAN.

L'électronique de lecture, commune à quelques variations près à l'ensemble des prototypes issus de la collaboration CCC, a été développée au FZJ de Jülich. L'élaboration des matrices de Tyvek et la sélection des cristaux qui les remplissent ont été effectuées à l'IIHE de Bruxelles.

Le module de détection du ClearPET est constitué d'un *phoswich*, assemblage de cristaux de LSO [22] et de Lu(Y)AP. Pour les mesures réalisées à Lausanne, des cristaux de LuYAP [79, 80] ont été utilisés ; ces derniers pourront être remplacés par la suite par des cristaux de LuAP pur [23], plus denses, mais plus difficiles à développer. Le LSO provient de CTI Molecular Imaging Inc. (Knoxville, USA) et les cristaux de LuYAP de l'usine tech-

nochimique de Bogoroditsk, en Russie.

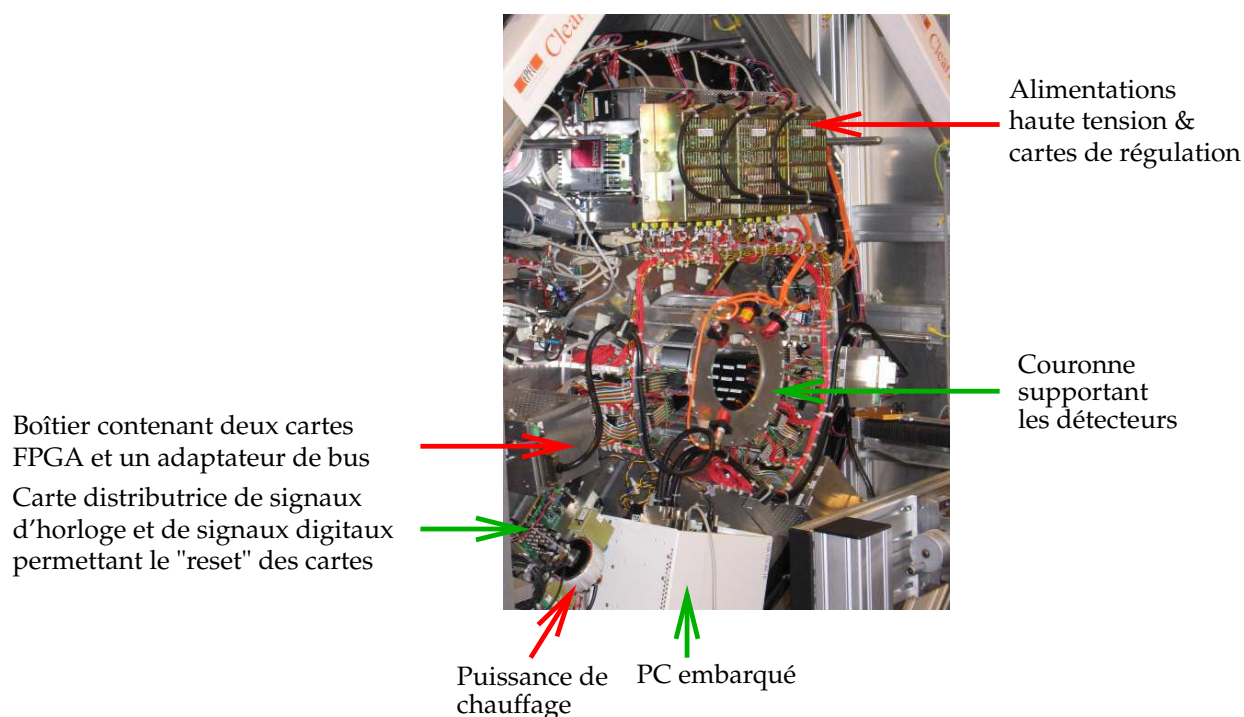


FIG. 2.1 – Photographie du démonstrateur ClearPET de Lausanne.

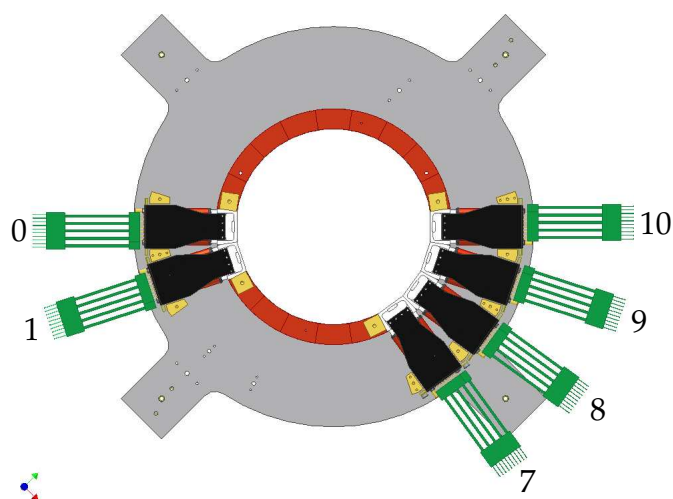
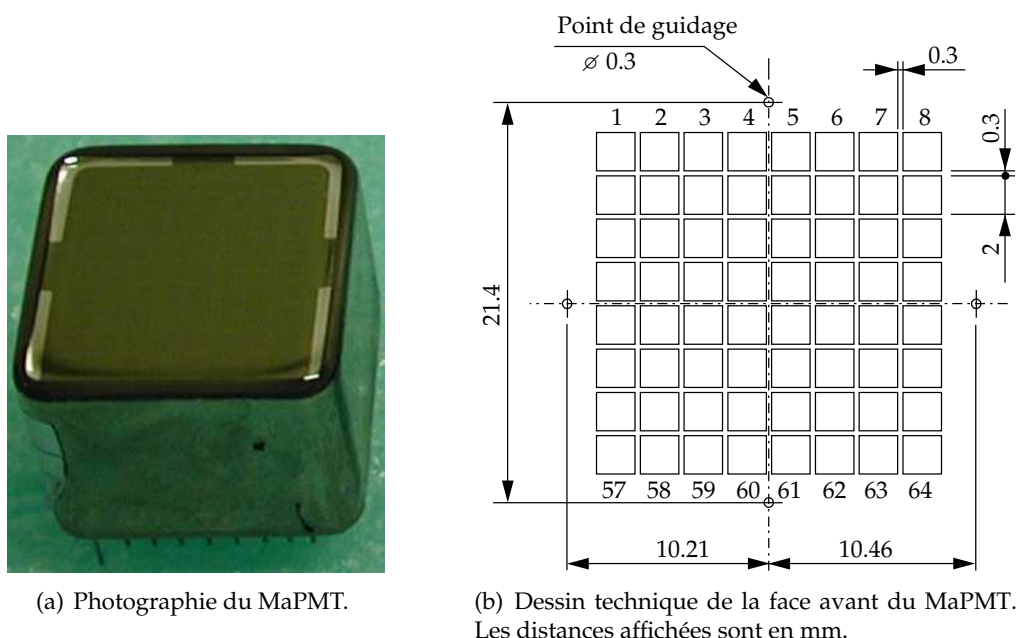


FIG. 2.2 – Schéma du positionnement des secteurs – rangées de détecteurs – du démonstrateur ClearPET. La répartition n'est pas symétrique ; quatre secteurs sont opposés à deux secteurs, dont deux seulement sont positionnés exactement en face l'un de l'autre (les secteurs 0 et 10). Cette disposition permet, compte tenu de la rotation, de couvrir un champ de vue équivalent à celui d'un scanner complet.

## 2.1 L'architecture du démonstrateur

### 2.1.1 Le module de détection

Les éléments principaux du module de détection sont, comme vu au chapitre précédent, le photomultiplicateur et les cristaux scintillateurs. Le photomultiplicateur utilisé est un PMT multianode (MaPMT) fabriqué par *Hamamatsu Photonics*, dont l'identifiant est R7600-00-M64 (figure 2.3). La fenêtre d'entrée de ce dernier est constituée de verre transparent aux rayons ultraviolets, tandis que sa photocathode est dite de type bialkali<sup>1</sup>. Sa surface sensible, qui mesure  $18.1 \times 18.1 \text{ mm}^2$ , est lue par  $8 \times 8$  anodes de multiplication comprenant 12 dynodes. La géométrie de ces dernières assure le confinement de la charge électronique tout au long du processus de multiplication [81]. La taille des canaux – anodes – est de  $2.0 \times 2.0 \text{ mm}^2$  avec un pas de  $2.3 \text{ mm}$  les séparant. La figure 2.3(b) représente le dessin technique de la disposition des anodes à la surface du MaPMT. Les points de guidage permettant de positionner correctement le MaPMT sont également représentés sur cette figure.



**FIG. 2.3** – Photographie du MaPMT R7600-00-M64 et dessin technique de sa face avant qui contient les anodes. La taille des canaux est de  $2.0 \times 2.0 \text{ mm}^2$  avec un pas de  $2.3 \text{ mm}$  les séparant. Quatre points de guidage permettant le bon positionnement du MaPMT sont visibles.

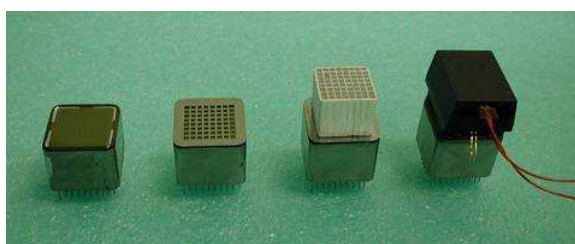
Tous les cristaux utilisés sur le prototype de Lausanne mesurent  $2.0 \times 2.0 \times 8.0 \text{ mm}^3$ , indépendamment de leur nature, et ont été polis mécaniquement. Les canaux du MaPMT sont couplés individuellement aux 64 cristaux de LuYAP qui composent la première couche du *phoswich*. La seconde couche est composée de 64 cristaux de LSO alignés en colonnes sur

<sup>1</sup> Le type bialkali peut être composé, soit d'Antimoine-Rubidium-Césium (Sb-Rb-Cs), soit d'Antimoine-Potassium-Césium (Sb-K-Cs).

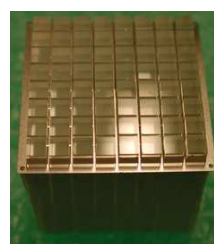
les cristaux de LuYAP. Ces colonnes sont tenues mécaniquement par une matrice de Tyvek<sup>2</sup> et respectent le pas de 2.3 mm des canaux du MaPMT.

La rigidité toute relative de cette matrice ne permet pas d'assurer un positionnement suffisamment précis des cristaux. Une grille de positionnement, dont les tolérances sont au dixième de millimètre, contraint les extrémités des cristaux de LuYAP à respecter leur position (figure 2.4(b)). La grille s'ajuste correctement en se référant aux points de guidage présents à la surface du MaPMT. Les bases des cristaux de LuYAP sont collés en intercalant un masque d'atténuation sur la surface de la photocathode du MaPMT. La colle<sup>3</sup> choisie permet un bon couplage optique entre les cristaux et la photocathode et empêche sa diffusion, par capillarité, entre le Tyvek et les cristaux, en raison de sa viscosité élevée. Un capot en stéssalite, peint en noir afin d'assurer l'étanchéité lumineuse, recouvre la matrice de cristaux. C'est le sommet de ce capot qui va constituer la position référence du module sur le scanner. Il doit donc être correctement ajusté grâce à la grille de positionnement, afin de connaître précisément la position des cristaux où auront lieu les interactions.

La figure 2.4(a) montre une photographie de quatre modules de détection à différents stades de fabrication. La figure 2.4(c) montre huit modules de détection dans leur forme finale, disposés de façon à reproduire le diamètre du scanner.



(a) Assemblage d'un module ClearPET.



(b) Grille de positionnement.



(c) Modules ClearPET complets.

**FIG. 2.4** – Modules de détection ClearPET :

- (a) à différents stades de fabrication : MaPMT seul, masque d'atténuation collé sur le MaPMT, matrice de Tyvek remplie de cristaux scintillants collés sur le MaPMT à travers le masque et une grille de positionnement, et capot opaque enfermant les cristaux ;
- (b) un détail de l'assemblage : la grille de positionnement ;
- (c) complètement assemblés et disposés.

<sup>2</sup> Le Tyvek<sup>TM</sup> a des propriétés de réflexion légèrement inférieures à celles des bandes de Teflon, mais est robuste et plus facile à manier [82]. Il permet une excellente isolation optique entre les cristaux contigus.

<sup>3</sup> Cette colle est fabriquée par Dow Corning au Michigan et son numéro de référence est 3145 RTV.

### Réalisation et remplissage des matrices de Tyvek

La fabrication des matrices de Tyvek a été développée et réalisée de façon standardisée par le groupe de Bruxelles. Dans un premier temps, des bandes de Tyvek sont découpées à l'aide d'une série de scies circulaires. Ces bandes sont ensuite positionnées sur une pièce possédant les mêmes dimensions que l'assemblage des colonnes de cristaux. Finalement, leur extrémités sont pliées et collées sur les bords de la matrice.

Lorsque ces matrices sont assemblées, leur remplissage peut commencer. En raison de la forte variation du rendement lumineux<sup>4</sup> des cristaux, il a fallu développer un système automatisé de mesure dudit paramètre, afin de constituer des matrices possédant une réponse lumineuse homogène. Cette variabilité, qui peut atteindre 30 % pour les cristaux de LSO et 60 % pour ceux de LuYAP, est ainsi réduite à 10 % par type de cristal au sein d'une même matrice. Tout comme la fabrication des matrices, cette procédure de sélection a également été mise en place par le groupe de l'IIHE.

### Le masque d'atténuation

La réponse des différents canaux du MaPMT n'est pas uniforme, elle est typiquement de 1:3 pour ce modèle. La raison principale de cet état de fait est la non-uniformité de l'efficacité quantique de la surface de la photocathode. Pour uniformiser cette réponse, un masque d'atténuation de la lumière est collé sur la surface du MaPMT. Ce masque, spécifique à chaque MaPMT, est constitué de trous dont la surface est inversement proportionnelle à la sensibilité du canal qui lui correspond ; la surface maximale de  $2.0 \times 2.0 \text{ mm}^2$  est évidemment appliquée au canal ayant la plus faible sensibilité. La procédure de fabrication de ces masques est réalisée à Jülich. Chaque MaPMT est illuminé avec une LED afin de connaître la réponse des différents canaux. Le masque spécifique est créé à partir de cette mesure [83]. Finalement, le même test est effectué une seconde fois, mais avec l'ajout du masque pour contrôler le bon déroulement de l'opération. La non-uniformité est ainsi réduite à un rapport de 1:1.2.

### Uniformisation de la collection lumineuses du *phoswich* LSO-LuYAP

Les cristaux de LSO produisent beaucoup plus de lumière que ceux de Lu(Y)AP ; le rapport de leur rendement lumineux est de l'ordre de 4. Il est donc naturel de coupler optiquement le cristal de LuYAP directement à la photocathode. Pour maximiser la réflexion interne du LuYAP, aucun couplage optique n'est par contre appliqué entre les cristaux du *phoswich*. En outre, un papier noir est positionné au sommet des cristaux de LSO pour absorber une partie de leur lumière de scintillation. Mais malgré toutes ces astuces, le facteur entre les quantités de lumière collectée reste important ( $\sim 2.5$  à 3) et implique un seuil de discrimination très bas sur les signaux de sortie du PMT afin de récolter ceux provenant des interactions dans le LuYAP. Ce seuil va énormément favoriser les événements Compton de faibles énergies et les déclenchements multiples amenés par la diaphonie optique et électronique des événements photoélectriques produits dans les cristaux de LSO, impliquant d'une part un encombrement du système d'acquisition par des événements inutiles pour la reconstruction et d'autre part par une suppression des bons événements LSO. Il a donc fallu trouver un autre moyen pour uniformiser cette collecte lumineuse.

<sup>4</sup> En anglais, le terme utilisé est *light yield*. Son abréviation, LY, sera employée par la suite.

Des inserts de différents types ont été positionnés au milieu du *phoswich* dans le but d'augmenter la collecte de lumière du LuYAP et de diminuer celle du LSO par réflexion [68, 70, 71]. Il en est ressorti qu'un insert de Mylar aluminisé permettait une augmentation de la lumière collectée du LuYAP supérieure à 30 % et d'atteindre quasiment l'équilibrage de la collecte lumineuse pour les deux éléments du *phoswich* ; par contre, le découpage de tels inserts s'est révélé être fastidieux et impraticable en production. Le procédé finalement choisi consiste à déposer par évaporation une fine couche d'aluminium, de 20 à 35 nm, directement sur la face des cristaux LSO, en contact avec ceux de LuYAP [67, 68]. Pour chaque matrice, l'épaisseur d'aluminium est déterminée à partir du ratio entre les rendements lumineux des cristaux de LSO et de LuYAP. Tous les cristaux d'une même matrice sont produits lors de la même manipulation et possèdent donc une même épaisseur d'aluminium. La machine utilisée permet cependant une reproductibilité de l'ordre de 2 nm d'une évaporation à l'autre.

### Équilibrage fin par régulation en température

L'équilibrage fin de la collecte lumineuse est réalisée par une régulation de la température des cristaux. Ceci est possible grâce à la dépendance particulière des rendements lumineux des cristaux utilisés en fonction de la température. Leurs coefficients de variation sont en effet inversés [67, 84] : le LY du LSO diminue lorsque la température augmente, tandis que celui du LuYAP augmente. Ces coefficients de variation relatifs sont respectivement de  $-0.79\% \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  et  $0.27\% \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  pour une température de consigne de  $50\text{ } ^\circ\text{C}$ .

Il faut savoir que le gradient de température à l'intérieur d'une matrice de cristaux augmente lorsque la différence entre la température de régulation et celle du laboratoire diverge. Pour un gradient de  $4\text{ } ^\circ\text{C}$  à l'intérieur d'un cristal, ceci implique une dispersion du LY de 3.2 % pour le LSO et de 1.1 % pour le LuYAP. La dégradation de la résolution liée au gradient de température des cristaux est donc faible, compte tenu de la faible résolution en énergie des modules (de l'ordre de 30 %). Si le gradient de température reste inférieur à  $2\text{ } ^\circ\text{C}$ , la dispersion du LY se limite à 1.6 % pour le LSO et de 0.5 % pour le LuYAP ; la dispersion des réponses due aux différences de température à l'intérieur de la matrice est donc négligeable, même à  $50\text{ } ^\circ\text{C}$ .

Pour chauffer la matrice de cristaux, du courant est fourni à une couverture chauffante<sup>5</sup> recouverte par un carré de mousse thermoconductrice<sup>6</sup>. Afin de répartir correctement la chaleur à l'intérieur de la matrice de cristaux, deux feuilles d'aluminium de  $150\text{ }\mu\text{m}$  d'épaisseur, pliées en forme de U, enlacent cette dernière par l'intermédiaire d'une bande d'aluminium fermée avec un ruban adhésif aluminisé. Au sommet des faces de cristaux de LSO, une pièce de Tyvek est placée pour augmenter encore la collecte lumineuse.

### 2.1.2 Le principe de l'électronique de lecture

L'électronique de lecture, développée au FZJ, fait la liaison entre le MaPMT et la carte d'acquisition NI PXI-6533<sup>7</sup>. Elle est constituée d'un décodeur de position et d'une carte

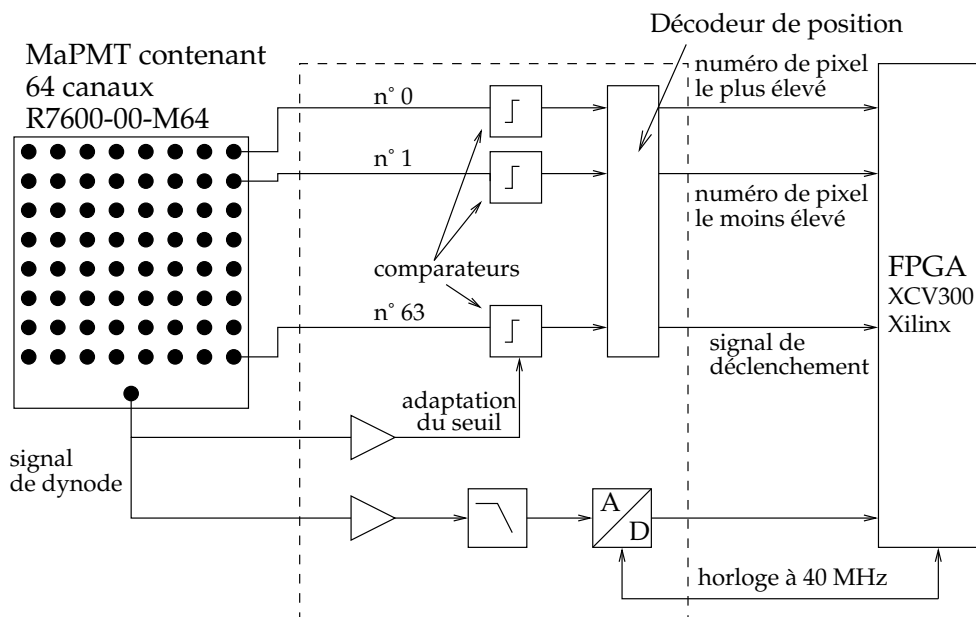
<sup>5</sup> Modèle Kapton HK5578R35SA de Minco.

<sup>6</sup> Modèle 5507 de 3M.

<sup>7</sup> Cette carte sera souvent référencée par la suite sous le nom de NiDAQ. NI est l'acronyme de l'entreprise *National Instruments*, PXI est l'acronyme de *PCI eXtensions for Instrumentation*.



FPGA<sup>8</sup>. La figure 2.5, adaptée de [68], illustre le principe de fonctionnement de l'électronique de lecture.



**FIG. 2.5** – Schéma de l'électronique de lecture. La partie encadrée en traitillé correspond au bloc décodeur. Ce dernier est encadré du MaPMT et de la carte FPGA. Une horloge cadencée à 40 MHz est utilisée pour la détermination du temps et l'échantillonnage du signal de dynode.

Les impulsions, issues du signal de la dernière dynode qui est commune aux 64 canaux des MaPMT, sont échantillonnées en continu par des convertisseurs analogiques numériques (ADC) à une fréquence de 40 MHz [85]. Avant d'être numérisées, ces impulsions doivent être filtrées par un filtre passe-bas afin de satisfaire le théorème de Nyquist. En privilégiant l'échantillonnage du signal de dynode, un seul ADC est requis par MaPMT. Ces échantillons sont stockés temporairement dans des registres à décalage. La détection d'une impulsion se fait par l'intermédiaire de comparateurs de tension reliés individuellement aux anodes du MaPMT. Si au moins un signal d'anode dépasse le seuil, identique pour chaque comparateur, les échantillons sont transmis afin d'être analysés. Afin de limiter la diaphonie, le signal de dynode est utilisé pour adapter les valeurs des seuils des comparateurs [86]. Concrètement, une fraction du signal de dynode (un bit) est ajoutée à la valeur de seuil des comparateurs.

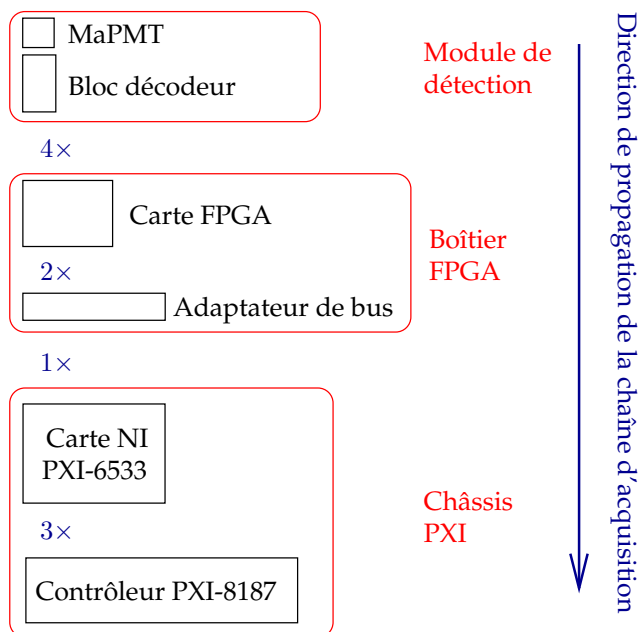
Chaque impulsion de scintillation transmise est représentée par 16 échantillons couvrant une fenêtre temporelle de 400 ns. L'énergie, la profondeur d'interaction et l'affinement du temps des événements seront déterminés numériquement à partir de ces derniers. Les relations entre ces grandeurs et les valeurs d'échantillonnage seront explicités dans la suite de ce chapitre (section 2.2.4, page 50). L'identification de la position spatiale des événements est donnée, quant à elle, par le ou les identifiant(s) des comparateurs qui ont dépassé

<sup>8</sup> Field Programmable Gate Arrays – circuit intégré programmable.

le seuil. Le temps de déclenchement, basé sur la même horloge à 40 MHz, est également enregistré par le FPGA. Toutes ces informations sont transmises, par la suite, aux cartes d'acquisition NiDAQ.

### La chaîne d'acquisition de données

La figure 2.6 schématise la chaîne d'acquisition de données.



**FIG. 2.6** – Schéma représentant les éléments de la chaîne d'acquisition des données. Un module de détection est constitué d'un MaPMT et d'un bloc décodeur. Un câble plat relie ce module à une carte FPGA. Cette dernière peut recevoir les signaux de quatre modules différents. Un boîtier FPGA contient deux cartes FPGA et un adaptateur de bus, dont le but est de mettre en commun les signaux des deux cartes. Un câble de 68 broches relie l'adaptateur de bus à une carte NiDAQ située dans le châssis PXI. Celui-ci, en outre d'être le lieu où siège le contrôleur PXI, peut abriter jusqu'à trois cartes NiDAQ.

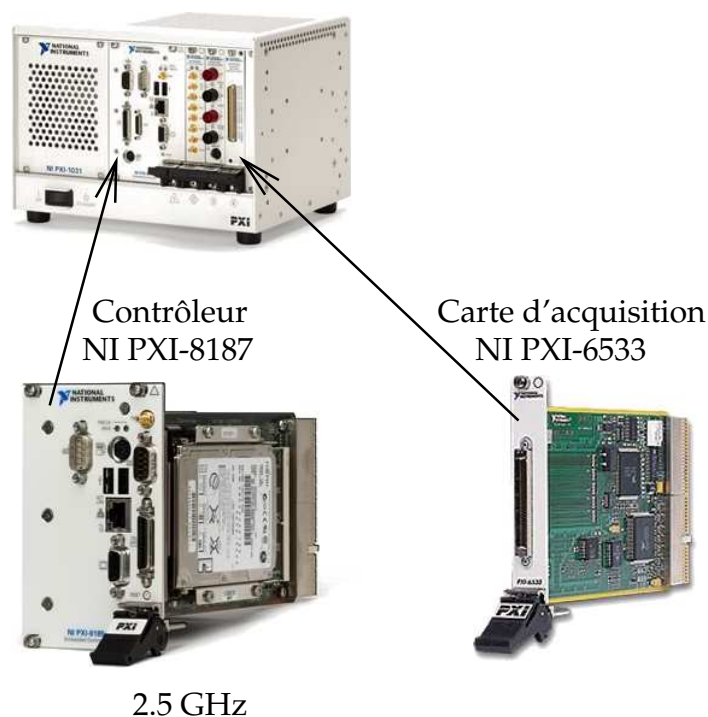
**Le bloc décodeur** Comme vu précédemment, le bloc décodeur comprend les 64 comparateurs connectés aux anodes du MaPMT. Il possède également en son sein un décodeur d'adresse et un pré-amplificateur.

Le décodeur d'adresse va réduire l'information de position fournie par les comparateurs. La taille de l'information initiale est équivalente au nombre de comparateurs, à savoir 64 bits. Le décodeur ne va garder que les adresses extrêmes des canaux déclenchés et les coder de cette façon sur  $2 \times 6$  bits. Si un seul signal d'anode a dépassé le seuil, ces deux adresses seront donc identiques.

**La carte FPGA** La carte FPGA est capable de recevoir les données de quatre MaPMT différents. Elle est composée d'une puce FPGA Xilinx (XCV300) et de quatre ADC de 12 bits<sup>9</sup>. Les échantillons sont écrits continuellement sur un registre en anneau. Lorsque le FPGA reçoit un signal sur la ligne de déclenchement, il enregistre les 16 échantillons d'une impulsion dans une mémoire FIFO<sup>10</sup>, également située sur la carte FPGA, et les transmet dans un paquet de 40 octets vers la carte d'acquisition à une vitesse de 20 Mo/s. Ce paquet ne comprend pas seulement les 16 valeurs d'échantillonnage, mais également les positions des canaux touchés, le numéro du MaPMT et le temps de déclenchement encodé sur 48 bits. Le temps mort de la carte FPGA s'élève à 700 ns [87].

**Le PC d'acquisition embarqué** Les données transitent par un adaptateur de bus avant d'aboutir dans la carte d'acquisition NiDAQ NI PXI-6533. Cette carte d'acquisition est insérée dans un châssis PXI (modèle NI PXI-1002). Ce châssis est un véritable PC embarqué, dont le contrôleur est le modèle NI PXI-8187 possédant un processeur Pentium 4-M, cadencé 2.5 GHz, et un disque dur avec Windows XP et LabVIEW<sup>11</sup> 7.1 installés. La figure 2.7 montre les différentes pièces qui composent le PC embarqué.

Châssis NI PXI-1002



**FIG. 2.7** – Le PC d'acquisition embarqué. Ce dernier est constitué d'un châssis NI PXI-1002 qui contient le contrôleur NI PXI-8187. Des emplacements PXI peuvent contenir jusqu'à trois cartes d'acquisition NI PXI-6533.

<sup>9</sup> La référence du modèle des ADC utilisés est AD9224.

<sup>10</sup> Type de mémoire tampon qui permet de renvoyer dans l'ordre les premières données parvenues. FIFO est l'acronyme de *First In First Out*.

<sup>11</sup> LabVIEW est l'acronyme de *Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench*.

Une carte NiDAQ est une carte numérique 32 bits. Ces 32 bits sont regroupés en deux fois 16 bits pour pouvoir connecter deux cartes FPGA. Les données sont transférées via un câble de 68 broches selon un protocole de *handshaking*<sup>12</sup> entre l'adaptateur de bus, qui permet la réunion des signaux de deux cartes FPGA, et la carte NiDAQ. Ces données sont stockées dans la mémoire de la carte et traitées par le programme d'acquisition pour être finalement enregistrées dans un format compact sur le disque dur. La lecture des données des cartes se fait par DMA<sup>13</sup>. Une donnée lue est aussitôt effacée de la mémoire de la carte. La mémoire peut contenir  $2 \times 100'000$  événements et lorsqu'elle est pleine, le nouvel événement remplace le plus ancien.

### 2.1.3 Les mouvements

L'asservissement en position de la structure supportant les détecteurs est réalisée à travers une carte NI PCI-7344 située à l'intérieur du PC de contrôle. Cette carte est reliée aux variateurs qui dictent le mouvement des moteurs [88, 89]. La régulation se fait en deux temps. Il y a d'abord une boucle de contrôle de tension entre les variateurs et les moteurs qui assure des mouvements harmonieux et ensuite une boucle de contrôle en vitesse et en position réalisée par la carte NI à l'aide du programme utilisateur (cf. section 2.2.2).

#### La rotation

Les détecteurs, l'électronique de lecture, le système d'acquisition, les alimentations et le système de chauffage sont positionnés sur le tambour du démonstrateur. Ce tambour peut tourner indéfiniment. La force (courant triphasé) et les signaux logiques (câbles Ethernet et coaxiaux 50 ohms) sont transmis sur le tambour via un système d'anneaux de bronze en contact avec des ballais, en charbon, accrochés sur la structure fixe. Cet appareillage est connu sous le nom d'ensembles collecteur-balais (*slip-rings*) et a été réalisé par MECANEX SA. Une courroie de transmission relie le tambour à un moteur qui imprime le mouvement. Un encodeur de position externe de 2600 lignes est accroché à la structure fixe, ce qui permet de connaître très précisément la position en rotation du tambour et d'assurer ainsi l'asservissement correct de la rotation.

#### La translation

Toute la structure, montée sur deux vis, peut être translaturée. La translation est réalisée par un second moteur. Des butées empêchent la structure de dépasser une limite dans un sens et dans l'autre. Il n'y a pas d'encodeur de position externe pour la translation, c'est l'encodeur du moteur qui est utilisé directement pour connaître la position et réguler le déplacement (une révolution du moteur correspond à un déplacement de 5 mm).

<sup>12</sup>Lors d'un transfert respectant un protocole de *handshaking*, un échange de signaux a lieu entre les intervenants, pour indiquer le début et la synchronisation du transfert.

<sup>13</sup>DMA est l'acronyme de *Direct Memory Access*. C'est un mécanisme qui permet l'accès direct à la mémoire vive sans passer par le processeur, permettant ainsi une accélération assez importante des performances pour les bus d'entrées/sorties.

## 2.2 Les applications régissant l'acquisition des données

Trois applications, utilisant le logiciel LabVIEW<sup>TM</sup>, régissent le déroulement complet d'une acquisition. La première application est complètement indépendante et gère la partie *slow control* de l'acquisition : la régulation en température des cristaux et celle des hautes tensions des MaPMT. Une deuxième application gère l'asservissement des moteurs permettant le déplacement en rotation et en translation de la structure soutenant le scanner, et enregistre les positions de cette dernière en fonction d'une horloge de référence, lors d'une acquisition. Enfin, l'application s'occupant réellement de l'enregistrement des données est constituée d'un système client-serveur entre le PC de contrôle et le PXI<sup>14</sup>.

Le nom LabVIEW est né du concept d'instrument virtuel qui se manifeste par la permanence d'une interface graphique<sup>15</sup> pour chaque module d'un programme ; tous ces modules – ou sous-programmes – sont d'ailleurs appelés génériquement VI<sup>16</sup>. Les contrôles et les indicateurs de ce panneau avant constituent l'interface par laquelle le programme interagit avec l'utilisateur. Les fonctions de contrôle-commande de cartes ou d'instruments constituent l'interface par laquelle le programme interagit avec les systèmes physiques. Les domaines d'application traditionnels de LabVIEW sont la commande et la mesure à partir d'un PC ; nous citerons notamment l'acquisition de données et le contrôle-commande de moteurs. Un programme LabVIEW permet donc d'automatiser un montage associant plusieurs appareils programmables, et réunit l'accès aux fonctionnalités de ce montage dans une interface utilisateur unique, véritable face avant d'un instrument virtuel. Il comprend un grand nombre de bibliothèques de fonctions spécialisées et profite des particularités du langage graphique, appelé langage G, sous-tendant.

Un programme en langage G réunit dans le plan d'une fenêtre différentes icônes reliées par des fils de couleur. Ces fils représentent le flux des données circulant de la source vers une cible. Cette représentation est visible dans les figures 2.11 et 2.15. Dans un diagramme LabVIEW, la donnée ne transite dans le fil qu'au moment où elle est générée par son icône source. L'icône cible ne commencera son exécution que lorsque toutes ses données d'entrée seront disponibles. Ce modèle d'ordonnancement par flots de données détermine l'ordre d'exécution des traitements du programme. Une conséquence importante de cette règle est que les traitements qui n'échangent pas de données sont libres de s'exécuter en parallèle. Cette particularité est notamment utilisée dans le cas de notre programme d'acquisition des données dans lequel une boucle de contrôle fonctionne en parallèle de celle qui acquiert réellement les données.

### 2.2.1 L'application régulant les tensions et les températures

Pour pouvoir réaliser des acquisitions stables, il est primordial de pouvoir bien réguler les différents MaPMT en tension. De plus, comme vu précédemment, il est également essentiel de bien contrôler la température des cristaux à l'intérieur d'une tête de détection (cf. page 38). Pour ce faire, des cartes de régulation de tension et de température ont été développées à Lausanne [90]. Ces cartes permettent de réguler séparément de façon matérielle

<sup>14</sup> Par abus de langage, le PC embarqué qui contient le contrôleur PXI est appelé PXI.

<sup>15</sup> Le terme GUI (*Graphical User Interface*) est généralement utilisé pour définir une interface utilisateur sous forme graphique.

<sup>16</sup> VI pour *virtual instrument* – instrument virtuel.



FIG. 2.8 – Interface utilisateur du programme *SlowControl*. Tout en haut figure un contrôle permettant de choisir le nombre de cartes de régulation qui seront utilisées (en rouge). Toujours au sommet, le gros bouton central permet de commencer ou d’arrêter la régulation. Suivent ensuite des indicateurs qui donnent les statuts des différents canaux. Au centre, figurent les valeurs de consignes et les mesures des tensions et des températures. Finalement, la dernière partie permet de paramétrer les valeurs des PID et des contraintes.

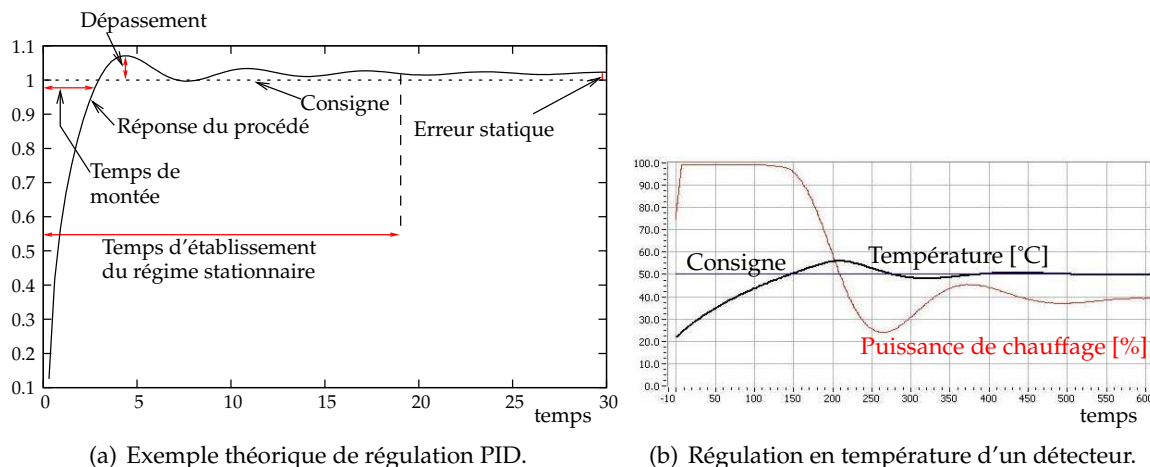
chaque MaPMT en tension et chaque tête en température. Pour les faire fonctionner, une application développée avec LabVIEW a été développée [91]. L’interface utilisateur de cette dernière est visible sur la figure 2.8.

Ce programme établit une communication entre le PC de contrôle et les cartes de régulation à travers un port série connecté à une interface RS-232C – I<sup>2</sup>C (*Micro Computer Control Corporation*, Hopewell – New Jersey). La température est stabilisée par un régulateur à action proportionnelle intégrale dérivée (PID). Un régulateur PID permet trois actions

simultanées sur l'erreur entre la consigne et la mesure, à savoir :

- Une action *proportionnelle* : l'erreur est multipliée par un gain  $K_c$ ,
- une action *intégrale* : l'erreur est intégrée sur un intervalle de temps  $T_i$
- et une action *dérivée* : l'erreur est dérivée suivant un temps  $T_d$ .

La combinaison de ces trois paramètres étant déjà implémentée dans le logiciel LabVIEW, il n'a pas été nécessaire de développer un code spécifique.



**FIG. 2.9** – Régulation PID : réponses types de procédés stables. En (a), le temps de montée, le dépassement, le temps d'établissement du régime stationnaire ainsi que l'erreur statique sont illustrés (la consigne est fixée à 1). En (b), les évolutions de la puissance de chauffage, en pourcentage, et de la température, en degré celsius, sont représentées pour une tête de détection régulée par le programme *SlowControl* (la consigne est fixée à 50°C).

Le réglage d'un PID consiste à trouver des valeurs pour les coefficients  $K_c$ ,  $T_i$  et  $T_d$ , dans le but d'obtenir une réponse adéquate du procédé gérant la régulation (figure 2.9(a)). L'objectif est d'être robuste, rapide, précis et de limiter les dépassements. Les paramètres du PID influencent la réponse du système de la manière suivante :

- Lorsque  $K_c$  augmente, le temps de montée est plus court, mais il y a un dépassement plus important. Le temps d'établissement varie peu et l'erreur statique se trouve améliorée.
- Lorsque  $T_i$  augmente, le temps de montée est plus court, mais il y a un dépassement plus important. Le temps d'établissement au régime stationnaire s'allonge, mais dans ce cas une erreur statique nulle est assurée.
- Lorsque  $T_d$  augmente, le temps de montée change peu, mais le dépassement diminue. Le temps d'établissement au régime stationnaire est meilleur, par contre il y a peu d'influences sur l'erreur statique.

Les valeurs assignées aux différents paramètres PID sont visibles en bas de l'interface utilisateur représenté à la figure 2.8. En plus de ces valeurs PID, figurent des contraintes sur les puissances de chauffage minimale et maximale, ainsi que des tolérances sur les résultats obtenus.



## 2.2.2 L'application gérant l'asservissement des moteurs

L'application qui gère l'asservissement des moteurs, dont l'interface utilisateur est illustrée par la figure 2.10, a plusieurs modes de fonctionnement. La première chose à faire, au début d'une série d'acquisitions, est de trouver les index de référence qui définissent, en quelque sorte, la position initiale du système. Il existe deux index, l'un de translation et l'autre de rotation, pour lesquels correspondent des modes propres de fonctionnement, nommés respectivement *find index translation* et *find index rotation*. Lorsque ces index ont été trouvés, la structure supportant le scanner peut alors être bougée, soit dans le but de faire une acquisition (mode *run*), soit dans celui de se mettre à la position permettant l'enclenchement des lasers de positionnement (mode *lasers*).

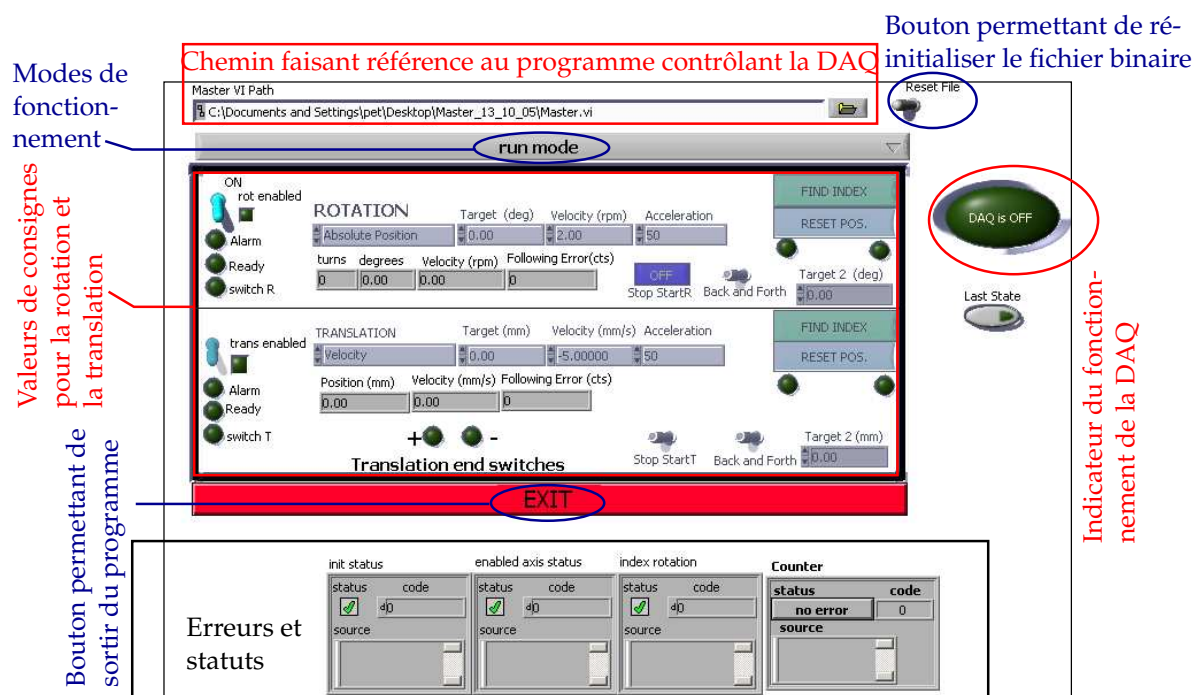


FIG. 2.10 – Interface utilisateur du programme *Motion*.

Les commandes sont positionnées exclusivement dans la première moitié de la face avant du programme du contrôle des moteurs. La seconde moitié fournit seulement des informations sur l'état de certaines valeurs de contrôle. Tout en haut de ce panneau figure le chemin du programme de commande de l'acquisition. Il est important que ce chemin corresponde bien à ce programme, car cela permet de savoir si nous sommes ou non en mode d'acquisition des données; un voyant sur la droite du panneau change de couleur lorsqu'une acquisition est en cours. Le temps et les positions de la structure sont écrits dans un fichier binaire si ce voyant est allumé. Un bouton de commande, en haut à droite, permet de réinitialiser ce fichier binaire lorsque l'utilisateur souhaite procéder à une nouvelle acquisition, sans pour autant réinitialiser complètement le programme de contrôle des moteurs. Cette procédure évite de devoir exécuter une nouvelle recherche de la position initiale.

L'utilisateur peut choisir de libérer soit l'axe de rotation, soit celui de translation, soit les deux en même temps. Ensuite, il choisit la vitesse ou la position de consigne pour ces axes



et lance le mouvement. Il existe un mouvement particulier, appelé avant-arrière (*back and forth*), qui permet de spécifier deux positions limites entre lesquelles le déplacement se fera indéfiniment, à une vitesse donnée.

La figure 2.11 représente la boucle principale du programme d'asservissement des moteurs (1). Dans ce diagramme, nous pouvons voir au centre un bout de la séquence du mode *run*. Le bouton de contrôle permettant de changer le mode de fonctionnement est représenté par le point 2. Enfin, l'icône 3 représente le module qui va aller lire le temps et les positions (en rotation et translation) et les écrire dans un fichier binaire, pour autant que l'acquisition de données soit en cours.

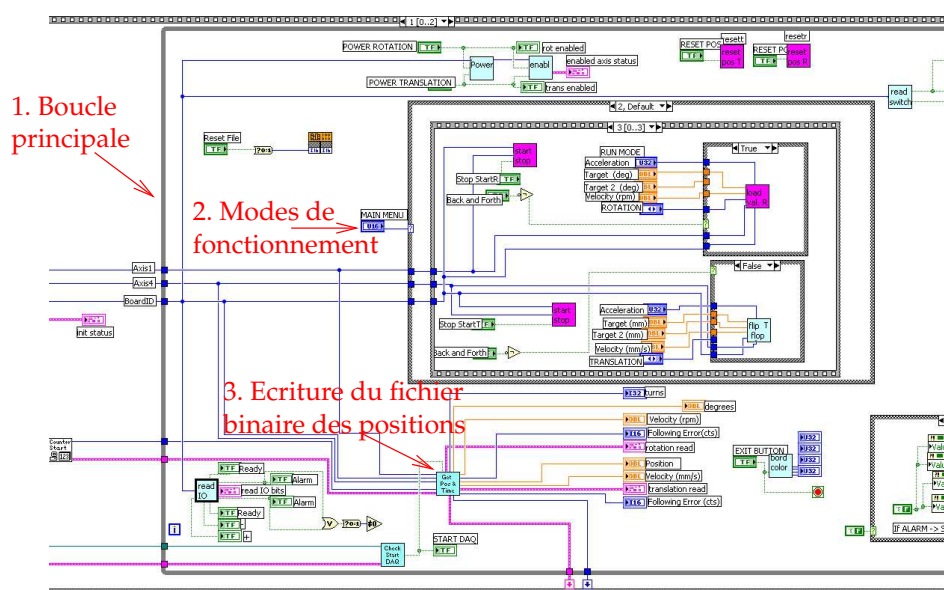


FIG. 2.11 – Boucle principale du programme d'asservissement des moteurs (1). Nous remarquons notamment le mode de fonctionnement choisi (2.) – dans ce cas, le mode *run* est sélectionné – et le module (3.) qui va enregistrer les positions en fonction du temps dans un fichier binaire.

### 2.2.3 Le programme d'acquisition des données

Comme précisé précédemment, le programme d'acquisition des données repose sur un système client-serveur. Sur le PC de contrôle, une interface utilisateur va permettre de spécifier les conditions d'acquisition et de lire, en retour, les compteurs correspondant aux événements enregistrés sur le PC embarqué. La figure 2.12 représente la face avant de ce programme.

L'opérateur peut directement définir la durée de la prochaine acquisition, ainsi que le nom du fichier d'en-tête qui va être créé. Sur ce panneau avant figurent également l'adresse IP du contrôleur PXI (128.178.89.15) et les ports (2055 et 2056) qui vont être utilisés pendant le fonctionnement du programme, ainsi que le nom du VI exécuté sur le PC embarqué (*PXIserver*). Pour pouvoir changer d'autres paramètres importants, il faut cliquer sur les boutons *change the acquisition params* et/ou *change the scanner geometry* ; nous obtiendrons au démarrage de l'application, deux nouvelles fenêtres nous permettant de modifier ces para-

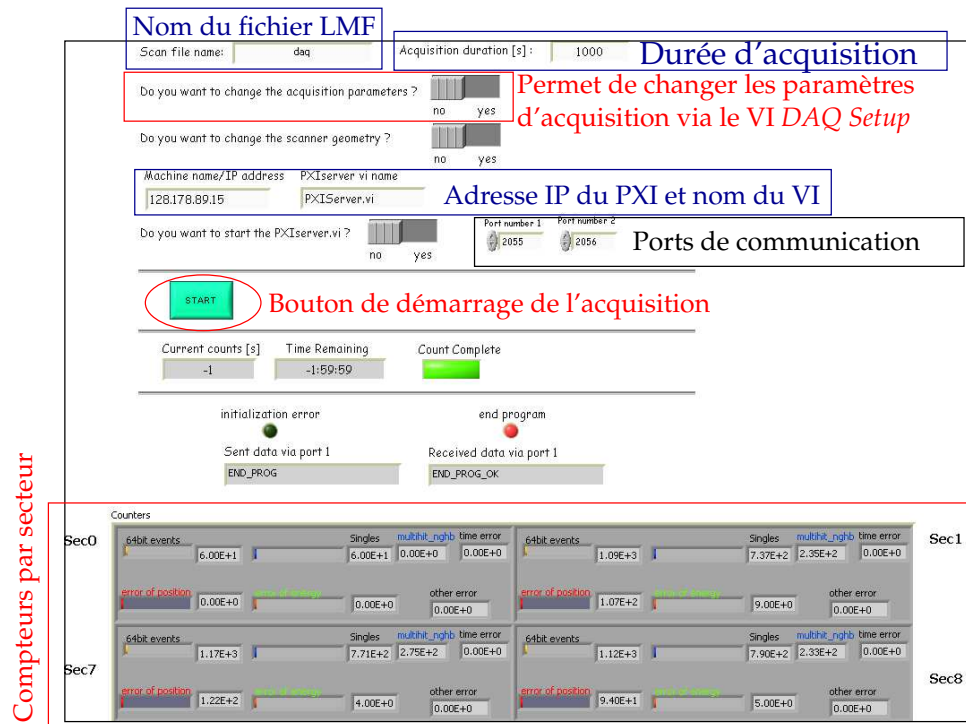


FIG. 2.12 – Interface utilisateur du programme *Master*.

mètres. La première, illustrée par la figure 2.13, nous permet de changer des paramètres qui sont en rapport avec l’acquisition des données, et la seconde de modifier des informations concernant la géométrie du scanner ; celles-ci seront inscrites dans le fichier d’en-tête. Finalement, la partie inférieure représente les compteurs des événements incrémentés par secteur. Nous pouvons y lire le nombre d’événements traités par le programme d’acquisition, ceux répertoriés comme bons, avec ou sans voisins, ou comme mauvais, en raison d’une erreur de position ou d’énergie (cf. page 50, section 2.2.4).

Les paramètres d’acquisition qui peuvent être modifiés par le VI *DAQSetup* (figure 2.13) sont principalement :

1. le nombre de cartes NiDAQ utilisées ;
2. le nombre de secteurs pour une carte NiDAQ spécifique, à savoir un ou deux ;
3. le premier index d’un secteur pour une carte NiDAQ spécifique, c.-à-d. s’il y a deux secteurs et que le premier est identifié par l’index  $i$ , le second recevra l’index  $i + 1$  ;
4. le seuil *hardware* qui sera appliqué séparément sur chaque décodeur ;
5. la valeur spécifique à chaque tête de détection permettant l’identification de la profondeur d’interaction, c.-à-d. la valeur permettant de différencier le cristal dans lequel a eu lieu l’interaction.

Nous arrivons enfin à la description du programme *PXIServer*, présent sur le PXI, qui acquiert et traite les données. Son interface utilisateur est représentée par la figure 2.14 ; elle ne comporte pas beaucoup de paramètres d’entrée, tous étant acheminés du *Master* via

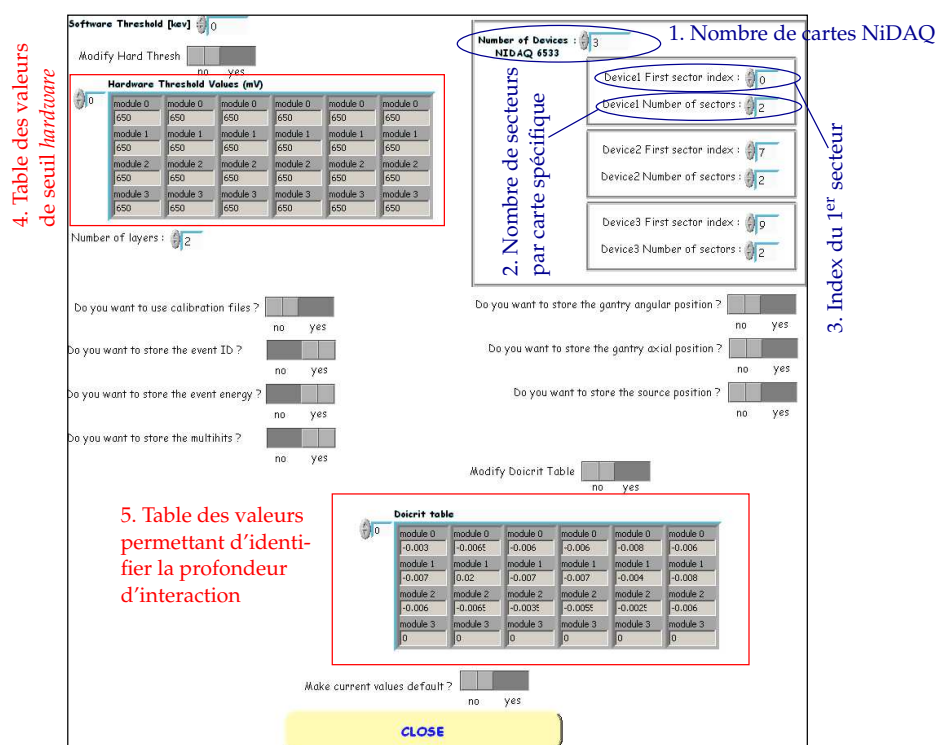


FIG. 2.13 – Interface utilisateur du programme DAQSetup.

une connexion TCP/IP<sup>17</sup>. Nous retrouvons les numéros des ports déjà cités dans l'interface du Master ; c'est en effet à travers ces derniers que les informations vont transiter. Le seul autre paramètre présent est le nombre d'événements prélevés de la mémoire des cartes d'acquisition, à chaque cycle de lecture. Ces événements seront analysés et compressés par une bibliothèque du programme d'acquisition, avant d'être stockés sur le disque dur du PXI.

Ce VI comporte plusieurs séquences importantes :

- au début, le programme est en attente de l'ouverture d'une connexion TCP/IP par le VI Master. Quand celle-ci s'est déroulée avec succès, le programme peut réellement débuter ;
- tous les paramètres importants, cités précédemment, sont ensuite transmis via cette ligne TCP/IP ;
- les seuils matériels des cartes FPGA sont initialisés et le mode de transfert des données est défini ;
- les cartes NiDAQ sont initialisées pour être prêtes à récolter les données transmises par les cartes FPGA à travers un protocole de *handshaking* ;
- à chaque étape, les ordres et les résultats des différentes initialisations précédentes sont transmis via la ligne TCP/IP ;
- des tables, utilisées ultérieurement dans l'analyse des données, sont également créées ;

<sup>17</sup> L'ensemble des protocoles utilisés par Internet est généralement appelé TCP/IP ; ce nom est issu de deux d'entre eux : TCP (Transmission Control Protocol) et IP (Internet Protocol) qui ont été les premiers à être définis.

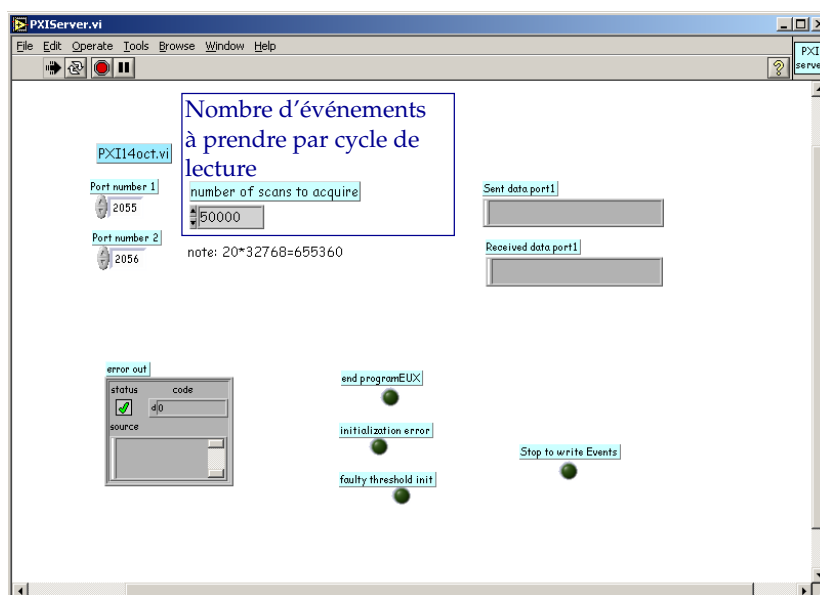


FIG. 2.14 – Interface utilisateur du programme *PXIServer*.

- lorsque toutes ces étapes ont été réalisées avec succès, le Master peut lancer l’ordre du début de l’acquisition des données ;
- deux processus concurrents sont donc lancés simultanément, à savoir l’acquisition des données à proprement parler et l’envoi des compteurs issus de cette acquisition, via la boucle TCP/IP de contrôle ;
- la ligne de contrôle permet également de provoquer la fin de l’acquisition ;
- finalement, lorsque l’ordre d’arrêt a été reçu, les cartes sont désinitialisées.

Revenons un peu plus précisément sur la partie prépondérante de l’acquisition. Elle est réalisée par un VI appelé *ReadAnalyseEvents*, dont les boucles principales sont représentées à la figure 2.15. Une itération est effectuée sur le nombre de cartes NiDAQ et sur le nombre de cartes FPGA. Dans ces boucles, les données vont être lues sur les cartes via le VI *DIO Read*, puis seront transmises à une librairie (cf. 2.2.4) qui va les écrire sur le disque dur du PXI.

## 2.2.4 La réduction des données

La réduction des données est faite par une bibliothèque, écrite en langage C, elle-même encapsulée sous forme de *DLL*<sup>18</sup> dans le programme d’acquisition.

Un événement qui sort du bloc FPGA est encodé sur 320 bits ; plus précisément, ces 320 bits contiennent les valeurs des 16 canaux ADC, le temps et la position de l’événement. Chaque valeur d’un échantillon ADC est encodée sur 16 bits. Le temps est représenté par le nombre de coups de l’horloge, cadencée à 40 MHz, qui ont été incrémentés depuis le début de l’acquisition. Ce temps est encodé sur 32 bits. La position est composée de deux adresses, chacune encodée sur 16 bits, permettant de signaler la présence ou non d’un voisin.

<sup>18</sup> Les *DLL* (*Dynamic Link Library*) sont des bibliothèques de liens dynamiques.

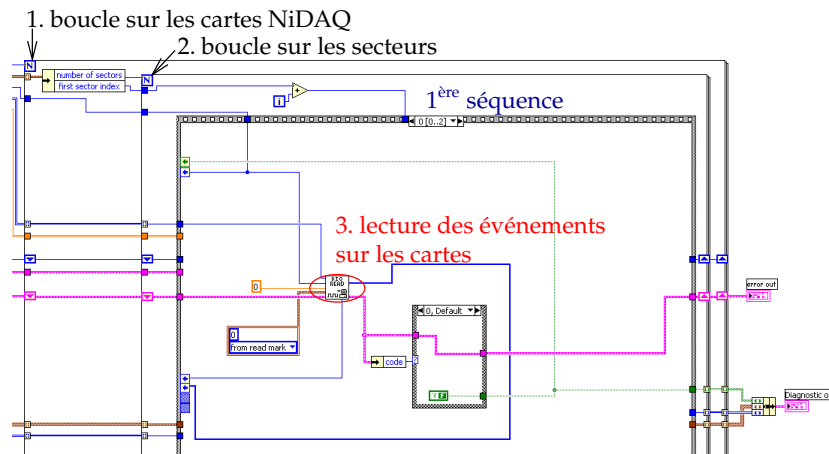


FIG. 2.15 – Boucle principale de la lecture des cartes d'acquisition.

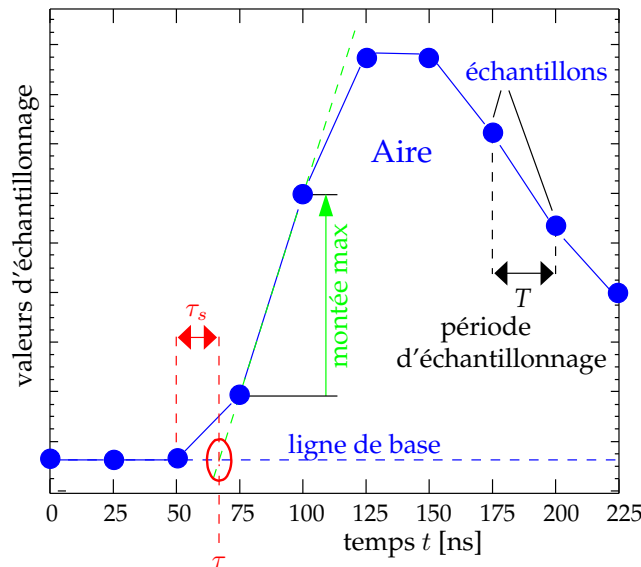


FIG. 2.16 – Exemple de 10 des 16 échantillons ADC du signal de dynode. L'aire comprise entre la courbe ADC et la ligne de base représente l'énergie de l'impulsion, à un facteur de calibration près. Le temps de l'événement est affiné en extrapolant la montée maximale sur la ligne de base, donnant  $\tau_s$ ; le «vrai» temps est alors représenté par le temps  $t_0$  du début de l'enregistrement ADC, additionné du temps  $\tau = t + \tau_s$ .

### Calcul de l'énergie

Pour la suite, nous appellerons  $A_i$  la  $i^{\text{ème}}$  valeur ADC, avec  $0 \leq i < 16$ . L'énergie de l'impulsion  $E_{imp}$  correspond, à un facteur de calibration près, à l'aire comprise entre la courbe des échantillons ADC et la ligne de base représentée par la première valeur d'échantillonnage  $A_0$  (cf. figure 2.16). Pour calculer cette intégrale, il suffit de se restreindre à la somme

suivante :

$$E_{imp} = F_{cal} \sum_{j=1}^{15} (A_j - A_0) \quad (2.1)$$

où  $F_{cal}$  est un facteur de calibration spécifique au *pixel* touché. Celui-ci est déterminé en ajustant en énergie un spectre d'une source connue, obtenu pour ce *pixel* spécifique.

### Identification de la couche d'interaction

Pour identifier à l'intérieur du *phoswich* le cristal dans lequel a eu lieu l'interaction, une analyse d'identification de forme des échantillons ADC est réalisée. En reprenant la notation des  $A_i$ , nous pouvons alors définir la grandeur  $a_i$  suivante :

$$a_i = \frac{A_i - A_0}{\sum_{j=1}^{15} (A_j - A_0)} \quad (2.2)$$

c.-à-d. la ligne de base fournie par la première valeur d'échantillonnage  $A_0$  est soustraite à la valeur  $A_i$ ; cette expression est alors normalisée par l'énergie de l'impulsion calculée précédemment.

Nous pouvons également définir la  $i^{\text{ème}}$  dérivée d'impulsion comme suit :

$$p_i = a_{i+1} - a_i = \frac{A_{i+1} - A_i}{\sum_{j=1}^{15} (A_j - A_0)} \quad (2.3)$$

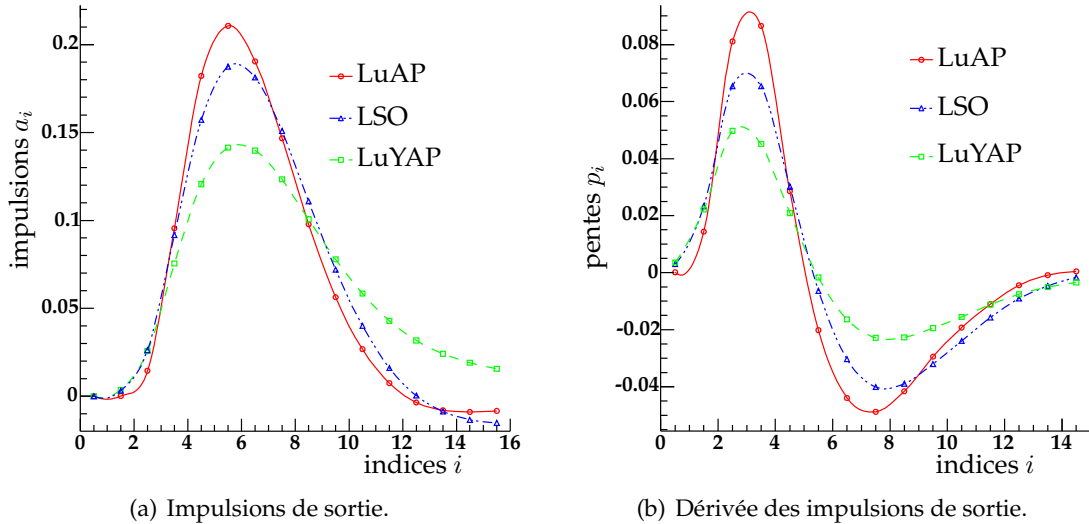


FIG. 2.17 – Comparaison des impulsions de sortie des modules de détection pour du LuAP, du LSO et du LuYAP. Figure tirée de [68].

La figure 2.17 montre respectivement les impulsions  $a_i$  (a) et les dérivées  $p_i$  de ces dernières (b) pour un événement typique ayant eu lieu dans le LSO, le LuYAP et le LuAP. Ces

deux graphes sont de très bon moyens pour déterminer, à l'œil, des critères de distinction de couche.

Nous pouvons remarquer que la valeur  $a_{15}$  est clairement distincte pour les événements LuYAP et LSO sur la figure 2.17(a). Cette distinction provient du fait que le LuYAP possède une composante lente, a contrario du LSO et du LuAP pur. C'est donc un critère simple permettant la distinction du scintillateur touché ; ce dernier est implémenté dans la bibliothèque d'analyse du système d'acquisition. Par contre, il ne permet pas de distinguer un événement LSO d'un événement LuAP. Cependant, Mosset [68] et Wisniewski et coll. [92] ont montré que cette distinction peut se faire à l'aide d'un réseau de neurones avec une très bonne efficacité (comparable à l'efficacité de séparation entre LSO et LuYAP basée sur  $a_{15}$ ).

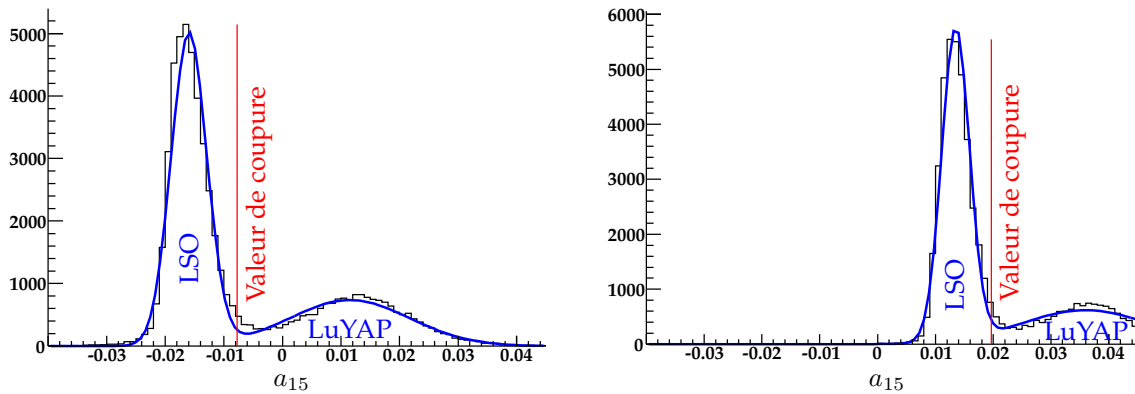


FIG. 2.18 – Histogrammes avec régressions gaussiennes des impulsions  $a_{15}$  pour deux têtes de détection ayant une valeur de discrimination très différente.

La figure 2.18 représente les histogrammes des impulsions  $a_{15}$  pour deux têtes de détection différentes. Ces derniers présentent les mêmes caractéristiques, à savoir deux répartitions très distinctes, une contenant les événements LSO et l'autre les événements LuYAP. Pour déterminer la valeur de coupure, une composition de deux gaussiennes a été ajustée sur ces histogrammes (courbes bleues). Il est alors facile de trouver une valeur minimisant la contamination de ces deux gaussiennes.

secteur	anneau 0	anneau 1	anneau 2
0	-0.001	-0.008	-0.007
1	-0.007	+0.02	-0.008
7	-0.001	-0.007	-0.001
8	-0.005	-0.007	-0.005
9	-0.009	-0.005	-0.003
10	-0.007	-0.008	-0.006

TAB. 2.1 – Valeurs de coupure qui permettent d'identifier la couche d'interaction de 18 têtes de détection. Les mesures pour établir cette table ont été prises le 4 janvier 2006.

Dans les exemples spécifiques représentés à la figure 2.18, les valeurs de coupure, très différentes, valent respectivement  $-0.008$  et  $0.020$ . Les valeurs de coupure de 18 têtes de détection calibrées avant une mesure de taux de comptage sont représentées dans le tableau 2.1. Cette variabilité a entraîné l'établissement de cette table, utilisée lors d'acquisitions, plutôt que l'usage d'une valeur identique pour toutes les têtes, approche qui avait été appliquée dans un premier temps.

### Le temps

Nous travaillons avec une horloge cadencée à 40 MHz. La période  $T$  séparant deux marques temporelles est donc de 25 ns. Nous appelons  $t_0$  le temps de déclenchement de l'échantillonnage du signal de dynode. Ce temps  $t_0$ , qui correspond au nombre de marques temporelles depuis le début de l'acquisition jusqu'au déclenchement, nous est donné par la carte FPGA.

Le temps de l'événement est affiné en extrapolant le temps de montée maximal sur la ligne de base, donnant ainsi le temps  $\tau_s$ , forcément inférieur à la période  $T$  (toujours se référer à la figure 2.16). Soit  $t$  le nombre de marques temporelles entre le déclenchement et la marque inférieure à cette interpolation, le «vrai» temps de l'événement s'exprime alors par l'addition des temps  $t_0$  et  $\tau$ ,  $\tau$  étant l'addition de  $t$  et  $\tau_s$ . Pour tenir compte de cette extrapolation, la dynamique de l'encodage passe alors de 32 à 38 bits en multipliant le résultat précédent par 64. Le pas de temps devient alors 390.625 ps, soit 25 ns divisé par 64.

L'interpolation du temps, basée sur le taux de montée maximal de l'impulsion, est limitée par le nombre restreint d'échantillons. Il en résulte une erreur systématique tributaire de la phase d'échantillonnage au moment du déclenchement de l'impulsion. Streun et coll. [93] ont proposé une méthode qui permet de corriger cette erreur. Il peut s'avérer important d'utiliser cette méthode. En effet, lorsque cette erreur est différente sur deux canaux en coïncidence, le temps de vol enregistré peut varier fortement, entraînant alors la dispersion d'une partie des coïncidences vraies, en dehors de la fenêtre de coïncidence. Dans l'idéal, il faudrait créer une table permettant de corriger chacun des différents canaux de coïncidence. Cela n'a toutefois pas été réalisé pour les résultats présentés au chapitre suivant. En effet, le choix d'une fenêtre de coïncidence de 10 ns englobe tous les vrais événements en coïncidence, y compris ceux provenant de paires de modules ayant une erreur systématique significative sur les temps de vol.

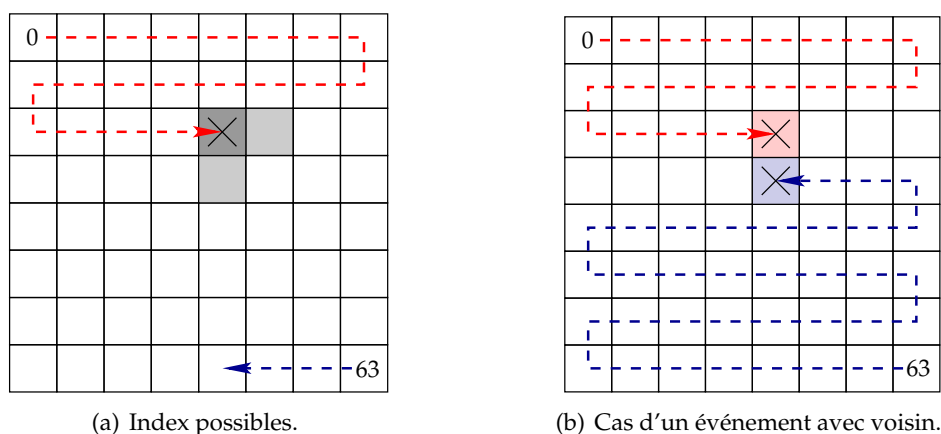
### La position

Les derniers 16 bits des 320 bits, expédiés par les cartes FPGA, contiennent l'information sur les canaux qui ont dépassé le seuil des comparateurs reliés aux anodes. Ces numéros de canaux sont pris de façon ascendante et descendante, comme représenté à la figure 2.19. Le cas où ces numéros sont différents sera expliqué au paragraphe suivant. Le numéro du module – ou de l'anneau – est quant à lui encodé dans la première valeur ADC. Ce nombre est compris entre 0 et 3, chaque carte FPGA pouvant recueillir au maximum quatre décodeurs.



### Les voisins

En principe, lorsqu'un rayon  $\gamma$  dépose toute son énergie dans un cristal donné, seul le canal correspondant devrait générer un déclenchement. En réalité, la conjugaison de la diaphonie, d'une part, et de la non-uniformité des réponses des anodes du MaPMT, d'autre part, peut donner lieu à des déclenchements multiples sur des canaux non contigus. L'incertitude sur la position spatiale de ce type d'événements est élevée. Ils sont donc rejetés, comme représenté sur la figure 2.19, par le software de traitement des données, pour éviter qu'ils ne dégradent la résolution spatiale du scanner.



**FIG. 2.19** – Réjection des voisins au niveau d'un décodeur : si, en remontant les index, nous identifions le même index qu'en descendant (case gris foncé), nous avons affaire à un bon événement ; si nous sommes sur une case gris clair, alors nous avons trouvé un événement avec un voisin ; dans tous les autres cas, l'événement est rejeté.

Si les index des canaux touchés ne sont pas identiques, cela signifie qu'il y a eu des signaux d'anodes différentes qui ont dépassé les seuils des comparateurs. Si ces positions ne sont pas voisines, l'événement est purement rejeté et le compteur des erreurs de position est incrémenté. Par contre, si ce sont des index voisins, la position de l'événement est tirée de façon aléatoire. Pour ce faire, le bit le plus faible du temps de l'événement est abusivement considéré comme aléatoire et sert à choisir l'index du canal touché. La position du voisin est donnée relativement à ce dernier.

## 2.3 Traitement des données

### 2.3.1 Les données brutes d'acquisition

Les données brutes d'acquisition, écrites directement sur le disque dur du PXI, sont des données binaires où chaque événement est composé de 64 bits. Ces 64 bits sont répartis comme suit :

- 38 bits pour le temps, c.-à-d. de 0 à 274'877'906'943. La dynamique maximale est d'environ 107 s. avec le pas de temps de 390.625 ps ;
- 8 bits pour l'énergie, c.-à-d. de 0 à 255 ;

- 6 bits pour le numéro du canal touché, c.-à-d. de 0 à 63 correspondant aux 64 canaux du MaPMT ;
- 4 bits pour les voisins, c.-à-d. de 0 à 15 ;
- 1 bit pour la couche du *phoswich* touchée (LSO ou LuYAP) ;
- 2 bits pour le numéro du module, c.-à-d. de 0 à 3 correspondant au numéro du décroqueur ;
- 5 bits pour le numéro du secteur, c.-à-d. de 0 à 31.

Ce format n'est qu'un format temporaire. Son avantage est qu'il est compact, ce qui est primordial dans un système d'acquisition de données. Par contre, ne disposant pas de toutes les informations, il ne permet pas l'association de coïncidences. Un format dédié, plus souple, ainsi qu'une bibliothèque permettant de manipuler ce format ont donc été créés ; ceux-ci sont présentés dans les paragraphes suivants.

### 2.3.2 La bibliothèque LMF

Pour stocker les données du ClearPET, un format dédié, le LMF<sup>19</sup>, a été créé [74]. Ce format est dit «de mode liste», c.-à-d. il permet de stocker les événements les uns après les autres. Ce format est composé d'un fichier ASCII, qui comprend toutes sortes d'informations concernant le scanner et l'examen, et d'un fichier binaire qui contient les événements. Une bibliothèque permettant la lecture, l'écriture et la manipulation de données LMF a donc été développée à Lausanne. Ses sources sont en libre accès, sous licence *GNU Lesser General Public License* (LGPL), sur le site de la collaboration OpenGATE [94].

#### Le fichier ASCII d'en-tête

La taille du fichier ASCII d'en-tête n'est pas fixe. Ce format permet d'ajouter un nombre variable d'informations concernant d'une part la géométrie du scanner, et d'autre part l'examen proprement dit (mentionnons notamment la durée d'acquisition et la date de l'examen). Son extension est «.cch». Un exemple type de fichier d'en-tête pour une acquisition avec le prototype de Lausanne est donné à la figure 2.20.

```
scan file name: exemple
acquisition duration: 60 s
scan date: Aug/23/2006
scan start time: 11:14:25
energy step: 5 keV
number of devices (NIDAQ 6533 card): 3
number of layers: 2
device 1 first sector index: 0
device 1 number of sectors: 2
device 2 first sector index: 7
device 2 number of sectors: 2
device 3 first sector index: 9
device 3 number of sectors: 2
geometrical design type: 1
ring diameter: 14.111 cm
rsector axial pitch: 0 mm
rsector azimuthal pitch: 18 degree
rsector tangential size: 2.1 cm
rsector axial size: 13.2 cm
module axial pitch: 3 cm
module tangential pitch: 0 cm
module tangential size: 2.02 cm
module axial size: 2.02 cm
submodule axial pitch: 0 cm
submodule tangential pitch: 0 cm
submodule tangential size: 2.02 cm
submodule axial size: 2.02 cm
crystal axial pitch: 2.3 mm
crystal tangential pitch: 2.3 mm
crystal tangential size: 2 mm
crystal axial size: 2 mm
crystal radial size: 16 mm
layer0 radial size: 8 mm
in layer0 interaction length: 4 mm
layer1 radial size: 8 mm
in layer1 interaction length: 4 mm
clock time step: 0.390625 ns
azimuthal step: -0.01 degree
axial step: 0.01 mm
```

FIG. 2.20 – Exemple de fichier d'en-tête LMF.

<sup>19</sup> *List Mode Format* – format événementiel.

### Le fichier binaire des enregistrements

Le fichier binaire contient les événements simples ou en coïncidence provenant d'une acquisition ou d'une simulation. Son extension est «.ccs». Il commence par une en-tête binaire de taille variable permettant de décoder les événements, suivis par les enregistrements eux-mêmes, dont la taille est alors fixée. Ces enregistrements peuvent être de divers types, à savoir des événements simples ou en coïncidence (*event records*), des taux de comptage (*count rate records*), des informations spécifiques aux événements simulés par GATE (*gate digi record*) ou tout autre enregistrement (qu'il faudra alors définir). Chaque enregistrement commence toujours par une marque de 4 bits, facilement identifiable.

### La géométrie du LMF

Le format LMF supporte des géométries de scanners cylindriques génériques. Le but est de permettre l'encodage du plus grand nombre de systèmes de ce type. Dans cette optique, nous utilisons un choix de structures imbriquées, dont la dénomination est la suivante :

1. *rsector* : c'est un nom hybride, contraction de *ring* pour anneau, et de *sector* pour secteur. Nous aurons donc un nombre de *rsector* axiaux pouvant correspondre aux anneaux du scanner et un nombre de *rsector* tangentiels correspondant aux secteurs du scanner.
2. *module* : chaque *rsector* compte un nombre de modules axiaux et tangentiels.
3. *submodule* : chaque module compte un nombre de sous-modules axiaux et tangentiels.
4. *crystal* : chaque sous-module compte un nombre de cristaux axiaux et tangentiels.
5. *layer* : chaque cristal compte un nombre de couches axiales et tangentiels.

Il faut donc appliquer cette structure relativement souple à une électronique/géométrie spécifique. Dans le cas précis du ClearPET, les *rsectors* correspondent aux cartes FPGA, les *modules* aux modules de détection – ou décodeurs –, les *crystals* aux canaux représentés par les anodes des MaPMT et les *layers* aux cristaux LSO et LuYAP ; les *submodules* ne sont, quant à eux, pas utilisés dans cette représentation. La topologie du ClearPET à quatre anneaux complets correspondra donc à :

- *rsector* :  $1 \times 20$ , c.-à-d. 20 secteurs, à savoir 20 *rsector* tangentiels.
- *module* :  $4 \times 1$ , c.-à-d. 4 modules axiaux.
- *submodule* :  $1 \times 1$ , structure non utilisée.
- *crystal* :  $8 \times 8$ , c.-à-d. les 64 anodes des MaPMT sont réparties en 8 cristaux axiaux fois 8 cristaux tangentiels.
- *layer* :  $1 \times 2$ , c.-à-d. les cristaux LSO et LuYAP sont en colonne l'un derrière l'autre de façon tangentielle.

La gestion de la géométrie du scanner est expliquée en détail dans la note [76].

### Traitement des données 64 bits à travers le LMF

**Des données brutes aux données LMF** La conversion des données brutes d'acquisition dans le format LMF est réalisée par l'exécutable `bin2lmf`. Ce programme va demander, dans un premier temps, les informations concernant la topologie du scanner, énumérées au paragraphe précédent. Il va lire ensuite, individuellement, les événements des données

brutes et les transformer en format LMF, afin de les stocker dans le fichier binaire LMF. Ce fichier binaire va s'ajouter au fichier d'en-tête ASCII créé au début de l'acquisition. Certaines données brutes vont subir une transformation avant d'être écrites en format LMF :

- le numéro du module  $m$  va être changé en  $3 - m$ , afin de satisfaire la numérotation LMF pour l'identifiant *module* axial ;
- le numéro du canal du MaPMT  $c$  va être transformé dans les composantes axiale  $c_z$  et tangentielle  $c_t$  de l'identifiant *crystal* via les relations suivantes :  $c_z = 7 - (c \bmod 8)$  et  $c_t = c \div 8$ , toujours dans le but de respecter la numérotation LMF ;
- le temps sera contrôlé pour surveiller la remise à zéro du compteur et rajouter, le cas échéant, la bonne incrémentation de la dynamique 38 bits, afin de ne pas perdre la cohésion temporelle des événements.

**Le tri en temps des événements** Du fait de la lecture cyclique des événements sur les cartes d'acquisition, ces derniers ne sont pas triés en temps. Ils apparaissent sous forme de paquets d'événements d'un même secteur. Il faut donc les trier pour pouvoir retrouver les corrélations temporelles entre les événements. Cela est réalisé par la fonction `sortBlocks`, dont le fonctionnement est schématisé à la figure 2.21.

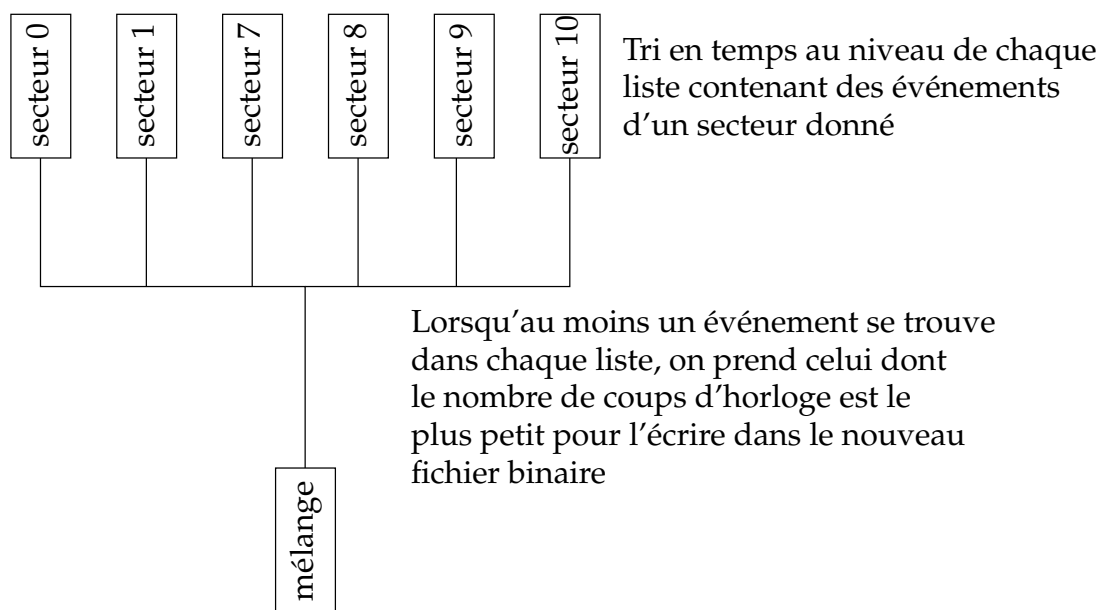


FIG. 2.21 – Principe du tri en temps des événements provenant de la DAQ.

Une liste est créée pour chacun des secteurs et tout événement qui arrive est rangé chronologiquement dans la liste à laquelle il appartient. La fonction attendra d'avoir au moins un événement dans chacune des listes pour choisir celui dont le nombre d'incrémentations de temps est le moins élevé et l'écrire dans un nouveau fichier.

**L'association des positions de la Gantry** Pour pouvoir reconstruire la position absolue d'un événement, il ne suffit pas de posséder les identifiants du détecteur qui l'a enregistré, mais il faut également connaître la position du support des détecteurs qui se déplace durant

l'acquisition. La fonction `setGantryPosition` va donc associer à un événement LMF la position de la Gantry écrite dans un autre fichier binaire, par recoupement temporel ; cette opération permet ainsi une localisation absolue de l'événement dans le référentiel du laboratoire.

**La recherche des coïncidences** Pour rechercher les coïncidences dans un fichier LMF, il faut utiliser l'exécutable `sort_coinci`. Les arguments de ce dernier sont notamment le nom du fichier d'entrée, le fenêtre de coïncidence, un paramètre qui gère la longueur de la liste d'événements en traitement et la différence minimale entre secteurs permettant la sélection de coïncidences. Typiquement, nous choisirons une fenêtre de 10 ns, une longueur maximale de liste équivalente à 25 ms et une différence de secteurs supérieure à 2.

Cette fonction va garder toute la combinatoire des coïncidences multiples. Simon et coll. [95] ont montré que cela était primordial dans le cas de l'estimation de la fraction de coïncidences aléatoires.

**La recherche des coïncidences fortuites** Pour estimer les coïncidences fortuites lors d'une acquisition, il suffit de perdre les corrélations temporelles entre les événements simples. Pour ce faire, une fonction de la bibliothèque LMF, nommée `DELAY`, va ajouter un temps constant, mais différent pour chaque secteur, aux événements simples. Par exemple, si notre fichier de données comprend les événements de six secteurs différents et nous souhaitons estimer les coïncidences fortuites pour une fenêtre de coïncidence de 10 ns, il suffit d'appliquer cette fonction avec une base de retard de 20 ns. Ainsi, le temps d'un événement du second secteur sera «vieilli» de 20 ns, celui du troisième de 40 ns et ainsi de suite. Ce faisant, toute paire d'événements qui se trouvait dans une fenêtre temporelle inférieure à 10 ns ne le sera plus lors d'une nouvelle recherche de coïncidences. Les coïncidences alors trouvées seront automatiquement des coïncidences fortuites. C'est la version software de la ligne de retard présente sur plusieurs scanners, qui permet de déterminer le taux de coïncidences fortuites lors d'une acquisition.

### 2.3.3 Les sinogrammes et la reconstruction via STIR

Le but de la bibliothèque logicielle open-source STIR<sup>20</sup> [96, 97] est de fournir un outil multi-plateforme orienté objet gérant toutes les manipulations de données tomographiques. Elle intègre tous les opérateurs (projecteurs, rétroprojecteurs) nécessaires à la mise en œuvre de méthodes de reconstruction volumique de type analytique ou statistique ainsi que les principaux algorithmes analytiques (FBP, 3DRP) et itératifs (EM, OSEM). C'est le successeur de la bibliothèque PARAPET<sup>21</sup> issue d'une collaboration entre différents instituts et financée par un fond de l'union européenne [97].

#### Des données LMF aux sinogrammes

À partir d'un fichier LMF de coïncidences, des sinogrammes enregistrés dans le format *Interfile* vont être créés via la fonction `LMF2projection`. Cette fonction va calculer les

<sup>20</sup> *Software for Tomographic Image Reconstruction.*

<sup>21</sup> *PARAllel PETscan system.*

LOR de chaque paire d'événements en coïncidence et remplir des sinogrammes selon les paramètres entrés par l'utilisateur. Parmi ces paramètres, citons notamment :

- le rayon du scanner,
- le nombre de positions azimutales,
- la taille d'un bin (en général, la moitié de la distance entre deux détecteurs contigus est utilisée, à savoir 1.15 mm pour le ClearPET),
- le nombre de coupes reconstruites
- l'espace entre ces derniers (généralement égal à la distance séparant deux détecteurs axialement),
- le nombre maximum d'angles copolaires  $\theta$ ,
- et le nombre de positions tangentielles.

### **Des sinogrammes aux images**

La fonction `FBP3DRP` de la bibliothèque STIR est utilisée pour reconstruire l'image à partir des données sinogrammes. Cette fonction, comme son nom l'indique, va reconstruire l'image en utilisant la méthode analytique FBP reprojétée en trois dimensions (cf. section 1.3.2). Pour réaliser ces reconstructions, on impose aux données un filtre passe-bas à la fréquence de Nyquist et une fenêtre de Hanning dans le plan transverse.

## Chapitre 3

# L'outil de simulation Monte Carlo

---

---

*Ce chapitre définit quelques notions essentielles en simulation Monte Carlo et introduit les outils de simulation GEANT4 et GATE. Il s'appuie principalement sur Lazaro [98], Agostinelli et coll. [99] et Jan et coll. [100].*

---

LA SIMULATION NUMÉRIQUE - ou informatique - est l'un des outils qui permettent de simuler des phénomènes réels. Elle désigne un procédé selon lequel un programme informatique est exécuté sur un ordinateur en vue de simuler, par exemple, un phénomène physique complexe. Les simulations numériques scientifiques reposent sur l'application de modèles théoriques. Elles sont donc une adaptation aux moyens numériques de la modélisation mathématique, et servent à étudier le fonctionnement et les propriétés d'un système modélisé et à prédire son évolution. Ces simulations informatiques – ou calculs numériques – sont rapidement devenues incontournables dans des domaines divers.

La méthode de Monte Carlo est un type de simulation numérique qui se base sur la nature stochastique des phénomènes physiques étudiés. Elle est donc particulièrement bien adaptée à la modélisation de la physique nucléaire. La communauté GEANT, issue du CERN, développe depuis plus de vingt ans des outils de simulation Monte Carlo pour décrire des détecteurs et le cheminement des particules élémentaires dans la matière. Au début, ces outils étaient utilisés exclusivement pour la recherche en physique des hautes énergies. Progressivement, ils se sont ouverts à d'autres disciplines comme le spatial, la médecine nucléaire ou la radioprotection. Plusieurs groupes de recherche, dont celui de l'Université de Lausanne, ont émis l'idée de créer un outil adapté pour l'imagerie nucléaire, qui tiendrait notamment compte de l'évolution temporelle. La plateforme de simulation GATE est alors née à partir des bibliothèques et des tables de GEANT4.

### 3.1 Le principe de la méthode de Monte Carlo

Toute méthode visant à calculer une valeur numérique en utilisant des procédés aléatoires est appelée méthode de Monte Carlo. Le nom de ces méthodes fait allusion aux jeux de hasard pratiqués à Monte Carlo. Leur véritable développement a commencé lors de la Seconde Guerre mondiale et des recherches sur la fabrication de la bombe atomique (projet

Manhattan), sous l'impulsion notamment de Von Neumann, Ulam et Fermi. Elles ont permis de résoudre des équations aux dérivées partielles qui régissent la diffusion des neutrons sur un matériau fissile. Depuis, elles continuent à évoluer de façon parallèle au développement de l'informatique.

Cette méthode est particulièrement bien adaptée à la physique nucléaire en raison de la nature stochastique des processus d'émission, de transport et de détection. Elle profite des différentes avancées des modèles théoriques en physique statistique et physique des particules, et de l'offre toujours croissante de la puissance de calcul informatique.

La méthode de Monte Carlo se base sur l'échantillonnage de fonctions de probabilité (FDP) à l'aide du tirage de nombres aléatoires. Leur génération et la façon dont ces FDP sont échantillonnées constituent les parties fondamentales de cette méthode et seront présentés dans les paragraphes suivants. Une simulation de Monte Carlo directe, ou analogique, utilisant les fonctions de densité de probabilités vraies, demande un temps de calcul relativement long afin de fournir des résultats statistiquement satisfaisants, en raison du faible nombre d'événements générés compris dans l'acceptance géométrique des détecteurs. Des techniques dites de réduction de variance [101] peuvent être utilisées afin d'améliorer l'efficacité de la simulation.

### 3.1.1 La génération de nombres aléatoires

Idéalement, pour reproduire un système réel selon la méthode de Monte Carlo, il faudrait disposer d'une série de nombres complètement aléatoires. Dans la pratique cependant, la plupart des générateurs de nombres aléatoires sont basés sur des algorithmes mathématiques déterministes répétitifs, fournissant des séries de nombres dit «pseudo - aléatoires», la génération de vrais nombres aléatoires demandant des temps de calcul très importants.

Un générateur de nombres pseudo-aléatoires est un algorithme qui génère une séquence de nombres présentant certaines propriétés du hasard. Les nombres sont supposés être approximativement indépendants les uns des autres, et donc ne pas présenter de corrélation. Le générateur idéal ne devrait pas se répéter ; en pratique, la répétition doit avoir lieu seulement après la génération d'une très grande série de nombres aléatoires. Cela doit être difficile de repérer des groupes de nombres qui suivent une certaine règle (comportements de groupe) ; en d'autres termes, leur séquence doit être uniforme et non biaisée, quelle que soit la sous-séquence observée. Cependant, les sorties de tels générateurs ne sont pas entièrement aléatoires ; elles s'approchent seulement des propriétés idéales des sources complètement aléatoires. Les raisons pour lesquelles un rendu pseudo-aléatoire est suffisant sont : d'une part, qu'il est difficile d'obtenir de «vrais» nombres aléatoires et que, dans certaines situations, il est possible d'utiliser des nombres pseudo-aléatoires, en lieu et place de vrais nombres aléatoires ; d'autre part, que ce sont des générateurs particulièrement adaptés à une implémentation informatique, donc plus facilement et plus efficacement utilisables. En outre, leur reproductibilité est essentielle lors de la validation de la méthode implémentée.

Une analyse mathématique rigoureuse est nécessaire pour déterminer le degré d'aléa d'un générateur pseudo-aléatoire. La plupart des algorithmes pseudo-aléatoires essaient de produire des nombres uniformément distribués. Une classe très répandue de générateurs utilise la congruence linéaire [102]. D'autres s'inspirent de la suite de Fibonacci en additionnant deux valeurs précédentes ou font appel à des registres à décalage dans lesquels le résultat précédent est injecté après une transformation intermédiaire [103]. Les nombres



aléatoires générés ainsi sont utilisés pour l'échantillonnage des fonctions de densité de probabilité. Les paragraphes suivants présentent deux méthodes d'échantillonnage : la méthode directe et la méthode du rejet. Il existe une troisième méthode, la méthode mixte, qui combine ces deux dernières lorsqu'elles ne sont pas applicables.

### 3.1.2 Les méthodes d'échantillonnage

Chaque processus d'une simulation Monte Carlo est exprimé en terme de fonctions de densité de probabilité (FDP). Nous appelons  $x$  la variable aléatoire à échantillonner et  $f(x)$  la FDP qui décrit la probabilité d'occurrence de la variable  $x$ . Si  $f(x)$  est définie sur l'intervalle  $[x_{\min}; x_{\max}]$ , nous pouvons définir la fonction de densité de probabilité cumulée de  $f(x)$ , appelée aussi fonction de répartition et notée  $F(x)$  :

$$F(x) = \frac{\int_{x_{\min}}^x f(x') dx'}{\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} f(x') dx'} \quad (3.1)$$

Cette fonction est comprise dans l'intervalle  $[0; 1]$  et est telle que  $F(x_{\min}) = 0$  et  $F(x_{\max}) = 1$ .

La variable stochastique  $x$  peut alors être échantillonnée en utilisant des nombres aléatoires distribués uniformément dans l'intervalle  $[0; 1]$ . Les deux méthodes principales qui permettent de le faire sont présentées ci-dessous.

#### Méthode directe

Cette méthode est applicable à chaque fois que  $f(x)$  est intégrable et non négative, que la fonction de répartition  $F$  est inversible et que son inverse, notée  $F^{-1}$ , peut être calculée facilement. Nous pouvons associer la variable stochastique  $x$  à un nombre aléatoire  $\eta$  de l'intervalle  $[0; 1]$  par le biais de l'égalité  $\eta = F(x)$ , en l'inversant. Nous obtenons alors l'égalité  $x = F^{-1}(\eta)$ . C'est la méthode d'échantillonnage la plus simple à mettre en œuvre. Elle peut être illustrée par le calcul de la distance entre deux vertex d'interaction (cf. section 3.1.4 pour le parcours du photon).

#### Méthode du rejet

Si  $f(x)$  n'est pas intégrable ou que l'obtention de l'inverse de  $F(x)$  est trop compliquée, nous pouvons utiliser la seconde méthode, dite du rejet. Cette méthode est réalisable en plusieurs étapes. Il faut commencer par définir la fonction  $g(x)$  qui correspond à  $f(x)$  normalisée par sa valeur maximale  $f_{\max}$  :

$$g(x) = \frac{f(x)}{f_{\max}} \quad (3.2)$$

Puis, deux nombres aléatoires uniformément distribués,  $\eta_1$  et  $\eta_2$ , sont tirés dans l'intervalle  $[0; 1]$ . La variable  $x$  est calculée selon la relation  $x = x_{\min} + \eta_1(x_{\max} - x_{\min})$ . Si  $\eta_2 \leq g(x)$ ,  $x$  est acceptée comme valeur échantillonnée, sinon le couple  $(\eta_1, \eta_2)$  est rejeté et un nouveau couple de nombres aléatoires est généré.

Cette démarche permet d'établir un ensemble de valeurs de  $x$  qui suivent la fonction  $f(x)$ . Cette méthode d'échantillonnage est applicable dès lors que la FDP est bornée sur son intervalle de définition. Elle est utilisée, par exemple, lors d'une diffusion Compton, afin de déterminer la nouvelle énergie du photon et son angle de diffusion.

### 3.1.3 L'estimation de l'erreur

Pour estimer l'erreur d'une mesure résultant d'une simulation Monte Carlo, nous prendrons le cas où  $N$  épreuves ont été réalisées. La valeur de la quantité calculée pendant cette simulation est notée  $V$ . À chaque épreuve, un résultat  $v$ , appelé estimateur, est obtenu. La quantité  $V$  est alors estimée en prenant la valeur moyenne de  $v$ , notée  $\bar{v}$ . Nous associons à cette valeur une erreur donnée par l'écart-type  $\sigma_v$ . Les équations suivantes donnent respectivement la moyenne et la variance (le carré de l'écart-type) de l'estimateur  $v$  :

$$\bar{v} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i \quad (3.3)$$

$$\sigma_v^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i - \bar{v})^2 \quad (3.4)$$

En tenant compte de la loi des grands nombres,  $v$  converge vers  $V$  si l'échantillon  $N$  tend vers l'infini. Ainsi, plus le nombre d'épreuves est grand et plus l'estimation de la quantité  $V$  calculée par simulation de Monte Carlo est juste.

### 3.1.4 Le transport et les interactions des photons

Les photons étant omniprésents dans l'imagerie TEP, la simulation de leur parcours ainsi que le choix de l'interaction en jeu seront détaillés dans les paragraphes suivants.

#### Le parcours du photon

De façon général, le parcours d'un photon avant interaction dépend de son énergie et de la densité du matériau dans lequel il se déplace, dont le coefficient d'atténuation est nommé  $\mu$ . Afin de déterminer son prochain point d'interaction, son trajet dans un matériau doit être déterminé. Pour se faire, nous nous basons sur l'équation 1.4 qui exprime le taux de photons transmis dans un milieu d'épaisseur  $x$ . La fonction densité de probabilité  $f(x)$ , donnée par l'équation 3.5, représente la probabilité qu'a le photon de subir une interaction entre  $x$  et  $x + dx$ . La probabilité que le photon ait une interaction en parcourant la distance  $d$  est donc donnée par l'équation 3.6.

$$f(x) = \mu e^{-\mu x} dx \quad (3.5)$$

$$F(d) = \frac{\int_0^d \mu e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty \mu e^{-\mu x} dx} = \frac{-e^{-\mu x} \Big|_0^d}{-e^{-\mu x} \Big|_0^\infty} = 1 - e^{-\mu d} \quad (3.6)$$

Cette probabilité est modélisée par un nombre aléatoire  $\eta$ , tiré uniformément dans l'intervalle  $[0; 1]$ . Comme  $F$  est inversible, la distance d'interaction  $d$  peut être tirée de la relation  $F(d) \equiv \eta$  :

$$d = -\frac{1}{\mu} \ln(1 - \eta) = -\lambda \ln(1 - \eta) \quad (3.7)$$

$\lambda$  étant le libre parcours moyen du photon pour une énergie et un matériel donnés. Comme  $\eta$  est équiprobable dans l'intervalle  $[0; 1]$ , la longueur d'interaction  $d$  peut être tirée selon 3.8.

$$d = -\lambda \ln(\eta) \quad (3.8)$$

À chaque fois que le photon change de matériau, la distance  $d$  est recalculée afin de tenir compte du coefficient d'atténuation des différents milieux.

### Le choix du type d'interaction

Après avoir parcouru la distance  $d$ , le photon doit interagir selon un de ces quatre processus d'interaction : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh ou la création de paires<sup>1</sup>. Ce sont les coefficients d'atténuation partielle appelés respectivement  $\mu_{photoelec}$ ,  $\mu_{Compton}$ ,  $\mu_{Rayleigh}$  et  $\mu_{paires}$  qui vont déterminer le choix du processus. Ces valeurs, ou celles des sections efficaces partielles, sont répertoriées dans des tables en fonction du matériau et de l'énergie du photon. Leur somme donne la probabilité par unité de longueur  $\mu_{tot}$  que le photon subisse l'une de ces quatre interactions :

$$\mu_{tot} = \mu_{photoelec} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh} + \mu_{paires} \quad (3.9)$$

De nouveau, un nombre aléatoire  $\eta$  est tiré dans l'intervalle  $[0; 1]$  afin de déterminer récursivement le processus qui sera choisi, par exemple de la manière suivante :

- l'effet photoélectrique si  $\eta < \mu_{photoelec} / \mu_{tot}$ ,
- la diffusion Compton si  $\eta < (\mu_{photoelec} + \mu_{Compton}) / \mu_{tot}$ ,
- la diffusion Rayleigh si  $\eta < (\mu_{photoelec} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh}) / \mu_{tot}$ ,
- la création de paires sinon<sup>1</sup>.

### 3.1.5 Le transport et les interactions des électrons

Une simulation complète de la cascade électromagnétique implique la prise en compte du transport et des interactions des électrons. Lorsque toutes les interactions physiques sont prises en compte, la simulation est dite *microscopique*. Cette démarche est peu réaliste en raison du très grand nombre d'interactions générées par les électrons durant leur ralentissement. Des techniques dites *macroscopiques* ou *histoires condensées* ont été développées, permettant le classement en groupes des interactions physiques des électrons, dans le but de reproduire globalement les processus physiques. Berger [104] a divisé les algorithmes macroscopiques de transport des électrons en deux classes principales. Celles-ci diffèrent dans le traitement des interactions individuelles conduisant à des pertes d'énergie des électrons primaires et de la production des photons de *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage) et/ou d'électrons de collision.

<sup>1</sup> La création de paires n'intervient que lorsqu'un photon possède une énergie qui est au moins égale au double de l'énergie de masse de l'électron ( $2 \times 511$  keV) ; ce processus n'intervient donc pas en imagerie TEP.

## 3.2 GEANT4

La collaboration GEANT (*GEometry ANd Tracking*), issue du CERN, existe depuis plus de 20 ans dans la communauté de physique des particules. Son but est de fournir des outils qui permettent principalement de décrire des détecteurs et de simuler le cheminement de particules élémentaires dans ces détecteurs. Deux codes sont encore utilisés :

- GEANT3, écrit en fortran 77, qui fonctionne depuis de nombreuses années, mais dont le développement a été gelé en 1993 en raison de la structure du code qui rend difficile l'ajout de nouveaux composants et qui ne répond plus aux besoins des nouvelles expériences de physique des particules et de physique nucléaire ;
- GEANT4 [99, 105], écrit en C++, est toujours en développement, au rythme de deux nouvelles versions par année.

Le développement de la boîte à outil<sup>2</sup> de simulation GEANT4, orientée objet, a débuté pour répondre aux exigences toujours plus importantes de la physique des particules dans la modélisation de leurs nouveaux détecteurs ; ces demandes sont exercées notamment par l'augmentation constante de la taille, de la complexité et de la sensibilité de tels détecteurs, et en parallèle, par l'accroissement de la puissance de calcul et de la diminution des coûts des parcs informatiques. Ces considérations sont valables pour tous les domaines dans lesquels l'interaction des particules dans la matière joue un rôle, tels que le spatial ou la médecine nucléaire. La programmation objet permet la modification de modules sans pour autant toucher à l'architecture de base du code, impliquant ainsi une plus grande transparence et une maintenance plus aisée de ce dernier.

Le code source, disponible dans le domaine publique, ainsi que de la documentation et des exemples sont en libre accès sur le site de la collaboration : <http://cern.ch/geant4>. Tous les aspects d'une simulation complète sont déjà inclus dans cette boîte à outil. Ces domaines clés de la simulation du passage des particules dans la matière peuvent être résumés par les points suivants :

- la géométrie et les matériaux ;
- les interactions des particules dans la matière ;
- la gestion du cheminement des particules ;
- la gestion des interactions dans des volumes sensibles et de la numérisation ;
- la visualisation ;
- l'interface utilisateur.

### 3.2.1 La structure globale

GEANT4 est constitué de quatre niveaux, englobés les uns dans les autres, qui regroupent les outils permettant de réaliser une simulation complète.

1. Le niveau le plus profond – le socle – est constitué des outils qui gèrent :
  - les paramètres globaux, c.-à-d. le système d'unité, les constantes et la manipulation des nombres aléatoires ;
  - les matériaux ;
  - les particules ;
  - les représentations graphiques ;

<sup>2</sup> Traduction littérale du vocable anglais *toolkit* utilisé.

- la géométrie qui inclut la description des volumes des détecteurs et la navigation à travers cette dernière ;
  - les *intercoms* qui fournissent un moyen d’interagir avec GEANT4 à travers l’interface utilisateur et de mettre en relation différents modules ne dépendant pas directement les uns des autres.
2. Le niveau suivant permet de décrire le cheminement des particules et les interactions qu’elles vont subir. Il est géré par l’outil *tracking* qui comprend non seulement le transport des particules à travers les différents volumes, mais également les processus physiques appelés à chaque pas de simulation.
  3. Au-dessus, se trouvent les outils *event*, *run* et *readout*. *Event* gère un événement en terme de son parcours. *Run* regroupe un nombre d’événements partageant un faisceau et une implémentation des détecteurs commune. *Readout* permet l’empilement d’événements.
  4. Finalement, tout en haut, apparaissent les outils qui permettent de relier la boîte à outil au monde extérieur, comme la visualisation, la persistance et l’interface utilisateur.

### 3.2.2 La représentation de la géométrie et des détecteurs

Le module gérant les géométries permet de décrire des structures, de propager facilement les particules à travers ces dernières et d’interagir avec les systèmes de conception assistée par ordinateur (CAO) via le standard ISO STEP [106].

Les volumes sont imbriqués les uns dans les autres en respectant une hiérarchie, et ne doivent jamais se superposer. Le volume au sommet de la hiérarchie se nomme le «Monde» (*World*) et est le père des autres volumes qui viennent s’y insérer ; ces derniers peuvent à leur tour contenir des volumes fils. GEANT4 introduit les concepts de volume logique et physique. Un volume logique représente un élément d’une certaine forme qui peut contenir d’autres volumes en son sein ; il contient également des informations intrinsèques indépendantes de sa position dans l’espace, comme le type de matériel dont il est constitué et son comportement en tant que détecteur sensible. Un volume physique représente le positionnement spatial d’un volume logique par rapport au volume père l’englobant.

Pour définir la forme d’un volume logique, une entité séparée, appelée «solide» (*solid*), est utilisée. Ces solides peuvent être des formes simples, comme des boîtes, des trapèzes, des cylindres, des sphères ou des formes plus complexes définies par les frontières de leurs surfaces, qui peuvent être approximées par des plans, des surfaces de second ordre ou des surfaces B-splines<sup>3</sup> d’ordre supérieur. Un autre moyen d’obtenir des solides complexes est d’utiliser des opérations booléennes (union, intersection et soustraction).

### 3.2.3 Les matériaux

Dans le but de définir des matériaux, GEANT4 fournit trois outils (l’élément simple, la molécule ou le composé) qui permettent une plus ou moins grande complexité. Un élément simple peut être défini en fournissant son nom, sa densité, sa masse molaire et son numéro atomique. Une molécule est définie à partir des éléments qui la composent, en spécifiant

<sup>3</sup> Les fonctions B-splines sont des splines non négatives à supports compacts minimaux, les splines étant une généralisation des courbes de Bézier.

leur type et leur nombre. Le dernier outil est un composé – ou mélange – qui est également défini à partir des éléments qui le composent, en spécifiant cette fois leur fraction de masse.

### 3.2.4 Les particules

Les particules sont définies par une classe générale comprenant leurs propriétés de base, comme la masse, la charge, etc., ainsi que la liste des processus physiques pour lesquels elles sont sensibles. Un jeu de classes virtuelles intermédiaires pour les leptons, les bosons, les mésons, les baryons, etc. permet l'implémentation de classes concrètes comme celle décrivant l'électron ou le photon. Chaque classe concrète ne peut être initialisée qu'une seule fois, afin de s'assurer que, lors d'une simulation complète, les mêmes processus physiques soient utilisés pour un type de particule donné.

### 3.2.5 La génération des particules primaires

GEANT4 met à disposition une interface abstraite permettant la création de son propre générateur de particules primaires. En parallèle, un certain nombre de générateurs de particules primaires sont déjà implémentés et peuvent être utilisés via la transmission de paramètres comme :

- le type de la particule émise : particule élémentaire (photon, électron, proton, ...), ions ou noyau ;
- la position du vertex d'émission ;
- l'énergie ou l'impulsion de la particule émise ;
- l'angle solide d'émission ;
- ...

### 3.2.6 Le cheminement des particules

Le cheminement ou suivi (*tracking*) d'une particule à travers les différentes régions définies par la géométrie ne dépend dans GEANT4, ni du type de particule, ni du processus physique spécifique. Ce processus est traité très généralement en évoquant un transport de la particule plutôt qu'un mouvement autonome. Chaque particule est donc déplacée pas par pas, avec une certaine tolérance. Ce procédé permet une optimisation significative des performances tout en préservant la précision requise sur le tracé. La grandeur primordiale pour tous les processus physiques est donc le *pas* ; ce pas est traité comme un temps pour une particule au repos et par une longueur dans les autres cas (une illustration de pas est donnée à la figure 3.1). Le pas minimum est sélectionné parmi les possibilités suivantes :

- le pas maximum permis par l'utilisateur ;
- les pas associés aux processus physiques en compétition pour la particule donnée, caractérisés par un comportement :
  - *de repos*, pour les particules au repos (par exemple, la désintégration au repos) ;
  - *durant le pas*<sup>4</sup> qui implémente des processus tels la perte d'énergie ou la production de particules secondaires de façon continue durant un pas (par exemple, l'effet Cherenkov) ;

<sup>4</sup> Seul le comportement *durant le pas* agit cumulativement, les deux autres agissent de manière exclusive.

- après le pas qui est appelé à la fin du pas (par exemple, la production d'une particule secondaire de désintégration ou d'interaction) ;
- le pas imposé par les limites géométriques définies par le processus de transport.

De façon générale, la probabilité d'avoir une interaction ou une désintégration, pour une longueur de pas  $d$ , peut s'écrire en utilisant le libre parcours moyen  $\lambda$  (généralisation de l'équation 3.6 de la page 64) :

$$P(d) = 1 - e^{-n_\lambda} \quad \text{où} \quad n_\lambda = \int_0^d \frac{dx}{\lambda(x)} \quad (3.10)$$

Dans le cas d'une désintégration,  $\lambda = \gamma\nu\tau$ , où  $\nu$  est la vitesse,  $\gamma$  le facteur de Lorentz et  $\tau$  le temps de vie moyen de la particule. Pour une interaction dans un matériau donné,  $\lambda$  ne dépend pas de la position. L'équation 3.10 devient donc :

$$P(d) = 1 - e^{-\frac{d}{\lambda}} \quad (3.11)$$

En tirant un nombre aléatoire  $\eta$ , nous retombons sur l'équation 3.8. Si le matériau a une densité  $\rho$  et est composé d'isotopes  $i$  de masse  $m_i$  et de section efficace  $\sigma_i$ , répartis en fraction de masse  $n_i$ , l'inverse du libre parcours moyen s'écrit :

$$\frac{1}{\lambda} = \rho \sum_i \frac{n_i \sigma_i}{m_i} \quad (3.12)$$

Si une interaction ou une désintégration a été choisie, la particule initiale est détruite et des particules secondaires sont émises en fonction de la physique choisie par l'utilisateur. Les particules secondaires sont alors suivies jusqu'à ce que toute leur énergie soit déposée. L'utilisateur peut définir des coupures, décrites en terme de longueur (*range cut*) ou d'énergie (*energy cut*), afin de limiter le parcours de ces dernières. Si, au contraire, il n'y a pas eu d'interaction, la procédure recommence par la sélection d'un nouveau pas.

### 3.2.7 La physique

La physique est regroupée en trois types d'action : la désintégration de particules, les processus électromagnétiques et les processus hadroniques. Seules les deux premières seront présentées dans les paragraphes suivants, en raison du peu d'impact des processus hadroniques sur la médecine nucléaire.

#### La désintégration

Comme vu précédemment, la longueur du pas est directement calculée à partir de la durée de vie moyenne de la particule. La génération des produits de désintégration est, quant à elle, plus difficile en raison du facteur d'embranchement. Dans le cas de plus de deux produits de désintégration, des distributions issues de la théorie ou des données sont utilisées.

### Les processus électromagnétiques.

GEANT4 gère les interactions électromagnétiques des photons, des leptons, des hadrons et des ions. La partie électromagnétique est organisée en un jeu de paquets :

- *standard* : se charge des interactions des électrons, des positons, des photons et des hadrons sur une gamme d'énergie allant de 10 keV à 100 GeV. Ce paquet gère entre autres les processus suivants : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires pour le photon, le bremsstrahlung, l'ionisation, la production de raies  $\delta$ , la diffusion multiple, l'annihilation du positon et la radiation synchrotron pour les électrons et les positons. Il moyenne par contre les effets de la structure de couches des atomes et n'est donc pas apte à produire une simulation détaillée en dessous d'une énergie seuil de 1 keV ;
- *faible énergie* : fournit des modèles alternatifs à ceux proposés par la catégorie standard pour des énergies plus faibles. Ce paquet [107] permet des simulations précises des interactions des photons et des électrons pour des énergies inférieures à 1 keV jusqu'à une limite inférieure de 250 eV. De nouveaux processus régissant les interactions entre photons, électrons et positons, issus des modèles utilisés dans le code de simulation Monte Carlo Penelope [108], ont notamment été rajoutés ;
- *muons* : régit les interactions des muons ;
- *rayons X* : fournit un code spécifique pour la physique des rayons X ;
- *photons optiques* : fournit un code spécifique pour les photons optiques ;
- *autres* : comprend des utilitaires pour les autres catégories.

#### 3.2.8 Les détecteurs sensibles

Pour garder les événements intéressants de notre simulation Monte Carlo, il va falloir définir les régions qui correspondent à nos détecteurs. Pour ce faire, cette partie de géométrie est déclarée comme «détecteurs sensibles» (*SensitiveDetectors*). Toutes les interactions qui y auront lieu seront enregistrées ; ces enregistrements sont appelés les *hits* et pourraient être traduits par «points d'interaction». Les informations contenues dans ces *hits* sont les suivantes :

- la position et le temps du pas,
- l'évolution de la quantité de mouvement et de l'énergie de la trace,
- l'énergie déposée durant le pas,
- le type d'interaction
- et le nom du volume dans lequel l'interaction a eu lieu.

La figure 3.1 illustre ces *hits* dans un détecteur sensible constitué d'eau (intérieur du cube délimité par les traits bleus). Le générateur primaire (sphère verte au centre) crée des photons (traits verts) qui vont subir des interactions dans l'eau.

#### 3.2.9 L'interactivité dans une simulation

Des paramètres d'une simulation GEANT4 peuvent être changés de deux façons, sans devoir recompiler le programme :

- en utilisant des commandes scriptées directement dans l'interface du programme au fur et à mesure du déroulement de la simulation ;



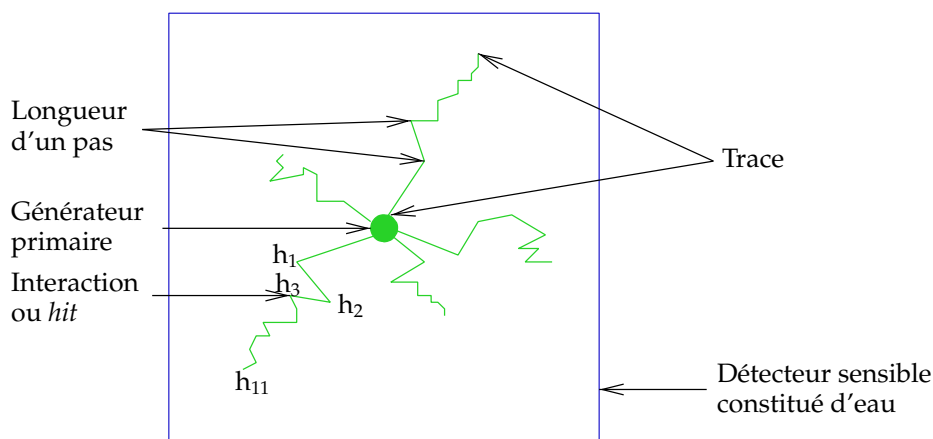


FIG. 3.1 – Illustration d'événements Monte Carlo dans un détecteur sensible. Une trace est composée de plusieurs hits ( $h_1, h_2, \dots$ ).

– en utilisant ces mêmes commandes scriptées, mais cette fois dans un fichier de configuration qui sera appelé en même temps que le lancement de la simulation. Ces actions sont possibles pour autant, bien évidemment, que des commandes scriptées aient été prévues pour modifier les paramètres en question.

### 3.2.10 Les actions de l'utilisateur

GEANT4 fournit une interface abstraite pour huit classes qui vont définir les actions de l'utilisateur, afin de personnaliser sa simulation. L'implémentation concrète et l'instantiation sont obligatoires pour trois d'entre elles et facultatives pour les cinq autres.

Les trois classes purement virtuelles, à partir desquelles l'utilisateur va devoir construire ses propres classes concrètes, sont :

- la classe `G4VUserDetectorConstruction` qui permet de définir la géométrie et les matériaux du détecteur (la sensibilité des détecteurs ainsi que leurs attributs de visualisation seront aussi définis dans cette classe) ;
- la classe `G4VUserPhysicsList` qui permet de définir les particules, les processus physiques et les coupures qui vont être utilisés ;
- la classe `G4VUserPrimaryGeneratorAction` qui va générer le premier événement ou la première particule.

Les cinq classes facultatives permettent à l'utilisateur de modifier le comportement par défaut de GEANT4. Parmi celles-ci, citons `G4UserRunAction`, `G4UserEventAction` et `G4UserSteppingAction` qui autorisent respectivement la définition d'actions au début et à la fin de chaque *run*, *event* et *step*. Cela permet notamment de récupérer des informations d'un ensemble d'histoires, d'un événement particulier et du pas en cours.

### 3.3 GATE

L'idée de la création d'un nouvel outil de simulation Monte Carlo en physique nucléaire a germé lors d'un workshop réunissant différents groupes de recherche en juillet 2001, à Paris. Le cahier des charges de cet outil était de combler les lacunes des programmes existants et de combiner leurs aspects positifs. La principale nouveauté était la gestion du temps, permettant la modélisation de la cinétique des processus de désintégration, des temps morts inhérents à l'électronique de l'acquisition et des mouvements des détecteurs. En outre, cette plateforme devait bénéficier du support et de la richesse d'un outil de simulation utilisé et maintenu. Le concept de programmation orientée objet a été choisi pour son haut niveau de modularité et d'utilisation pour la TEP et TEMP. Le choix s'est naturellement porté sur l'outil de simulation C++ GEANT4. Le début du développement de GATE (*GEANT4 Application for Tomographic Emission*) a eu lieu à Lausanne, dans l'optique de l'aide au design du prototype ClearPET développé par la collaboration *Crystal Clear*.

Les groupes de recherche de Lausanne, Clermont-Ferrand et Ghent décidèrent de fonder la collaboration OpenGATE lors de la première démonstration de GATE à Lausanne en mai 2002. Cette collaboration avait comme objectifs initiaux d'améliorer, de valider, de documenter et de tester GATE, en vue de la première version publique du programme qui a été délivrée en mai 2004. La version actuelle ainsi que toute la documentation du programme GATE sont disponibles sur le site officiel de la collaboration, sous licence LGPL [94, 109, 110]. Au moment du meeting GATE d'octobre 2007 à Marseille, le nombre d'utilisateurs dépassait les 600 inscrits, parmi lesquels *Siemens*, *Philips* et *General Electric*.

#### 3.3.1 La structure

Comme GEANT4, GATE est organisé en couches imbriquées les unes dans les autres. La plus profonde comprend le noyau GEANT4 et les mécanismes propres à GATE, à savoir la gestion du temps, de la géométrie, des sources et le traitement des produits de la simulation. C'est ici que sont gérés la décroissance radioactive de sources multiples ainsi que la construction, le positionnement, la réplique et le mouvement des volumes de la géométrie.

C'est dans la couche du milieu que sont décrites les classes concrètes dérivant des classes de base qui permettent, par exemple, de définir la forme de nouveaux volumes, des opérations sur ces volumes (comme la rotation) et la modélisation de la numérisation des événements de simulation (résolution en énergie, association de coïncidences, ...).

Finalement, dans la couche supérieure, se trouve le langage de script qui a été étendu à toutes les opérations des couches inférieures, permettant ainsi de construire interactivement sa simulation. L'utilisateur n'a donc pas besoin de coder directement dans GATE, il peut utiliser exclusivement ce langage de façon interactive ou à travers l'exécution d'une «macro»<sup>5</sup>.

---

<sup>5</sup> Une macro est un fichier texte qui comprend toutes les commandes scriptées permettant de réaliser une simulation complète.

### 3.3.2 Le langage scripté

GATE utilise pleinement le langage scripté de GEANT4. Un «messenger» (*messenger*) est associé à chaque classe comportant des paramètres modifiables par l'utilisateur. Par ce biais, l'utilisateur peut modifier, interactivement ou à l'aide d'une «macro», ses paramètres de simulation.

Par exemple, lorsqu'un nouveau volume est créé, une branche de commandes lui est automatiquement associée, permettant ainsi de le modifier à son tour. Cette solution a été étendue à tous les autres paramètres de la simulation (les sources, les processus physiques, la réponse des détecteurs, les sorties des données ...).

### 3.3.3 La géométrie et les systèmes

Les géométries de scanners sont basées sur des modèles prédéfinis, décrits comme des systèmes. Le choix du bon système est intimement lié à la géométrie du scanner et à la structure de sa chaîne d'acquisition. Dans ce paragraphe, seul le système *cylindricalPET* sera décrit<sup>6</sup>. Cette configuration correspond, en effet, à celle du scanner ClearPET<sup>7</sup>. Comme son nom l'indique, celui-ci est basé sur une géométrie cylindrique. À l'intérieur de ce cylindre initial sont imbriquées, sur différents niveaux hiérarchiques, des boîtes pouvant être dupliquées. Il y a cinq niveaux hiérarchiques référencés à la table 3.1.

Niveaux	Mots clés	Types de volume	Types de duplicateur
1	<i>rsector</i>	boîte	en anneau
2	<i>module</i>	boîte	cubique <sup>a</sup>
3	<i>submodule</i>	boîte	cubique <sup>a</sup>
4	<i>crystal</i>	boîte	cubique <sup>a</sup>
5	<i>layer[i]</i> , $i \in \{0, 1, 2, 3\}$ <sup>b</sup>	boîte	–

<sup>a</sup> Avec, comme contrainte, pas de duplication en X.

<sup>b</sup> Au maximum quatre *layers*, nommés *layer0*, ..., *layer3*, peuvent être attachés au *cylindricalPET*.

**TAB. 3.1** – Les différents niveaux du système *cylindricalPET*.

En résumé, pour construire un scanner suivant le système *cylindricalPET*, il faudra commencer par définir le *World*, puis le *cylindricalPET*, qui doit être un cylindre dont le rayon interne est différent de zéro, et finalement les cinq niveaux hiérarchiques. Pour finir, il faut attacher les volumes ainsi créés aux noms réservés pour chacun de ces niveaux. Les lignes suivantes présentent les commandes scriptées permettant de créer la géométrie du ClearPET lausannois à trois anneaux complets représenté sur la figure 3.2.

1. Définissent le *World*, représenté par un cube d'air :

```
/gate/world/geometry/setXLength 40. cm
```

<sup>6</sup> Pour la description d'autres systèmes, le lecteur se référera au manuel disponible sur le site de la collaboration [94] et aux deux articles de référence [100, 111].

<sup>7</sup> Ce système a même été développé spécialement pour ce scanner.

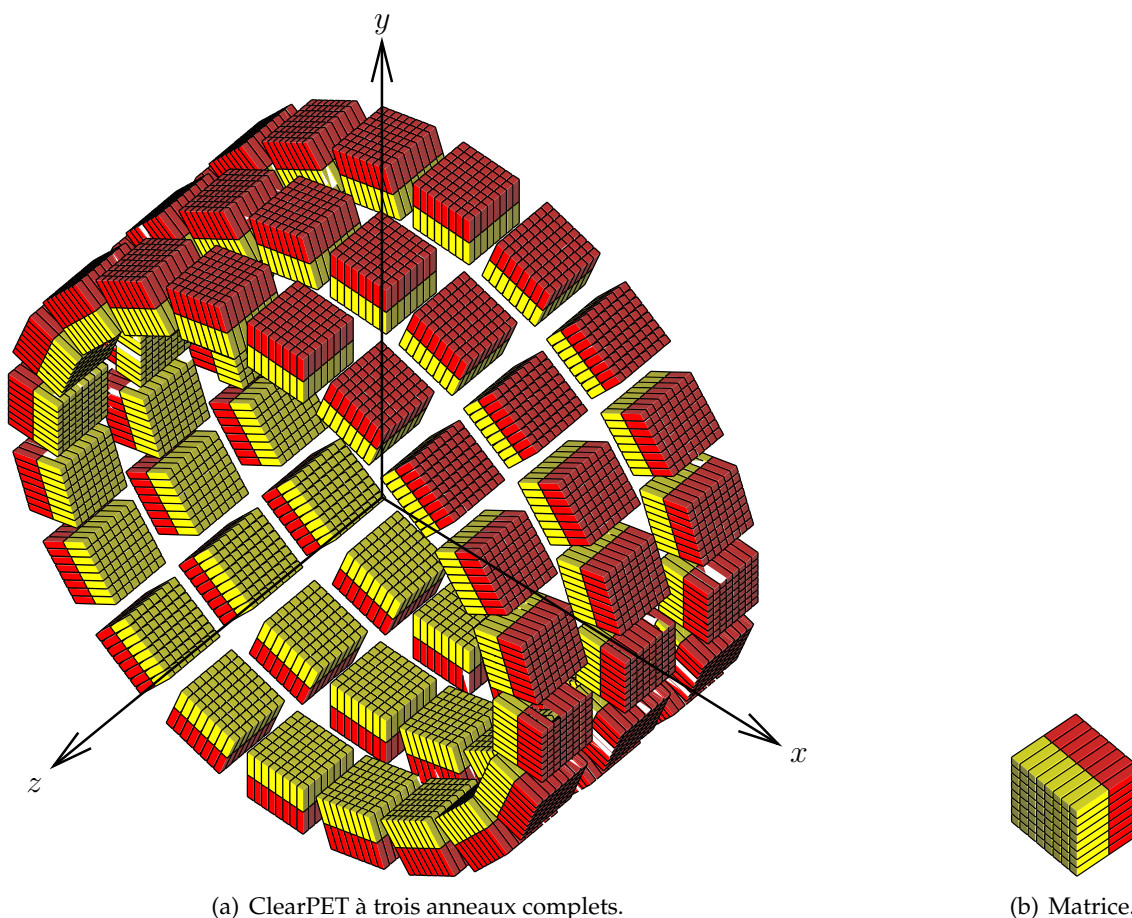


FIG. 3.2 – Représentation dans GATE du ClearPET possédant trois anneaux de détection complets avec un détail d'une matrice de détection.

```
/gate/world/geometry/setYLength 40. cm
/gate/world/geometry/setZLength 40. cm
/gate/world/setMaterial Air
```

## 2. Définissent le *cylindricalPET* :

```
/gate/world/daughters/name cylindricalPET
/gate/world/daughters/insert cylinder
/gate/cylindricalPET/geometry/setRmax 89.7 mm
/gate/cylindricalPET/geometry/setRmin 70.555 mm
/gate/cylindricalPET/geometry/setHeight 110.2 mm
```

## 3. Définissent le volume de base *rsector* :

```
/gate/cylindricalPET/daughters/name rsector
/gate/cylindricalPET/daughters/insert box
/gate/rsector/placement/setTranslation 78.555 0. 0. mm
/gate/rsector/geometry/setXLength 16. mm
/gate/rsector/geometry/setYLength 20.2 mm
/gate/rsector/geometry/setZLength 110.2 mm
```

4. Définissent le volume de base *module* :

```
/gate/rsector/daughters/name module
/gate/rsector/daughters/insert box
/gate/module/geometry/setXLength 16. mm
/gate/module/geometry/setYLength 20.2 mm
/gate/module/geometry/setZLength 20.2 mm
```

5. Pas de volume de base *submodule* utilisé6. Définissent le volume de base *crystal* :

```
/gate/module/daughters/name crystal
/gate/module/daughters/insert box
/gate/crystal/geometry/setXLength 16. mm
/gate/crystal/geometry/setYLength 2. mm
/gate/crystal/geometry/setZLength 2. mm
```

7. Définissent le volume de base *layer0* – le cristal LSO (en jaune) :

```
/gate/crystal/daughters/name LSO
/gate/crystal/daughters/insert box
/gate/LSO/geometry/setXLength 8. mm
/gate/LSO/geometry/setYLength 2. mm
/gate/LSO/geometry/setZLength 2. mm
/gate/LSO/placement/setTranslation -4 0 0 mm
/gate/LSO/setMaterial LSO
```

8. Définissent le volume de base *layer1* – le cristal LuYAP (en rouge) :

```
/gate/crystal/daughters/name LuYAP
/gate/crystal/daughters/insert box
/gate/LuYAP/geometry/setXLength 8. mm
/gate/LuYAP/geometry/setYLength 2. mm
/gate/LuYAP/geometry/setZLength 2. mm
/gate/LuYAP/placement/setTranslation 4 0 0 mm
/gate/LuYAP/setMaterial LuYAP-70
```

9. Dupliquent le volume *crystal*, afin de donner une matrice  $8 \times 8$  (figure 3.2(b)) :

```
/gate/crystal/repeaters/insert cubicArray
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberY 8
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatNumberZ 8
/gate/crystal/cubicArray/setRepeatVector 0. 2.3 2.3 mm
```

10. Dupliquent le volume *module*, afin de donner les trois anneaux :

```
/gate/module/repeaters/insert cubicArray
/gate/module/cubicArray/setRepeatNumberZ 3
/gate/module/cubicArray/setRepeatVector 0. 0. 30 mm
```

11. Dupliquent le volume *rsector* ( $20\times$ ), afin de remplir tous les secteurs des anneaux :

```
/gate/rsector/repeaters/insert ring
/gate/rsector/ring/setRepeatNumber 20
```

12. Attachent les volumes aux différents niveaux du *cylindricalPET* :

```
/gate/systems/cylindricalPET/rsector/attach rsector
/gate/systems/cylindricalPET/module/attach module
/gate/systems/cylindricalPET/crystal/attach crystal
/gate/systems/cylindricalPET/layer0/attach LSO
/gate/systems/cylindricalPET/layer1/attach LuYAP
```

13. Définissent les *layers* comme détecteurs sensibles :

```
/gate/LSO/attachCrystalSD
/gate/LuYAP/attachCrystalSD
```

14. Définissent une vitesse de rotation du scanner (un tour par minute) :

```
/gate/cylindricalPET/moves/insert rotation
/gate/cylindricalPET/rotation/setSpeed 6 deg/s
/gate/cylindricalPET/rotation/setAxis 0 0 1
```

### Les fantômes

Des fantômes – représentant des objets à imager – peuvent également être construits. Ces fantômes peuvent être décrits, soit par des volumes analytiques (comme le scanner décrit plus haut), soit par des volumes voxelisés. Ils doivent, comme tout volume, être des enfants du *World*. La figure 3.3 représente trois fantômes analytiques différents dans GATE. Pour un fantôme voxelisé, chaque *voxel* d'un volume peut être constitué d'un matériau spécifique. Des sources peuvent alors être définies à l'intérieur de ces fantômes. Pour connaître les interactions qui ont eu lieu dans ces derniers, il faut les définir comme des volumes sensibles particuliers (*phantomSD*), via la commande suivante :

```
/gate/phantom/attachPhantomSD
```

où *phantom* est le nom du volume donné à celui englobant le fantôme.

### 3.3.4 La gestion du temps et du mouvement

Comme dit précédemment, la gestion du temps et du mouvement est la caractéristique principale qui différencie GATE des autres codes Monte Carlo pour la physique médicale [112, 113]. Ces aspects n'entrent pas en ligne de compte pour GEANT4, car les détecteurs et les sources ne bougent pas en physique des hautes énergies. Par contre, ce sont des paramètres essentiels en imagerie médicale. En effet, outre les mouvements des détecteurs, le sujet vivant bouge également (respiration, mouvements du cœur) et la distribution des radiotraceurs évolue dans l'espace et le temps lors d'un examen.

Pour gérer et synchroniser les processus dépendant du temps, une *horloge virtuelle* a été créée. Cette horloge incrémente le temps depuis le début de la simulation. Lorsqu'un *run* est en cours, il n'est pas possible de modifier la géométrie. Cette contrainte, imposée par GEANT4, est contournée en choisissant une base temporelle qui va fragmenter la durée de la simulation en un certain nombre de *runs*. Au début de chaque nouveau *run*, la géométrie est mise à jour et reste immobile durant son intégralité. Deux cas de figure se présentent :

- toute la géométrie est fixe (détecteurs et sources) : l'utilisateur ne spécifie que la durée totale de la simulation en donnant les temps initial et final ;
- la géométrie doit évoluer au cours du temps : l'utilisateur doit spécifier, en plus, le laps de temps entre chaque mise à jour de la géométrie.

### 3.3.5 La physique

#### Les sources radioactives

Une source dans GATE est définie par son type de particule, son emplacement, sa forme, sa direction d'émission, son énergie et son activité. Le temps de vie de consigne de la source

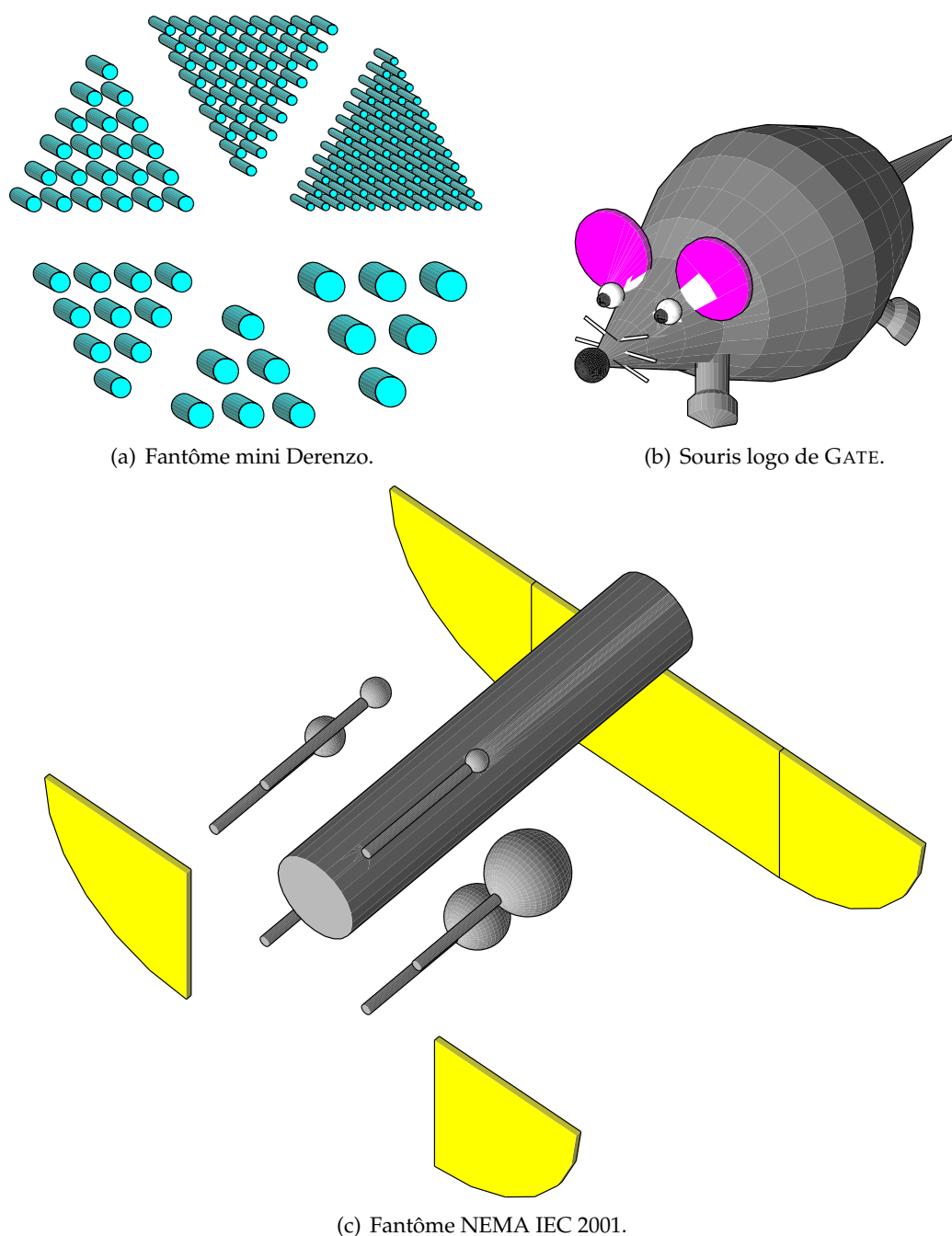


FIG. 3.3 – Représentation de fantômes analytiques dans GATE.

radioactive provient généralement de la base de données GEANT4, mais peut également être défini par l'utilisateur, afin d'approximer au mieux la production de ces produits de désintégration (comme les positons ou les photons).

L'activité détermine le nombre de désintégrations qui ont lieu durant un temps d'acquisition simulé, pour une source donnée. Une version modifiée du *Radioactive Decay Module*

(RDM) de GEANT4 permet au gestionnaire de sources de GATE de garder la mainmise sur la définition du temps de désintégration et gère la désintégration des isotopes en produits secondaires. L'écoulement continu du temps est garanti en utilisant l'horloge virtuelle qui définit le temps absolu  $t$ . Ce dernier est employé pour initialiser le temps régissant le suivi interne des événements par GEANT4. L'intervalle de temps  $\delta t$  entre deux événements successifs, ayant lieu au temps  $t$ , est généré aléatoirement à partir de la distribution exponentielle exprimée à l'équation 3.13.

$$p(\delta t) = A(t) e^{-A(t) \delta t} \quad (3.13)$$

$$A(t) = A_0 e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \quad (3.14)$$

$A(t)$  représente l'activité de la source au temps  $t$ ,  $A_0$  l'activité de la source définie par l'utilisateur au temps  $t_0$  et  $\tau$  son temps de vie. Lorsque le temps généré pour un nouvel événement surpasse celui défini par le pas de temps de simulation, le *run* actuel se termine et un nouveau *run* est initié, permettant ainsi la synchronisation des sources avec les mouvements de la géométrie.

Plusieurs sources, possédant des caractéristiques différentes, peuvent être définies lors d'une même simulation. Pour tout événement, un intervalle de temps spécifique à chaque source est tiré selon l'équation 3.13. Le plus petit est alors choisi comme générateur primaire. Pour garder la cohérence globale, l'importance relative de chaque source est proportionnelle à son activité, tandis que l'échantillonnage du temps absolu est déterminé par l'activité totale de l'ensemble des sources, et cela pour tout temps  $t$ . La figure 3.4 illustre la décroissance radioactive simulée pour différents isotopes.

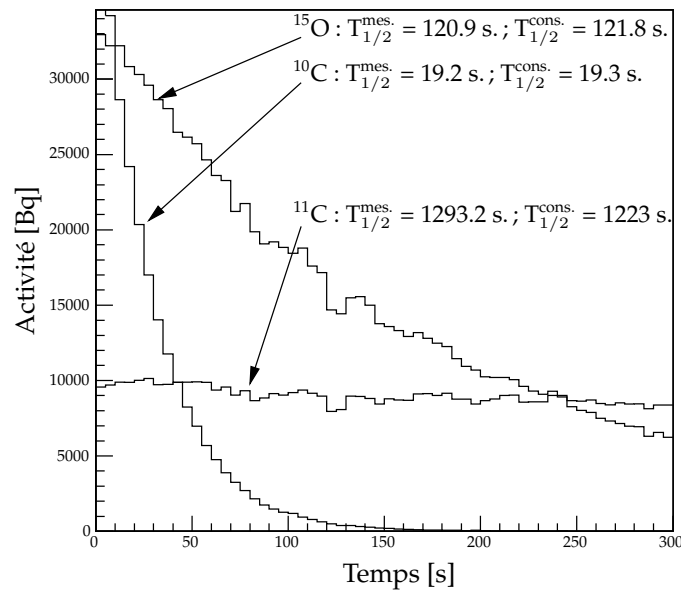


FIG. 3.4 – Décroissance radioactive simulée pour divers isotopes.  $T_{1/2}^{mes.}$  est le temps de demi-vie obtenu en ajustant les données par une exponentielle et  $T_{1/2}^{cons.}$  est le temps de demi-vie de consigne donné par l'utilisateur.

Des fantômes voxelisés ou des données de patients peuvent également être utilisés comme sources afin de reproduire des acquisitions plus réalistes. Les données d'émission



sont converties en niveaux d'activité et GATE transforme des cartes voxelisées d'atténuation en matériaux ayant des propriétés analogues.

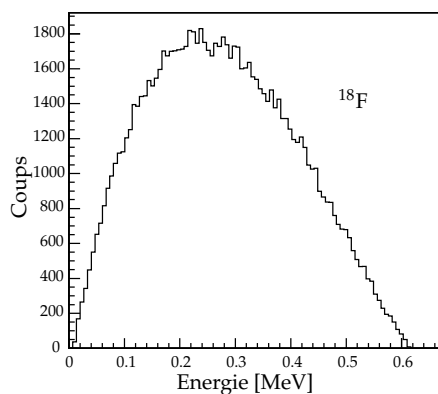
### Les modules spécifiques à la TEP

GATE possède deux modules spécialement dédiés à la TEP [114] gérant :

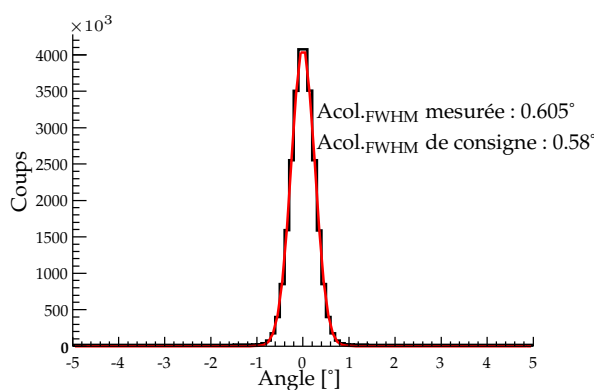
- la génération aléatoire de l'énergie du positon ;
- la non-colinéarité des deux photons d'annihilation.

Le premier utilise l'algorithme de von Neumann [115] pour générer aléatoirement l'énergie du positon, en accord avec les spectres  $\beta^+$  mesurés. Cette méthode diminue fortement les temps de simulation, en évitant la méthode de désintégration des isotopes proposée par GEANT4. Les spectres  $\beta^+$  de trois des isotopes couramment utilisés en TEP ( $^{11}\text{C}$ ,  $^{15}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}$ ) ont été paramétrés dans GATE, en accord avec les tables de Landolt-Börnstein [116]. La figure 3.5(a) présente le spectre en énergie  $\beta^+$  pour le  $^{18}\text{F}$ .

Le second module gère la non-colinéarité – ou acolinéarité – des photons d'annihilation, qui n'est pas prise en compte par GEANT4. Cette non-colinéarité est modélisée dans GATE par une distribution angulaire gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à  $0.58^\circ$ , qui correspond aux valeurs expérimentales mesurées dans l'eau par Iwata et coll. [13] (cf. figure 3.5(b)).



(a) Spectre en énergie simulé du positon émis lors de désintégrations  $\beta^+$  d'isotopes  $^{18}\text{F}$ .



(b) Non-colinearité simulée des photons d'annihilation.

FIG. 3.5 – Les deux modules GATE spécifiques à la physique de la TEP.

### 3.3.6 La chaîne de numérisation

La numérisation est le processus qui modélise la réponse de l'électronique liée aux détecteurs du scanner. Cela implique la discrétisation de l'énergie déposée par les particules chargées. Pour rappel, il faut déclarer les parties de la géométrie de notre scanner qui nous intéressent comme «détecteurs sensibles», afin d'enregistrer toutes les interactions qui y auront lieu. La chaîne de numérisation reproduit une détection réaliste en construisant les observables physiques, à savoir le temps, l'énergie et la position de l'interaction, à partir

de ces enregistrements. Le flux des données d'un événement Monte Carlo dans GATE peut être résumé selon les points suivants :

1. Une particule est générée avec certains paramètres initiaux tels que son temps, sa quantité de mouvement et son énergie.
2. Un pas<sup>8</sup> élémentaire lui est appliqué (cf. 3.2.6). Durant ce pas, l'évolution de la quantité de mouvement et de l'énergie de la particule est calculée.
3. Si le pas se déroule dans un volume sensible, les informations relatives aux interactions sont stockées (cf. 3.2.8). Celles-ci peuvent être l'énergie déposée, les quantités de mouvement précédant et suivant l'interaction, le nom du volume où a eu lieu l'interaction, etc. L'ensemble de ces enregistrements est appelé *hit*<sup>8</sup>.
4. Les étapes 2 et 3 sont répétées jusqu'à ce que l'énergie de la particule soit inférieure à une limite fixée ou qu'elle ait quitté l'espace prédéfini. L'ensemble des pas de la trajectoire simulée d'une particule est appelée trace ou *track*<sup>8</sup>.
5. Finalement, intervient la chaîne de numérisation qui va s'appliquer sur les *hits*. Elle va effectuer des opérations successives sur ces derniers, afin d'obtenir des événements semblables à ceux récoltés lors d'une acquisition TEP. Chaque module de cette chaîne est appelé «numériseur» ou *digitizer* et les enregistrements entre ces modules sont alors appelés impulsions ou *pulses*. Pour réaliser la numérisation, les différents processus choisis par l'opérateur vont être appliqués successivement. Chaque impulsion va donc passer à travers les différents modules et subir les transformations qu'ils engendrent. Pour rendre opérant les différents modules, l'utilisateur utilise le langage scripté (cf. 3.3.2). À la fin de cette chaîne, l'événement est appelé célibataire ou *single*, en analogie avec les enregistrements simples d'une acquisition TEP, et est stocké dans une liste.

Ces opérations sont répétées pour chaque événement, créant ainsi une liste de *singles* pouvant être exportée et traitée par l'utilisateur. Cette liste peut également être manipulée, dans le cas d'un système TEP, en cherchant les événements compris dans une même fenêtre temporelle, dans le but d'obtenir une liste d'événements en coïncidence. Ces événements en coïncidence peuvent, à leur tour, subir des manipulations avant d'être exportés. La finalité du numériseur peut donc être résumée par la simulation de trois aspects prépondérants :

1. la réponse des détecteurs ;
2. la chaîne de lecture ;
3. et la logique de déclenchement.

Les modules utilisés dans la modélisation du ClearPET seront présentés dans les paragraphes suivants.

### La sommation des points d'interaction

Un photon peut subir plusieurs diffusions Compton et perdre finalement son énergie restante, lors d'une interaction photoélectrique, dans un même volume sensible (cf. figure 3.1). Le module additionneur de *hits* ou *Hit adder* va alors créer une seule impulsion pour toutes ces différentes interactions. La position de l'impulsion devient alors le centroïde des différents *hits*, calculé en fonction du poids respectif de leur énergie déposée. Le temps

<sup>8</sup> Il serait souhaitable de se référer à la figure 3.1 qui illustre bien ces différentes entités.

est égal à celui de la première interaction qui a eu lieu dans le volume sensible. Si la trace de notre particule est répartie entre différents volumes sensibles, une impulsion est alors créée pour chaque volume touché. Il n'y a aucun paramètre modifiable pour ce module, il suffit d'utiliser la commande suivante pour qu'il soit appliqué :

```
/gate/digitizer/Singles/insert adder
```

### La diaphonie ou *crosstalk*

Un module permet de modéliser la diaphonie optique et/ou électronique. L'opérateur choisit le niveau (*crystal*) où sera appliqué ce module ainsi que la fraction d'énergie qui passe dans les canaux voisins contigus (10 %) et diagonaux (5 %), en utilisant les commandes suivantes :

```
/gate/digitizer/Singles/insert crosstalk
/gate/digitizer/Singles/crosstalk/chooseCrosstalkVolume crystal
/gate/digitizer/Singles/crosstalk/setEdgesFraction 0.1
/gate/digitizer/Singles/crosstalk/setCornersFraction 0.05
```

Ce module crée de nouvelles impulsions au centre des canaux voisins de celui où a eu lieu l'interaction. Celles-ci récolteront la fraction d'énergie, déterminée par l'opérateur, de l'interaction mère ; le canal où a eu lieu cette dernière ne garde, quant à lui, que la fraction restante de l'énergie originelle. Dans l'exemple ci-dessus, chaque canal contigu reçoit 10 % de l'énergie et chaque canal diagonal 5 % ; il reste donc 40 % de l'énergie dans le canal initial.

Le module doit d'abord retrouver la place du canal dans la matrice, puis vérifier qu'un canal voisin (contigu ou diagonal) existe. Si c'est le cas, il va finalement créer les nouvelles impulsions avec la bonne énergie. Ce module fonctionne seulement si la matrice du niveau choisi est un duplicateur cubique (ce qui est le cas pour le système *cylindricalPET*). Chaque canal a un numéro du type :  $n_c = i + j \cdot N_x + k \cdot N_x \cdot N_y$ , où  $(i, j, k)$  représente sa position dans la matrice de taille  $N_x \cdot N_y \cdot N_z$ . Les données qui sont accessibles sont : le numéro du canal  $n_c$  et les nombres d'éléments de la matrice, appelés  $N_x$ ,  $N_y$  et  $N_z$  selon les directions respectives  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Pour retrouver la position des canaux, les formules suivantes sont employées :

$$k = n_c \div (N_x \cdot N_y) \quad (3.15)$$

$$j = (n_c \bmod (N_x \cdot N_y)) \div N_x \quad (3.16)$$

$$i = (n_c \bmod (N_x \cdot N_y)) \bmod N_x \quad (3.17)$$

Quand ces informations sont établies, il est alors aisé de voir si les canaux voisins existent ou non et de créer les impulsions correspondantes.

### La coupure en énergie à l'aide d'une fonction sigmoïde

Pour simuler la coupure imposée par l'électronique de déclenchement, une fonction sigmoïde est employée (fonction comprise entre 0 et 1, et symétrique par rapport à la position de coupure  $E_0$ ) :

$$\sigma(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\alpha \frac{E - E_0}{E_0}\right)} \quad \sigma(E_0) = \frac{1}{2} \quad (3.18)$$

La dérivée de cette sigmoïde vaut :

$$\sigma'(E) = \frac{\alpha}{E_0} \sigma^2(E) \exp\left(-\alpha \frac{E - E_0}{E_0}\right) \quad \sigma'(E_0) = \frac{\alpha}{4 E_0} \quad (3.19)$$

La sigmoïde peut donc être caractérisée par la valeur de coupure  $E_0$  et sa pente en  $E_0$ ,  $m = \frac{\alpha}{4 E_0}$ .

Pour réaliser cette coupure, la fonction  $\sigma$  est calculée au point  $E$  et un tirage aléatoire uniforme  $\eta$  est réalisé entre 0 et 1. Si  $\sigma(E)$  est plus grand ou égal au tirage aléatoire, l'événement correspondant à l'énergie  $E$  est accepté; dans les autres cas, il est rejeté (c.-à-d. l'événement est accepté lorsque  $\sigma(E) \geq \eta$ ).

Pour activer cette logique de déclenchement, l'utilisateur doit spécifier les paramètres  $E_0$  et  $\alpha$  (paramètre sans unité) ainsi que le pourcentage d'acceptance de la coupure, via les lignes de commande suivantes :

```
/gate/digitizer/Singles/insert sigmoidalThresholder
/gate/digitizer/Singles/sigmoidalThresholder/setThreshold 250 keV
/gate/digitizer/Singles/sigmoidalThresholder/setThresholdAlpha 60.
/gate/digitizer/Singles/sigmoidalThresholder/setThresholdPerCent 0.95
```

Dans cette exemple, le pourcentage d'acceptance est de 95 % et la coupure se fera à un seuil de 250 keV, avec un paramètre  $\alpha$  valant 60.

### Le rendement lumineux

Ce module transforme l'énergie de l'impulsion en un nombre de photons de scintillation. L'utilisateur doit, en premier lieu, donner le nom de l'objet correspondant au type de scintillateur. Ensuite, il peut entrer le nombre de photons de scintillation par unité d'énergie  $\beta$  (en nombre de photons par MeV). Par exemple, pour que les impulsions dans le LSO et dans le LuYAP aient des rendements lumineux respectifs de 27000 et de 8500 photons/MeV, il faudra entrer les commandes suivantes :

```
/gate/digitizer/Singles/insert lightYield
/gate/digitizer/Singles/lightYield/chooseNewVolume LSO
/gate/digitizer/Singles/lightYield/LSO/setLightOutput 27000
/gate/digitizer/Singles/lightYield/chooseNewVolume LuYAP
/gate/digitizer/Singles/lightYield/LuYAP/setLightOutput 8500
```

### L'efficacité de transfert

Ce module construit une table contenant l'efficacité de transfert moyenne des photons de scintillation,  $\bar{p}$ , pour chaque type de cristal. Il est à positionner, logiquement, après le module qui transforme l'énergie de l'impulsion en un nombre de photons de scintillation. L'utilisateur choisit simplement le facteur représentant l'efficacité de transfert spécifique à chaque type de cristal, en utilisant les commandes suivantes :

```
/gate/digitizer/Singles/insert transferEfficiency
/gate/digitizer/Singles/transferEfficiency/chooseNewVolume LSO
/gate/digitizer/Singles/transferEfficiency/LSO/setTECoef 0.28
/gate/digitizer/Singles/transferEfficiency/chooseNewVolume LuYAP
/gate/digitizer/Singles/transferEfficiency/LuYAP/setTECoef 0.24
```

Dans cet exemple, l'efficacité de transfert est de 28 % pour le LSO et de 24 % pour le LuYAP.

### L'efficacité quantique

Pour modéliser l'efficacité quantique moyenne,  $\bar{\epsilon}$ , de la photocathode des photodétecteurs, deux options sont possibles :

- une efficacité quantique unique pour tous les canaux des photodétecteurs ;
- des efficacités quantiques variables en fonction du canal et du photodétecteur qui sont alors basées sur des tableaux de valeurs fournis par l'utilisateur.

À la sortie de ce module, l'information en notre possession est un nombre de photoélectrons.

La première chose que doit réaliser le module est de trouver le nombre de photodétecteurs et le nombre de canaux par photodétecteur. Pour ce faire, le niveau correspondant aux canaux des photodétecteurs doit lui être communiqué. Comme vu précédemment, celui-ci correspond au niveau *crystal* du système *cylindricalPET*. Quand cette information est connue, le module sait combien de tables – de grandeur à présent connue – il doit construire. Celles-ci seront établies lors du passage de la première impulsion. Les commandes pour introduire une efficacité quantique unique de 10 % sont :

```
/gate/digitizer/Singles/insert quantumEfficiency
/gate/digitizer/Singles/quantumEfficiency/chooseQEVOLUME crystal
/gate/digitizer/Singles/quantumEfficiency/setUniqueQE 0.1
```

Lorsque l'utilisateur choisit la seconde variante, le module va tirer aléatoirement des tables parmi celles données par l'utilisateur et faire des variations aléatoires (comprises arbitrairement entre  $-2.5\%$  et  $2.5\%$ ) sur leur valeurs. Naturellement, par la suite, les valeurs des tables restent constantes pour toute la durée de la simulation.

### Les résolutions en énergie

Des modules imposent une résolution en énergie  $R_{FWHM}$  au détecteur. Deux approches basées sur la section 1.2.2 ont été modélisées.

**Modèle simple** Cette résolution représente la résolution d'une expérience de comptage. Comme nous l'avons vu, une expérience de comptage est un processus poissonnien et la résolution d'un tel processus va en  $1/\sqrt{N}$ , soit en  $1/\sqrt{E}$  (l'énergie étant proportionnelle au nombre de photons de scintillation). Un premier module permet d'appliquer une résolution unique  $R_{FWHM}(E)$  à toute la chaîne de détection, indépendamment de la présence d'un ou de plusieurs types de cristaux scintillateurs. Ce module donne une énergie  $E'$ , issue d'un tirage gaussien de moyenne  $\mu$  et d'écart-type  $\sigma$ .

$$\text{où } \begin{cases} \mu = E \\ \sigma = \frac{R_0\sqrt{E_0}}{2.35}\sqrt{E} \end{cases} \quad \text{voir équ. 1.19, page 14} \quad (3.20)$$

Pour une résolution en énergie de 30 % à 511 keV, il faudra introduire les commandes suivantes :

```
/gate/digitizer/Singles/insert blurring
/gate/digitizer/Singles/blurring/setResolution 0.3
/gate/digitizer/Singles/blurring/setEnergyOfReference 511. keV
```

Un module similaire permet de spécifier des résolutions différentes (toujours pour des énergies données) en fonction du type de cristal. Une résolution  $R_1(E)$  pourra donc être spécifiée pour un certain type de cristal (par exemple du LSO) et une résolution différente  $R_2(E)$  pour un type différent (du LuYAP).

**Modèle plus complexe** Ce module engendre une résolution en énergie basée sur l'équation 1.30 de la page 16, résolution qui est spécifique au type de cristal. L'utilisateur doit à nouveau donner le nom du scintillateur avant de spécifier la résolution intrinsèque  $R_i^0$  à une énergie donnée  $E_0$  particulière au type de cristal.

Ce module applique également un tirage gaussien de moyenne  $\mu$  et de variance  $\sigma^2$ . Pour calculer  $\mu$  et  $\sigma$ , il faut utiliser cette fois les équations suivantes :

$$\mu = \bar{N}_{phe} \bar{M} = \bar{N}_{ph} \bar{p} \bar{\varepsilon} = (\beta E^{in}) \bar{p} \bar{\varepsilon} \quad \text{en prenant un gain moyen } \bar{M} = 1 \quad (3.21)$$

$$\sigma = \frac{R \cdot \mu}{2.35} \quad (3.22)$$

$$R = \sqrt{2.35^2 \frac{1 + v_M}{\bar{N}_{ph} \bar{p} \bar{\varepsilon}} + R_i^2} \quad (3.23)$$

$$R_i = \frac{R_i^0 \sqrt{E_0}}{\sqrt{E}} \quad (3.24)$$

Au regard de ces équations, il apparaît que les valeurs de  $\beta$ , de  $\bar{p}$  et de  $\bar{\varepsilon}$  doivent être recherchées dans les modules qui insèrent un rendement lumineux et une efficacité de transfert aux cristaux, et une efficacité quantique à la photocathode du PMT. La valeur de la variance relative du gain du photomultiplicateur  $v_M$  est, quant à elle, fixée à 0.1, comme décrit à la section 1.2.2.

Pour des résolutions intrinsèques de 8.8 % pour le LSO et de 5.3 % pour le LuYAP, il faudra entrer :

```
/gate/digitizer/Singles/insert intrinsicResolutionBlurring
.../intrinsicResolutionBlurring/chooseNewVolume LSO
.../intrinsicResolutionBlurring/LSO/setIntrinsicResolution 0.088
.../intrinsicResolutionBlurring/LSO/setEnergyOfReference 511 keV
.../intrinsicResolutionBlurring/chooseNewVolume LuYAP
.../intrinsicResolutionBlurring/LuYAP/setIntrinsicResolution 0.053
.../intrinsicResolutionBlurring/LuYAP/setEnergyOfReference 511 keV
```

### La sélection lors d'événements multiples

Pour reproduire correctement la sélection des événements réalisée par les décodeurs et les cartes FPGA du démonstrateur ClearPET, plusieurs modules doivent être mis en œuvre. La première chose à faire est de sommer les énergies de toutes les impulsions provenant d'un même événement dont les signaux sont issus d'un même MaPMT. Par cette opération, le signal de dynode (commun aux 64 anodes) est ainsi reproduit. La coupure sigmoïdale est adaptée afin qu'elle s'applique sur les signaux des anodes (reproduisant ainsi les seuils des comparateurs). Les numéros des canaux, qui ont passé les comparateurs, sont alors enregistrés dans un vecteur commun à chaque impulsion. Si ces numéros extrêmes répondent aux critères référencés à la section 2.2.4, un événement est gardé, sinon ils sont tous rejetés. Enfin, l'énergie totale est attribuée à l'impulsion qui a passé la sélection. Cette procédure est réalisée par les commandes suivantes :

```

/gate/digitizer/Singles/insert totalEnergy
/gate/digitizer/Singles/totalEnergy/setDepth 3

/gate/digitizer/Singles/insert sigmoidalThresholder
.../sigmoidalThresholder/chooseThresholdOption anode
.../sigmoidalThresholder/anode/setSigmoidalThreshold 250 keV
.../sigmoidalThresholder/anode/setThresholdAlpha 60.
.../sigmoidalThresholder/anode/setThresholdPerCent 0.95

/gate/digitizer/Singles/insert channelsVector
/gate/digitizer/Singles/channelsVector/setDepth 3

/gate/digitizer/Singles/insert readoutJuelich
/gate/digitizer/Singles/readoutJuelich/setDepth 3

/gate/digitizer/Singles/insert energyReadout

```

### La recalibration en énergie

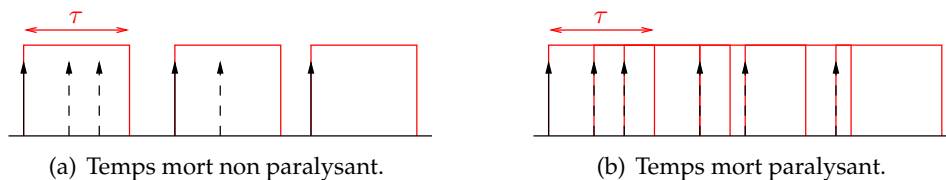
Ce module réalise une recalibration en énergie lorsque cette variable a été modifiée (passage à un nombre de photons ou de photoélectrons). Il détermine alors le cristal d'où provient l'impulsion et, en fonction de ce résultat, fait une calibration en énergie. Pour le faire intervenir, il suffit d'insérer la commande :

```
/gate/digitizer/Singles/insert calibration
```

Il va alors rechercher les valeurs insérées par les modules précédents, afin d'effectuer correctement la calibration. Il convient de l'utiliser dans le cas d'un détecteur *phoswich*, après une coupure du signal de l'électronique de déclenchement.

### Les temps morts

Des temps morts paralysants et non paralysants (cf. figure 3.6) peuvent être paramétrés sur une base événementielle, en choisissant la hiérarchie qui les subit. Ce modèle reproduit bien les temps de vie théoriques  $e^{S\tau}$  et  $(1 + S\tau)^{-1}$  de ces deux modes respectifs pour un temps mort  $\tau$  et un taux d'événements enregistrés  $S$  [95]. Pour paramétrer un temps mort



**FIG. 3.6** – Illustration de la différence entre temps morts non paralysant et paralysant. Pour six événements en entrée, trois sont rejetés dans le cas (a) et cinq dans le cas (b) (les événements en traitillés sont ceux qui ont été rejetés par les différents temps morts).

non paralysant de 700 ns au niveau du *rsector* (qui correspond à la carte FPGA), il faut introduire :

```
/gate/digitizer/Singles/insert deadtime  
/gate/digitizer/Singles/deadtime/chooseDTVolume rsector  
/gate/digitizer/Singles/deadtime/setMode nonparalysable  
/gate/digitizer/Singles/deadtime/setDeadTime 700. ns
```

### La résolution temporelle

Ce module introduit un flou gaussien sur le temps des événements. Il agit exactement de la même façon que pour le modèle simple de résolution en énergie. L'utilisateur choisit simplement la résolution en temps d'un détecteur via les commandes suivantes (résolution de 3 ns) :

```
/gate/digitizer/Singles/insert timeResolution  
/gate/digitizer/Singles/timeResolution/setTimeResolution 3 ns
```

### 3.3.7 Les différentes sorties

Les formats des données créées par GATE peuvent être soit standards (ASCII, ROOT), soit spécifiques au système (LMF, *sinogram*, *ecat7* ou *Interfile*). Le format qui sera utilisé pour le stockage de nos données est le LMF, décrit à la section 2.3.2. Précisons que la sortie ROOT fournit un fichier composé d'un *NTuple*<sup>9</sup> (*Gate*) qui contient les variables telles que l'acolinéarité, et de trois *TTrees*<sup>10</sup> (*Hits*, *Singles*, *Coincidences*) qui contiennent les enregistrements de ces trois listes. Cette sortie permet de représenter ces données facilement et de façon graphique avec le programme `root` [117].

### 3.3.8 Les validations de GATE

Le tableau 3.2, tiré de [94, 113], montre les caméras commerciales TEP qui ont été validées – au moins du point de vue de certains aspects – avec la plateforme de simulation GATE. Les communautés des développeurs et des utilisateurs de GATE étant très actives, le nombre de scanners validés par ce logiciel devrait augmenter rapidement.

---

<sup>9</sup> Un *NTuple* est une table relationnelle dont chaque ligne est composée d'enregistrements numériques.

<sup>10</sup> Un *TTree* – arbre – est une table semblable à un *NTuple*.



Scanner	Aspects étudiés	Accord	Référence
ECAT EXACT HR+, CPS	Résolution spatiale Sensibilité Taux de comptage Fraction de diffusés	$\sim 3 \%$ $< 7 \%$ $c_a^a < 20 \text{ kBq/ml}$ $\sim 3 \%$	Jan <i>et al.</i> [118]
ECAT HRRT, Siemens	Résolution spatiale Taux de comptage Fraction de diffusés	$< 0.2 \text{ mm}$ ) $\sim 10 \%$ $< 1 \%$	Bataille <i>et al.</i> [119]
Hi-Rez, Siemens	Taux de comptage Courbes NEC Fraction de diffusés	$c_a^a < 40 \text{ kBq/ml}$ $c_a^a < 40 \text{ kBq/ml}$ $\sim 1 \%$	Michel <i>et al.</i> [120]
Allegro, Philips	Taux de comptage Fraction de diffusés	$< 8 \%$ $8 \%$	Lamare <i>et al.</i> [121]
GE Advance, GEMS	Taux de comptage Spectres en énergie	$< 1 \%$	Schmidtlein <i>et al.</i> [122]
MicroPET P4, Concorde	Résolution spatiale Sensibilité mini Derenzo	$\sim 7 \%$ $< 4 \%$	Jan <i>et al.</i> [123]
MicroPET Focus 220, Siemens	Résolution spatiale Sensibilité Taux de comptage Fantôme souris	$\sim 5 \%$ $\sim 3 \%$ prompts $< 5.5 \%$ retardées $< 13 \%$	Jan <i>et al.</i> [124]
Mosaic, Philips	Taux de comptage Fraction de diffusés	$\sim 5 \%$ $4\text{-}15 \%$	Merheb <i>et al.</i> [125] Merheb <i>et al.</i> [126]

<sup>a</sup> Ce résultat est validé pour une certaine plage de concentration d'activité;  $c_a$  signifie «concentration d'activité».

**TAB. 3.2** – Caméras commerciales TEP validées par GATE (avril 2007). L'évolution de ces validations peut être consultée sur le site de la collaboration OpenGATE, à la page <http://opengatecollaboration.healthgrid.org/physics/validation.html>.



## Chapitre 4

# Les résultats expérimentaux et la validation du modèle

---

---

*Ce chapitre présente les résultats obtenus avec le démonstrateur ClearPET de Lausanne ainsi que la validation de GATE réalisée sur ces données. À la fin du chapitre, des extrapolations basées sur GATE présentent les performances d'un scanner complet. Certains résultats ont déjà été publiés [127–131] ou ont fait l'objet de rapports internes [132, 133].*

---

LA MISE EN PLACE du démonstrateur ClearPET de Lausanne s'est déroulée en plusieurs étapes. Il y a d'abord eu l'élaboration d'un module *phoswich* fonctionnel. Des détecteurs ont été montés progressivement sur la structure. Dans un premier temps, seules deux têtes se faisaient face. Celles-ci ont permis de vérifier la fonctionnalité des détecteurs, du *slow-control* (régulation des hautes tensions et de la température) et de la première version du programme d'acquisition.

Puis, des mesures de résolutions spatiales ont été réalisées avec un anneau partiel comprenant six secteurs montés de façon asymétrique (la disposition de ces secteurs est visible sur le schéma de la figure 2.2). Cet anneau a d'abord été monté en introduisant un déplacement – ou *shift* – axial de 6.9 mm modulo 2 entre les secteurs. En d'autres termes, l'alignement selon l'axe du scanner entre les secteurs pairs et impairs était décalé de trois rangées de cristaux. Cette solution permet d'uniformiser la sensibilité axiale en comblant les espaces non couverts par les détecteurs, engendrés par les volumes des capots des détecteurs et par les bases des MaPMT. Mais elle pose, par contre, de gros problèmes lors de la reconstruction des images obtenues avec cette géométrie [134].

Pour la dernière étape, à savoir le montage de trois anneaux partiels, aucun déplacement axial n'a donc été introduit. C'est dans cette configuration qu'a été prise une image de cerveau de rat et que des mesures de taux de comptage ont été réalisées. La figure 4.1 montre une représentation dans GATE du scanner à un anneau complet avec (b) et sans (a) déplacements axiaux des secteurs.

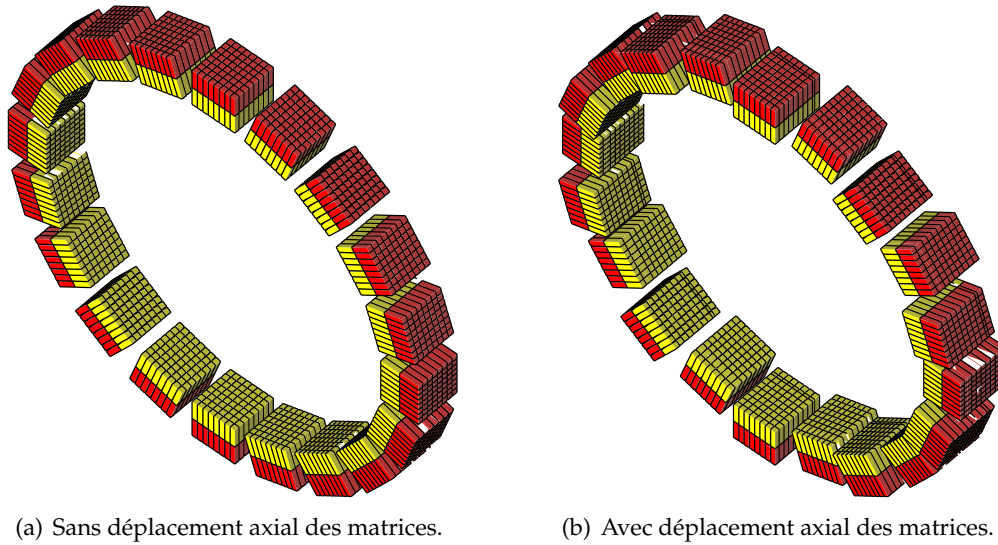


FIG. 4.1 – Représentation du ClearPET possédant un anneau de détection dans GATE.

## 4.1 La modélisation de la tête de détection

Les premières mesures avec un module *phoswich* assemblé ont été réalisées à Jülich. Le module, en l'état, ne permettait pas d'observer les spectres obtenus par les deux types de cristaux, lors d'une même mesure. Pour observer le pic à pleine énergie du LSO, il fallait fixer un seuil matériel élevé sur les comparateurs, ce qui supprimait complètement les événements ayant eu lieu dans le LuYAP. Ce résultat est intuitif, compte tenu de la grande différence de rendement lumineux entre le LSO et le LuYAP (cf. section 2.1.1). Plus surprenant, lorsque le seuil matériel était suffisamment réduit, le pic à pleine énergie du LuYAP était bien détecté, par contre celui du LSO disparaissait complètement. Ces observations se vérifient sur les spectres de la figure 4.2.

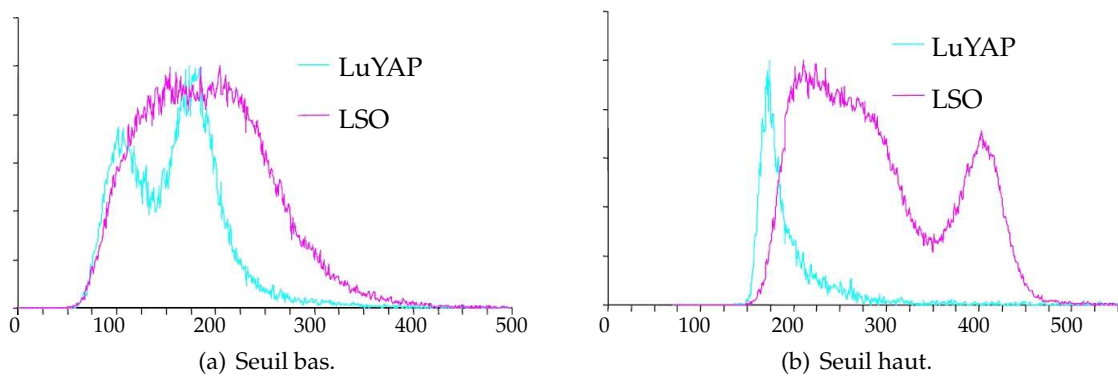
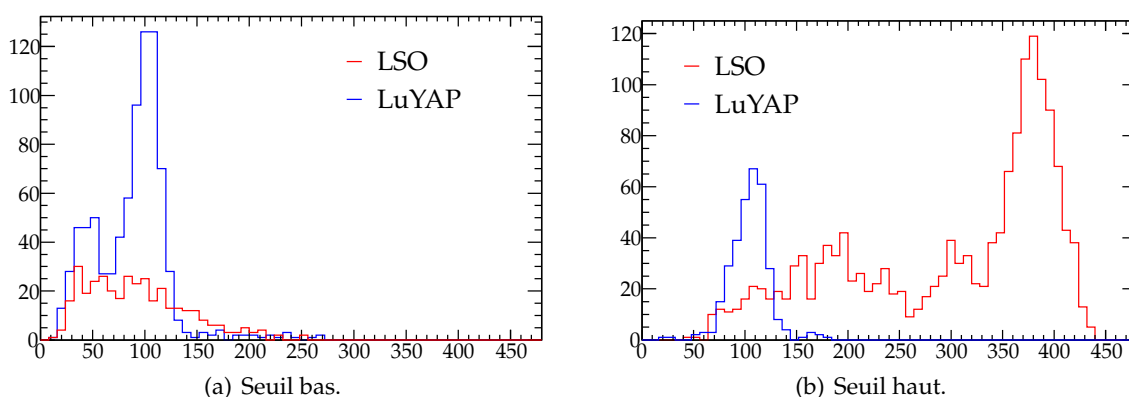


FIG. 4.2 – Influence du seuil sur les spectres expérimentaux d'un phoswich non équilibré. Avec un seuil bas, seul le pic photoélectrique du LuYAP est visible tandis qu'avec un seuil haut, seul celui du LSO est visible.

Ce phénomène provient principalement de la façon dont sont rejetés les événements multiples qui ont eu lieu dans un même module de détection (cf. section 2.2.4). Pour rappel, les deux index extrêmes des canaux à avoir dépassé les seuils doivent être au moins voisins pour éviter de rejeter l'événement. Lorsqu'un photon a déposé toute son énergie dans un cristal de LSO, les canaux voisins de celui correspondant au *pixel* touché dépassent également le seuil bas, en raison d'une diaphonie importante. Dans ce cas-là, les index extrêmes ne sont pas contigus et l'événement est donc rejeté. Cela signifie que tous les événements qui déposent toute leur énergie dans des cristaux de LSO et qui normalement remplissent le pic à pleine énergie ne sont jamais enregistrés. Cette hypothèse peut être vérifiée par le Monte Carlo, en modélisant au mieux la sélection des événements multiples, comme cela a été présenté à la section 3.3.6. Le résultat est assez probant qualitativement et peut être visualisé à la figure 4.3. Pour obtenir ces spectres, une diaphonie compatible avec celle esti-



**FIG. 4.3** – Simulation de l'influence du seuil sur les spectres d'un phoswich non équilibré. Avec un seuil bas, seul le pic photoélectrique du LuYAP est visible, tandis qu'avec un seuil haut, seul celui du LSO est visible.

mée à 20 % entre canaux contigus a été ajoutée [86], en plus de la sélection particulière des événements multiples.

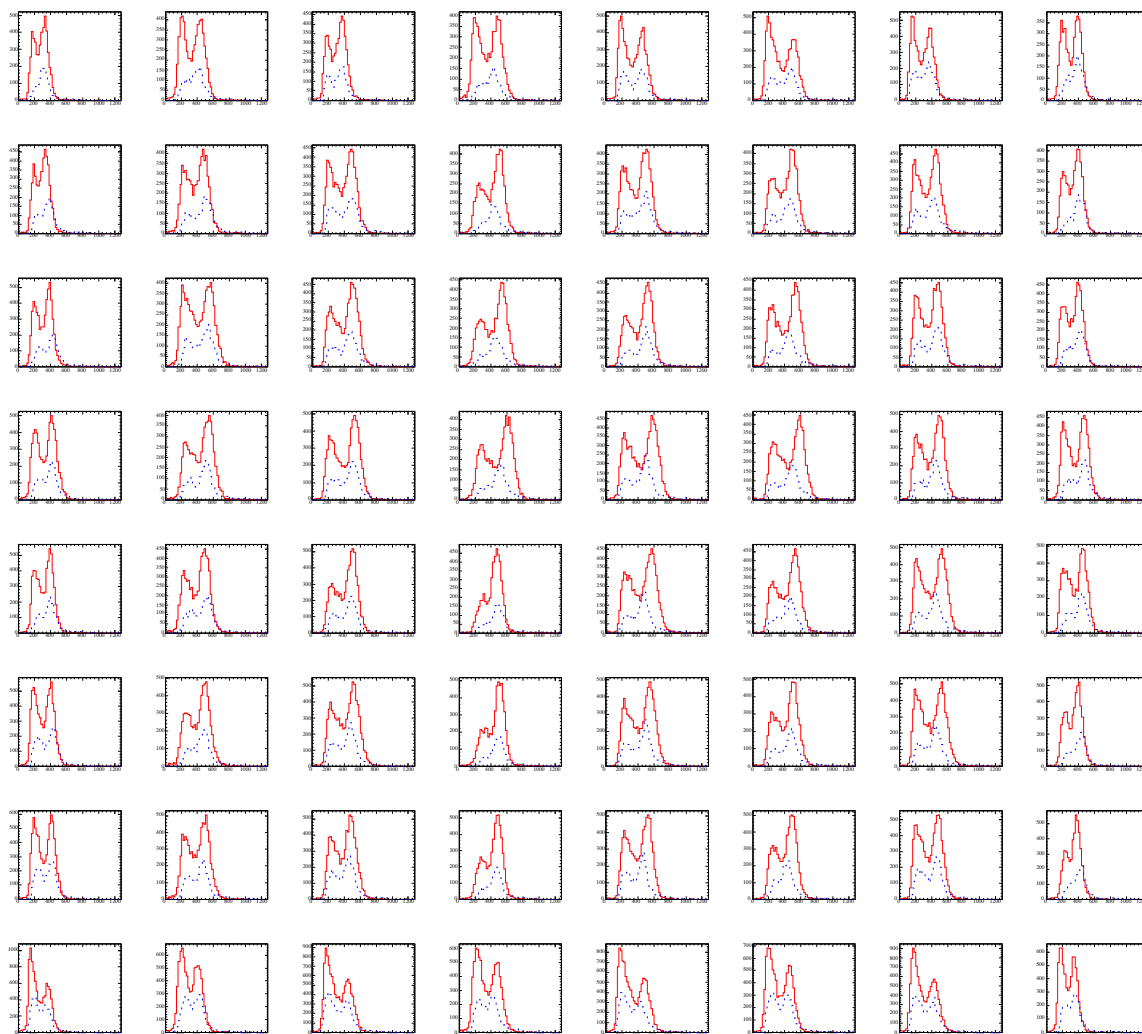
Ces résultats ont été présentés en 2003, lors de la conférence internationale AMI intitulée «High Resolution Molecular Imaging : from Basic Science to Clinical Applications» [128]. Ce sont ces observations qui ont amené à équilibrer les réponses des événements issus des deux couches du *phoswich*, avec l'aide notamment de la température et de l'ajout d'une couche mince d'aluminium entre les cristaux (cf. section 2.1.1).

#### 4.1.1 Les spectres en énergie

Les têtes de détection, montées comme présenté à la section 2.1.1, ne présentent plus de différences notoires entre les réponses des événements du LSO et celles du LuYAP. L'équilibrage fin se fait par la régulation en température des cristaux. À chaque tête montée correspond donc une température de fonctionnement. En parallèle, il faut veiller à contrôler les valeurs de discrimination de la couche d'interaction par la méthode présentée à la section 2.2.4. Celles-ci évoluent également avec la température.

### Les positions moyennes et les résolutions en énergie des spectres

Quand les différentes têtes sont bien équilibrées, nous pouvons harmoniser la position moyenne des pics à pleine énergie des différentes têtes de détection en variant les hautes tensions des MaPMT. La figure 4.4 représente les spectres d'une tête de détection équilibrée (ce module est référencé sous le nom de M9) avant calibration en énergie. Les spectres du LSO sont dessinés en rouge, tandis que ceux du LuYAP sont en bleu. La figure 4.5 représente, quant à elle, la position moyenne des pics à pleine énergie des 18 têtes de détection du démonstrateur.



**FIG. 4.4** – Les spectres d'un module ClearPET équilibré avant calibration (cette tête de détection est référencée sous le nom de M9). Les spectres du LSO sont représentés par des traits continus rouges, ceux du LuYAP par des traits discontinus bleus.

Les variations de la position moyenne du pic à pleine énergie des spectres de l'ensemble des modules de détection, pris lors de mesures de taux de comptage, étaient de  $471 \pm 62$ <sup>1</sup>

<sup>1</sup> Comme les spectres ne sont pas calibrés, aucune unité n'est mentionnée pour cette mesure.

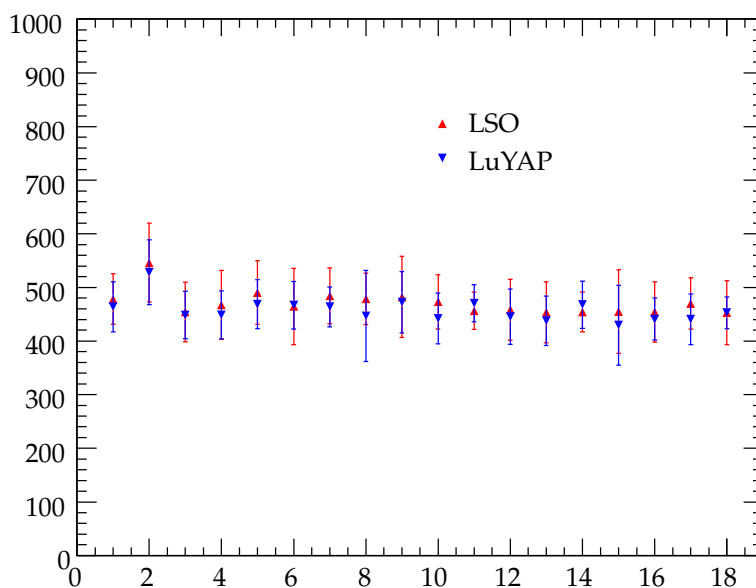


FIG. 4.5 – Positions moyennes des pics à pleine énergie pour les 18 têtes. Pour chaque tête, les grandeurs moyennes ainsi que les écarts-types sont représentés. Nous constatons que chaque tête est équilibrée et que l'ensemble des détecteurs réagit de façon similaire.

pour le LSO et de  $458 \pm 55^1$  pour le LuYAP (si seuls les spectres de la tête M9 sont considérés, ces variations sont de  $467 \pm 64^1$  pour le LSO et de  $449 \pm 45^1$  pour le LuYAP). Les résolutions en énergie de ces mêmes spectres s'élevaient à  $33 \pm 5\%$  pour le LSO et à  $34 \pm 9\%$  pour le LuYAP (pour la tête M9,  $33 \pm 4\%$  pour le LSO et  $33 \pm 6\%$  pour le LuYAP). Pour obtenir ces différentes valeurs, des gaussiennes ont été ajustées sur les pics à pleine énergie.

### Le seuil matériel

Pour estimer la position de la coupure matérielle sur les spectres obtenus, des sigmoïdes ont été ajustées, comme illustré à la figure 4.6. Les sigmoïdes s'ajustent très bien sur ces coupures, par contre, il subsiste une forte variabilité entre les positions de coupure des différents canaux des têtes de détecteur. Cette forte dispersion a des conséquences directes sur les performances de comptage du prototype, comme cela sera présenté plus loin.

### 4.1.2 La modélisation des spectres en énergie du *phoswich*

Pour des questions d'efficacité de traitement, une chaîne semblable au numériseur de GATE a été développée pour la librairie LMF, cela en raison de la relative lenteur de GATE, même en mode *digigate*<sup>2</sup>. La plupart des modules de numériseurs GATE figure dans cette librairie et un certain nombre de nouveaux modules y ont été ajoutés.

Les modules qui permettent de reproduire des spectres de *phoswich* avant calibration en énergie sont les suivants :

<sup>2</sup> Le mode *digigate* de GATE permet d'éviter la partie simulation des événements. Les *hits* d'une précédente simulation sont repris et la géométrie est régénérée avant d'être traités par une nouvelle chaîne de numériseurs.

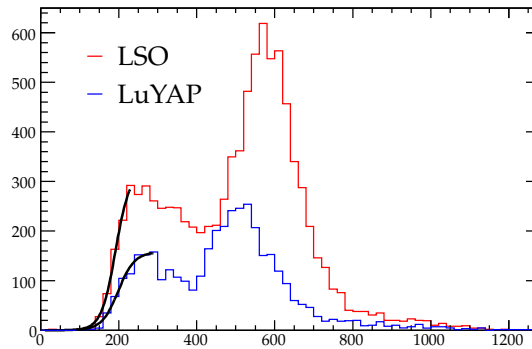


FIG. 4.6 – Ajustement d’une sigmoïde sur la coupure matérielle de spectres. Le paramètre  $\alpha = 0.05$  pour les deux spectres et la position médiane de la coupure est au canal 192 pour le LSO et 198 pour le LuYAP (canal 12, tête M11).

- `blurEnergy` : produit un flou gaussien particulier à chaque type de cristal du *phoswich* ;
- `dispersePeaks` : provoque une dispersion des pics à pleine énergie particulière à chaque type de cristal du *phoswich* ;
- `sigmoidCut` : génère une coupure sigmoïde pour reproduire l’électronique de déclenchement.

En utilisant ces trois modules sur des événements simulés par GATE, nous arrivons à bien reproduire les spectres d’un canal spécifique d’une acquisition (cf. figure 4.7).

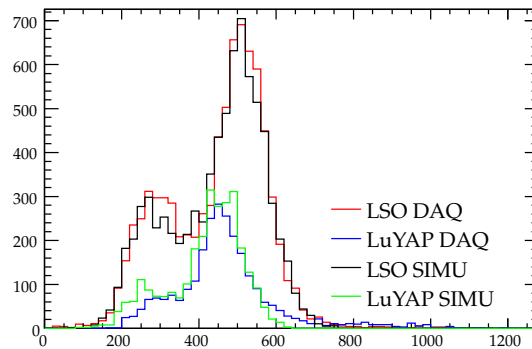


FIG. 4.7 – Comparaison des spectres d’un canal d’une acquisition avec ceux simulés (canal 36, tête M03). De nouveau, comme ces spectres n’ont pas été calibrés en énergie, aucune unité n’est mentionnée sur ce graphique. La source étant émettrice  $\beta^+$ , les pics à pleine énergie devraient donc se trouver à 511 keV.

Pour généraliser ce résultat à l’ensemble des spectres d’un module de détection ou d’un scanner complet, il faut modifier ces modules. Au lieu de leur donner des paramètres fixes, il faut introduire des grandeurs moyennes  $m$  et des écarts-types correspondants  $\sigma$ . Ces modules pourront donc construire des tables spécifiques à chaque canal, en procédant par tirages gaussiens de moyenne  $m$  et de variance  $\sigma^2$ . Par exemple, pour introduire les résolutions en énergies spécifiées plus haut, l’utilisateur pourra utiliser le programme LMF `blurEnergy` avec les arguments correspondants :

```
blurEnergy LMFfileName 0.33 0.05 0.34 0.09
```



Si *LMFfileName* est le nom du fichier LMF d'entrée, le nom du fichier de sortie sera *LMFfileName\_bis*. Les deux premiers nombres correspondent respectivement à la valeur moyenne et à l'écart-type de la résolution de la couche zéro du *phoswich*, qui est en fait le cristal LSO dans la géométrie spécifiée à la section 3.3.3, et les nombres suivants sont pour la seconde couche (le LuYAP). Nous obtenons alors un ensemble de spectres semblables à ceux représentés à la figure 4.4. Les spectres en énergie sont donc bien reproduits pour les modules *phoswich* développés pour le scanner ClearPET.

## 4.2 Les performances

### 4.2.1 Les résolutions spatiales

Pour réaliser les mesures de résolution spatiale, une source ponctuelle de  $^{22}\text{Na}$  a été employée. Cette source avait un rayon de 0.4 mm et possédait une activité de 3.2 MBq. Elle a été déplacée radialement en partant du centre du scanner. Chaque mesure durait 60 s., c.-à-d. le temps que met le scanner partiel pour effectuer un tour complet et ainsi échantillonner uniformément toute la circonférence. L'échantillon de positions était resserré entre 0 et 5 mm (une mesure chaque millimètre), puis un peu plus lâche jusqu'à une distance maximale de 40 mm (cette fois, tous les 5 mm).

En parallèle, des simulations GATE ont aussi été réalisées pour des positions identiques. Une source émettrice de paires de photons colinéaires d'activité similaire et de rayon de 0.5 mm a été utilisée<sup>3</sup>. Le scanner simulé était constitué d'un anneau complet de détecteur et tournait également à une vitesse d'un tour par minute. La chaîne de numérisation utilisée ne prend en compte qu'une résolution en énergie simple et une coupure simulant l'électronique de déclenchement.

Les coïncidences, provenant de l'acquisition ou de la simulation, ont été rangées dans des sinogrammes suréchantillonnés (quart du pas entre rangées de cristaux, soit 0.575 mm) et les images ont été reconstruites analytiquement. Les profils radiaux et transversaux ont alors été ajustés au moyen de courbes de Gauss, afin de déterminer les résolutions FWHM radiales et tangentielles. La figure 4.8 montre une remarquable similitude entre les résolutions mesurées et simulées.

La résolution radiale est de 1.3 mm au centre du scanner. Elle augmente rapidement à 2 mm pour une position située à 2 mm du centre<sup>4</sup>, avant de redescendre légèrement aux alentours de 1.8 mm et de rester à peu près stable jusque pour une position éloignée du centre de 15 mm. Ensuite, la résolution radiale augmente progressivement jusqu'à atteindre 2.6 mm à 4 cm du centre du scanner. Les résolutions tangentielles suivent à peu près la même évolution, mis à part entre 2 et 5 mm du centre du scanner<sup>4</sup>.

Il est important de relever que la méthode de reconstruction, ici analytique, influence fortement l'évolution des résolutions spatiales d'une image d'une source ponctuelle. La reconstruction itérative va réduire ces résolutions, et l'augmentation de la résolution tangentielle pour des points de plus en plus éloignés du centre du champ de vue sera aussi beaucoup moins marquée. L'excellent accord entre les résolutions spatiales mesurées et simulées

<sup>3</sup> Une mesure simulant une source émettrice  $\beta^+$  a également été testée, mais celle-ci ne présentait pas de résultats significativement différents de la simulation de la source de photons.

<sup>4</sup> Cette augmentation est due à un artefact sur les images reconstruites analytiquement. Il est bon de remarquer qu'à l'inverse, la résolution tangentielle diminue pour ces distances.

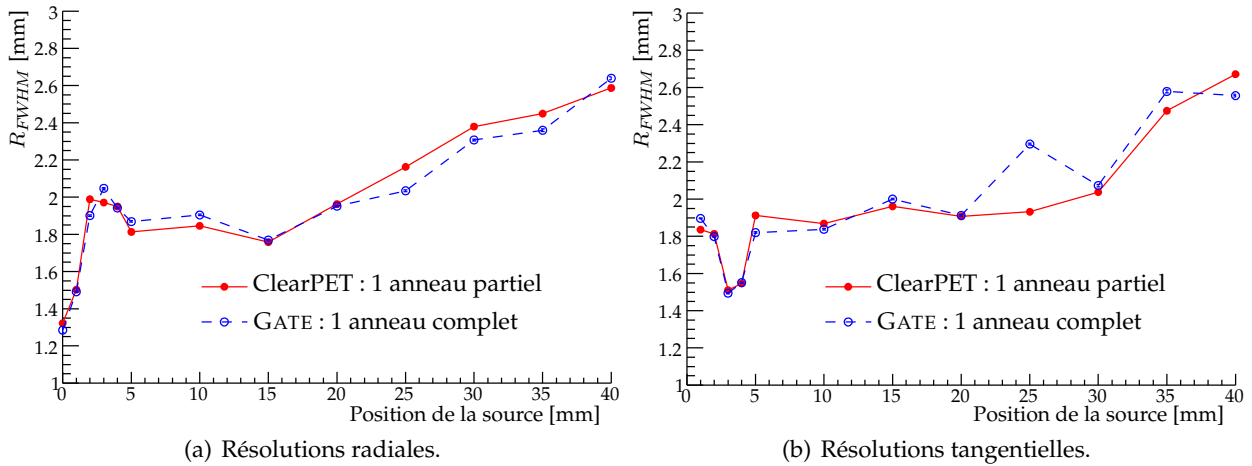


FIG. 4.8 – Comparaison entre les résolutions spatiales mesurées et simulées pour un anneau de détection. Les barres d’erreurs statistiques dues aux résultats des ajustements sur les profils sont inférieures à la taille des points représentés sur le graphique.

met en avant la précision du positionnement des cristaux, notamment grâce à l’apport de la grille de positionnement, et le bon fonctionnement de la détermination de la profondeur d’interaction du *phoswich*.

## 4.2.2 La résolution temporelle

La figure 4.9(a) présente les temps de vol définis par la différence des temps des événements en coïncidence mesurés avec une source ponctuelle de  $^{68}\text{Ge}$  pour deux détecteurs se faisant face. Afin de déterminer les valeurs de temps de vol spécifiques aux différentes couches du *phoswich*, des régressions basées sur des gaussiennes sont utilisées pour chaque histogramme. Dans ce cas précis, la résolution temporelle FWHM globale entre deux modules vaut  $4.47 \pm 0.02$  ns. La résolution temporelle est un peu meilleure entre les impulsions provenant exclusivement des cristaux de LSO qu’entre celles des cristaux de LuYAP ( $4.29 \pm 0.02$  ns contre  $4.88 \pm 0.04$  ns). Pour connaître la résolution temporelle d’un seul module, il faut déconvoluer deux gaussiennes identiques, comme cela est présenté dans l’annexe A. La résolution temporelle FWHM globale d’un module vaut donc  $3.16 \pm 0.01$  ns ( $3.03 \pm 0.01$  ns pour le LSO et  $3.45 \pm 0.01$  ns pour le LuYAP). Cependant, certains couples de détecteurs présentent une résolution temporelle moins bonne, en raison de l’erreur systématique liée à la phase d’échantillonnage au moment du déclenchement de l’impulsion (cf. section 2.2.4).

Un modèle gaussien a été développé pour modéliser la résolution temporelle des temps de vol des photons entre les détecteurs (cf. section 3.3.6). La figure 4.9(b) représente les temps de vol obtenus avec une source ponctuelle simulée de paires de photons. Ce module reproduit bien la convolution des résolutions. Celles-ci sont quasiment identiques à celles mesurées sur la figure 4.9(a). La différence entre les temps de vol mesurés et simulés se voit plutôt au niveau des queues des distributions, celles-ci n’étant pas exactement gaussiennes.

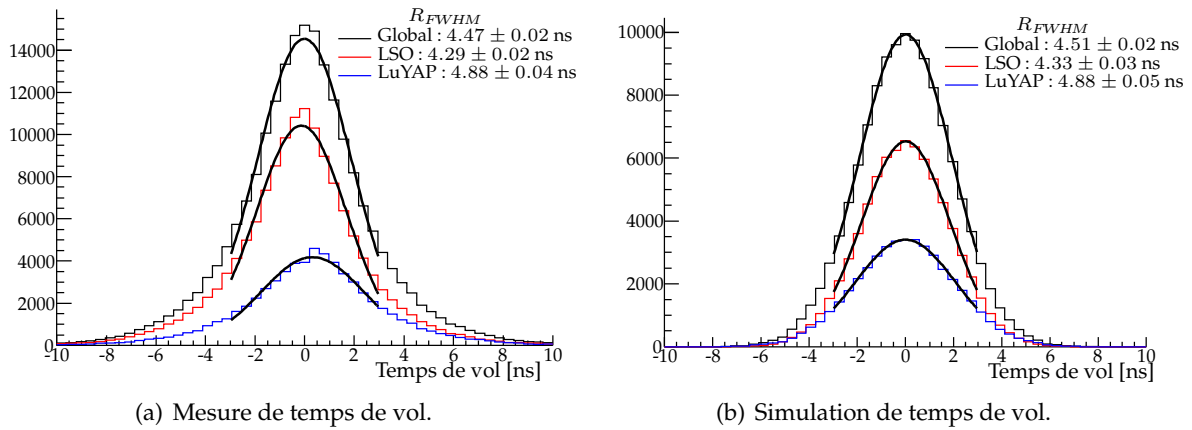


FIG. 4.9 – Comparaison entre les temps de vol mesurés et simulés entre deux modules, produits par une source ponctuelle. Elle est constituée de  $^{68}\text{Ge}$  pour les vraies données (a) et de photons  $\gamma$  colinéaires de 511 keV pour les données simulées (b).

### 4.2.3 La sensibilité

Les mesures de sensibilité ou toute autre mesure de comptage de coïncidences sont extrêmement tributaires de la position de la source. Par exemple, la différence relative de sensibilité en coïncidence estimée par Monte Carlo pour une source ponctuelle légèrement excentrée du centre du champ de vue de  $(0.00, 1.15, 1.15)$  mm<sup>5</sup> sera de  $(17 \pm 3)$  % pour deux détecteurs en face l'un de l'autre. Par contre, ce facteur n'influence pas les taux d'événements simples. Dans les mêmes conditions, cette différence relative est, en effet, de  $(1 \pm 2)$  % et donc compatible avec 0.

Signalons encore que le bruit de fond dû à la radioactivité du lutétium des cristaux est de l'ordre de  $0.4 \pm 0.1$  coïncidences par seconde pour deux détecteurs se faisant face et une fenêtre en énergie de 250–750 keV, ce qui peut être considéré comme négligeable pour la plupart des mesures de comptage. Par contre, il faudra en tenir compte pour les taux de comptage d'événements simples, car dans ces mêmes conditions ce bruit de fond est de  $1092 \pm 3$  coups par seconde (cps) dont  $740 \pm 3$  cps identifiés comme ayant eu lieu dans la couche LSO du *phoswich* et  $352 \pm 2$  cps dans la couche LuYAP.

### Les mesures

Une mesure de sensibilité absolue avait été réalisée à Lausanne entre deux modules de détection, dont seules cinq rangées de cristaux avaient été prises en compte, pour un temps d'acquisition de dix minutes. Pour cette mesure, une source de  $^{22}\text{Na}$  d'activité corrigée équivalente à 30.93 kBq<sup>6</sup> a été utilisée et  $12'600 \pm 100$  coïncidences ont été mesurées. La sensibilité de cette mesure vaut donc  $(0.068 \pm 0.001)$  %.

Une autre mesure a été réalisée récemment à Marseille, avec cette fois deux têtes de

<sup>5</sup> Cette distance correspond à un déplacement axial et transverse de la moitié du pas séparant les cristaux.

<sup>6</sup> Le facteur d'embranchement et la diminution d'activité due au temps écoulé depuis l'achat de la source (270.8 jours de demi-vie pour le  $^{68}\text{Ge}$ ) ont été pris en compte pour l'évaluation de l'activité des positons, lors de la mesure.

détection complètes. De nouveau, c'est une source de  $^{22}\text{Na}$  qui a été utilisée pour réaliser cette mesure. Cette fois-ci, l'activité corrigée des positons était de  $1.70 \text{ MBq}^6$ . La sensibilité de cette mesure, après coupure en énergie de 250–750 keV, était de  $(0.089 \pm 0.001) \%$ .

Une troisième mesure de sensibilité a été réalisée avec une source de  $^{68}\text{Ge}$ , toujours avec deux têtes complètes. Ce germanium est une source ponctuelle d'activité corrigée de  $1.53 \text{ MBq}^6$  d'un demi millimètre de rayon ; elle est enfermée dans une tige en métal de 3.4 mm de diamètre. Pour cette source, nous avons mesuré après correction du bruit de fond  $0.0064 \pm 0.0001$  événements simples par désintégration dont  $0.0045 \pm 0.0001$  identifiés comme événements LSO et  $0.0019 \pm 0.0001$  comme événements LuYAP. La sensibilité absolue qui en a découlé vaut  $(0.071 \pm 0.01) \%$  dont  $(0.035 \pm 0.01) \%$  identifiés comme paires LSO-LSO et  $(0.006 \pm 0.01) \%$  comme paires LuYAP-LuYAP. Le ratio entre le taux d'événements simples et celui en coïncidences est de l'ordre de neuf pour cette source mesurée par deux détecteurs.

### Les simulations

Comme le démonstrateur comporte deux types de cristaux de  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{AP}$ , deux géométries différentes ont été simulées :

- l'une avec du  $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}$  possédant une densité de  $7.1 \text{ g/cm}^3$ , référencé sous le nom de LuYAP à haute densité ou LuYAP HD ;
- l'autre avec du  $\text{Lu}_{0.45}\text{Y}_{0.55}\text{AP}$  de densité égale à  $6.6 \text{ g/cm}^3$ , référencé sous le nom de LuYAP à basse densité ou LuYAP BD.

La tige en métal a également été simulée pour modéliser la source de  $^{68}\text{Ge}$ .

**Le modèle** Le modèle de la chaîne de numérisation des données simulées, dont les valeurs des paramètres sont basées sur les données prises à Marseille, est constitué de :

1. une résolution en énergie de  $31 \pm 4 \%$  pour le LSO et de  $33 \pm 8 \%$  pour le LuYAP, avec l'aide de la fonction LMF `blurEnergy` ;
2. une dispersion des pics à pleine énergie de  $480 \pm 50$  «keV» pour le LSO et de  $470 \pm 40$  «keV» pour le LuYAP, avec l'aide de la fonction LMF `dispersePeaks` ;
3. une coupure sigmoïde avec comme paramètre  $\alpha$  0.05 et comme seuil  $200 \pm 40$  «keV», par l'intermédiaire de la fonction LMF `sigmoidCut` ;
4. une résolution temporelle de 3.4 ns pour le LSO et de 3.75 ns pour le LuYAP, avec l'aide de la fonction LMF `blurTime` ;
5. un temps mort non paralysant de 400 ns au niveau des modules (cartes décodeurs), avec l'aide de la fonction LMF `cdt` ;
6. un temps mort non paralysant de 700 ns au niveau des secteurs (cartes FPGA), avec l'aide de la fonction LMF `cdt` ;
7. un taux de rejet de 5 % des événements, par l'intermédiaire de la fonction LMF `rejectRandomlyEvent`.

Le module `rejectRandomlyEvent` rejette aléatoirement une fraction paramétrable d'événements de façon triviale. Ce rejet englobe les différentes erreurs d'acquisition ( $\sim 4 \%$ ) et le fait que les capots des détecteurs ne sont pas présents dans la simulation (la présence des capots contribue à supprimer  $\sim 1 \%$  des événements). Les erreurs d'acquisition sont,

pour une part mineure, les erreurs de positions produites par des événements multiples non contigus et les erreurs d'énergies (l'énergie dépassant un certain seuil), et pour une part majeure, au rejet d'événements pour un décalage de bits<sup>7</sup>.

Comme pour les données récoltées, cette chaîne est naturellement suivie d'une coupure en énergie de 250-750 keV, après calibration en énergie, réalisée par la fonction `LMF cutEnergy`.

**Le calcul de l'erreur systématique** Pour calculer l'erreur systématique sur ces simulations, les différents paramètres du modèle ont été évalués à  $\pm\sigma$ . De façon assez intuitive, les paramètres qui influencent franchement cette erreur sont les positions moyennes des pics à pleine énergie et la coupure de déclenchement. Les résolutions en énergie, quant à elles, ne contribuent pas significativement à cette erreur pour une large fenêtre en énergie (250–750 keV).

**Les résultats** Le tableau 4.1 présente les résultats des simulations de la sensibilité de la source de  $^{22}\text{Na}$ . La première colonne montre les valeurs obtenues pour deux modules se faisant face, pour les deux géométries. Même en tenant compte des erreurs (statistiques et systématiques), la valeur mesurée est inférieure (de l'ordre de 10 %) à ces valeurs simulées. La deuxième colonne présente les valeurs des sensibilités absolues simulées pour des scanners complets à quatre anneaux sans déplacements axiaux.

	deux détecteurs [%]	quatre anneaux complets [%]
$\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}$	$0.116 \pm 0.003^{+0.019}_{-0.013}$	$4.37 \pm 0.05^{+0.83}_{-0.42}$
$\text{Lu}_{0.45}\text{Y}_{0.55}\text{AP}$	$0.100 \pm 0.002^{+0.018}_{-0.008}$	$3.80 \pm 0.04^{+0.82}_{-0.43}$

**TAB. 4.1** – Valeurs de sensibilité absolue obtenues par simulation pour deux types de cristaux de LuYAP. La première erreur (la symétrique) représente l'erreur statistique, la seconde (l'asymétrique) l'erreur systématique.

Il en ressort que pour un scanner complet, équipé exclusivement de  $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}$  et dont tous les canaux ont été fortement optimisés, une sensibilité au centre du champ de vue avoisinant les 5 % peut être attendue.

Pour expliquer cette différence de sensibilité, nous utilisons la mesure réalisée avec la source ponctuelle de  $^{68}\text{Ge}$ , qui nous permet, en outre, de comparer les taux d'événements simples. Le tableau 4.2 présente les sensibilités pour les événements simples et en coïncidence des simulations de cette source. Les différences par rapport aux sensibilités du tableau précédent proviennent de la présence du support métallique englobant le germanium. Nous constatons que les sensibilités des événements simples encadrent bien celle mesurée, et que, par contre, les sensibilités en coïncidence surestiment celle mesurée. Le ratio pour ces simulations est plutôt de l'ordre de sept (à comparer avec le ratio de neuf des mesures). Si nous prenons en compte seuls les événements identifiés comme ayant eu lieu

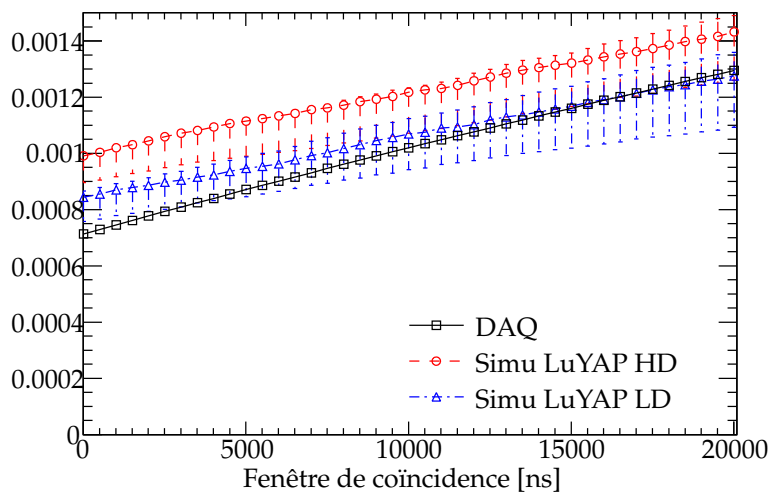
<sup>7</sup> La lecture des bits des cartes NiDAQ se fait parfois de façon décalée. La bibliothèque d'analyse doit donc vérifier si les données sont cohérentes et jeter l'événement si ce n'est pas le cas.

dans des cristaux de LSO (première couche du *phoswich*), nous observons une surestimation supérieur à 10 % pour les événements en coïncidence.

		sensibilité simple [%]	sensibilité en coïncidence [%]
Lu <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> AP	global	$0.672 \pm 0.007^{+0.078}_{-0.064}$	$0.099 \pm 0.003^{+0.015}_{-0.009}$
Lu <sub>0.45</sub> Y <sub>0.55</sub> AP		$0.629 \pm 0.006^{+0.080}_{-0.062}$	$0.084 \pm 0.002^{+0.014}_{-0.008}$
Lu <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> AP	couche lso	$0.444 \pm 0.005^{+0.057}_{-0.046}$	$0.040 \pm 0.002^{+0.006}_{-0.003}$
Lu <sub>0.45</sub> Y <sub>0.55</sub> AP		$0.447 \pm 0.005^{+0.058}_{-0.047}$	$0.041 \pm 0.002^{+0.006}_{-0.004}$
Lu <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> AP	couche luyap	$0.228 \pm 0.004^{+0.021}_{-0.018}$	$0.014 \pm 0.001^{+0.002}_{-0.001}$
Lu <sub>0.45</sub> Y <sub>0.55</sub> AP		$0.182 \pm 0.003^{+0.022}_{-0.015}$	$0.009 \pm 0.001^{+0.002}_{-0.001}$

**TAB. 4.2** – Valeurs de sensibilité pour les événements simples et les événements en coïncidence obtenues par simulation de la source de <sup>68</sup>Ge pour deux types de cristaux de LuYAP. La première erreur (la symétrique) représente l'erreur statistique, la seconde (l'asymétrique) l'erreur systématique.

Pour expliquer ce fait troublant, nous avons fait varier la fenêtre de coïncidences de 10 ns jusqu'à 20.01  $\mu$ s, par pas de 500 ns. Nous représentons alors les sensibilités en fonction de la largeur de la fenêtre de coïncidence (cf. figure 4.10).

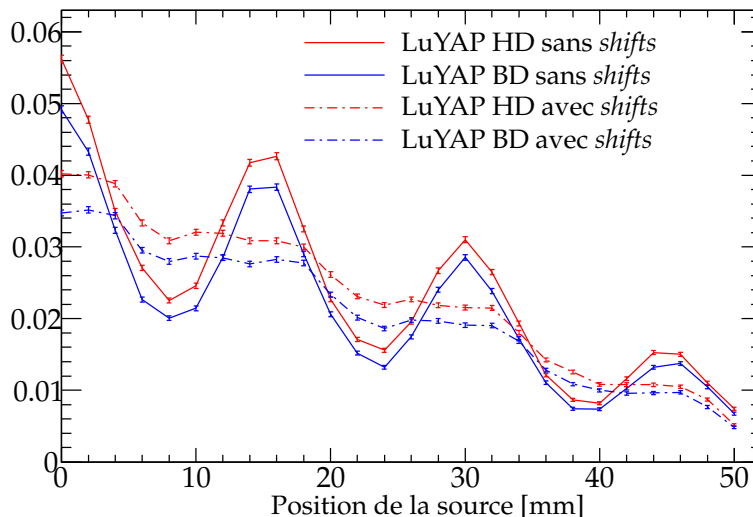


**FIG. 4.10** – Sensibilités en fonction de la fenêtre de coïncidence. Lorsque cette fenêtre augmente, la courbe de sensibilité mesurée rejoint celles simulées, ce qui tend à démontrer le marquage temporel incorrect d'une partie des événements.

Nous constatons alors que la sensibilité mesurée rejoint les courbes de celles simulées. Ce comportement tend à démontrer que le marquage temporel d'une partie des événements est incorrect, ce qui provoque la perte des coïncidences qui leur sont liées.

### L'évolution axiale des sensibilités

La figure 4.11 montre l'évolution de la sensibilité absolue simulée pour différentes géométries d'un scanner ClearPET à quatre anneaux. Le modèle de numériseur utilisé comporte uniquement une résolution en énergie et une coupure en énergie de 250–750 keV, et seule l'erreur statistique est représentée. Ces résultats sont donc surestimés par rapport aux performances réelles du scanner, mais sont là pour illustrer l'apport des déplacements axiaux des secteurs.



**FIG. 4.11** – Profils axiaux de sensibilités absolues simulées pour différentes géométries de détecteur d'un scanner ClearPET à quatre anneaux. Nous constatons de grandes différences comportementales pour un scanner monté avec (courbes discontinues) ou sans (courbes continues) déplacements axiaux.

Une source ponctuelle a été déplacée axialement du centre (le centre correspond à 0 mm sur le graphique) jusqu'à une distance de 50 mm (quasiment en dehors du champ de vue axial du scanner). Il est important de noter que toutes les coïncidences détectées, et non uniquement celles servant réellement à la reconstruction, sont prises en compte pour l'établissement de ces courbes. Nous constatons un comportement très différent suivant la présence ou non de déplacements axiaux des secteurs (pour rappel, l'illustration d'un anneau avec ou sans déplacements axiaux est représentée à la figure 4.1). La présence des déplacements axiaux va lisser, en quelque sorte, la sensibilité axiale du scanner. Au contraire, pour une configuration standard, nous observons des maxima et minima de sensibilité très prononcés. Les maxima apparaissent soit lorsque la source est entre deux anneaux de détecteurs (à 0 et à 30 mm), soit lorsqu'elle est au milieu d'un anneau (à 15 et à 45 mm). C'est la raison pour laquelle ces déplacements axiaux ont été introduits dans la première configuration du démonstrateur et dans le modèle commercial du ClearPET.

#### 4.2.4 Les taux de comptage

Des courbes de taux de comptage ont été obtenues avec un fantôme cylindrique rempli avec du  $^{18}\text{F}$ -FDG [130]. Le diamètre interne de ce cylindre vaut 7.5 cm et sa longueur 3.4 cm. Chaque demi-heure, une acquisition d'une minute a été prise sur une durée totale d'environ 24 heures, soit plus de dix demi-vies du  $^{18}\text{F}$ . L'activité initiale a été établie à l'aide d'un compteur puits. Le bruit provenant de la radioactivité du lutétium a été soustrait pour les taux des événements simples.

Les événements sont calibrés en énergie et seuls ceux faisant partie de la fenêtre de 250–750 keV sont gardés. Les coïncidences sont sélectionnées avec une fenêtre temporelle de 10 ns, en gardant les coïncidences multiples. Les coïncidences fortuites sont évaluées en se basant sur les événements retardés.

#### Les simulations

Des simulations de cette géométrie ont été réalisées pour la même plage d'énergie, en utilisant, à nouveau, les deux types de  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{AP}$  présentés à la section 4.2.3.

**Le modèle** Le modèle de la chaîne de numérisation des données simulées est constitué cette fois de :

1. une résolution en énergie de  $33 \pm 5 \%$  pour le LSO et de  $34 \pm 9 \%$  pour le LuYAP, avec l'aide de la fonction LMF `blurEnergy` ;
2. une dispersion des pics à pleine énergie de  $470 \pm 60$  «keV» pour le LSO et de  $450 \pm 50$  «keV» pour le LuYAP, avec l'aide de la fonction LMF `dispersePeaks` ;
3. une coupure sigmoïde avec comme paramètre  $\alpha$  0.05 et comme seuil  $200 \pm 40$  «keV», par l'intermédiaire de la fonction LMF `sigmoidCut` ;
4. une résolution temporelle de 3.4 ns pour le LSO et de 3.75 ns pour le LuYAP, avec l'aide de la fonction LMF `blurTime` ;
5. un temps mort non paralysant de 400 ns au niveau des modules (cartes décodeurs), avec l'aide de la fonction LMF `cdt` ;
6. un temps mort non paralysant de 700 ns au niveau des secteurs (cartes FPGA), avec l'aide de la fonction LMF `cdt` ;
7. une lecture des cartes NiDAQ avec une fréquence de 490'000 Hz et un tampon de 1'000 événements par l'intermédiaire de la fonction LMF `daq_buffer` ;
8. un taux de rejet de 5 % des événements LSO et LuYAP, avec l'aide de la fonction LMF `rejectRandomlyEvent` ;
9. une erreur d'identification du DOI de 3 % [68], avec l'aide de la fonction LMF `DOI-misidentification`.

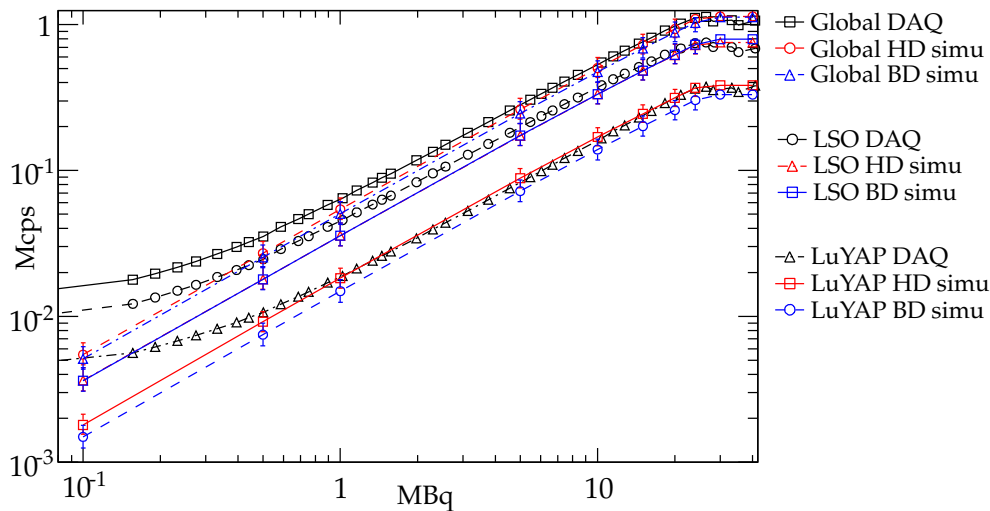
Deux nouveaux numériseurs font leur apparition. Le premier, `daq_buffer`, simule la lecture des événements sur les cartes NiDAQ. La lecture se fait de façon circulaire avec une fréquence donnée, comme présenté à la section 2.1.2. Si un événement arrive sur une carte NiDAQ et que sa mémoire tampon est pleine, il écrase le plus ancien. Le second module, `DOI-misidentification`, modélise l'erreur d'identification sur la couche du *phoswich* touchée.



Comme pour les données récoltées, cette chaîne est naturellement suivie d'une coupure en énergie de 250-750 keV, après calibration en énergie, réalisée par la fonction `LMF cutEnergy`.

### Les résultats

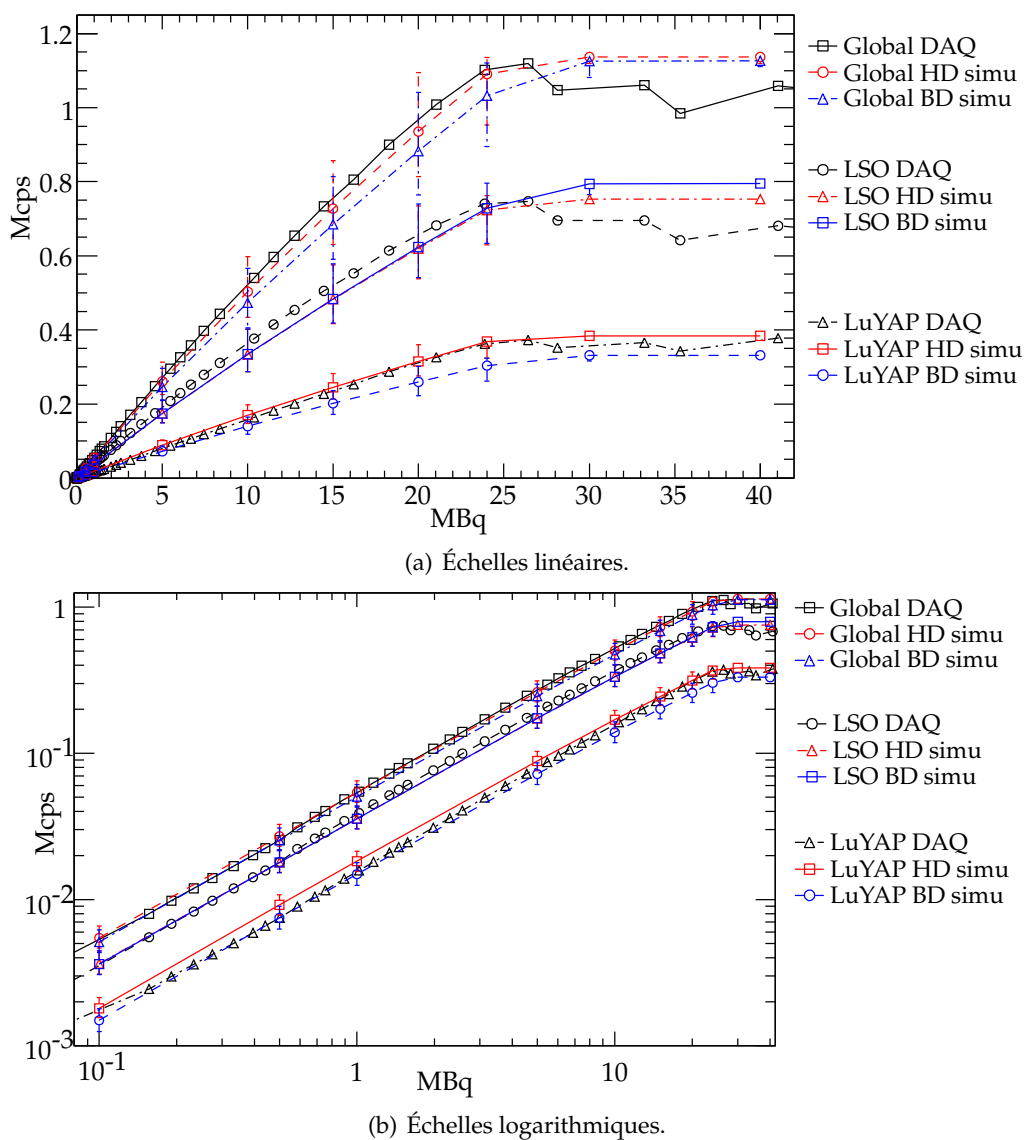
Sans correction du bruit dû à l'activité intrinsèque du lutétium, les courbes de données mesurées s'écartent nettement des courbes simulées pour de faibles activités (cf. figure 4.12). Ce n'est plus le cas après la correction basée sur les taux de bruit mesurés mentionnés à la section 4.2.3.



**FIG. 4.12** – Taux de comptage des événements simples sans correction du bruit. Les courbes en noir représentent les taux mesurés, celles en rouge les taux simulés avec du LuYAP haute densité et celles en bleu les taux simulés avec du LuYAP basse densité. Les erreurs statistiques sont inférieures aux symboles et négligeables vis à vis des erreurs systématiques. À faible activité, les taux mesurés s'écartent nettement des taux simulés. Cela est dû à la radioactivité intrinsèque du lutétium contenu dans les cristaux qui n'est pas simulée.

La figure 4.13 montre l'évolution des taux de comptage des événements simples des données mesurées et simulées avec des échelles linéaires (a) et logarithmiques (b). Les mesures montrent une saturation pour une activité voisine des 25 MBq. À partir de cette activité, les taux ont tendance à diminuer, ce qui implique un phénomène paralysant du système d'acquisition des données qui n'est pas reproduit par le modèle (seule la saturation est reproduite). Cette saturation, complètement prépondérante, va éliminer les erreurs systématiques impliquées par la variation des paramètres du modèle.

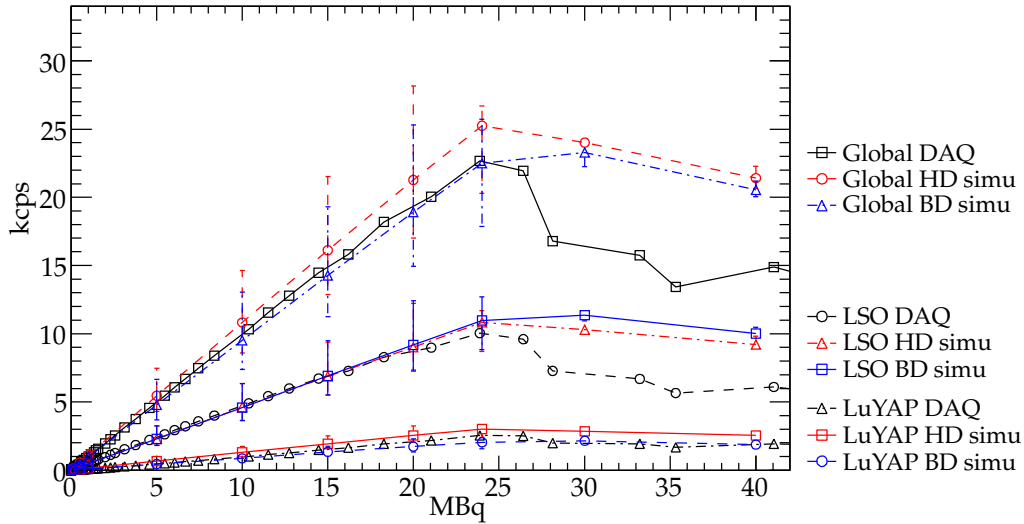
À partir de 5 MBq, les courbes de données sont au-dessus des courbes simulées pour les taux globaux et les taux identifiés comme ayant eu lieu dans des cristaux de LSO. Par contre, les taux mesurés identifiés comme ayant eu lieu dans la seconde couche du *phoswich* sont encadrés par les simulations (dans la limite supérieure définie par la simulation du *phoswich* contenant du LuYAP haute densité). En vue de ce résultat, la proportion de mauvaise identification de couche est probablement légèrement sous-estimée et la fraction



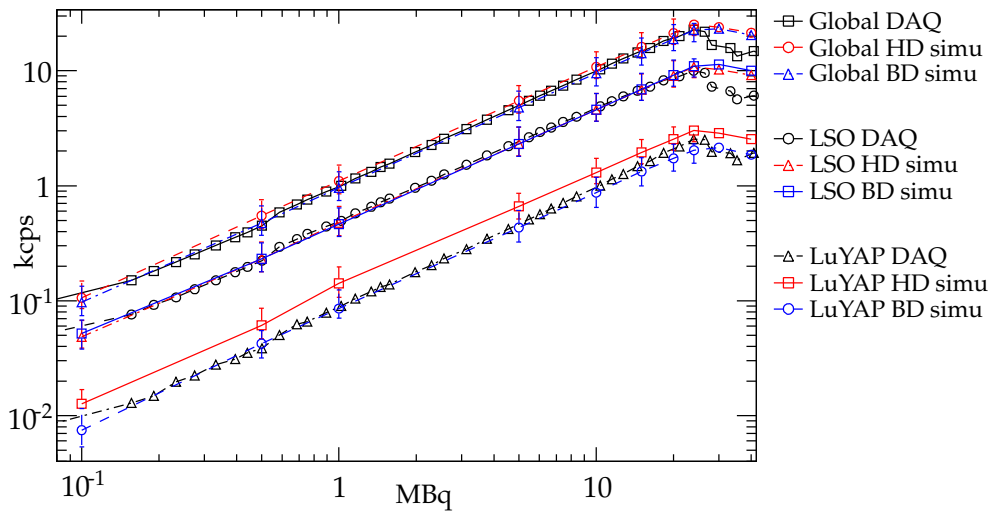
**FIG. 4.13** – Comparaison entre les taux de comptage d'événements simples acquis et simulés. En (a), les échelles sont linéaires tandis qu'en (b), elles sont logarithmiques. Les courbes en noir représentent les taux mesurés, celles en rouge les taux simulés avec du LuYAP haute densité et celles en bleu les taux simulés avec du LuYAP basse densité. Cette fois-ci, les données ont été corrigées du bruit induit par l'activité intrinsèque du lutétium. Les erreurs statistiques sont inférieures aux symboles et négligeables vis à vis des erreurs systématiques. De façon systématique, la courbe LSO mesurée est supérieure aux courbes simulées. La courbe LuYAP mesurée se trouve quant à elle dans le haut de la fourchette définie par les courbes simulées.

d'événements rejetés par le système d'acquisition n'est peut-être pas identique pour les deux couches du *phoswich*. L'activité du cylindre est probablement sous-estimée, ce qui ex-

pliquerait la surestimation des taux mesurés. Cette supposition est justifiable du fait de la méthode utilisée pour mesurer cette activité. En effet, l'activité initiale a été estimée en mesurant, dans un compteur puits, l'activité de la seringue contenant le FDG avant et après injection dans le cylindre. L'activité initiale du cylindre est donc moins précise que celles des sources ponctuelles étalonnées par le fabricant.



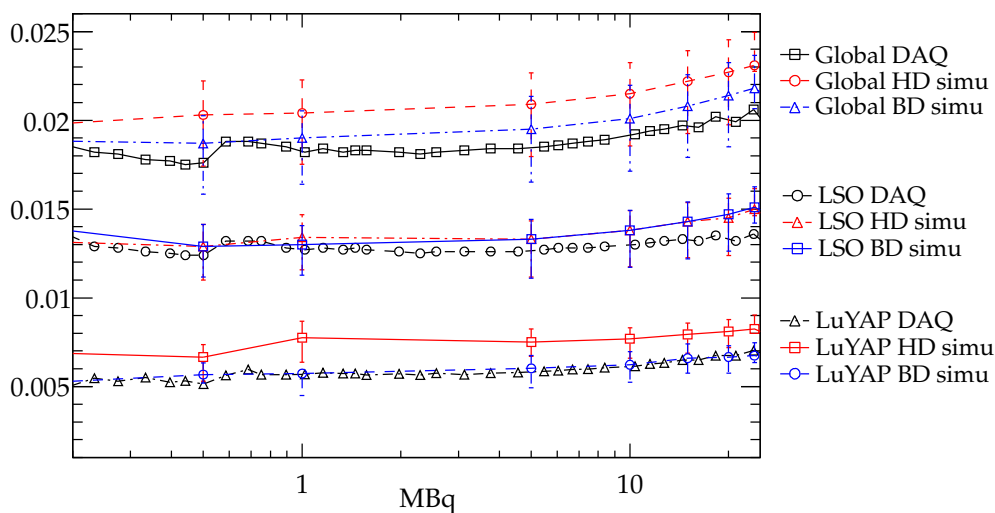
(a) Échelles linéaires.



(b) Échelles logarithmiques.

**FIG. 4.14** – Comparaison entre les taux de comptage d'événements en coïncidence acquis et simulés. En (a), les échelles sont linéaires tandis qu'en (b), elles sont logarithmiques. Les courbes en noir représentent les taux mesurés, celles en rouge les taux simulés avec du LuYAP haute densité et celles en bleu les taux simulés avec du LuYAP basse densité. Les erreurs statistiques sont inférieures aux symboles et négligeables vis à vis des erreurs systématiques. Les courbes simulées encadrent bien les courbes mesurées jusqu'à la saturation du système d'acquisition.

La figure 4.14 montre l'évolution des taux de comptage en coïncidence pour des échelles linéaires (a) et logarithmiques (b). Cette fois-ci, les courbes simulées encadrent les courbes mesurées pour des activités inférieures à 25 MBq (inférieures à 20 MBq pour les coïncidences LSO-LSO). Cependant comme cela était déjà le cas avec la source de  $^{68}\text{Ge}$ , le rapport entre les taux d'événements en coïncidence et ceux d'événements simples reste moins important pour les données réelles que pour les données simulées. Cela est particulièrement visible sur la figure 4.15 pour les rapports des taux LSO-LSO et les rapports des taux globaux. Cette différence peut être expliquée par le mauvais marquage temporel de certains événements par l'électronique d'acquisition (cf. section 4.2.3).



**FIG. 4.15** – Rapport entre les taux de coïncidences et les taux d'événements simples. Les rapports mesurés sont inférieurs à ceux simulés, particulièrement pour les événements identifiés comme ayant eu lieu dans les cristaux de LSO.

### 4.3 Les images obtenues

Pour obtenir les images qui seront présentées dans les paragraphes suivants, les coïncidences stockées en format LMF sont transformées en sinogrammes 3D. Les paramètres du choix des sinogrammes sont les suivants :

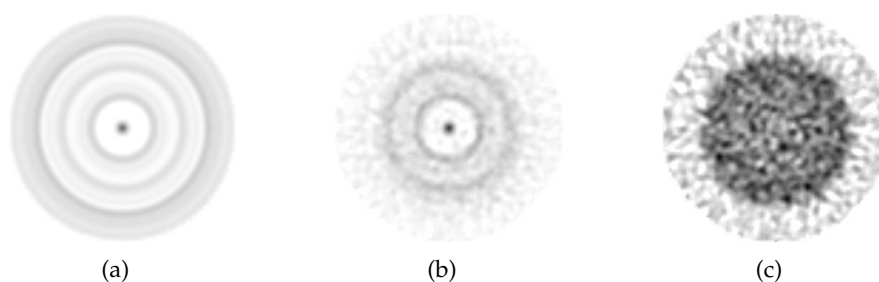
- 80 angles azimutaux
- la longueur du pas de reconstruction (*bin*) est choisi comme la moitié du pas entre deux cristaux, à savoir 1.15 mm
- la différence maximale permise entre les rangées axiales de cristaux est limitée à 7 (angles  $\theta$  de la section 1.3.1).

Ensuite, les images sont reconstruites analytiquement, comme toujours, en utilisant l'algorithme FBP3DRP.

#### 4.3.1 La normalisation et le cylindre uniforme

Le jeu de sinogrammes permettant de normaliser correctement les sinogrammes obtenus avec le ClearPET, en tenant compte de la géométrie des détecteurs, est basé sur l'acquisition de données provenant d'un cylindre uniforme, positionné au centre du champ de vue. Cette normalisation est une sorte de *carte de sensibilité* du scanner. Une source située au centre du scanner engendrera beaucoup plus de coïncidences que si elle était positionnée à la limite du champ de vue.

Comme nous enregistrons les événements simples, nous pouvons les retarder par couple de détecteurs autant de fois que souhaité. Cela permet d'avoir un jeu de coïncidences fortuites très grand, même avec une petite acquisition. Si notre cylindre d'activité uniforme est parfaitement centré, chaque détecteur sera irradié de façon similaire. Ce jeu de coïncidences fortuites, transformé en sinogrammes 3D, convient alors parfaitement pour reproduire un bon jeu de données de normalisation 3D.



**FIG. 4.16** – Illustration de l'utilité de la normalisation. En (a), une coupe transversale de l'image reconstruite du jeu de données servant à la normalisation. En (b), une coupe transversale de l'image reconstruite du cylindre uniforme obtenue à partir des sinogrammes non normalisés. En (c), la même coupe transversale, mais cette fois obtenue à partir des sinogrammes normalisés.

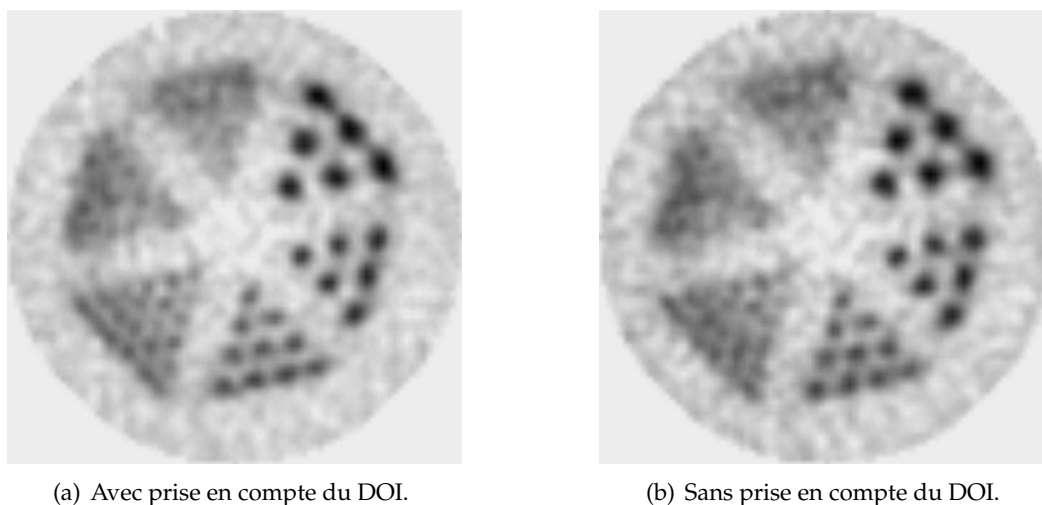
En raison de la rotation continue sur une révolution complète du scanner, la normalisation ne dépend pas de l'angle azimutal. Nous pouvons donc prendre le même facteur de normalisation radial  $N(\theta)$  pour chaque *bin* d'un même angle copolaire  $\theta$  que pour l'angle

opposé, c.-à-d.  $N(-\theta) \equiv N(\theta)$ . La figure 4.16(a) représente la coupe centrale de l'image reconstruite du jeu de sinogrammes 3D des facteurs utilisés pour la normalisation ; nous remarquons la parfaite symétrie angulaire qui découle de nos hypothèses.

La figure 4.16(b) montre l'image reconstruite de sinogrammes 3D non normalisés, obtenue avec le fantôme cylindrique uniformément rempli d'isotopes de  $^{68}\text{Ge}$ . La figure 4.16(c) représente l'image reconstruite du même objet, mais cette fois après normalisation des données sinogrammes. Ces deux images montrent clairement le besoin d'une bonne normalisation. Cette étape n'est pas du tout triviale avec une géométrie qui n'est pas symétrique. C'est pour cette raison que nous sommes revenus à des anneaux réguliers. La combinaison des anneaux partiels et des déplacements axiaux des secteurs cassait la symétrie et empêchait d'avoir un bon fichier de normalisation.

### 4.3.2 Le fantôme mini Derenzo

Pour illustrer visuellement les performances du démonstrateur en résolution spatiale, un fantôme mini Derenzo – le modèle *Mini Deluxe Phantom* de *Data Spectrum* – a été rempli de  $^{18}\text{F}$ -FDG avec une activité de l'ordre de 10 MBq. La prise de donnée s'est déroulée sur un total de 70 minutes, avec un seul anneau de détection composé uniquement de cinq rangées de cristaux<sup>8</sup>. Une coupe de l'image reconstruite est visible sur la figure 4.17. Ce fantôme, dont la géométrie a été modélisée dans GATE (cf. figure 3.3(a)), est constitué de tiges de 4.8, 4.0, 3.2, 2.4, 1.6 et 1.2 mm de diamètre réparties en six secteurs. Pour obtenir cette image, 2.5 millions de coïncidences ont été reconstruites après avoir été corrigées par des coïncidences retardées, dans le but de soustraire les coïncidences fortuites.

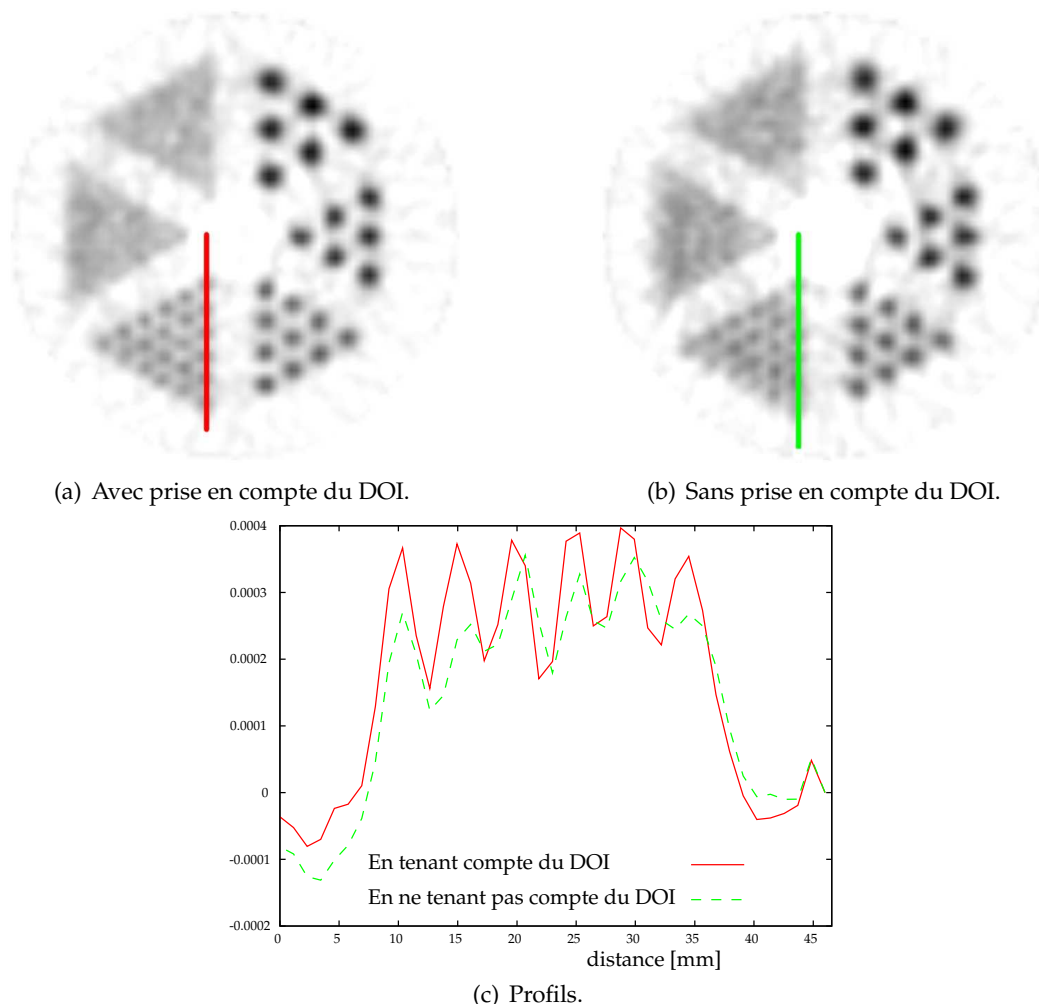


**FIG. 4.17** – Illustration de l'effet de la profondeur d'interaction sur une coupe centrale d'une image reconstruite d'un fantôme mini Derenzo. En (a), la profondeur d'interaction est prise en compte, en (b) elle ne l'est pas.

Comme attendu, les tiges de 2.4 mm de diamètre sont discernables malgré la faible statistique des coïncidences ayant servi à la reconstruction de cette image. Par contre, la taille

<sup>8</sup> Cette acquisition a été réalisée avec des déplacements axiaux des secteurs et les données ont été restreintes à cinq rangées de cristaux pour pouvoir reconstruire correctement les images.

des pas d'échantillonnage des sinogrammes, fixée à 1.15 mm, ne permet pas de discerner les tiges de 1.6 mm de diamètre. Pour montrer la pertinence de l'utilisation du *phoswich*, cette coupe a été reconstruite en tenant compte (figure 4.17(a)) ou non (figure 4.17(b)) de l'information du cristal touché. La résolution spatiale est bel et bien améliorée par la connaissance de la profondeur d'interaction loin du centre de l'image.



**FIG. 4.18** – Illustration de l'effet de la profondeur d'interaction sur une coupe centrale d'une image reconstruite d'un fantôme mini Derenzo. En (a), la profondeur d'interaction est prise en compte, en (b) elle ne l'est pas. En (c) sont représentés les profils de ces images passant par les tiges de 2.4 mm de diamètre.

Ce fantôme a également été simulé au Centre de Calcul Recherche et Technologie (CCRT) du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) à Bruyères-le-Châtel (région parisienne) sur 50 processeurs de 1.8 GHz durant environ trois jours. Le scanner simulé correspond un scanner ClearPET à trois anneaux complets et presque 122 millions de coïncidences ont été détectées. La reconstruction a été réalisée suivant la même procédure que lors de l'acquisition. La figure 4.18 présente la coupe transversale centrale de l'image reconstruite. De nouveau, cette coupe a été reconstruite avec (a) et sans (b) l'information de la profondeur

d'interaction. Les profils de ces coupes passant par les tiges de 2.4 mm de diamètre sont représentés à la figure 4.18(c) afin de bien montrer l'effet de la profondeur d'interaction. Les maxima sont bien plus marqués sur le profil de l'image qui distingue les interactions ayant eu lieu dans des cristaux différents.

La principale différence entre l'image obtenue par simulation et celle par acquisition réside dans la présence d'un bruit de fond plus important pour les images réelles. Ce bruit de fond est principalement imputable à la faible statistique des données récoltées vis-à-vis des données Monte Carlo. Par contre, qualitativement, nous retrouvons parfaitement les mêmes comportements dans les deux cas.

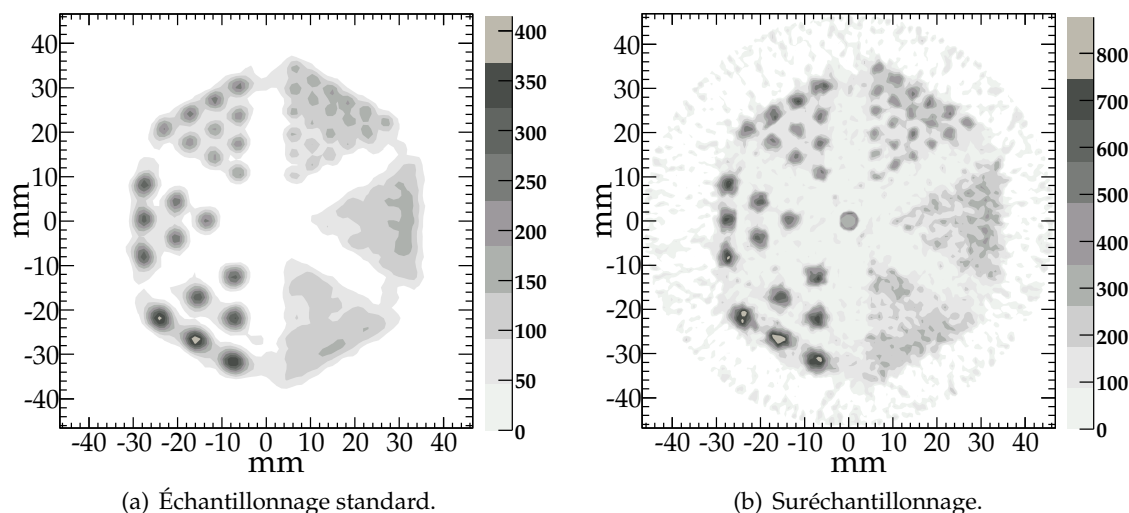


FIG. 4.19 – Coupe transversale de l'image reconstruite du fantôme de mini Derenzo.

La figure 4.19 illustre la même coupe transversale (a) que celle montrée précédemment (figure 4.18(a)), mais cette fois également en suréchantillonnant les sinogrammes (b). Cette seconde image est bien plus bruitée que la précédente, comporte un artefact au centre du champ de vue et distord certains points, mais permet de discerner plus nettement les tiges de 2.4 mm de diamètre. Cela illustre la limitation imposée par le choix du pas d'échantillonnage dû aux détecteurs pixellisés qui découle du théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon.



### 4.3.3 Le cerveau de rat

#### L'examen d'un cerveau de rat

La figure 4.20 montre les coupes transversales d'une image reconstruite obtenue après un examen  $^{18}\text{F}$ -FDG d'un cerveau de rat. L'examen a été réalisé 45 minutes après l'injection de 47.7 MBq de  $^{18}\text{F}$  dans un rat pesant 240 g. La prise de données s'est faite de façon fragmentée sur un total de seize minutes.

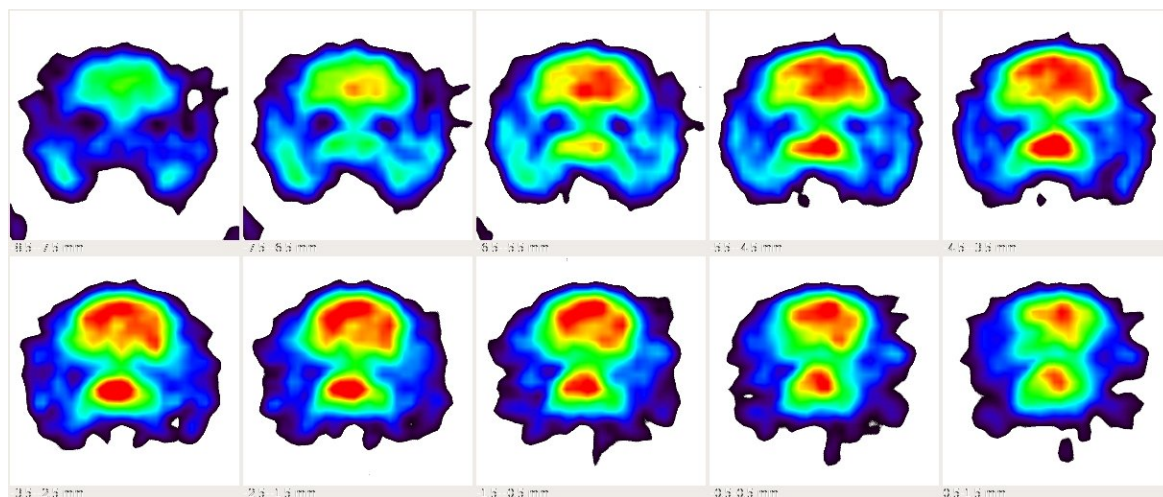


FIG. 4.20 – Coupes transversales d'un examen  $^{18}\text{F}$ -FDG de cerveau de rat.

Cette qualité d'image est tout à fait comparable à celles obtenues à Jülich [131] (cf. figure 4.21) qui se basent, elles, sur une reconstruction itérative de sinogrammes normalisés selon la procédure décrite par Weber et coll. [134]. La grande différence réside dans le champ de vue plus réduit à cause, notamment, des grands espaces entre les anneaux de détecteurs. Par contre, la qualité des images reste similaire, malgré l'utilisation d'une méthode analytique pour la reconstruction des images réalisées avec le prototype de Lausanne.

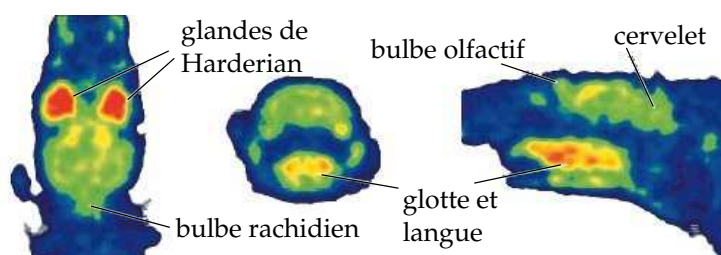


FIG. 4.21 – Coupes reconstruites d'un examen  $^{18}\text{F}$ -FDG de cerveau de rat obtenues avec le scanner de Jülich.

## 4.4 L'optimisation du prototype

### 4.4.1 La position du point d'interaction moyen dans un cristal

Pour calculer les projections des sinogrammes, il faut tenir compte de la position moyenne d'interaction dans le cristal. Un champ de l'en-tête du LMF permet d'introduire cette distance. Dans un premier temps, cette position correspondait au milieu du cristal, soit à 4 mm de la face orientée vers le centre du scanner. Nous pouvons toutefois affiner cette position, en nous basant sur une simulation d'une source générant des photons d'annihilation sur un *phoswich*, comme cela est illustré à la figure 4.22(a). La sortie ROOT de GATE permet de connaître les positions d'interaction à l'intérieur des cristaux du *phoswich*.

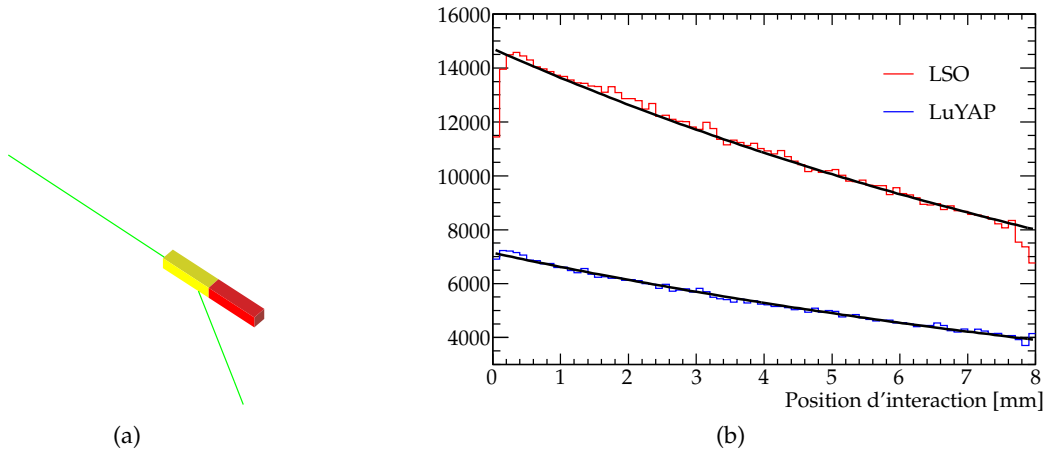


FIG. 4.22 – Position du point d'interaction moyen dans un cristal : en (a), une interaction d'un photon dans un cristal de LSO, en (b), un ajustement d'exponentielles sur les positions d'interaction dans les cristaux du phoswich.

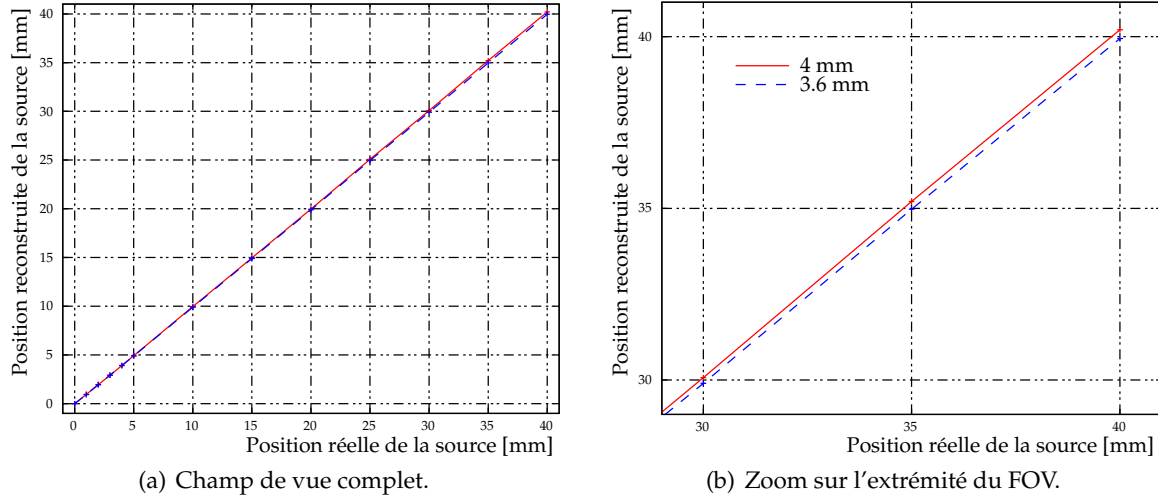
Nous pouvons alors faire un ajustement de paramètres d'une fonction exponentielle du type  $f(x) = ae^{-\mu x}$  sur les histogrammes dénombrant les événements, en fonction de leur position d'interaction. Les valeurs du paramètre  $\mu$  des ajustements réalisés sur la figure 4.22(b) valent  $0.077 \pm 0.001 \text{ mm}^{-1}$  pour le LSO et  $0.075 \pm 0.001 \text{ mm}^{-1}$  pour le LuYAP. La position moyenne de ces distributions est donnée par l'équation suivante :

$$\bar{x} = \frac{\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} x f(x) dx}{\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} f(x) dx} = \frac{e^{-\mu x_{\min}}(1 + \mu x_{\min}) - e^{-\mu x_{\max}}(1 + \mu x_{\max})}{\mu (e^{-\mu x_{\min}} - e^{-\mu x_{\max}})} \quad (4.1)$$

Les bornes d'intégration pour un cristal de 8 mm valent respectivement  $x_{\min} = 0$  et  $x_{\max} = 8$ . En fixant la valeur du paramètre  $\mu$  à  $0.076 \text{ mm}^{-1}$ , la position moyenne d'interaction  $\bar{x}$  vaut 3.6 mm, soit un peu moins que le milieu du cristal.

Pour vérifier le bien fondé de cette démarche, une source ponctuelle a été déplacée radialement le long du champ de vue, exactement de la même façon que pour le calcul des résolutions spatiales. Les sinogrammes ont été générés en prenant comme longueur moyenne d'interaction 4 mm dans un cas et 3.6 mm dans l'autre. Des ajustements de gaussiennes

ont été effectués sur les images reconstruites, ce qui a permis de reporter les positions des sources reconstruites en fonction des positions réelles sur la figure 4.23.



**FIG. 4.23** – Évolutions des positions pour deux points d'interaction moyens. Tout le champ de vue radial est représenté en (b). Nous remarquons que lorsque nous nous éloignons du centre du champ de vue (a), les positions reconstruites, qui prennent comme point d'interaction moyen le milieu des cristaux (courbe rouge), s'éloignent des vraies valeurs, au contraire de la courbe bleue qui tient compte, elle, de la longueur moyenne d'interaction simulée.

Les deux courbes sont quasiment confondues lorsque la source est proche du centre du champ de vue. Par contre, vers les extrémités du champ de vue, elles se séparent et la courbe représentant les positions moyennes d'interaction de 4 mm surévalue la position de la source, au contraire de celle qui se base sur la longueur moyenne simulée (cf. figure 4.23(b)).

#### 4.4.2 La longueur des cristaux

Pour optimiser les performances du ClearPET, des simulations de sensibilité et de résolutions spatiales ont été réalisées avec des tailles de cristaux différentes à l'intérieur du *phoswich* (la taille totale du *phoswich* restant, quant à elle, fixée à 16 mm). Cette étude reprend, pour le démonstrateur ClearPET de Lausanne, les idées émises dans l'article [135].

Ces simulations sont basées sur des modules *phoswich* parfaitement équilibrés composés de LSO et de  $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}$  de densité égale à  $7.1 \text{ g/cm}^3$ . Les sensibilités sont présentées relativement à la sensibilité du scanner possédant un *phoswich* de deux cristaux égaux (configuration actuelle du ClearPET de Lausanne), dans le tableau 4.3. Les valeurs obtenues reflètent simplement le fait que le LSO est plus dense ( $7.4 \text{ g/cm}^3$ ) que le LuYAP choisi.

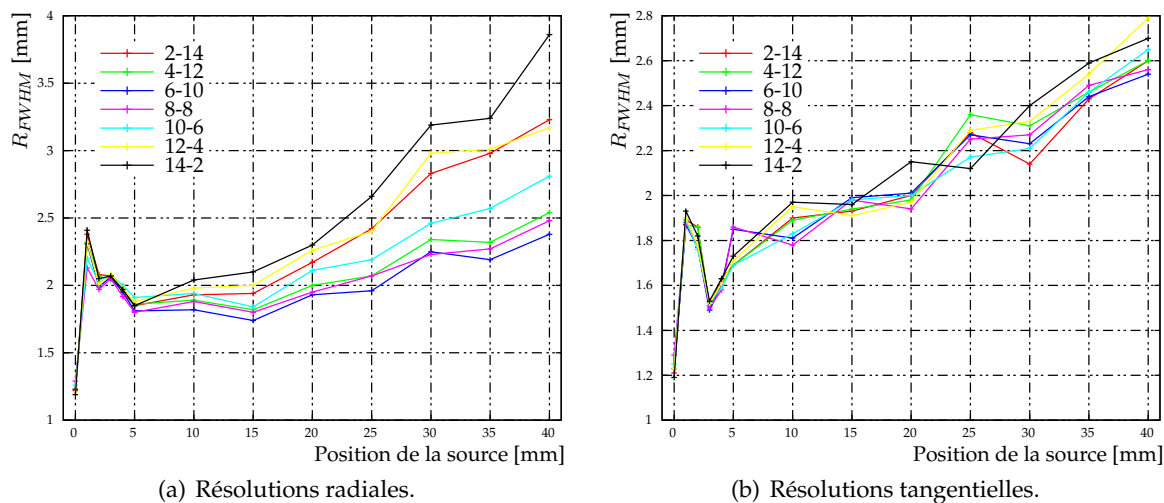
Les figures 4.24 présentent les résolutions spatiales obtenues par des simulations d'une source ponctuelle positionnées à différents endroits. Les courbes représentant le *phoswich* 8–8 (courbes de référence) diffèrent légèrement de celles représentées sur la figure 4.8, car cette fois la longueur d'interaction a été prise à 3.6 mm, et non plus à 4 mm<sup>9</sup>. La longueur

<sup>9</sup> Cette façon de procéder améliore d'ailleurs légèrement la résolution spatiale loin du centre du champ de vue.

Longueur des cristaux LSO-LuYAP [mm]	Sensibilités relatives [%]
2 – 14	$89 \pm 4$
4 – 12	$91 \pm 4$
6 – 10	$97 \pm 4$
8 – 8	100
10 – 6	$104 \pm 4$
12 – 4	$105 \pm 4$
14 – 2	$108 \pm 4$

**TAB. 4.3** – Sensibilités relatives de scanners ClearPET à un anneau avec différentes longueurs de cristaux pour une source au centre, par rapport à un phoswich composé de cristaux de mêmes longueurs (8mm).

d'interaction moyenne est calculée pour chaque configuration en fonction de l'équation 4.1, avec comme paramètre  $\mu = 0.076 \text{ mm}^{-1}$  et comme borne maximale  $x_{\max}$  la longueur du cristal.



**FIG. 4.24** – Évolutions des résolutions spatiales pour différentes tailles de cristaux.

Les géométries qui minimisent ces résolutions spatiales sont les configurations 8–8 et 6–10 (à savoir un *phoswich* constitué de 6 mm de LSO et de 10 mm de LuYAP). Il est important de mentionner que les positions reconstruites de ces deux configurations correspondent bien aux positions réelles des sources. Dans le cas de la configuration 6–10, il faut s'attendre à une perte de sensibilité de  $3 \pm 4$  %. Par contre, les résultats des résolutions spatiales restent vraies pour du LuAP pur (pour autant que la discrimination soit bien faite), ce qui laisse augurer une augmentation de sensibilité également pour cette configuration (la densité du LuAP pur étant de  $8.34 \text{ g/cm}^3$ ).

### 4.4.3 Les types de cristaux

L'étape suivante est de remplacer les cristaux de LuYAP par des cristaux de LuAP pur afin d'augmenter la sensibilité du scanner. Ces derniers sont plus denses ( $8.34 \text{ g/cm}^3$ , contre  $7.1 \text{ g/cm}^3$  pour le  $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}$ ) et possèdent une section efficace photoélectrique plus élevée, par contre leur rendement lumineux est moindre.

La figure 4.25 montre les spectres en énergie simulés obtenus par les deux types de  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{AP}$  et par du LuAP pur pour une source identique de photons de 511 keV. Dans le modèle de numériseur, seule une résolution en énergie de 30 % a été appliquée. Nous observons bien un nombre plus important d'événements dans le pic photoélectrique dans le cas du cristal de LuAP.

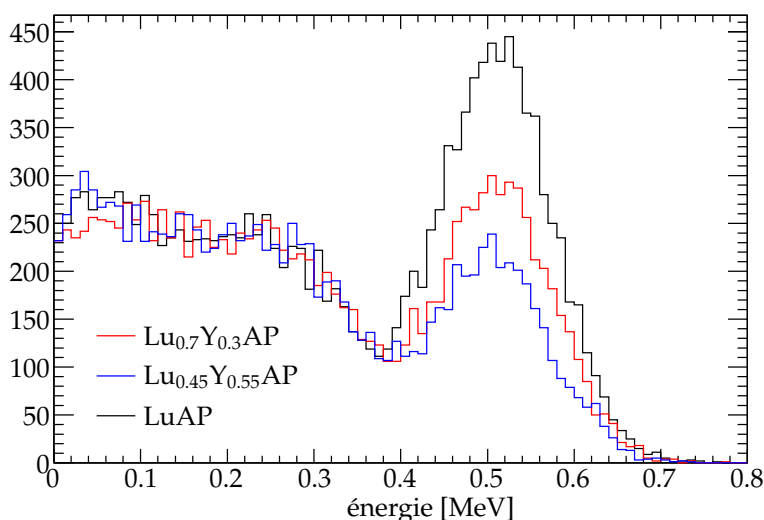
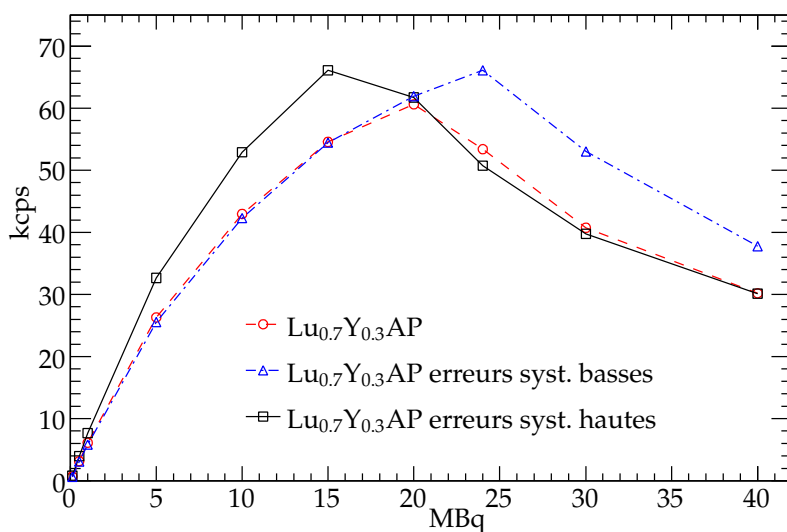


FIG. 4.25 – Comparaison des spectres en énergie simulés pour les deux types de LuYAP et du LuAP.

### 4.4.4 Le rapport signal sur bruit

En nous basant sur les résultats des taux de comptage pour trois anneaux partiels présentés à la section 4.2.4, nous pouvons extrapoler ceux-ci à un système complet à quatre anneaux, grâce au Monte Carlo. Pour évaluer le rapport signal sur bruit d'un tel système, nous utilisons le taux équivalent NEC décrit par l'équation 1.38 de la page 27. Le fantôme qui a permis d'estimer ces taux est un cylindre de 51 mm de diamètre et de 108 mm de longueur. Le modèle de numériseur est évidemment le même que celui présenté précédemment avec les valeurs obtenues pour les taux de comptage (cf. section 4.2.4).

La figure 4.26 représente les taux NEC obtenus pour un scanner ClearPET complet à quatre anneaux équipés exclusivement de *phoswich* LSO- $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}$ . La courbe rouge est reproduite en utilisant les taux de coïncidences obtenus avec le modèle tel quel, tandis que les courbes noires et bleues représentent les taux NEC issus des taux de coïncidences modifiés par les erreurs systématiques du modèle. L'effet le plus marqué est le déplacement de l'activité correspondant au maximum NEC. Cette activité se situe entre 15 et 25 MBq. Ce n'est pas la proportion de coïncidences fortuites qui fait déjà chuter les taux NEC, mais bien les limitations du système de lecture des événements de l'acquisition. Les valeurs du taux



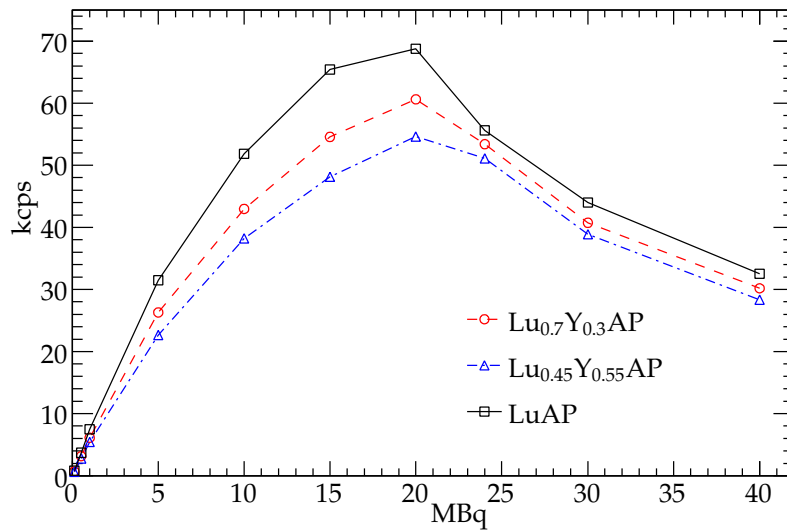
**FIG. 4.26** – Courbes caractérisant le rapport signal sur bruit (courbes NEC) pour un scanner ClearPET complet à quatre anneaux équipés de phoswich LSO-Lu<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>AP. Le modèle de numériseur est identique à celui utilisé pour les courbes de comptage de la section 4.2.4. La courbe rouge est basée sur les taux résultant directement du modèle, la courbe noire en tenant compte des taux obtenus en ajoutant l'erreur systématique haute et la courbe bleue l'erreur systématique basse. L'erreur statistique est inférieure à la taille des symboles.

de coïncidences effectif maximum, de l'activité, de la fraction de diffusées et de la fraction de fortuites correspondantes sont représentées dans le tableau 4.4.

	activité [MBq]	NEC [kcp]	SF [%]	RF [%]
modèle	20	60.6 ± 0.3	25.1 ± 0.1	37.9 ± 0.2
erreurs syst. hautes	15	66.1 ± 0.3	30.6 ± 0.2	30.6 ± 0.2
erreurs syst. basses	24	66.1 ± 0.3	15.5 ± 0.1	42.1 ± 0.2

**TAB. 4.4** – Performances de comptage pour un scanner complet LSO-Lu<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>AP. Les valeurs représentées sont l'activité correspondant au maximum, le taux de coïncidences effectif (taux NEC), la fraction de diffusées (SF) et la fraction de fortuites (RF) pour cette activité. Ce tableau correspond aux maxima de la figure 4.26.

La figure 4.27 présente les taux NEC obtenus avec le même modèle pour un scanner équipé de phoswich LSO-Lu<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>AP (en rouge, cette courbe est l'identique de la courbe rouge de la figure précédente), LSO-Lu<sub>0.45</sub>Y<sub>0.55</sub>AP (courbe bleue) et LSO-LuAP (courbe noire). Cette dernière est purement indicative. En effet, les paramètres du numériseur sont les mêmes que ceux obtenus par la mesure de taux de comptage avec le démonstrateur ClearPET, ce qui a peu de chance d'être correct. Les courbes modifiées par les erreurs systématiques des taux de coïncidences ne sont pas représentées cette fois-ci.



**FIG. 4.27** – Courbes caractérisant le rapport signal sur bruit (courbes NEC) pour un scanner Clear-PET complet à quatre anneaux. Le modèle de numériseur est identique à celui utilisé pour les courbes de comptage de la section 4.2.4. L'erreur statistique est inférieure à la taille des symboles.

Le maximum NEC a lieu pour la même activité dans les trois architectures, c.-à-d. à 20 MBq. Pour cette activité, les valeurs du taux de coïncidences effectif, de la fraction de diffusées et de la fraction de fortuites sont représentées dans le tableau 4.5. Nous remarquons que les fractions de diffusées et de fortuites sont compatibles pour les trois architectures.

	NEC [kcps]	SF [%]	RF [%]
Lu <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> AP	60.6 ± 0.3	25.1 ± 0.1	37.9 ± 0.2
Lu <sub>0.45</sub> Y <sub>0.55</sub> AP	54.6 ± 0.3	25.2 ± 0.1	37.9 ± 0.2
LuAP	68.8 ± 0.3	24.5 ± 0.1	37.8 ± 0.2

**TAB. 4.5** – Valeurs du taux de coïncidences effectif, de la fraction de diffusées et de la fraction de fortuites pour un scanner complet à quatre anneaux au maximum du NEC (c.-à-d. pour une activité de 20 MBq).

Ces performances du système d'acquisition remplissent quasiment le cahier des charges. En effet lors d'examen cliniques, il est rare d'injecter une activité supérieure à 1 mCi<sup>10</sup>, c.-à-d. 37 MBq, à la souris. De plus, lorsque seul le cerveau est étudié, un blindage est positionné autour du corps de l'animal, ce qui restreint sensiblement l'activité présente dans le champ de vue du scanner. L'examen peut alors être réalisé dans la plage d'activité optimale du fonctionnement du scanner.

<sup>10</sup>Un curie (Ci) vaut 37 milliards de Becquerels (Bq). C'est l'activité d'un gramme de radium. Les médecins et biologistes l'utilisent plus souvent que les Becquerels.





# Conclusion

---

CETTE ÉTUDE met en avant les performances du démonstrateur ClearPET de Lausanne et les confronte à des simulations Monte Carlo réalisées avec la plateforme GATE. Ce logiciel s'est révélé être un bon outil pour comprendre en détail le fonctionnement de l'intégralité de l'électronique de la chaîne d'acquisition. Il permet de mettre en évidence les points critiques et de donner des indications précieuses sur les performances d'un scanner final.

Les résolutions spatiales montrent un remarquable accord entre les valeurs mesurées et simulées, attestant ainsi de la précision du positionnement des cristaux scintillateurs et du bon fonctionnement de la détermination de la profondeur d'interaction, à l'intérieur du *phoswich*. La résolution spatiale au centre du champ de vue est de 1.3 mm et augmente jusqu'à 2.5 mm à 40 mm de l'axe du scanner, en prenant pour la reconstruction une distance d'interaction dans les cristaux de 3.6 mm sur les 8 mm de longueur effective.

Les résolutions temporelles pour deux modules ayant la même phase d'échantillonnage sont de 4.3 ns pour le LSO et de 4.9 ns pour le LuYAP. Si la phase n'est pas la même pour les deux têtes en coïncidence, le centre de la distribution de temps de vol est déplacé. Cela n'importe toutefois pas, car la fenêtre de 10 ns utilisée englobe complètement cette distribution.

Les résolutions en énergies typiques<sup>11</sup> mesurées lors d'acquisitions avec le démonstrateur valent  $31 \pm 4 \%$  pour le LSO et  $33 \pm 8 \%$  pour le LuYAP. Malgré les efforts pour homogénéiser les différents canaux des détecteurs, la variabilité pour une source à 511 keV des positions moyennes des pics à pleine énergie est caractérisée par un écart-type de l'ordre<sup>11</sup> de 50 keV, et cela quelle que soit la couche du *phoswich*. Quant au rapport entre la position moyenne des pics provenant des cristaux de LSO et ceux de LuYAP, il est de l'ordre<sup>11</sup> de  $1.0 \pm 0.1$ .

La sensibilité absolue d'un scanner complet à quatre anneaux de détection composé exclusivement de  $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}$  est estimée à  $4.37 \pm 0.05^{+0.83}_{-0.42}$ . L'erreur systématique importante découle directement de la forte variabilité des positions de pics à pleine énergie par rapport à la coupure de l'électronique de déclenchement. Elle pourrait être réduite en développant une électronique de déclenchement spécifique à chaque canal, ce qui amènerait à une sensibilité absolue de l'ordre de 5 %.

Les simulations Monte Carlo ont pu mettre en évidence un problème au niveau du marquage temporel de l'électronique d'acquisition. Ceci implique une perte directe de la sensibilité du scanner.

En se basant sur les courbes des taux de comptage mesurés, nous avons pu extrapoler le

---

<sup>11</sup> Ces grandeurs dépendent évidemment de la tête mesurée, c'est pour cela que les mots *typique* et *de l'ordre de* sont utilisés.

rapport signal sur bruit NEC pour un scanner complet à quatre anneaux. Pour le moment, le maximum NEC est obtenu pour une activité d'environ 20 MBq. Ce n'est pas la proportion des coïncidences fortuites qui limite ce maximum, mais bien le système d'acquisition de données (sans cette limitation, le maximum NEC serait atteint pour une activité de l'ordre de 40 MBq). Une solution pour augmenter les performances du système d'acquisition serait de ne mettre qu'une seule carte FPGA par carte NiDAQ et d'augmenter la puissance du processeur ou d'en augmenter le nombre.

Pour une prochaine version du scanner ClearPET, il faudrait vraiment mettre l'accent sur le développement d'une nouvelle électronique de lecture. La version actuelle prétérite les performances du démonstrateur, principalement en terme de sensibilité. L'association de coïncidences devrait se faire également de façon matérielle, afin de réduire la quantité énorme de données et le temps de traitement avant la reconstruction.

## Annexe A

# La convolution de deux gaussiennes

---

---

LA CONVOLUTION de deux gaussiennes est une gaussienne. Nous prenons une gaussienne centrée dont l'écart-type vaut  $\sigma$  et l'exprimons par l'équation suivante :

$$G_{\sigma}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{A.1})$$

La convolution de deux gaussiennes de ce type peut alors être calculée en utilisant soit la définition d'une convolution, soit ses propriétés dans l'espace de Fourier, afin d'obtenir l'expression suivante :

$$(G_{\sigma_1} \otimes G_{\sigma_2})(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} e^{-\frac{x^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}} \quad (\text{A.2})$$

La convolution de deux gaussiennes identiques donnent donc

$$(G_{\sigma} \otimes G_{\sigma})(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma^2 + \sigma^2}} e^{-\frac{x^2}{2(\sigma^2 + \sigma^2)}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{2}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2(\sqrt{2}\sigma)^2}} \quad (\text{A.3})$$

Ce qui correspond effectivement à une nouvelle gaussienne d'écart-type  $\sqrt{2}\sigma$ .

Dans le cas de la mesure du temps de vol, la mesure effective représente le temps de vol convolué par la réponse des deux détecteurs qui ont détecté la coïncidence. Lorsqu'un ajustement d'une courbe de Gauss est réalisé sur l'histogramme et que l'écart-type  $\sigma$  est connu, la vraie résolution en temps d'un détecteur vaut donc :

$$R_{FWHM} \sim 2.35 \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.4})$$



# Table des figures

---

---

1.1	Émission et annihilation du positon. . . . .	5
1.2	Effet photoélectrique. . . . .	8
1.3	Diffusion Compton. . . . .	9
1.4	Diffusion Rayleigh. . . . .	10
1.5	Détecteur à scintillation. . . . .	11
1.6	Spectres d'amplitude d'un détecteur à scintillation. . . . .	17
1.7	Événements possibles en TEP. . . . .	18
1.8	Correspondance entre une LOR et un point sur le sinogramme. . . . .	19
1.9	Relation entre projection et sinogramme. . . . .	20
1.10	Sinogrammes multiples. . . . .	21
1.11	Illustration du théorème de la coupe centrale. . . . .	22
1.12	Rétroprojection $b(x, y, \phi)$ . . . . .	22
1.13	Lignes de réponse en mode 3D et projections incomplètes. . . . .	24
1.14	Élément de la modélisation du système. . . . .	25
1.15	Résolutions spatiales selon les trois axes. . . . .	29
1.16	Réduction de l'erreur de parallaxe à l'aide de la technologie <i>phoswich</i> . . . . .	29
1.17	Effet de la rotation sur des sinogrammes directs. . . . .	30
2.1	Photographie du démonstrateur ClearPET de Lausanne. . . . .	34
2.2	Schéma du positionnement des secteurs du démonstrateur ClearPET. . . . .	34
2.3	MaPMT R7600-00-M64. . . . .	35
2.4	Modules de détection ClearPET. . . . .	36
2.5	Schéma de l'électronique de lecture. . . . .	39
2.6	Schéma de la chaîne d'acquisition des données. . . . .	40
2.7	Le PC d'acquisition embarqué. . . . .	41
2.8	Interface utilisateur du programme <code>SlowControl</code> . . . . .	44
2.9	Régulation PID : réponses types de procédés stables. . . . .	45
2.10	Interface utilisateur du programme <code>Motion</code> . . . . .	46
2.11	Boucle principale du programme d'asservissement des moteurs. . . . .	47
2.12	Interface utilisateur du programme <code>Master</code> . . . . .	48
2.13	Interface utilisateur du programme <code>DAQSetup</code> . . . . .	49
2.14	Interface utilisateur du programme <code>PXI Server</code> . . . . .	50
2.15	Boucle principale de la lecture des cartes d'acquisition. . . . .	51
2.16	Exemple de 10 des 16 échantillons ADC du signal de dynode. . . . .	51
2.17	Comparaison des impulsions de sortie. . . . .	52

2.18	Histogrammes des impulsions $a_{15}$ .	53
2.19	Réjection des voisins au niveau d'un décodeur.	55
2.20	Exemple de fichier d'en-tête LMF.	56
2.21	Principe du tri en temps des événements provenant de la DAQ.	58
3.1	Détecteur sensible.	71
3.2	ClearPET à trois anneaux complets dans GATE.	74
3.3	Représentation de fantômes analytiques dans GATE.	77
3.4	Décroissance radioactive simulée pour divers isotopes.	78
3.5	Les deux modules GATE spécifiques à la physique de la TEP.	79
3.6	Temps morts non paralysant et paralysant.	85
4.1	ClearPET à un anneau dans GATE.	90
4.2	Influence du seuil sur un <i>phoswich</i> non équilibré.	90
4.3	Simulation de l'influence du seuil sur un <i>phoswich</i> non équilibré.	91
4.4	Les spectres d'un module ClearPET.	92
4.5	Positions moyennes des pics à pleine énergie pour les 18 têtes.	93
4.6	Ajustement d'une sigmoïde sur la coupure matérielle de spectres.	94
4.7	Comparaison de spectres en énergie d'un canal.	94
4.8	Résolutions spatiales.	96
4.9	Temps de vol.	97
4.10	Sensibilités en fonction de la fenêtre de coïncidence.	100
4.11	Profils axiaux de sensibilités absolues simulées.	101
4.12	Taux de comptage des événements simples sans correction du bruit.	103
4.13	Taux de comptage des événements simples.	104
4.14	Taux de comptage en coïncidence.	105
4.15	Rapport taux de coïncidences et taux d'événements simples.	106
4.16	Illustration de l'utilité de la normalisation.	107
4.17	Illustration de l'effet du DOI sur des données réelles.	108
4.18	Illustration de l'effet du DOI sur des données simulées.	109
4.19	Coupe transversale de l'image reconstruite du fantôme de mini Derenzo.	110
4.20	Coupes transversales d'un examen $^{18}\text{F}$ -FDG de cerveau de rat.	111
4.21	Examen $^{18}\text{F}$ -FDG d'un cerveau de rat réalisé à Jülich.	111
4.22	Position du point d'interaction moyen dans un cristal.	112
4.23	Évolutions des positions pour deux points d'interaction moyens.	113
4.24	Évolutions des résolutions spatiales pour différentes tailles de cristaux.	114
4.25	Comparaison des spectres simulés LuYAP-LuAP.	115
4.26	Courbes NEC simulées pour un scanner LSO-Lu <sub>0,7</sub> Y <sub>0,3</sub> AP.	116
4.27	Courbes NEC simulées du ClearPET complet.	117

# Liste des tableaux

---

---

1.1	Les propriétés fondamentales des principaux isotopes utilisés en TEP. . . . .	6
1.2	Caractéristiques des principaux scintillateurs utilisés en TEP. . . . .	13
2.1	Valeurs de coupure DOI. . . . .	53
3.1	Les différents niveaux du système <i>cylindricalPET</i> . . . . .	73
3.2	Caméras commerciales TEP validées par GATE. . . . .	87
4.1	Sensibilités absolues simulées. . . . .	99
4.2	Sensibilités simulée de la source de $^{68}\text{Ge}$ . . . . .	100
4.3	Sensibilités relatives pour différentes longueurs de cristaux. . . . .	114
4.4	Performances de comptage pour un scanner complet LSO-Lu <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> AP. . . . .	116
4.5	Performances de comptage pour un scanner complet au maximum du NEC. . . . .	117





# Bibliographie

---

- [1] A. Darvasi. Experimental strategies for the genetic dissection of complex traits in animal models. *Nat. Genet.*, 18(1) :19–24, 1998.
- [2] R. W. Williams et P. Rakic. Three-dimensional counting : an accurate and direct method to estimate numbers of cells in sectioned material. *J. Comp. Neurol.*, 278(3) : 344–352, 1988.
- [3] S. Kanekal, A. Sahai, R. E. Jones et D. Brown. Storage-phosphor autoradiography : a rapid and highly sensitive method for spatial imaging and quantitation of radioisotopes. *J. Pharmacol. Toxicol. Methods*, 33(3) :171–178, 1995.
- [4] D. Malakoff. The Rise of the Mouse, Biomedicine’s Model Mammal. *Science*, 288 (5464) :248–253, 2000.
- [5] T. E. Nichols. *Spatiotemporal modeling of positron emission tomography*. PhD thesis, Carnegie Mellon University, 2001.
- [6] O. de Dreuille, P. Maszelin, H. Foehrenbach et coll. Principe et technique de la tomographie par émission de positons. *Encycl. Méd. Chir.*, 35-310-A-10, 2002.
- [7] O. Schneider. *Introduction à la Physique Nucléaire et Corpusculaire*. EPFL, 2001.
- [8] A. Alessio et P. E. Kinahan. *PET Image Reconstruction*. Elsevier, 2006.
- [9] M. Defrise. A short reader’s guide to 3D tomographic reconstruction. *Comput. Med. Imaging Graph.*, 25 :113–116, 2001.
- [10] A. F. Chatziioannou. Molecular imaging of small animals with dedicated PET tomographs. *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*, 29(1) :98–114, 2002.
- [11] S. Derenzo. Mathematical removal of positron range blurring in high resolution tomography. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 33 :565–569, 1986.
- [12] S. Berko et H. N. Pendleton. Positronium. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 30 :543–581, 1980.
- [13] K. Iwata, R. G. Greaves et C. M. Surko. gamma-ray spectra from positron annihilation on atoms and molecules. *Physical Review A*, 55 :3586–3604, 1997.
- [14] P. Colombino, B. Fiscella et L. Trossi. Study of positronium in water and ice from 22 to -144° C by annihilation quanta measurements. *Nuovo Cimento*, 38 :707–723, 1965.

- [15] M. Ter-Pogossian, M. Phelps, E. Hoffman et N. Mullani. A positron-emission trans-axial tomograph for nuclear imaging (PETT). *Radiology*, 114 :89–98, 1975.
- [16] M. Reivich, D. Kuhl, A. Wolf et coll. The [ $^{18}\text{F}$ ]fluorodeoxyglucose method for the measurement of local cerebral glucose utilization in man. *Circulation Research*, 44 : 127–137, 1979.
- [17] P. Rigo, P. Paulus, G. Jerusalem et coll. Indications cliniques de la tomographie à positons au 18-FDG. Expérience préliminaire et revue de la littérature. *Médecine Nucléaire and Imagerie fonctionnelle et métabolique*, 19 :73–89, 1995.
- [18] D. L. Bailey, J. S. Karp et S. Surti. *Positron Emission Tomography*, chapter Physics and Instrumentation in PET, pages 41–67. Springer-Verlag Ltd, basic science and clinical practice edition, 2003.
- [19] H. Hall et J. R. Oppenheimer. Relativistic Theory of the Photoelectric Effect. *Phys. Rev.*, 38 :57–79, 1931.
- [20] O. Klein et Y. Nishina. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeit. f. Phys.*, 52 :853–868, 1929.
- [21] C. L. Melcher. Scintillation crystals for pet. *J. Nucl. Med.*, 41 :1051–1055, 2000.
- [22] C. L. Melcher et J. S. Schweitzer. Cerium-doped lutetium oxyorthosilicate : a fast efficient new scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 39 :502–505, 1992.
- [23] P. Lecoq et M. Korzhik. Scintillator developments for high energy physics and medical imaging. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47 :1311–1314, 2000.
- [24] H. Merenga, J. Andriessen et C. W. E. van Eijk. 4f and 5d level splitting of  $\text{Ce}^{3+}$  in  $\text{SrCl}_2$  :Ce,  $\text{CeCl}_3$  and  $\text{CeF}_3$ . *Inorganic Scintillators and Their Applications*, pages 138–141, 1995.
- [25] C. Kuntner, E. Auffray, P. Lecoq et coll. Intrinsic energy resolution and light output of the  $\text{Lu}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{AP}:\text{Ce}$  scintillator. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 493 :131–136, 2002.
- [26] Notice des Travaux Pratiques de Physique Nucléaire. LPHE, UNIL, 2002.
- [27] W. W. Moses. Time of flight in PET revisited. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1325–1330, 2003.
- [28] NEMA NU 2-1994. Performance Measurements of Positron Emission Tomographs. Washington, DC : National Electric Manufacturers Association, 1994.
- [29] NEMA NU 2-2001. Performance Measurements of Positron Emission Tomographs. Washington, DC : National Electric Manufacturers Association, 2001.
- [30] M. E. Daube-Witherspoon, J. S. Karp, M. E. Casey et coll. PET Performance Measurements Using the NEMA NU 2-2001 Standard. *Journal of Nuclear Medicine*, 43(10) : 1398–1409, 2002.

- [31] P. E. Kinahan et J. G. Rogers. Analytic 3D image reconstruction using all detected events. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 36 :964–968, 1989.
- [32] M. Defrise, D. W. Townsend et R. Clack. Three-dimensional image reconstruction from complete projections. *Phys. Med. Biol.*, 34 :573–587, 1989.
- [33] J. G. Colsher. Fully-three-dimensional positron emission tomography. *Phys. Med. Biol.*, 25 :103–115, 1980.
- [34] M. Defrise, P. E. Kinahan et D. W. Townsend. Exact and Approximate Rebinning Algorithms for 3-D PET Data. *IEEE Trans. Med. Imaging*, 16(2) :145–158, 1997.
- [35] M. E. Daube-Witherspoon et Muehllehner G. Treatment of axial data in three-dimensional PET. *J. Nucl. Med.*, 28 :1717–1724, 1987.
- [36] X. Liu, M. Defrise, C. Michel et coll. Exact rebinning methods for three-dimensional PET. *IEEE Trans. Med. Imaging*, 18(8) :657–64, 1999.
- [37] L. A. Shepp et Vardi Y. Maximum likelihood reconstruction for emission tomography. *IEEE Trans. Med. Imaging*, 1 :113–122, 1982.
- [38] Y. Vardi, L. A. Shepp et L. Kaufman. A statistical model for positron emission tomography. *J. Am. Stat. Assoc.*, 80 :8–20, 1985.
- [39] K. Lange et R. Carson. EM reconstruction algorithms for emission and transmission tomography. *J. Comput. Assist. Tomogr.*, 8 :306–316, 1984.
- [40] H. M. Hudson et R. S. Larkin. Accelerated image reconstruction using ordered subsets of projection data. *IEEE Trans. Med. Imaging*, 13 :601–609, 1994.
- [41] S. C. Strother, M. E. Casey et E. J. Hoffman. Measuring PET scanner sensitivity : relating countrates to image signal-to-noise ratios using noise equivalent counts. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 37(2) :783–788, 1990.
- [42] R. H. Huesman. The effects of a finite number of projection angles and finite lateral sampling of projections on the propagation of statistical errors in transverse section reconstruction. *Phys. Med. Biol.*, 22 :511–521, 1977.
- [43] D. W. Townsend, R. A. Isoardi et B. Bendriem. *Theory And Practice Of 3D Pet : Volume imaging tomographs*, volume 32. Kluwer Academic Publishers, 1998.
- [44] W. W. Moses et S. E. Derenzo. Empirical observation of performance degradation in positron emission tomographs utilizing block detectors. *J. Nucl. Med.*, 34 :101–102, 1993.
- [45] A. Saoudi, C. Pepin, F. Dion et coll. Investigation of depth-of-interaction by pulse shape discrimination in multicrystal detectors read out by avalanche photodiodes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :462–467, 1999.
- [46] M. Schmand, L. Eriksson, M.E. Casey et coll. Advantages using pulse shape discrimination to assign the depth ofinteraction information (DOI) from a multi layer phoswich detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :985–990, 1999.

- [47] J. Seidel, J.J. Vaquero et M.V. Green. Resolution uniformity and sensitivity of the NIH ATLAS small animal PET scanner : Comparison to simulated LSO scanners without depth-of-interaction capability. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1347–1350, 2003.
- [48] P. M. Bloomfield, S. Rajeswaran, T. J. Spinks et coll. The design and physical characteristics of a small animal positron emission tomograph. *Phys. Med. Biol.*, 40 :1105–1126, 1995.
- [49] R. Lecomte, J. Cadorette, S. Rodrigue et coll. Initial Results from the Sherbrooke Avalanche Photodiode Positron Tomograph. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43 :1952–1957, 1996.
- [50] S. Weber, H. Herzog, H.H. Coenen et coll. Evaluation of the TierPET system. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :1177–1183, 1999.
- [51] P. Bruyndonckx, L. Xuan, S. Tavernier et Z. Shuping. Performance study of a 3D small animal PET scanner based on BaF<sub>2</sub> crystals and a photo sensitive wire chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 392 :407–413, 1997.
- [52] S. R. Cherry, Y. Shao, R. W. Silverman et coll. MicroPET : a high resolution PET scanner for imaging small animals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 44 :1161 – 1166, 1997.
- [53] A. F. Chatziioannou, S. R. Cherry, Y. P. Shao et coll. Performance evaluation of microPET : A high-resolution lutetium oxyorthosilicate PET scanner for animal imaging. *J. Nucl. Med.*, 40 :1164–1175, 1999.
- [54] Y. C. Tai, A. Chatziioannou, S. Siegel et coll. Performance evaluation of the microPET P4 : a PET system dedicated to animal imaging. *Phys. Med. Biol.*, 46 :1845–1862, 2001.
- [55] C. Knoess, S. Siegel, A. Smith et coll. Performance evaluation of the microPET R4 PET scanner for rodents. *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*, 30(5) :737–747, 2003.
- [56] Y.-C. Tai, A. F. Chatziioannou, Y. Yang et coll. MicroPET II : design, development and initial performance of an improved microPET scanner for small-animal imaging. *Phys. Med. Biol.*, 48 :1519–1537, 2003.
- [57] Y. Yang, Y.-C. Tai, S. Siegel et coll. Optimization and performance evaluation of the microPET II scanner for in vivo small-animal imaging. *Phys. Med. Biol.*, 49 :2527–2545, 2004.
- [58] R. Laforest, D. Longford, S. Siegel et coll. Performance evaluation of the microPET-Focus - F120. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 5, pages 2965–2969. IEEE, 2004.
- [59] S. Jan, C. Comtat, R. Boisgard et R. Trebossen. Comparative study of microPET<sup>®</sup> FOCUS and ECAT HRRT PET systems for small rodents imaging. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 6, pages 3430–3432. IEEE, 2004.
- [60] J. Missimer, Z. Madi, M. Honer et coll. Performance evaluation of the 16-module quad-HIDAC small animal PET camera. *Phys. Med. Biol.*, 49 :2069–2081, 2004.
- [61] A. P. Jeavons, R.A. Chandler et C.A.R. Dettmar. A 3D HIDAC-PET camera with sub-millimetre resolution for imaging small animals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 :468–473, 1999.

- [62] D.W. Townsend et T. Beyer. A combined PET/CT scanner : the path to true image fusion. *Br. J. Radiol.*, 75 :24–30, 2002.
- [63] P. K. Marsden, D. Strul, S. Keevil et coll. Simultaneous PET and NMR. *Br. J. Radiol.*, 75 :53–59, 2002.
- [64] P. E. Kinahan, D. W. Townsend, T. Beyer et D. Sashin. Attenuation correction for a combined 3D PET/CT scanner. *Medical Physics*, 25 :2046–2053, 1998.
- [65] M. E. Phelps, S. C. Huang, E. J. Hoffman et coll. An analysis of signal amplification using small detectors in positron emission tomography. *J. Comput. Assist. Tomogr.*, 6 (3) :551–565, 1982.
- [66] T. Funk, M. Sun et B. H. Hasegawa. Radiation dose estimate in small animal SPECT and PET. *Med. Phys.*, 31(9) :2680–2686, 2004.
- [67] J.-B. Mosset, O. Devroede, M. Krieguer et coll. Development of an optimized LSO/LuYAP phoswich detector head for the Lausanne ClearPET demonstrator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 :25–29, 2006.
- [68] J.-B. Mosset. *Développement d'un module de détection phoswich LSO/LuYAP pour le prototype de caméra à positrons*. PhD thesis, EPFL, Lausanne, Suisse, 2006.
- [69] M. Rey, J.-B. Mosset et C. Morel. ClearPET Project : Phoswich module optimization. Technical report, IPHE, UNIL, 2003.
- [70] J.-B. Mosset, M. Rey et C. Morel. ClearPET Project : Report on LuYAP and LYSO crystals. Technical report, IPHE, UNIL, 2003.
- [71] J.-B. Mosset et C. Morel. ClearPET Project : Comparison between LY equalisation methods using polypropylene inserts and aluminisation. Technical report, LPHE, EPFL, 2004.
- [72] J.-B. Mosset et C. Morel. ClearPET Project : LY temperature dependence of LuAP crystals. Technical report, LPHE, EPFL, 2005.
- [73] J.-B. Mosset et C. Morel. ClearPET Project : Crystals temperature control in the detector head. Technical report, LPHE, EPFL, 2003.
- [74] C. Morel, L. Simon et M. Krieguer. LMF specifications. Technical report, IPHE, UNIL, 2003.
- [75] C. Morel, L. Simon, U. Pietrzyk et coll. ClearPET Project : Software Design. Technical report, IPHE, UNIL, 2002.
- [76] M. Krieguer, L. Simon, D. Strul et C. Morel. List Mode Format Implementation : scanner geometry description. Technical report, IPHE, UNIL, 2002.
- [77] E. Auffray, P. Bruyndonckx, O. Devroede et coll. The ClearPET project. *Nucl. Instr. and Methods*, A527 :171–174, 2004.

- [78] K. Ziemons, E. Auffray, R. Barbier et coll. The ClearPET™ project : development of a 2nd generation high-performance small animal PET scanner. *Nucl. Instr. and Methods*, A537 :307–311, 2005.
- [79] J. A. Mares, M. Nikl, J. Chval et coll. Development and characterisation of Czochralski grown  $\text{Lu}_x(\text{RE}^{3+})_{1-x}\text{AlO}_3 : \text{Ce}$  crystals ( $\text{RE}^{3+} = \text{Y}^{3+}$  or  $\text{Gd}^{3+}$ ). *Rad. Effects and Defects in Solids*, 150 :59–63, 1999.
- [80] J. Chval, D. Clément, J. Giba, J. Hybler et coll. Development of new mixed  $\text{Lu}_x(\text{RE}^{3+})_{1-x}\text{AP} : \text{Ce}$  scintillators ( $\text{RE}^{3+} = \text{Y}^{3+}$  or  $\text{Gd}^{3+}$ ) : comparison with other Ce-doped or intrinsic scintillation crystals. *Nucl. Instr. and Methods*, A443, 2000.
- [81] H. Kyushima, Y. Hasegawa, A. Atsumi et coll. Photomultiplier tube of new dynode configuration. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 41 :725–729, 1994.
- [82] C. M. Pepin, P. Bérard et R. Lecomte. Assessment of reflective separator films for small crystal arrays. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 2, pages 879–88. IEEE, 2001.
- [83] D. Christ, A. Hollendung, H. Larue et coll. Homogenization of the multi-channel PM gain by inserting light attenuating masks. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 4, pages 2382–2385. IEEE, 2003.
- [84] S. Weber, D. Christ, M. Kurzeja et coll. Comparison of LuYAP, LSO and BGO as scintillators for high resolution PET detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1370–1372, 2003.
- [85] M. Streun, G. Brandenburg, H. Larue et coll. Pulse recording by free-running sampling. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48 :524–526, 2001.
- [86] M. Streun, D. Christ, A. Hollendung et coll. Effects of crosstalk and gain nonuniformity using multichannel PMTs in the ClearPET™ scanner. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 537 :402–405, 2005.
- [87] M. Streun, G. Brandenburg, M. Brökel et coll. The ClearPET™ data acquisition. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 5, pages 3097–3100. IEEE, 2003.
- [88] L. Simon. ClearPET Project : Asservissement de la gantry. Technical report, IPHE, UNIL, 2003.
- [89] L. Simon. ClearPET Project : L'asservissement de la gantry sous labVIEW. Technical report, IPHE, UNIL, 2003.
- [90] J.-F. Loude. *Private communication*.
- [91] J.-M. Vieira. *Private communication*.
- [92] D. Wisniewski, M. Wisniewska, P. Bruyndonckx et coll. Digital pulse shape discrimination methods for phoswich detectors. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 5, pages 2979–2983. IEEE, 2005.

- [93] M. Streun, G. Brandenburg, M. Khodaverdi et coll. Timemark correction for the ClearPET<sup>TM</sup> scanners. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 4, pages 2057–2060. IEEE, 2005.
- [94] GATE : Geant4 Application for Emission Tomography. OpenGate Collaboration, . URL <http://opengatecollaboration.healthgrid.org>.
- [95] L. Simon, D. Strul, G. Santin et coll. Simulation of time curves in small animal PET using GATE. *Nucl. Instr. and Methods*, A527 :190–194, 2004.
- [96] C. Labbé, K. Thielemans, H. Zaidi et C. Morel. An object-oriented library incorporating efficient projection/backprojection operators for volume reconstruction in 3D PET. Dans *Int. Meeting on Fully Three-Dimensional Image Reconstruction in Radiology and Nucl. Med.*, pages 137–140. Egmond aan Zee, 1999.
- [97] STIR : Software for Tomographic Image Reconstruction. Hammersmith Imanet, . URL <http://stir.hammersmithimanet.com>.
- [98] D. Lazaro. *Validation de la plate-forme de simulation GATE en Tomographie d'Emission Monophotonique et application au développement d'un algorithme de reconstruction 3D complète*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France, 2003.
- [99] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et coll. Geant4-a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 506 :250–303, 2003.
- [100] S. Jan, G. Santin, D. Strul et coll. GATE : a simulation toolkit for PET and SPECT. *Phys. Med. Biol.*, 49 :4543–4561, 2004.
- [101] A. F. Bielajew et D. W. O. Rogers. Variance-reduction techniques : Monte Carlo Transport of Electrons and Photons. Dans T. M. Jenkins, W. R. Nelson et A. Rindi, editors, *International School of Radiation Damage and Protection*, pages 407–419. Plenum Press, New York, 1988.
- [102] S. L. Anderson. Random number generators on vector supercomputers and other advanced architectures. *Soc. Ind. Appl. Math. Rev.*, 32 :221–51, 1990.
- [103] F. James. A review of pseudorandom number generators. *Comput. Phys. Commun.*, 60 :329–344, 1990.
- [104] M. J. Berger. Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. *Methods in Computational Physics*, 1 :135–215, 1963.
- [105] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis et coll. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 :270–278, 2006.
- [106] ISO 10303-203. Application protocol : configuration controlled design. ISO TC 184/SC4, 1994. Industrial automation systems and integration—product data representation and exchange.
- [107] S. Chauvie, S. Guatelli, V. Ivanchenko et coll. Geant4 low energy electromagnetic physics. Dans *Nucl. Sci. Symposium*. IEEE, 2004.

- [108] J. Baró, J. Sempau, F. Salvat et J. M. Fernández-Varea. PENELOPE : An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 100 :31–46, 1995.
- [109] D. Strulab, G. Santin, D. Lazaro et coll. GATE (geant4 application for tomographic emission) : a PET/SPECT general-purpose simulation platform. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 125 :75–79, 2003.
- [110] G. Santin, D. Strul, D. Lazaro et coll. GATE : a Geant4-Based Simulation Platform for PET and SPECT Integrating Movement and Time Management. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 50 :1516–1521, 2003.
- [111] K. Assié, V. Breton, I. Buvat et coll. Monte Carlo simulation in PET and SPECT instrumentation using GATE. *Nucl. Instr. and Methods*, A527 :180–189, 2004.
- [112] I. Buvat et Castiglioni. Monte Carlo simulations in SPET and PET. *Q. J. Nucl. Med.*, 46 :48–61, 2002.
- [113] Irene Buvat et Delphine Lazaro. Monte Carlo simulations in emission tomography and GATE : An overview. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 569 :323–329, 2006.
- [114] S. Jan. *Simulateur Monte Carlo et caméra à xénon liquide pour la Tomographie à Emission de Positons*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2002.
- [115] J. von Neumann. Various techniques in connection with random digits-Monte Carlo methods. *Nat. Bureau Standards AMS*, 12 :36–38, 1951.
- [116] H. Behrens et J. Janecke. *Numerical Tables for Beta-Decay and Electron Capture (Landolt-Börnstein, New Series, Group I)*, volume 4. H. Schopper (Berlin : Springer), 1969.
- [117] R. Brun et F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 389 :81–86, 1997. URL <http://root.cern.ch>.
- [118] S. Jan, C. Comtat, D. Strul et coll. Monte Carlo Simulation for the ECAT EXACT HR+ System Using GATE. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 52 :627–633, 2005.
- [119] F. Bataille, C. Comtat, S. Jan et R. Trebossen. Monte Carlo simulation for the ECAT HRRT using GATE. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, pages 2570–2574. IEEE, 2004.
- [120] C. Michel, L. Eriksson, H. Rothfuss et coll. Influence of crystal material on the performance of the HiRez 3D PET scanner : A Monte-Carlo study. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, pages 2528–2531. IEEE, 2006.
- [121] F. Lamare, A. Turzo, Y. Bizais et coll. Validation of a Monte Carlo simulation of the Philips Allegro/GEMINI PET systems using GATE. *Phys. Med. Biol.*, 51 :943–962, 2006.
- [122] C. R. Schmidlein, A. S. Kirov, S. A. Nehmeh et coll. Validation of GATE Monte Carlo simulations of the GE Advance/Discovery LS PET scanners. *Med. Phys.*, 33(1) :198–208, 2006.



- [123] S. Jan, A. F. Chatziioannou, C. Comtat et coll. Monte Carlo simulation for the microPET P4 system using GATE. *Mol. Im. Biol.*, 5 :138, 2003.
- [124] S. Jan, A. Desbree, F. Pain et coll. Monte Carlo simulation of the microPET FOCUS system for small rodents imaging applications. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, pages 1653–1657. IEEE, 2005.
- [125] C. Merheb, Y. Petegnief, S. Kerhoas et coll. Analysis of sources of noise on Mosaic system for mouse and rat PET acquisition. *J. Nucl. Med.*, 46 :490, 2005.
- [126] Charbel Merheb, Stan Nicol, Yolande Petegnief et coll. Assessment of the Mosaic animal PET system response using list-mode data for validation of GATE Monte Carlo modelling. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 569 :220–224, 2006.
- [127] M. Rey. Modélisation d'un module phoswich LSO/LuYAP pour le tomographe à positons ClearPET avec le programme de simulation GATE. Master's thesis, EPFL, 2003.
- [128] M. Rey, L. Simon, D. Strul et coll. Design study of the ClearPET LSO/LuYAP phoswich detector head using GATE. Dans *Mol. Imag. Biol.*, editor, *Conf. Records HiRes 2003*, volume 5, page 119, Madrid, 2003. Academy of Molecular Imaging.
- [129] M. Rey, J.-M. Vieira, J.-B. Mosset et coll. Measured and Simulated Specifications of the Lausanne ClearPET Scanner Demonstrator. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 4, pages 2070–2073. IEEE, 2005.
- [130] M. Rey, S. Jan, J.-M. Vieira et coll. Count rate performance study of the Lausanne ClearPET scanner demonstrator. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 571 :207–210, 2007.
- [131] M. Khodaverdi, S. Weber, M. Streun et coll. High resolution imaging with ClearPET<sup>TM</sup> Neuro – First animal images. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 3, pages 1641–1644. IEEE, 2005.
- [132] M. Rey, L. Simon et C. Morel. ClearPET Project : Simulation on detector heads efficiency. Technical report, IPHE, UNIL, 2003.
- [133] M. Rey et C. Morel. ClearPET Project : Count rates validation. Technical report, LPHE, EPFL, 2006.
- [134] S. Weber, C. Morel, L. Simon et coll. Image reconstruction for the ClearPET<sup>TM</sup> Neuro. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 569 :381–385, 2006.
- [135] Y. H. Chung, Y. Choi, G. Cho et coll. Characterization of dual layer phoswich detector performance for small animal PET using Monte Carlo simulation. *Phys. Med. Biol.*, 49 : 2881–2890, 2004.



# Glossaire

---

2D	Deux dimensions
3D	Trois dimensions
3DRP	<i>3-D ReProjection algorithm</i> – algorithme de reprojexion tridimensionnel
ADC	<i>Analog-to-Digital Converter</i> – convertisseur analogique numérique
AMI	Academy of Molecular Imaging
APD	<i>Avalanche PhotoDiodes</i> – photodiodes à avalanche
ASCII	<i>American Standard Code for Information</i>
BaF <sub>2</sub>	Fluorure de baryum
BGO	Germanate de bismuth (Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub> )
Bq	Becquerel
C [°C]	Degré Celsius
c <sub>a</sub>	Concentration d'activité
CCC	<i>Crystal Clear Collaboration</i> – collaboration Crystal Clear
CCRT	Centre de Calcul Recherche et Technologie
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CERMEP	Centre d'Exploration et de Recherche Médicales par Émission de Positons
CERN	Centre Européen en Recherche Nucléaire
Ci	Curie
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CPPM	Centre de Physique des Particules de Marseille
cps	coups par seconde
CT	<i>Computed Tomography</i>
DAQ	<i>Data Acquisition</i> – acquisition de données
DAQ	<i>Data Acquisition</i> – acquisition de données
DLL	<i>Dynamic Link Library</i> – bibliothèque de liens dynamiques

---

DMA	<i>Direct Memory Access</i> – accès direct à la mémoire
DOI	<i>Depth-Of-Interaction</i> – profondeur d'interaction
EM	<i>Expectation Maximization</i>
EPFL	École Polytechnique Fédérale de Lausanne
FBP	<i>Filtered Back-Projection</i> – rétroprojection filtrée
FDG	Fluorodésoxyglucose
FDP	Fonction De Probabilité
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i> – Transformée de Fourier rapide
FIFO	<i>First In First Out</i>
FORE	<i>FOurier ReBinning</i>
FPGA	<i>Field Programmable Gate Arrays</i> – circuit intégré programmable
FWCM	<i>Full Width at C<sup>th</sup> Maximum</i> – largeur au c <sup>ième</sup> de la hauteur
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i> – largeur à mi-hauteur
FWTM	<i>Full Width at Tenth Maximum</i> – largeur au dixième de la hauteur
FZJ	<i>ForschungsZentrums Jülich</i> – centre de recherche de Jülich
GATE	<i>Geant4 Application for Tomographic Emission</i>
GEANT	<i>GEometry ANd Tracking</i>
GSO	Oxyorthosilicate de gadolinium (Gd <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> )
GUI	<i>Graphical User Interface</i> –interface utilisateur graphique
IIHE	<i>Interuniversity Institute for High Energies</i> – Institut Inter-Universitaire pour les Hautes Énergies
IN2P3	Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules
IPHE	Institut de Physique des Hautes Énergies
IRM	Imagerie par Résonance Magnétique
LabVIEW	<i>Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench</i>
LED	<i>Light Emitting Diode</i> – Diode électroluminescente
LGPL	<i>GNU Lesser General Public License</i>
LGSO	Oxyorthosilicate de lutétium et de gadolinium (Lu <sub>1.8</sub> Gd <sub>0.2</sub> SiO <sub>5</sub> )
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
LIP	<i>Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas</i> – laboratoire d'instrumentation et de physique expérimentale des particules
LMF	<i>List Mode Format</i> – format événementiel

---

LOR	<i>Line Of Response</i> – ligne de réponse
LPHE	Laboratoire de Physique des Hautes Énergies
LSO	Oxyorthosilicate de lutétium ( $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ )
LuAP	Lutétium aluminium perovskite ( $\text{LuAlO}_3$ )
LuYAP	Orthoaluminate de lutécium et d'yttrium ( $\text{Lu}_{1-x}\text{Y}_x\text{AlO}_3$ )
LY	<i>Light Yield</i> – rendement lumineux
LYSO	Oxyorthosilicate de lutécium et d'yttrium ( $\text{Lu}_{1-x}\text{Y}_x\text{SiO}_5$ )
MaPMT	<i>Multianode PhotoMultiplier Tube</i> – tube photomultiplicateur multianode
MLEM	<i>Maximum Likelihood Expectation Maximization</i>
Mo	Mega octet
MRI	<i>Magnetic Resonance Imaging</i>
MSRB	<i>MultiSlice ReBinning</i>
NaI	Iodure de sodium
NEC	<i>Noise Equivalent Count</i> – taux de coïncidences effectif
NECR	<i>Noise Equivalent Count Rate</i> – taux de coïncidences effectif
NI	<i>National Instruments</i>
OSEM	<i>Ordered Subset Expectation Maximization</i>
PARAPET	<i>PARAllel PETscan system</i>
PET	<i>Positron Emission Tomography</i> – tomographie par émission de positons
phoswich	Contraction de <i>phosphor sandwich</i>
PID	<i>Proportional-Integral-Derivative controller</i> – régulateur à action proportionnelle intégrale dérivée
pixel	Contraction de <i>picture element</i> – unité de base d'une image en deux dimensions
PMT	<i>PhotoMultiplier Tube</i> – tube photomultiplicateur
RDM	<i>Radioactive Decay Module</i>
RF	<i>Random Fraction</i> – fraction de coïncidences fortuites
SF	<i>Scatter Fraction</i> – fraction de coïncidences diffusées
SPECT	<i>Single Photon Emission Computed Tomography</i> – tomographie par émission mono-photonique
SSRB	<i>Single Slice ReBinning</i>
STIR	<i>Software for Tomographic Image Reconstruction</i>
TDM	TomoDensitoMétrie

---

TEMP	Tomographie par Émission MonoPhotonique
TEP	Tomographie par Émission de Positons
TOF	<i>Time-Of-Flight</i> – temps de vol
UCBL	Université Claude Bernard de Lyon
UMR	Unité Mixte de Recherche
VI	<i>Virtual Instrument</i> – instrument virtuel
voxel	Contraction de <i>volume element</i> – unité de base d'une image en trois dimensions
VUB	<i>Vrije Universiteit Brussel</i>
YAP	Yttrium aluminium perovskite

# Martin REY

43, chemin du Couchant  
CH-1752 Villars-sur-Glâne  
++41 76 584 85 66  
martin.rey@a3.epfl.ch

28 ans  
célibataire  
Suisse



---

## Formation

Doctorat en Physique des Particules de l'EPFL, Lausanne	prévu été 2007
Diplôme d'Aptitude à l'Enseignement Secondaire II (physique et mathématiques) de l'UNIFR, Fribourg	prévu été 2007
Diplôme d'Ingénieur Physicien de l'EPFL (équivalent Master), Lausanne	mars 2003
Maturité Fédérale type scientifique du Collège Sainte-Croix, Fribourg	juin 1998

## Expérience professionnelle

Enseignant stagiaire (physique et mathématiques), Collège Sainte-Croix, Fribourg	sept. 06–juil. 07
Assistant diplômé (travaux pratiques et exercices), UNIL et EPFL, Lausanne	avril 03–fév. 07
Assistant étudiant (exercices), EPFL, Lausanne	oct. 01–fév. 03
Stage d'ingénieur, Bureau Impact-Concept, Mont-sur-Lausanne	août–sept. 01
Remplaçant (mathématiques), Collège Saint-Michel, Fribourg	sept. 99

## Connaissances informatiques

Systèmes	Linux, Unix, Windows, MacOSX
Programmation	C/C++, L <sup>A</sup> T <sub>E</sub> X, Mathematica, Fortran, Pascal
Bureautique	OpenOffice, Microsoft Office

## Connaissances linguistiques

Langue maternelle	Français
Excellentes connaissances	Anglais
Connaissances de base	Italien, Allemand, Espagnol

## Publications

- M. Rey. Modélisation d'un module phoswich LSO/LuYAP pour le tomographe à positons ClearPET avec le programme de simulation GATE. *Travail de diplôme*, EPFL, 2003.
- M. Rey, L. Simon, D. Strul et coll. Design study of the ClearPET LSO/LuYAP phoswich detector head using GATE. Dans *Mol. Imag. Biol.*, editor, *Conf. Records HiRes 2003*, volume 5, page 119, Madrid, 2003. Academy of Molecular Imaging.
- E. Auffray, P. Bruyndonckx, O. Devroede et coll. The ClearPET project. *Nucl. Instr. and Methods*, A527 :171–174, 2004.
- K. Assié, V. Breton, I. Buvat et coll. Monte Carlo simulation in PET and SPECT instrumentation using GATE. *Nucl. Instr. and Methods*, A527 :180–189, 2004.
- S. Jan, G. Santin, D. Strul et coll. GATE : a simulation toolkit for PET and SPECT. *Phys. Med. Biol.*, 49 :4543–4561, 2004.
- K. Ziemons, E. Auffray, R. Barbier et coll. The ClearPET™ project : development of a 2nd generation high-performance small animal PET scanner. *Nucl. Instr. and Methods*, A537 :307–311, 2005.
- M. Rey, J.-M. Vieira, J.-B. Mosset et coll. Measured and Simulated Specifications of the Lausanne ClearPET Scanner Demonstrator. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 4, pages 2070–2073. IEEE, 2005.
- M. Khodaverdi, S. Weber, M. Streun et coll. High resolution imaging with ClearPET™ Neuro – First animal images. Dans *Nucl. Sci. Symposium*, volume 3, pages 1641–1644. IEEE, 2005.
- J.-B. Mosset, O. Devroede, M. Krieguer et coll. Development of an optimized LSO/LuYAP phoswich detector head for the Lausanne ClearPET demonstrator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 :25–29, 2006.
- S. Weber, C. Morel, L. Simon et coll. Image reconstruction for the ClearPET™ Neuro. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 569 :381–385, 2006.
- M. Rey, S. Jan, J.-M. Vieira et coll. Count rate performance study of the Lausanne ClearPET scanner demonstrator. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 571 :207–210, 2007.
- M. Rey. Étude du tomographe de haute résolution pour petits animaux ClearPET par la méthode de Monte Carlo. *Thèse de doctorat*, EPFL, 2007.