N° d'ordre: 03/2022-D/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE (USTHB)
FACULTE DE PHYSIQUE

THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES

Présentée en vue de l'obtention du grade de Docteur
En Physique
Spécialité : Physique Médicale

Par : Nasreddine BOUTAGHANE

Thème :

Amélioration de la quantification en imagerie SPECT à semi-conducteurs : Proposition d'une nouvelle collimation multicouche.

Soutenue publiquement le : 10 / 05 / 2022, devant le jury composé de :

M. A.Chafik CHAMI,	Professeur	à l' USTHB	Président
M. Habib ZAIDI,	Professeur	à l'Université de Genève	Directeur de thèse
M. Boualem BOUZID,	Maitre de Conférence /A	à l'USTHB	Co-Directeur de thèse
M Azzedine CHAFA	Professeur	à l'USTHB	Examinateur
M. Rachid KHELIFI,	Professeur	à l'Université de Blida 1	Examinateur
M. Stephan WALRAND,	Directeur de recherche	aux Cliniques Universitaires Saint-Luc, Belgique	Examinateur

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire des Sciences Nucléaires et Interactions Rayonnement Matière de la Faculté de Physique de l'USTHB sous la direction de Mr Habib ZAIDI, Professeur à l'Université de Genève, Suisse. Je tiens tout particulièrement à lui témoigner ma gratitude et mes remerciements pour m'avoir guidée dans ce travail avec une grande patience. Je tiens aussi à remercier mon co-directeur de thèse Mr Boualem BOUZID de m'avoir encouragé et suivi du travail de prés. Les conseils et l'aide que vous m'avez apporté continuellement m'ont permis de traverser cette période délicate qu'est la thèse.

Le thème de ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec Mr Stephan WALRAND, Directeur de recherche au service médecine nucléaire de Cliniques universitaires Saint-Luc, Bruxelles, Belgique. Je tiens à lui exprimer ma reconnaissance pour m'avoir ouvert les portes du Service et pour m'avoir suivi pour réaliser ce travail, ainsi que le physicien Michel HESSE pour sa disponibilité et ses précieux conseils. Je remercie également tous les autres membres du Service pour leur aide.

Je remercie vivement Mr Chafik CHAMI, Professeur à l'USTHB, pour nous avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance. Mr Rachid KHELIFI, Professeur à l'université de Blida 1, Mr Azzedine CHAFA, Professeur à l'USTHB et Mr Stephan WALRAND ont bien voulu examiner ce travail. Merci pour vos suggestions et vos remarques qui m'ont permis d'améliorer la qualité de mon manuscrit, et merci pour l'intérêt que vous avez porté à mes travaux.

Je remercie le Dieu le tout puissant pour m'aider à réaliser ce travail que je dédie :

À mon père.

À ma mère.

À mes frères Sami, Farouk, Ramzi et ma sœur Soumia.

À ma grande famille et tous qui sont mes chers.

À tous mes amis et collègues.

Résumé

Des progrès significatifs ont été réalisés dans la conception de détecteurs CZT pixélisés dédiés à l'imagerie cardiaque et mammaire. Cependant, la géométrie de leur détecteur et la conception des collimateurs associés ont limité leur utilisation clinique. L'objectif de notre travail est d'optimiser une nouvelle collimation multicouche pour l'imagerie d'émission monophotonique avec un détecteur pixélisé à large champ de vue. La méthodologie adoptée est décomposée en 3 parties, tout d'abord, une conception d'un détecteur pixélisé en CZT équipé avec un trou du collimateur par pixel de détection a été simulée à l'aide de la plateforme de simulation Monte Carlo GATE. Ensuite, une nouvelle configuration correspond à l'appariement de quatre trous du collimateur avec chaque pixel de détection (configuration 4HMPD) a été étudié. Finalement, nous avons optimisé un nouveau concept du collimateur 1H/4HMPD qui empile deux couches des configurations 1HMPD et 4HMPD pour des émetteurs gamma de basse et moyenne énergie. Un calcul analytique suivi par une validation Monte Carlo ray-tracing de l'efficacité géométrique et de la résolution spatiale de la configuration combinée 1H/4HMPD ont été aussi dérivés.

Un accord relatif entre les équations analytiques et les simulations MC meilleur que 3% et 1% a été observé pour l'efficacité et pour le FWHM respectivement. Les résultats ont montré qu'à efficacité égale, le collimateur 1H/4HMPD optimal avec des longueurs de trous respectives de 20 mm et 13 mm fournissait : 1) une meilleure résolution spatiale que celui du 1HMPD ; 2) une meilleure résolution spatiale que celle du 4HMPD pour les distances supérieures à 5 cm qui sont typiquement rencontrées en imagerie SPECT clinique ; 3) longues queues constantes à 245 keV deux fois inférieures à celles observées avec le collimateur 4HMPD ; 4) une vallée de profil plus profonde pour deux sources séparées par le collimateur FWHM. Cette amélioration a été observée dans les simulations d'images planaires des fantômes bars et les cylindres chaud du fantôme Jaszczak. Remarquablement, la résolution spatiale a été préservée le long du fantôme Jaszczak. Le collimateur 1H/4HMDP est une solution prometteuse pour l'imagerie CZT SPECT avec les émetteurs de basse et moyenne énergie.

Abstract

Significant progress has been made in the design of pixelated CZT detectors dedicated to cardiac and breast SPECT imaging. However, the geometry of their detector and the design of the associated collimators have limited their clinical use. The objective of our work is to optimize a new multilayer collimation for SPECT imaging. The methodology adopted is broken down into 3 parts, first, a design of a pixelated CZT detector equipped with one collimator hole per detection pixel was simulated using the Monte simulation platform. Carlo Gate. Then, a new configuration corresponding to the pairing of four collimator holes with each detection pixel (4HMPD configuration) was studied. Finally, we have optimized a new concept of the 1H/4HMPD collimator which stacks two layers of the 1HMPD and 4HMPD configurations for low and medium energy gamma emitters. An analytical calculation followed by a Monte Carlo ray-tracing validation of the geometric efficiency and spatial resolution of the combined 1H/4HMPD configuration were also derived.

A relative agreement between the analytical equations and the MC simulations better than 3% and 1% was observed for the efficiency and for the FWHM respectively. The results showed that at equal efficiency, the optimal 1H/4HMPD collimator with respective hole lengths of 20 mm and 13 mm provided: 1) better spatial resolution than that of the 1HMPD; 2) better spatial resolution than that of 4HMPD for distances greater than 5 cm which are typically encountered in clinical SPECT imaging; 3) long tails constant at 245 keV twice lower than those observed with the 4HMPD collimator; 4) a deeper profile valley for two sources separated by the FWHM collimator. This improvement was observed in the planar image simulations of the phantom bars and the hot cylinders of the Jaszczak phantom. Remarkably, spatial resolution was preserved along the Jaszczak phantom. The 1H/4HMDP collimator is a promising solution for CZT SPECT imaging with low and medium energy emitters.

ملخص

تم إحراز تقدم كبير في تصميم كاشفات بانبعاثات الفوتون الفرديSPECT ب CZT ذات البيكسلات المخصصة لتصوير القلب والثدي. ومع ذلك ، فإن هندسة كاشفهم وتصميم المسدّد المرتبطة بها قد حدّت من استخدامها السريري لجميع اعضاء الجسم. الهدف من عملنا هو تحسين مسدّد جديد متعدد الطبقات للتصوير بانبعاثات الفوتون الفردي SPECT باستخدام كاشف منقسم مع مجال رؤية واسع. تم تقسيم المنهجية المعتمدة إلى 3 أجزاء: أولاً ، تم محاكاة تصميم كاشف CZT منقسم ومزود بفتحة مسدّد واحدة لكل بكسل كاشف باستخدام منصة محاكاة مونت كارلو GATE . بعد ذلك ، تمت دراسة تكوين جديد يتوافق مع اقتران أربعة ثقوب للمسدّد مع كل بكسل للكاشف (4 HMPD) .وأخيرًا ، قمنا بتحسين مفهوم جديد لمسدّد (1H/ 4HMPD) الذي يكدس طبقتين من تكوينات (1HMPD و 4HMPD) لبواعث جاما منخفضة ومتوسطة الطاقة. تم أيضًا اشتقاق حساب تحليلي متبوعًا بالتحقق مع محاكات مونت كارلوMC للكفاءة الهندسية والدقة المكانية للجهاز.

لوحظ اتفاق نسبي بين المعادلات التحليلية ومحاكاة MC أفضل من 3٪ و 1٪ من أجل الكفاءة والدقة المكانية FWHM على التوالي. أظهرت النتائج كذلك أنه عند الكفاءة المتساوية ، تم توفير المسدّد المثالي (1H/ 4HMPD) مع أطوال ثقب ذات 20 مم و 13 مم على التوالي: 1) دقة مكانية أفضل من دقة المسدّد 1HMPD. 2) دقة مكانية أفضل من دقة 4HMPD للمسافات التي تزيد عن 5 سم والتي تصادف عادةً في التصوير السريري SPECT ؛ 3) ذيول طويلة ثابتة عند 245 كيلوفولت أقل مرتين من تلك التي لوحظت باستخدام مسدّد (4HMPD). 4) لوحظ هذا التحسن كذلك في أشكال القضبان والأسطوانات الساخنة ل Jaszczak، تم الحفاظ كذلك على الدّقة المكانية على طول Jaszczak. المسدّد الجديد هو حل واعد لتصوير بانبعاثات الفوتون الفردي مع بواعث منخفضة ومتوسطة الطاقة .

Table des Matières

Résumé ..... *i*

Abstract ..... *ii*

Nomenclature ..... *viii*

Table des Figures ..... *x*

Liste des Tableaux ..... *xiv*

Introduction générale 1

Chapitre I : Bases physiques des détecteurs utilisés en médecine nucléaire 5

I.1. Principes fondamentaux de détection des rayonnements gamma *5*

I.1.1. Types d'interaction des photons gamma avec la matière 5

I.1.2. Types des détecteurs utilisés dans le domaine de l'imagerie nucléaire 6

I.1.2.1. Modes de conversion de l'énergie 6

I.1.2.2. Modes de fonctionnement des détecteurs 7

I.2. Caractéristiques des détecteurs d'imagerie à base de scintillation NaI (TI) *7*

I.2.1. Principe de détection 7

I.2.2. Types des cristaux scintillants 7

I.2.3. Propriétés physiques et électriques 8

I.3. Caractéristiques des détecteurs à base semi-conducteurs *8*

I.3.1. Principe de détection 9

I.3.2. Types des cristaux semi-conducteurs 10

I.3.3. Propriétés physiques et électriques des détecteurs 11

I.3.4. Différents types d'Electrodes (contacts) de collection du signal 12

I.3.4.1. Configuration planaire 13

I.3.4.2. Configuration à bandes coplanaires 13

I.3.4.3. Configuration pixélisée 13

I.3.4. Types d'absorption de l'énergie au niveau d'une configuration pixélisée 14
I.3.4.1. Comportements des photons gamma 14
I.3.4.2. Comportements des charges induites 15
Chapitre II : Etat de l'art de l'évolution des gamma caméras SPECT 17
Introduction *17*
II.1. Gamma-caméra à base de scintillations *17*
II.1.1. Principe de fonctionnement 17
II.1.2. Composants des gammas caméras traditionnelles NaI(TI) 18
II.1.2.1. Collimateurs traditionnels 18
II.1.2.2. Cristal monolithique scintillant 21
II.1.2.3. Guide de lumière 22
II.1.2.4. Photomultiplicateur 22
II.1.2.5. Circuit de localisation basé sur l'approche d'Anger 23
II.2. Limites des performances des gamma-caméras à base de scintillation *24*
II.2.1. Limites physiques 24
II.2.1.1. Atténuation 24
II.2.1.2. Diffusion Compton 25
II.2.1.3. Dégradation de la résolution spatiale avec la distance 25
II.2.2. Limites technologiques 27
II.2.2.1. Mode de détection 27
II.2.2.2. Résolution énergétique 27
II.2.2.3. Taille des photomultiplicateurs 28
II.2.2.4. Configuration du cristal monolithique vs cristal pixélisé 29
II.2.2.5. Sensibilité 30
II.2.2.6. Compromis résolution/sensibilité 30
II.3. Progrès technologiques des gamma-caméras à scintillation *31*
II.3.1. Systèmes cliniques actuels à base de scintillation 32
II.3.2. Progrès au niveau de la collection de la lumière issue de la scintillation 34
II.3.3. Progrès aux niveaux des collimateurs proposés en recherche 36
II.3.4. Progrès au niveau des algorithmes de reconstruction des images 37
II.4. Gamma-caméras à base de semi-conducteurs *38*
II.4.1. Composants des gamma-caméras à base de semi-conducteur CZT 38

II.4.1.1. Cristal monolithique à base de semi-conducteur 38
II.4.1.2. Collimation enregistré avec le détecteur 39
II.4.1.3. Circuit de lecture des données..... 41
II.4.2. Evolution technologique des gamma-caméras à base de semi-conducteurs 42
II.4.2.1. Systèmes cliniques actuels à base de semi-conducteurs..... 42
II.4.2.2. Systèmes à usage dédié..... 43
II.4.2.3. Systèmes à usage général 44
Chapitre III: Méthodologie et modélisation 47
Introduction *46*
III.1. Modélisation..... *46*
III.1.1. Modélisation Monte Carlo GATE..... 46
III.1.1.1. Modélisation de la caméra BrightViewXCT 47
III.1.1.2. Modélisation de la caméra CZT de 64x64 pixels (*configuration 1HMPD)* 47
III.1.1.3. Modélisation des fantômes..... 48
III.1.1.4. Modélisation des processus physiques..... 49
III.1.1.5. Modélisation de la réponse des détecteurs..... 49
III.1.2. Algorithme Monte Carlo ray-tracing 50
III.1.3. Développement analytique de la configuration 1H/4HMPD 50
III.1.3.1. Efficacité géométrique analytique du collimateur 1H/4HMPD 50
III.1.3.2. Résolution spatiale analytique du collimateur 1H/4HMPD 54
III.2 Méthodologie *56*
III.2.1 Comparaison du détecteur BrightViewXCT et au détecteur pixélisé grand champ en CZT (configuration 1HMPD)..... 56
III.2.2. Présentation et évaluation de la configuration du collimateur 4HMPD 57
III.2.3. Optimisation de la configuration 1H/4HMPD 59
III.3. Evaluation des performances..... *60*
III.3.1. Spectre en énergie dans l'air..... 60
III.3.2. La résolution spatiale et la sensibilité dans l'air 60
III.3.3. La résolution spatiale reconstruite dans l'air..... 60
III.3.4. La résolution spatiale reconstruite dans l'eau 60
III.3.5. Evaluation de la performance totale avec le fantôme Jaszczak modifié 61

III.4. Reconstruction des données avec STIR *61*

III.5. Analyses des données de simulations *61*

III.6. Utilisation du calcul parallèle sur cluster de calcul *62*

Chapitre IV : Résultats et discussion 69

IV.1. Comparaison des performances du détecteur BrightViewXCT et la configuration 1HMPD (module D-SPECT) *69*

IV.1.1. Evaluation du spectre en énergie 69

IV.1.2. Evaluation de la résolution spatiale et la sensibilité 70

IV.1.3. Evaluation de la résolution spatiale reconstruite dans l'air et dans l'eau 71

IV.2. Présentation de la configuration 4HMPD *73*

IV.2.1. Variation de la distance source-collimateur 73

IV.2.2. Variation de la taille de pixel 74

IV.2.3. Variation de l'épaisseur des septas (ou interpixel) 75

IV.2.4. Evaluation des évènements partagés 76

IV.2.5. Evaluation de la résolution spatiale reconstruite dans l'eau 77

IV.2.6. Evaluation de la performance totale avec le fantôme de Jaszczak 78

IV.3. Optimisation de la configuration 1H/4HMPD *80*

Conclusion générale 95

Annexes ..... ***i***

Références ..... *viii*

Nomenclature

APD	*Avalanche PhotoDetector*
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
CDR	*Collimator Detector Recovery*
CZT	*Cadmium Zinc Telluride*
DOI	*Depth of Interaction*
FBP	*Filtered back projection*
FOV	*Field of View*
FWHM	*Full Width Half at Maximum*
GATE	*GEANT4 Application for Transmission and Emission*
GEANT4	*Geometry and Tracking 4*
GPU	*Graphical Processing Unit*
HMPD	*Hole Matching Pixel detector*
MBI	*Molecular Breast Imaging*
MLEM	*Maximum Likelihood Expectation Maximization*
OSEM	*Ordered Subset Expectation Maximization*
PET	*Positron Emission Tomography*
PMT	*Photomultiplicator*
PSF	*Point Spread Function*
PSPMT	*Position Sensitive Photomultiplicator*
QE	*Quantum Efficiency*
SiPM	*Silicium Photomultiplicator*
SPECT	*Single Photon Emission Computed Tomography*
SNR	*Signal to Noise Ratio*
WBR	*Wide Beam Reconstruction*
WEHR	*Wide Energy High Resolution*

1HMPD One Hole Matching Pixel detector

4HMPD Four Hole Matching Pixel detector

1H/4HMDP One Hole/Four Hole Matching Pixel Detector

Table des Figures

Figure I.1: *Principe physique de détection d'un photon dans une configuration pixélisée……9*

Figure I.2 : *Electrodes de collection utilisées avec un détecteur en CZT. (à gauche) : configuration planaire, (au centre) : configuration à bandes coplanaires et configuration pixélisée (à droite)……13*

Figure I.3: *Schéma descriptive du phénomène de partages des événements dans une configuration pixélisée……14*

Figure I.4 : *Schéma descriptive du phénomène de partage des charges dans une configuration pixélisée……15*

Figure I.5 : *Schéma descriptif de la prise en considération de la profondeur d'interaction DOI dans une configuration pixélisée……15*

Figure II.1 : *Représentation schématique d'une gamma-caméra de type Anger……18*

Figure II.2 : *Formes des trous des collimateurs à trous parallèles: trous ronds (à gauche), trous hexagonaux (au centre) et trous carrés (à droite)……19*

Figure II.3 : *Différents collimateurs utilisés : a) collimateur à trous parallèles, b) collimateur pinhole c) collimateur à trous convergents, d) collimateur à trous divergent, e) multifocal..20*

Figure II.4 : *Schéma du circuit électrique de type d'Anger d'une gamma-caméra. Les valeurs des résistances sont pondérées par un facteur dépendant de la position de chaque PMT*……24

Figure II.5 : *La perte de la résolution spatiale avec la distance source-collimateur. L'augmentation de la distance source-collimateur entraîne toujours une dégradation de la PSF du système……26*

Figure II.6 : *(à gauche): sans modélisation de la CDR, (à droite): avec modélisation de la CDR……26*

Figure II.7 : *Pouvoir de **s**éparation des pics émis du radionucléide Tc-99m et d' I-123 dans le détecteur CZT et dans le détecteur NaI(TI) (Hutton et al. 2018)……28*

Figure II.8*: La taille efficace de la caméra est toujours inférieure à la zone couverte par les PMTs. Vue qu'une partie des photomultiplicateurs des bords sont placés à l'extérieur de la zone effective du détecteur, ceci implique un décalage au niveau de la position de l'évènement par le circuit d'Anger……29*

Figure II.9: *Paramètres du collimateur qui influencent la perte de la résolution spatiale. L'augmentation de la distance source-collimateur et de la largeur du trou du collimateur, la diminution de la longueur du trou entraîne toujours une dégradation de la PSF du système……31*

Figure II.10 : *Progrès technologiques des configurations des systèmes d'imagerie nucléaire.32*

Figure II.11 : *Systémes d'imagerie nucléaire dédiés au cœur.(a) IQSPECT de Siemens,(b) Digirad Cardius 3XPO et (c) le systéme Cardi-Arc……34*

Figure II.12 : *Multiplexage de la projection de l'objet due aux différents nombres des trous des collimateurs pinholes* (Schramm et al. 2003)*.....37*

Figure II.13 : *Paramètres du collimateur aux trous parallèles monté sur une configuration pixélsée…….....39*

Figure II.14 : *Réponse impulsionnelle d'un détecteur à base de scintillations (à gauche) et un détecteur pixélisé (à droite)…….41*

Figure II.15 : *Module de détection en semi-conducteur d'un système équipé de la technologie Redlen(Slomka et al. 2009)…….....42*

Figure II.16 : *Systèmes à base CZT dédié cœur et/ou sein : Système D-SPECT de Spectrum Dynamics (à gauche) (Erlandsson et al. 2009), Système Discovery 530c de GE(au centre) (General Electric 2009) et Système LumaGem CZT de GE (à droite)……44*

Figure II.17 : *Le système 2D pixélisé Discovery 870 CZT de GE……45*

Figure II.18 : *Nouveaux types de système 3D pixélisés à base de semi-conducteur CZT à usage générale : VERITON/CT de Spectrum Dynamics (à gauche), StarGuide de GE (au centre) et le prototype Valiance X12 de Molecular Dynamics (à droite)……46*

Figure III.1 : *Forme des trous hexagonaux (à gauche) et carrés (à droite) des collimateurs des deux détecteurs BrightViewXCT et configuration 1-HMPD, respectivement……47*

Figure III.2 : *Modélisation des trois sources linéaires et le fantôme NEMA par le code GATE.....48*

Figure III.3 : *Modélisation du fantôme modifié de Jaszczak par le software GATE…….49*

Figure III.4 : *Représentation schématique du collimateur à deux couches correspondant à un détecteur de pixel (vert clair). Les lignes bleues horizontales montrent les limites extrêmes de la pénétration septale des rayons……51*

Figure III.5 : *Représentation schématique du collimateur à deux couches correspondant à un détecteur de pixel (vert clair). Les lignes bleues horizontales montrent les limites extrêmes de la pénétration septale des rayons……..53*

Figure III.6 : *représentation schématique du collimateur à deux couches correspondant à un détecteur de pixel (vert clair). Les lignes bleues horizontales montrent les limites extrêmes de la pénétration septale des rayons……..55*

Figure III.7 : *Module du système D-SPECT (16×64 pixels) : conception de la configuration 1HMPD par répétition trois fois le module du système D-SPECT (64×64 pixels)……..57*

Figure III.8 : *Conception schématique du grand détecteur CZT pixélisé avec configuration 1HMPD (gauche) et la configuration 4HMPD (droite). Avec la configuration 1HMPD, chaque*

pixel de détection est associé à chaque trou du collimateur. Avec la configuration 4HMPD, chaque pixel de détection est associé à quatre trous du collimateur……58

Figure III.9 : *photo du cluster avec 112 nœuds installé au niveau du laboratoire SNIRM……..62*

Figure III.10 : *Schéma du principe du calcul parallèle (la division de la macro puis la fusion des résultats de sortie des fichiers ROOT……63*

Figure IV.1 : *Comparaison du spectre en énergie simulé du détecteur BrightViewXCT et de la configuration 1HMPD avec du Tc-99m (140keV)…….. 69*

Figure IV.2 *: Spectre d'énergie simulé obtenu à l'aide de la configuration 1HMPD avec Tc-99m avec un blindage au tungstène et au plomb. La résolution de l'énergie du pic photoélectrique (140keV) est de 6.2% ……70*

Figure IV.3 : *Coupes reconstruites des trois sources linéaires placées dans l'air : haut) système BrightViewXCT, Bas) configuration 1HMPD; a) et c): Algorithme FBP b) et d): Algorithme OSEM avec modélisation de la PSF……71*

Figure IV.4 : *Coupes reconstruites des trois sources linéaires placées dans l'eau : haut) système BrightViewXCT, Bas) configuration 1HMPD; a) et c): Algorithme FBP b) et d): Algorithme OSEM avec modélisation de la PSF……72*

Figure IV.5 : *Variation de résolution spatiale (à gauche) et de sensibilité (à droite) en fonction de la distance source collimateur pour trois longueurs des trous (15.7 mm, 21.7 mm et 27.7mm) pour des configurations 1HMPD et 4HMPD: la distance source collimateur et la longueur du trou du collimateur dégradent considérablement la résolution spatiale au détriment de la sensibilité……..74*

Figure IV.6 : *Variation de la résolution spatiale (à gauche) et de la sensibilité (à droite) en fonction du diamètre des pixels pour trois longueurs des trous (15.7 mm, 21.7 mm et 27.7 mm) pour les configurations 1HMPD et 4HMPD. La taille des pixels augmente significativement la sensibilité au détriment de la résolution spatiale……74*

Figure IV.7 : *Variation de la résolution spatiale (à gauche) et de la sensibilité (à droite) en fonction de l'interpixel du détecteur pixélisé des configurations 1HMPD et 4HMPD à une longueur de trou de collimateur fixe de 21.7mm. Les résultats ont montré qu'une taille de pixel élevée et une taille faible de l'interpixel augmente considérablement la sensibilité au détriment de la résolution……75*

Figure IV.8 : *Événements partagés dans la région du gap (interpixel) de la configuration 1HMPD (seulement 4 pixels). L'interpixel entre les pixels est totalement couvert par l'épaisseur septale du collimateur. Cependant, il existe une fraction des événements partagés survenant dans cette région en raison de la pénétration septale et des photons diffusés…..76*

Figure IV.9 : *Variation de la fraction des événements partagés par rapport à la taille du pixel et l'interpixel pour la configuration 1HMPD (à gauche) et 4HMPD (à droite) pour trois longueurs des trous……..77*

Figure IV.10 : *Coupes reconstruites simulé du fantôme NEMA trois sources pour la configuration 1HMPD: (a) FBP, (b) OSEM + PSF et pour la configuration 4HMPD: (c) FBP et (d) OSEM + PSF……78*

Figure IV.11 : *Projections du fantôme Jaszczak avec Tc-99m (140 keV) avec la configuration 1HMPD (à gauche) et la configuration 4HMPD (à droite)……79*

Figure IV.12 : *Coupes reconstruites représentatives du fantôme Jaszczak modifié pour la configuration 1HMPD (gauche) et la configuration 4HMPD (droite). La configuration 4HMPD montre une grande amélioration en terme de résolution et de contraste même avec une sensibilité……80*

Figure IV.13 : *A et C : Profil d'intensité à 140 (μ=2.73mm-1) et 245 keV (μ=0.71mm-1) pour une source ponctuelle à 10 cm calculé par MC selon le protocole NEMA 2018 pour un détecteur pixélisé. B: Profil d'intensité simulé par MC de deux sources ponctuelles à 10 cm et séparée de FWHM+0.1mm……83*

Figure IV.14 : *A : FWHM (o) et résolution spatiale (□) à 140 keV en fonction de la distance b au collimateur telle que définie par le protocole NEMA 2018 pour détecteur pixélisé. Lignes : équation analytique. Cercles : FWHM calculé avec MC. Carrés : résolution spatiale calculée avec MC. B : rapport au 1HMPD 45mm……84*

Figure IV.15 : *Simulation MC à haute statistique de fantômes à barres acquis en mode corps entier……84*

Figure IV.16 : *Coupe reconstruite (FBP) de l'acquisition SPECT à haute statistique de l'insert de cylindres chaud du fantôme Ultra Deluxe Jaszczak simulé avec le code MC pour un rayon de rotation de 20 cm……85*

Liste des Tableaux

Tableau I.1: *Caractéristiques des principaux cristaux à base de scintillation.* 8
Tableau I.2: *Propriétés des principaux semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma* (Sakai 1982). 11
Tableau II.1*: Performances des collimateurs à trous parallèles hexagonaux à 10 cm de distance source détecteur* (Moore et al. 1992). 21
Tableau II.2: *Comparaison des photomultiplicateurs pour l'imagerie gamma.* 35
Tableau III.1: *Spécifications des collimateurs modélisés du détecteur BrightViewXCT et la configuration 1HMPD.* 47
Tableau III.2: *Spécifications des collimateurs modélisés des configurations 1HMPD et 4HMPD selon le module du systéme D-SPECT.* 58
Tableau IV.1*: Valeurs de la résolution spatiale et de la sensibilité simulées des sources linéaires placées dans l'air du détecteur BrightViewXCT et de la configuration 1HMPD.* 71
Tableau IV.2*: Valeurs de la résolution spatiale reconstruite des sources linéaires placées dans l'air (haut) et dans l'eau (bas) avec les deux algorithmes de reconstruction FBP et OSEM incluant la modélisation de la résolution (correction PSF).* 72
Tableau IV.3*: Comparaison de la résolution spatiale reconstruite à 140 keV pour les configurations 1HMPD et 4HMPD avec des algorithmes de reconstruction FBP et OSEM incluant une modélisation de la résolution (correction PSF). La résolution spatiale reconstruite de notre configuration 4HMPD a été améliorée par un facteur de deux par rapport à la configuration standard 1HMPD.* 78
Tableau IV.4*: Valeurs du contraste (%) pour différents diamètres de sphère du fantôme de Jaszczak modifié pour la configuration 1HMPD et la configuration 4HMPD. La configuration 4HMPD présente le contraste le plus élevé par rapport à la configuration 1HMPD.* 79
Tableau IV.5*: Spécifications des collimateurs calculés avec MC pour les trois configurations 1HMPD, 4HMPD et 1H/4HMPD optimale.* 81
Tableau IV.6*: Comparaison analytique et MC des efficacités géométriques g et FWHM pour le collimateur double couche, dont l'épaisseur des couches est choisie pour obtenir g = 1,71E-4 dans les simulations MC.* 81
Tableau IV.7*: Variation de la résolution spatiale en fonction de la distance source-collimateur à une efficacité fixe pour les trois configurations 1HMPD. 4HMPD et la configuration combinée 1H/4HMPD. haut) MC. bas) Analytique.* 82
Tableau IV.8*: Comparaison de la résolution spatiale et la sensibilité à une distance source-collimateur de 10 cm pour plusieurs constructeurs.* 91

Introduction générale

L'imagerie nucléaire est une des spécialités d'imagerie médicale permettant l'exploration anatomique et/ou métabolique de nombreux tissus et organes. Elle consiste en l'administration d'un radio-pharmaceutique qui se fixe préférentiellement dans le tissu/organe à explorer. Des images planaires ou tomographiques représentant la distribution spatiale 2D/3D et/ou temporelle du radiotraceur sont alors obtenus par le biais des détecteurs d'imagerie externes appelés gamma caméras. Ensuite, ces images sont analysées et interprétées par des médecins nucléaires afin de déceler des anomalies au niveau des tissus ou organes du patient.

L'imagerie médicale nucléaire a atteint aujourd'hui des niveaux plus élevés en terme des nombres des patients demandeurs d'examens de bonne qualité. Cependant, les performances des gamma-caméras actuelles basées sur la scintillation du NaI(TI) sont limitées par leur mode de conversion indirecte de l'énergie du gamma en signal électrique résultant en une mauvaise résolution en énergie. Afin d'améliorer ces performances, ces détecteurs classiques peuvent être remplacés par des nouveaux détecteurs à base de semi-conducteur CZT (Cadmium Zinc Telluride). Une large revue des travaux a été publiée et se poursuit encore depuis la mise en service en routine clinique des caméras dédiées à base de semi-conducteur CZT. Ceci a attiré l'attention des chercheurs pour confirmer leurs supériorités (une meilleure résolution en énergie et une géométrie compact). Cependant, pour améliorer l'efficacité et la résolution spatiale du système afin de diminuer les temps d'examens et/ou les doses délivrées au patient, ces détecteurs doivent être combinés à des géométries de collimation adéquates.

Sur le plan technologique, plusieurs études ont porté sur le développement de détecteurs combinés avec des collimateurs innovants. Cependant, avant de tester ces nouveaux composants, le recours aux calculs analytiques et aux simulations Monte Carlo est indispensable pour permettre d'optimiser plus rapidement les détecteurs. De nos jours, les simulations Monte Carlo sont largement répandues en imagerie nucléaire pour résoudre divers défis liés à la résolution des problèmes mathématiques complexes, la non disponibilité des mesures expérimentales, ou lorsque le montage de ces expériences est trop coûteux à réaliser. En outre, ces simulations sont considérées comme un outil puissant

d'aide à la recherche, leur utilisation est en forte progression. Leur objectif principal est de fournir aux médecins des simulations réalistes qui reproduisent au mieux les acquisitions obtenues en clinique. Pour obtenir des résultats précis avec les techniques Monte Carlo, il est primordial de simuler un grand nombre de particules, ce qui engendre des temps de calcul relativement longs. Cependant, avec l'émergence d'ordinateurs de plus en plus performants avec les nouvelles technologies de calcul en parallèle, il est de plus en plus envisageable d'utiliser ces simulations Monte Carlo pour les différentes applications en physique médicale.

Dans ce travail de thèse, notre principal objectif est de proposer un nouveau collimateur double-couche à trous parallèles monté sur un détecteur pixélisé en semi-conducteur CZT. Pour ce faire, la stratégie pour optimiser ce tandem collimateur-détecteur est d'estimer par des calculs analytiques et des modélisations Monte Carlo l'efficacité géométrique et la résolution spatiale du collimateur pour différentes longueurs des deux couches. Pour rappel, les collimateurs à trous parallèles actuels pour l'imagerie SPECT sont utilisés généralement en coïncidant les pixels de détection aux trous du collimateur (HMPD « Hole Matching Pixel Detector »). Ces derniers existent en deux configurations : un trou par pixel (configuration 1HMPD) ou quatre trous par pixel (configuration 4HMPD).

Ce présent manuscrit est organisé en quatre chapitres :

Dans un premier temps, nous rappelons au chapitre I la physique mise en œuvre pour former une image scintigraphique, à savoir l'interaction et la détection de rayonnements ionisants avec la matière depuis leur point d'émission jusqu'au point de leur détection. Dans un second temps, nous présentons les modes d'opérations des détecteurs à base de scintillations NaI (TI) et à base de semi-conducteurs CZT : leurs principes de fonctionnement et leurs propriétés physiques et électriques.

Dans le chapitre II, nous décrirons en détail l'évolution de l'état de l'art technologique des gamma-caméras depuis leur première génération (mise au point par Hal Anger) jusqu' aux nouvelles générations basées sur les semi-conducteurs CZT. Un bilan des systèmes cliniques commercialisés à base de scintillations et l'alternative technologique à base de semi-

conducteurs CZT, qui émergent sur le marché des systèmes d'imagerie nucléaire, est également présenté.

Le chapitre III est consacré à la méthodologie et à la modélisation utilisée dans ce travail de thèse. Cette modélisation consiste à dériver une formule analytique pour l'efficacité géométrique et la résolution spatiale du nouveau collimateur double-couche proposé (configuration 1H/4HMPD). Un code Monte Carlo ultra-rapide décrivant les trajectoires géométriques des gammas a été développé afin de valider les formules analytiques pour les différentes géométries utilisées. Le code GATE-Geant4, beaucoup plus lent, a aussi été utilisé comme seconde validation pour une géométrie particulière.

Enfin dans le chapitre IV, nous étudions et comparons les résultats de l'effet de variation de la combinaison des caractéristiques collimateur/détecteur sur la résolution spatiale et l'efficacité géométrique pour les configurations 1HMPD, 4HMPD et 1H/4HMPD. Nous terminons la présentation de notre travail par une conclusion générale.

Contexte et objectif du projet de thèse

Les systèmes classiques NaI(Tl) d'imagerie à scintillation sont largement répendus en imagerie fonctionnelle. Cependant, leurs limitations au niveau de la conversion indirecte du signal par les photomultiplicateurs résultant en une mauvaise résolution énergétique ont motivé les constructeurs pour développer de nouvelles caméras pixélisées à base de semi-conducteur CZT « Cadmium–Zinc–Telluride » optimisées pour différents organes. Depuis des décennies, l'utilisation de la technologie CZT dans les systèmes dédiés est devenue indispensable en particulier pour l'imagerie cardiaque et mammaire (Garcia et al. 2011). Trois systèmes pixélisés à semi-conducteurs CZT dédiés sont désormais commercialisés: la caméra D-SPECT (Spectrum Dynamics), la caméra Discovery 570 et la caméra LumaGem CZT (General Electric Healthcare).

Plusieurs études ont confirmé l'efficacité clinique et les performances physiques de ces nouvelles caméras (Erlandsson et al. 2009). Cependant, plusieurs soucis géométriques, techniques, performances et coût, ont été mis en évidence. Du point de vue géométrique, les géométries des caméras dédiés et leurs uniques modes de balayage ont limité leurs applications à quelques organes (Smith 2013). La comparaison des performances entre ces

systèmes dédiés et des caméras classiques à scintillation NaI(TI) est difficile en raison de la grande différence au niveau de la géométrie, de la collimation associée et des algorithmes de reconstruction spécifiques à chaque constructeur. Du point de vue technique, il existe un débat pour savoir si l'amélioration des performances de ces nouvelles caméras sont dues au matériau CZT et sa configuration pixélisée, au matériau du collimateur en tungstène et sa géométrie ou à la parfaite combinaison entre les deux. Du point de vue coût, la non disponibilité de ces systèmes sur plusieurs sites à cause de leurs prix élevés restreint l'utilisation de cette technologie.

Ces préoccupations ont été réduites par l'introduction de nouveaux systèmes avec des détecteurs à large champ de vue tel que la Discovery NM/CT 870 CZT du fournisseur General Electric Healthcare (Keidar et al. 2016) et le prototype Valiance X12 du fournisseur Molecular Dynamics (Goshen et al. 2018). Récemment, plusieurs nouveaux systèmes innovants à large champ de vue, VERITON/CT de Spectrum Dynamics (Desmonts et al. 2020) et StarGuide de GE (Serre et al. 2021) ont aussi été développés. Cependant, la collimation utilisée pour ces deux systèmes n'a pas atteint des performances optimales, surtout pour l'utilisation des traceurs d'émission de photon de moyenne énergie.

Pour cela, compte tenu des contraintes suscitées, on s'intéresse dans ce travail particulièrement au calcul analytique et à la méthode Monte Carlo pour étudier une nouvelle configuration détecteur/collimateur afin d'améliorer les performances des collimateurs existants. La collimation proposée offre la possibilité d'imager plusieurs organes avec des traceurs de faible énergie jusqu'aux traceurs de moyenne énergie (250 keV). Donc, il pourrait être utile pour les constructeurs de développer et d'optimiser un détecteur pixélisé avec champ de vue large muni de cette collimation innovante. La recherche présentée dans cette thèse a été réalisée au niveau du laboratoire SNIRM (Groupe Imagerie Médicale et Radiométrologie, USTHB) en étroite collaboration avec le service de médecine nucléaire des cliniques universitaires Saint-Luc (Belgique) et le laboratoire Pinlab de l'Université de Genève (Suisse).

Chapitre I : Bases physiques des détecteurs utilisés en médecine nucléaire

Introduction

Les rayonnements ionisants sont utilisés pour visualiser l'anatomie et/ou la fonction des organes et/ou tissu du patient. L'utilisation de ces rayonnements nécessite des appareils permettant de compter, de suivre et d'identifier les radiotraceurs à l'intérieur du corps humain. Ce chapitre donne un bref aperçu de généralités sur les théories fondamentales relatives au fonctionnement des détecteurs de rayonnement de deux types de détecteurs ; ceux basés sur les scintillateurs et ceux basés sur les semi-conducteurs. Ceci implique la présentation des concepts physiques d'interaction des rayonnements avec la matière, les modes de conversion de l'énergie du rayonnement en signal électrique, ainsi que les propriétés physiques et électriques qui caractérisent ces cristaux de détection.

I.1. Principes fondamentaux de détection des rayonnements gamma

Nous présentons ici les principes fondamentaux de détection des rayonnements gamma qui ont un lien direct avec les systèmes de détection des rayonnements ionisants en imagerie nucléaire. Dans un premier temps, nous présentons le principe physique de l'interaction des rayonnements gamma avec la matière. Ensuite, nous expliquons les types et caractéristiques des détecteurs qui sont utilisés particulièrement dans le domaine de l'imagerie nucléaire.

I.1.1. Types d'interaction des photons gamma avec la matière

Les photons gamma interagissent avec la matière par quatre principaux processus; l'effet photoélectrique, la diffusion Rayleigh, la diffusion Compton et la matérialisation (création de paires électron-positron). Chaque processus dépend largement de l'énergie du photon incident et du numéro atomique (Z) du matériau traversé. Dans le domaine de l'imagerie nucléaire, l'effet de matérialisation n'est pas pris en considération en raison de la gamme d'énergie des photons pour laquelle il se produit, c-à-d au-dessus de 1.022 MeV. La section efficace correspondant à la diffusion Rayleigh est relativement négligeable pour les énergies mises en jeu en imagerie diagnostique. L'effet photoélectrique et la diffusion Compton correspondent à un transfert total ou partiel de l'énergie du photon vers un électron orbital, respectivement.

L'effet photoélectrique est le phénomène le plus désirable dans le cristal pour la détection car toute l'énergie du gamma est convertie, il permet de mesurer l'énergie de celui-ci et

éliminer les photons ayant perdu de l'énergie en diffusant dans le corps du patient (diffusion Compton). Le photon incident est absorbé par un électron des couches des atomes à Z le plus élevés du cristal et ainsi un photoélectron est alors produit. Si l'énergie incidente du photon gamma est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, ce dernier est éjecté de l'atome avec une énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison de l'électron dans son orbite d'origine. Dès l'éjection de l'électron de son orbite, une lacune qui est rapidement remplacé par la capture d'un électron libre du milieu et/ou un réarrangement des électrons des orbites extérieures de l'atome. Par conséquent, un ou plusieurs rayons X caractéristiques sont générés. Dans la plupart des cas, ces rayons X ne peuvent pas s'échapper du volume du détecteur et l'énergie totale des photons incidents est transmise au milieu.

Dans l'effet Compton, le photon ne transfert qu'une partie de son énergie à l'électron et ne permet pas de connaître l'énergie du photon gamma. Si ce photon gamma a diffusé dans le corps du patient, alors la direction de détection ne passe pas par son point d'émission. Il y a aussi une situation complémentaire ou le photon peut également changer de direction sans perdre aucune énergie après la diffusion. Ceci est appelé diffusion de Rayleigh qui se produit principalement pour des photons de basse énergie.

I.1.2. Types des détecteurs utilisés dans le domaine de l'imagerie nucléaire

Selon l'application médicale ciblée, les détecteurs de rayonnements sont utilisés généralement pour répondre aux trois questions: détermination de l'activité présente au niveau de l'organe à explorer, identification du nombre et du type du rayonnement présent et récupérer la distribution spatiale et/ou temporelle de l'activité sous forme d'une image numérique. Plusieurs technologies de détection ont été développées tels que les compteurs proportionnels, détecteurs à gaz, détecteurs à base de scintillation et semi-conducteurs. Actuellement, les détecteurs de rayonnement à base de scintillation et à base de semi-conducteur sont les plus répendus en imagerie médicale utilisant les rayons gamma.

I.1.2.1. Modes de conversion de l'énergie

Le rôle principal de chaque détecteur d'imagerie est de convertir l'énergie du photon déposée au niveau du cristal en signal électrique. Cette conversion utilise des photons de scintillation ou des paires électron-trou, selon la technologie de détection utilisée. Les

scintillateurs sont les détecteurs les plus répendus au niveau des systèmes d'imagerie nucléaire où l'énergie du photoélectron est convertie en une gerbe de photons optiques par l'effet de fluorescence associé à la présence d'états intermédiaires apparaissant par la présence d'impuretés. Ensuite, les photons optiques émis sont convertis en signal électrique par la photocathode du tube photomultiplicateur PMT. Récemment, les détecteurs solides à base de semi-conducteur, où l'énergie du photon est convertie directement en signal électrique, ont remplacé les détecteurs conventionnels à base de scintillateur.

I.1.2.2. Modes de fonctionnement des détecteurs

Chaque détecteur de rayonnement fonctionne avec les deux modes possibles suivants: mode de comptage des évènements et mode d'intégration de l'énergie. Une fois que l'énergie du photon est déposée au niveau du cristal puis convertie en signal électrique, il y a une chaîne électronique pour numériser les informations et les traiter ultérieurement selon le mode de fonctionnement choisi. Le signal obtenu du PMT ou du semi-conducteur est de mise en forme et amplifié avant de le numériser. La mise en œuvre de l'électronique associée peut varier considérablement en fonction du choix du détecteur et du processus de multiplication (des multiples dynodes dans un PMT ou une multiplication d'avalanche dans une photodiode).

I.2. Caractéristiques des détecteurs d'imagerie à base de scintillation NaI (TI)

I.2.1. Principe de détection

Le photoélectron crée suite à un effet photoélectrique ou Compton perd son énergie par excitation du cristal scintillant qui entraine une émission d'une gerbe de photons optiques. La gerbe de photons optiques est guidée vers une photocathode afin d'être convertie en photoélectrons. La photocathode est placée à la surface d'entrée du photomultiplicateur PMT. À la sortie de ce dernier, un signal électrique de forme irrégulière est généré au niveau de l'anode qui est mis en forme par un préamplificateur et amplifié (étalonné) par un amplificateur. Ces impulsions sont ensuite triées et numérisées par un convertisseur analogique-digital (CAD).

I.2.2. Types des cristaux scintillants

À ce jour, les scintillateurs les plus utilisés en médecine nucléaire incluent: Iodure de Sodium dopé au Thallium NaI(Tl), Germanate de Bismuth (BGO), Oxyorthosilicate de Lutétium dopé

au Cérium (LSO) ou Oxyorthosilicate de Gadolinium dopé au Cérium GSO(Ce) ou GSO) (J.M. Links 1998). L'Iodure de Sodium NaI (Tl) reste le principal cristal utilisé au niveau des gamma caméras SPECT en raison de leurs meilleures propriétés physiques et électriques aux basses énergies (Tableau I.1). Les autres scintillateurs cités sont essentiellement utilisés en imagerie PET.

Tableau I.1 : *Caractéristiques des principaux cristaux à base de scintillation.*

	Numéro Atomique Moyen <Z>	Densité (g/cm^{3}l)	Temps de décroissance (ns)	Photons optiques/MeV
NaI(Tl)	51	3.67	230	38000
BGO	74	7.13	300	82000
LSO	66	7.4	3545	28000
GSO	61	6.7	3060	10000

I.2.3. Propriétés physiques et électriques

Un cristal de numéro atomique supérieur aurait une proportion plus élevée d'interaction photoélectrique que Compton, facilitant ainsi la discrimination des photons diffusés avant d'entrer dans le cristal. Un flux de lumière UV aussi élevé réduit le bruit statistique de la scintillation et des systèmes électroniques associés. Des scintillateurs rapides ayants un temps de décroissance inférieur à 100 ns capables d'effectuer des taux de comptage plus élevés que le scintillateur NaI (Tl) sont recherchés. Enfin, on cherche toujours des cristaux qui disposent de résolution spatiale intrinsèque inférieure à celle du scintillateur NaI(Tl) classique.

I.3. Caractéristiques des détecteurs à base semi-conducteurs

La nouvelle génération des systèmes d'imagerie nucléaire utilise souvent les détecteurs à base de semi-conducteur en raison de leur bonne efficacité de détection ainsi que de leurs meilleures résolutions spatiales et énergétiques qui permettent d'obtenir des images de haute qualité. Grâce à la conversion directe des photons gamma en signal électrique, les semi-conducteurs présentent plusieurs avantages par rapport aux scintillateurs :

- Une bonne résolution énergétique due au nombre très élevé de charges créées (de l'ordre de 30000 paires électrons-trous pour un photon de 140 keV contre 5320 photons optiques lors de l'interaction avec un cristal scintillant de type NaI(Tl)) (Nichols et al. 2009). Ce grand

nombre de charges minimise les fluctuations statistiques et améliore ainsi la résolution en énergie.

- Une bonne résolution spatiale intrinsèque due au champ électrique intense appliqué limitant la diffusion des charges électriques, donc une bonne localisation spatiale. Contrairement aux scintillateurs dont les photons lumineux sont largement diffusés.

- Le bonne atténuation permettant d'avoir une grande efficacité à température ambiante.

- Un détecteur compact pixélisé.

I.3.1. Principe de détection

Le fonctionnement des détecteurs à base de semi-conducteur est similaire à celui des chambres d'ionisation à gaz (Figure I.1). Lorsqu'un photon gamma dépose son énergie dans un cristal semi-conducteur, il entraine la génération d'un nuage de paires électron-trou (Bale 2010). Sous l'effet du champ électrique intense appliqué aux bornes du détecteur, les charges migrent et créent un signal électrique dont la charge est proportionnelle à l'énergie du rayonnement gamma incident (Cola et al. 2006). L'impulsion de sortie dans les détecteurs à base de semi-conducteur repose sur la collection d'électrons et des trous pour mesurer l'énergie déposée de la particule incidente (Fink et al. 2006). Par conséquent, la mobilité des charges joue également un rôle important dans la performance du détecteur. Les vitesses de dérive des électrons et des trous dans un champ électrique uniforme E sont données par les relations suivantes :

$$v_e = \mu_e E \quad \text{et} \quad v_h = \mu_h E \tag{1}$$

Où μ_e et μ_h sont les mobilités des électrons et des trous, respectivement. La mobilité des charges détermine le courant dans un semi-conducteur.

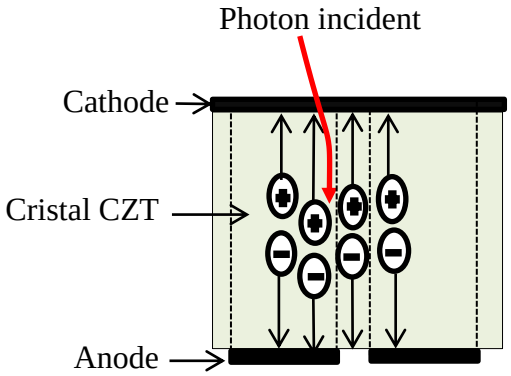

Figure I.1: *Principe physique de détection d'un photon dans une configuration pixélisée.*

En raison des défauts cristallins, les charges peuvent être piégées avant d'être collectées aux électrodes ce qui entraîne une dégradation des performances spectrométriques. Les impuretés cristallines peuvent créer des centres de recombinaison en obligeant les électrons et les trous à se recombiner ce qui dégrade la durée de vie des électrons et des trous. Les longueurs de piégeage $\lambda_e$et λ_h sont données par :

$$\lambda_e = \mu_e \tau_e E \quad \text{et} \quad \lambda_h = \mu_h \tau_h E \tag{2}$$

Où τ_e et τ_h sont les durées de vie des électrons et trous, respectivement.

La longueur de piégeage représente la distance moyenne parcourue par les porteurs de charge avant d'être piégé. Le phénomène du piégeage introduit des contraintes sur la géométrie du détecteur dans lequel l'épaisseur du cristal doit être inférieure à la longueur de piégeage des porteurs de charges. Le champ électrique appliqué au détecteur doit être suffisamment important afin d'obtenir un rendement de collection des charges élevé en réduisant l'effet du piégeage.

I.3.2. Types des cristaux semi-conducteurs

Pendant de nombreuses années, le domaine de la détection des rayonnements était dominé par les détecteurs à base de silicium (Si) et de germanium (Ge). Les détecteurs de silicium (Si) sont les plus utilisés sous la forme des diodes à jonction p-i-n ou des diodes p-n polarisées en inverse. Cependant, leur application en imagerie médicale est limitée en raison de leur faible numéro atomique Z. Ensuite, les détecteurs au germanium (Ge) sont utilisés en raison de leur numéro atomique Z plus élevé et de leur résolution énergétique exceptionnelle (<1% FWHM à 140 keV). Mais, leur principal inconvénient réside en leur faible bande interdite qui dicte leur fonctionnement à très basse température. Donc, un système de refroidissement avec l'azote liquide est exigé, ce qui complique l'électronique associé et alourdit le système de détection. L'iodure de mercure (HgI_2) est un autre matériau qui suscite également un intérêt pour les applications médicales (Levi et al. 1982). En raison de son large gap énergétique, le courant de fuite est faible. Cependant, les principaux problèmes de ces détecteurs sont la faible mobilité des trous, la courte durée de vie des charges crées qui mène à une dégradation de la résolution énergétique (Kim 2006).

Le tellurure de cadmium CdTe est l'un des premiers matériaux semi-conducteur qui a été développé en tant que détecteur à température ambiante (Chambron et al. 2000). La qualité

cristalline du cristal CdTe est améliorée avec l'utilisation du cristal ZnTe pour former un alliage CdZnTe (Butler et al. 1992). La concentration du zinc en CdZnTe est généralement comprise entre 0.06 et 0.2 permettant un élargissement de la bande interdite entre 1.53 à 1.64 eV. L'augmentation de la bande interdite par rapport au CdTe réduit les effets intrinsèques (thermiques, concentration des porteurs et le courant de fuite).

I.3.3. Propriétés physiques et électriques des détecteurs

Les semi-conducteurs possèdent plusieurs propriétés physiques et électriques qui font d'eux d'excellents milieux de détection des photons gamma (Tableau I.2). Ces propriétés sont décrites dans le tableau I.2 pour les matériaux semi-conducteurs les plus utilisés en imagerie médicale pour la détection des rayonnements gammas. Ces matériaux possèdent des propriétés qui leur garantissent de bonnes performances spectrométriques.

Tableau I.2: *Propriétés des principaux semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma* (Sakai 1982).

	Numéro atomique Z	Masse volumique ρ ($g.cm^{-3}$)	Absorption μ (140 keV) (cm^{-1})	Résistivité (Ω.cm)	Bande interdite (eV)	Energie de création de pair (eV)	Mobilité ($cm^2/V.s$)		Durée de vie (μ.s)	
							Electron	Trou	Electron	Trou
Si	14	2.33	0.35	10^6	1.16	3.76	2100	1100	20	20
Ge	32	5.32	1.35	50	0.74	2.98	3600	4200	20	20
CdTe	48-52	6.06	4	10^9	1.47	4.43	1100	100	1-2	1
CdZnTe	48-30-52	6.0	3.84	10^{10}-10^{12}	1.5	4.64	1050	50 à 80	3-10	0.1-0.5
HgI_2	80-53	6.4	8.96	10^{13}	2.13	4.2	100	4	1	25

Plusieurs critères et conditions doivent être remplis pour avoir un bon matériau, à savoir :

1) Un numéro atomique Z et une masse volumique ρ élevés afin d'avoir un bon pouvoir de détection avec un rapport de section efficace photoélectrique sur Compton plus photoélectrique égale à 5.5.

2) Une faible énergie de création de paires pour que le nombre de porteurs générés soit élevé,

3) Une résistivité élevée garantissant des fluctuations du courant très faible.

4) Un produit $\mu\tau$ maximal (ou la mobilité μ des charges soit élevée et la durée de vie τ la plus longue) qui indique un bon critère de collection des charges.

5) Une bonne qualité cristalline impliquant que la croissance du matériau soit bien maîtrisée et que celle-ci soit la plus homogène possible.

Donc, le matériau le plus adapté aux énergies utilisées en médecine nucléaire est le CdZnTe. Ce dernier a une meilleure efficacité de détection pour des photons de 200 keV à température ambiante par rapport aux autres matériaux traditionnels à base de Si et de Ge pour une même épaisseur du cristal. Il bénéficie d'une bonne qualité d'absorption (seulement une épaisseur de 5 mm est nécessaire à arrêter 85 % des photons de 140 keV), de bonnes qualités cristallines et physiques (création paires électron-trous élevé, nombre atomique Z élevé…) qui conduisent à une forte résistivité électrique en impliquant à un courant de fuite faible (un meilleur rapport signal / bruit (SNR)). Cependant, il présente de mauvaises propriétés électriques de transport des trous. Ces derniers résultent principalement de leur piégeage avec les électrons lors de leur migration vers la cathode induisant une dégradation des performances spectrométriques. En effet, le signal total mesuré sur les électrodes est généralement dû aux électrons. La géométrie des électrodes de collection offre une bonne solution pour diminuer cet effet.

I.3.4. Différents types d'Electrodes (contacts) de collection du signal

Plusieurs électrodes de collections des charges électriques ont été utilisé (Sellin 2003). Les détecteurs planaires montrent des soucis de perte d'énergie aux faibles énergies des photons due à une mauvaise collection des charges pendant le transport des trous vers la cathode. Cela signifie que la charge induite ne peut pas être complètement collectée et que l'énergie des photons incidents n'est pas donc calculée correctement, ceci se manifeste par une trainée au niveau du spectre en énergie (Fritz and Shikhaliev 2009). Pour surpasser ce problème, l'anode planaire est remplacée par une série d'électrodes carrées sous forme de pixels ou une série d'électrodes à bandes coplanaires (Amman and Luke 1999), comme illustré à la figure I.2.

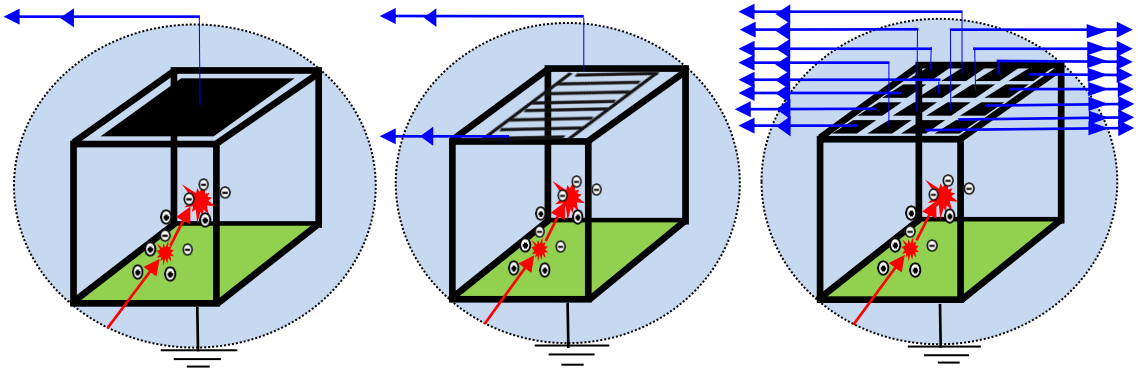

Figure I.2 : *Electrodes de collection utilisées avec un détecteur en CZT. (à gauche) : configuration planaire, (au centre) : configuration à bandes coplanaires et configuration pixélisée (à droite).*

I.3.4.1. Configuration planaire

Dans cette conception, la cathode et l'anode sont construite comme des électrodes planaires ayant une bonne efficacité de collection des charges des électrons et des trous, cependant, leur inconvénient principal se présente au niveau de l'absence de l'information sur la position des évènements. Donc cette configuration est généralement utilisée avec les détecteurs de Ge ou Si qui sont utilisés uniquement en spectroscopie où l'énergie est la préoccupation principale.

I.3.4.2. Configuration à bandes coplanaires

Les détecteurs CZT à bandes coplanaires ont également été développés par plusieurs constructeurs. Le principal avantage des détecteurs de bandes par rapport aux détecteurs pixélisés est l'utilisation d'un nombre de canaux de lecture 2N au lieu de N×N pour couvrir la même zone d'imagerie, et permet de construire une tête de détection compact avec une conception flexible à imager plusieurs organes. Cependant, plusieurs facteurs limitant la résolution énergétique de ce type de configuration ont été discutés par Luke et al. (Luke et al. 2003).

I.3.4.3. Configuration pixélisée

La configuration pixélisée est le meilleur choix utilisé au niveau des gamma-caméras comme il permet de déterminer directement la position d'interaction présente une meilleure résolution énergétique. Dans le but de déterminer la localisation du photon et d'éliminer la contribution des trous, des contacts métalliques de petits pixels sont déposés sur la surface de l'anode du détecteur (He 2001). Donc, chaque pixel est défini comme la zone de

détection comprise entre la cathode et l'anode segmentée. Les signaux collectés à chaque anode dépendent fortement de leur géométries (Eskin et al. 1999, Wangerin et al. 2011).

Barett (Barett 1995) a introduit une méthode pour éliminer la contribution des charges au signal total par le calcul du rapport épaisseur/ largeur (Yang and He 2013). Dans le cas où le rapport est très inférieur à 1, seules les charges sous le volume du pixel induiront une charge importante sur le pixel. He (He 2001) a proposé d'utiliser des pixels entourés d'une grille non collectante qui a le rôle de guider les électrons vers les électrodes collectrices en raison de leur mauvaise polarisation. Les temps de montée cathode ou anode peuvent être aussi mesurés pour accéder à la mesure de la profondeur d'interaction. Cette dernière permet de calculer la localisation barycentrique pour obtenir une sur-pixellisation (sur-échantillonnage) virtuelle du détecteur (Robert et al. 2010).

I.3.4. Types d'absorption de l'énergie au niveau d'une configuration pixélisée

I.3.4.1. Comportements des photons gamma

Généralement, il existe trois situations possibles du dépôt d'énergie du rayonnement au niveau du matériau CZT (Figure I.3). Le photon d'interaction dépose toute son énergie au niveau du pixel concerné par l'interaction (photo électrique ou Compton). Lorsque le photon d'interaction a subi un effet Compton, une partie de son énergie transportée par le photon diffusé est déposé au niveau de l'interpixel, cela signifie que cette partie d'énergie est complètement perdue et provoque une trainée au niveau du spectre en énergie ce qui détériore la résolution énergétique.

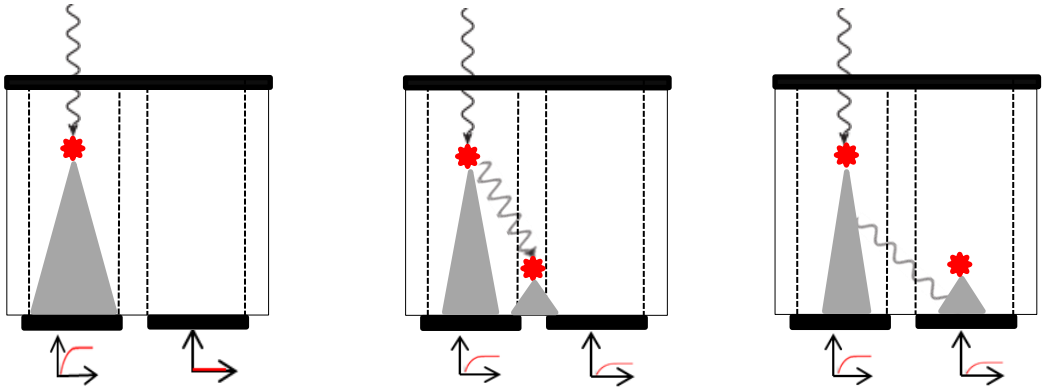

Figure I.3: *Schéma descriptife du phénomène de partages des événements dans une configuration pixélisée.*

D'autre part, l'énergie du rayonnement incident peut être partagé entre plusieurs pixels avoisinant le pixel central le plus proche de l'interaction (Kuvvetli and Budtz-Jørgensen 2007, Meuris et al. 2009), cela signifie que le photon incident pourrait être compté plus d'une fois et chacun des pixels aura un signal plus petit que le signal total (Kim et al. 2008).

I.3.4.2. Comportements des charges induites

Avec la migration des charges vers les électrodes, l'effet de diffusion et répulsion des charges dans un champ électrique permet une augmentation au niveau du nuage d'électrons ce qui induit le partage des charges entre les pixels avoisinants (Figure I.4). La charge produite par une particule incidente peut être partagé entre plusieurs pixels résultant en une dégradation de la résolution énergétique. Pour récupérer cette perte de charge, il faut la restituer en additionnant tous les signaux des anodes concerné par l'interaction (Kim et al. 2011). On remarque aussi qu'il y a une certaine fraction de la charge qui se perd au niveau des espaces entre les contacts ce qui dégrade également la résolution énergétique (Bolotnikov et al. 1999, Bugby et al. 2019).

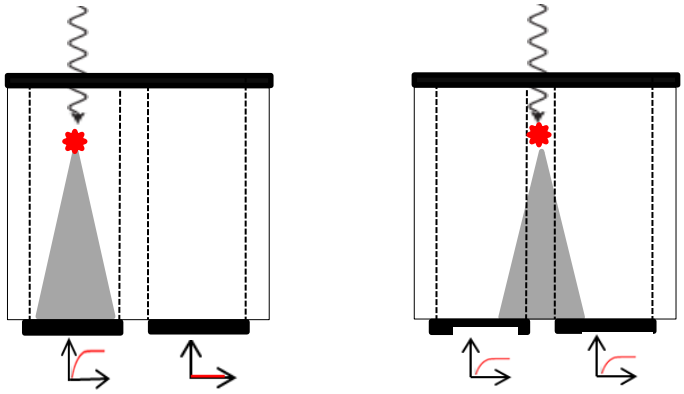

Figure I.4 : *Schéma descriptif du phénomène de partage des charges dans une configuration pixélisée.*

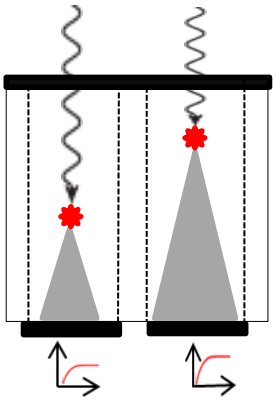

Figure I.5 : *Schéma descriptif de la prise en considération de la profondeur d'interaction DOI dans une configuration pixélisée.*

Les trous ont une faible mobilité dans les cristaux CZT telle que tous ne peuvent pas être collectés si le temps de collection est limité. Le diamètre du nuage des électrons augmente avec le déplacement des électrons vers l'anode sous l'effet de la diffusion (Benoit and Hamel 2009). Le rapport de charge induite à l'anode et à la cathode représente la profondeur de l'interaction DOI du photon dans le matériau. La profondeur d'interaction (DOI) est facilement déterminée à partir des cordonnées d'interaction de l'évènement dans un détecteur pixélisé en semi-conducteur (Figure I.5), ce qui améliore la résolution spatiale.

Chapitre II : Etat de l’art de l’évolution des gamma caméras SPECT

Introduction

Nous présentons dans ce chapitre, le principe physique de la chaine de détection des gamma-caméras traditionnelles à base de scintillations et le rôle de chaque composant. Les limites physiques et technologiques des performances liées à cette technologie sont aussi abordées. Ensuite, les différents progrès technologiques des gamma-caméras dédiés à des organes spécifiques (configurations géométriques, collimations et algorithmes de reconstruction) sont également présentés. Enfin, un l'état de l'art des gamma-caméras à base de semi-conducteur CZT, équipés des principaux collimateurs déjà exploités en routine clinique ou proposés en recherche, sont également introduits.

II.1. Gamma-caméra à base de scintillations

La gamma-caméra est le système d'imagerie médicale utilisé en médecine nucléaire pour former une image permettant d'explorer la fonction de l'organe à imager**.** Selon le mode d'acquisition utilisé, une image scintigraphique planaire ou tomographique est prises selon que le détecteur est immobile ou tourne pour acquérir des projections autour de la région à explorer.

II.1.1. Principe de fonctionnement

Le principe de la gamma-caméra est de détecter les photons émis dans toutes les directions par le marqueur radioactif situé à l'intérieur de l'organe du patient et qui sont sélectionnés préalablement par le passage au travers le collimateur (Figure II.1). Le photon gamma atteint ensuite le cristal et subit une interaction photoélectrique ou Compton où le photoélectron dépose son énergie au niveau du cristal par excitations. Ces excitations créent des photons optiques de scintillation qui sont guidés vers les photocathodes des tubes photomultiplicateurs à l'aide du guide de lumière. Historiquement, un circuit électrique de positionnement de type Anger est utilisé pour déterminer l'énergie et la position de l'interaction des photons dans le cristal scintillant. Enfin, des convertisseurs analogiques numériques ADCs transforment et numérisent les signaux électriques en image numérique planaire.

Dans les caméras modernes, chaque PMT est équipé d'un convertisseur analogique-digital, et le calcul de l'énergie déposée et de la position de l'interaction est effectué de manière numérique par des micro-processeurs. Ceci facilite l'implémentation des différentes corrections nécessaires, c.-à-d. réponse en énergie et linéarité, et permet aussi de traiter les

PMTs par sous-groupes, ce qui augmente grandement le taux de comptage maximal, pouvant dépasser 500 kcounts/sec. En mode tomographique, une étape de reconstruction des images des projections avec des algorithmes analytiques ou itératifs est nécessaire pour obtenir les images sous forme de coupes tomographique selon les trois plans de coupe (axial, sagittale et transvers).

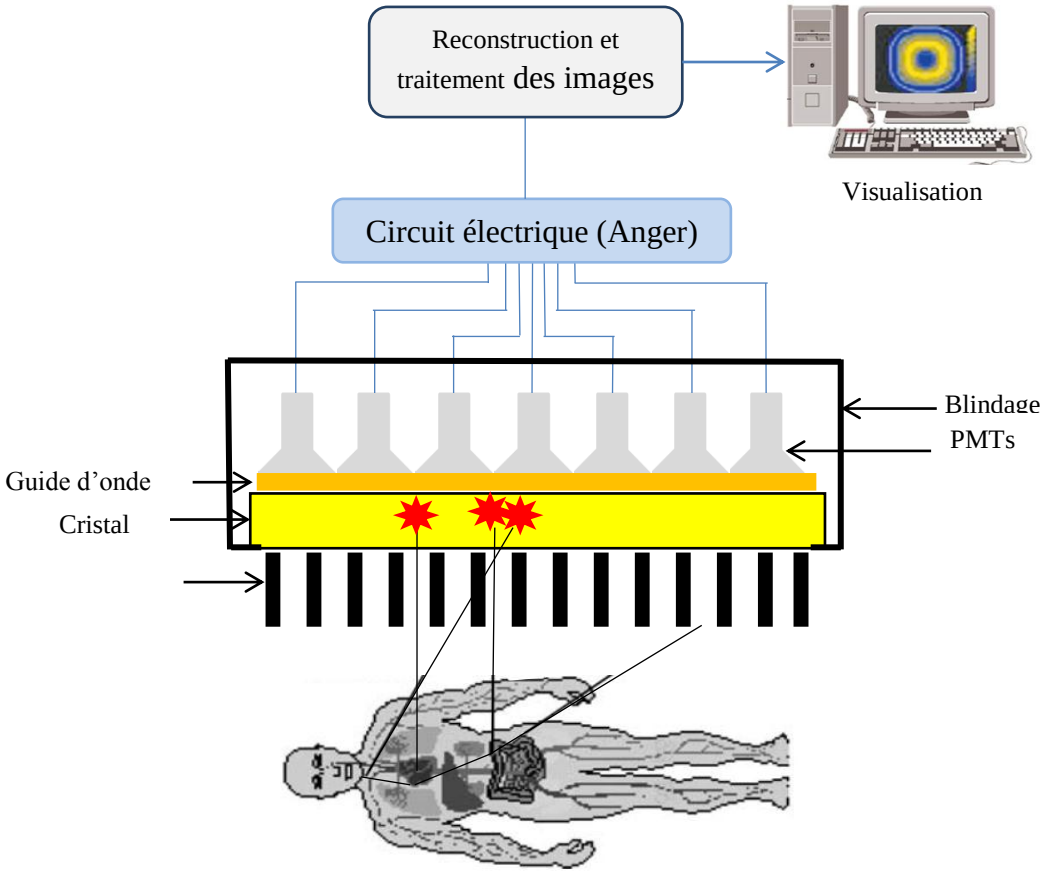

Figure II.1 : *Représentation schématique d'une gamma-caméra de type Anger.*

II.1.2. Composants des gammas caméras traditionnelles NaI(TI)

Une gamma-caméra de type Anger, du nom de son inventeur est composée d'un collimateur, un cristal scintillant continu, un arrangement des tubes photomultiplicateurs PMTs, de guides de lumière et une électronique analogique associée pour traiter les signaux électriques afin de déterminer le point d'interaction au niveau du cristal et l'énergie déposée. Un blindage en plomb entoure la tête de détection pour la protéger des rayonnements provenant de sources radioactives en dehors du champ de vue de la gamma-caméra. Un système SPECT comprend généralement 2 ou 3 détecteurs.

II.1.2.1. Collimateurs traditionnels

Le collimateur est le composant principal déterminant de la résolution spatiale et l'efficacité d'une gamma-caméra (Van Audenhaege et al. 2015). Il est constitué généralement d'une

plaque épaisse d'un matériau de numéro atomique et de densité très élevé comme le plomb (Pb) ou le tungstène (W) (l'or et le platine ont un coût prohibitif, et l'uranium contient toujours une petite partie d'235U radioactif), afin d'atténuer au moins 95% des photons gammas ayant des directions non souhaitables. Il est placé avant le cristal, son rôle principal est de sélectionner les photons arrivant au détecteur selon une incidence particulière via des trous de forme hexagonale, circulaire ou carrée (Khorshidi et al. 2012) (Figure II.2). Au niveau du collimateur, il y a trois type de photons détectés par la gamma-caméra : Les rayons gamma qui traversent entièrement les trous du collimateur, sans toucher les septas ; Les rayons gamma qui traversent ou pénètrent un ou plusieurs septas et les photons diffusés par le septa. A cela s'ajoute le fait que le gamma peut déjà avoir été diffusé dans le corps du patient. Les gammas ayant traversé un septa ou ayant diffusé dans un septa ou dans le corps du patient sont indésirables car leur point d'émission n'est pas situé sur la ligne de détection du collimateur (aussi appelée ligne de réponse).

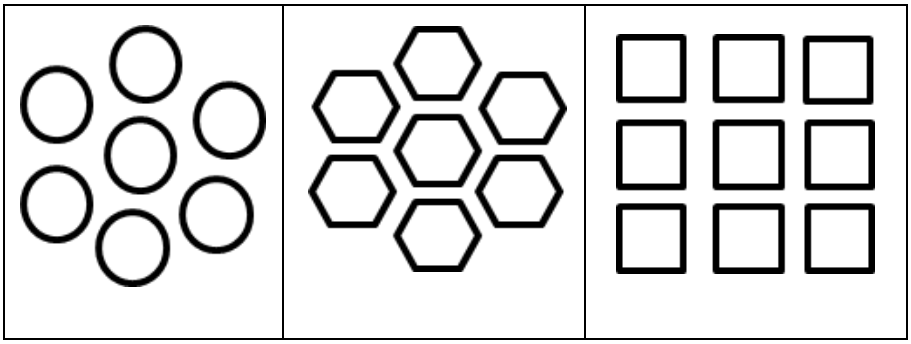

Figure II.2 : *Formes des trous des collimateurs à trous parallèles: trous ronds (à gauche), trous hexagonaux (au centre) et trous carrés (à droite).*

Chaque examen clinique requiert des caractéristiques précises, par exemple ; une sensibilité élevée est requise pour l'imagerie cardiaque (Imbert et al. 2012) ou une résolution spatiale élevée requise pour l'imagerie cérébrale (Muller et al. 1986). Ces exigences dictent une sélection minutieuse du bon collimateur. Les principaux collimateurs utilisés au niveau des gamma-caméras traditionnelles (Figure II.3) selon l'organe à explorer sont : le pinhole pour la thyroïde et le collimateur convergeant (fan-beam) pour la tomographie cérébrale (Park et al. 2005) ou le sein (Van Roosmalen et al. 2018) et le collimateur à trous parallèles pour les organes larges (Anger 1964).

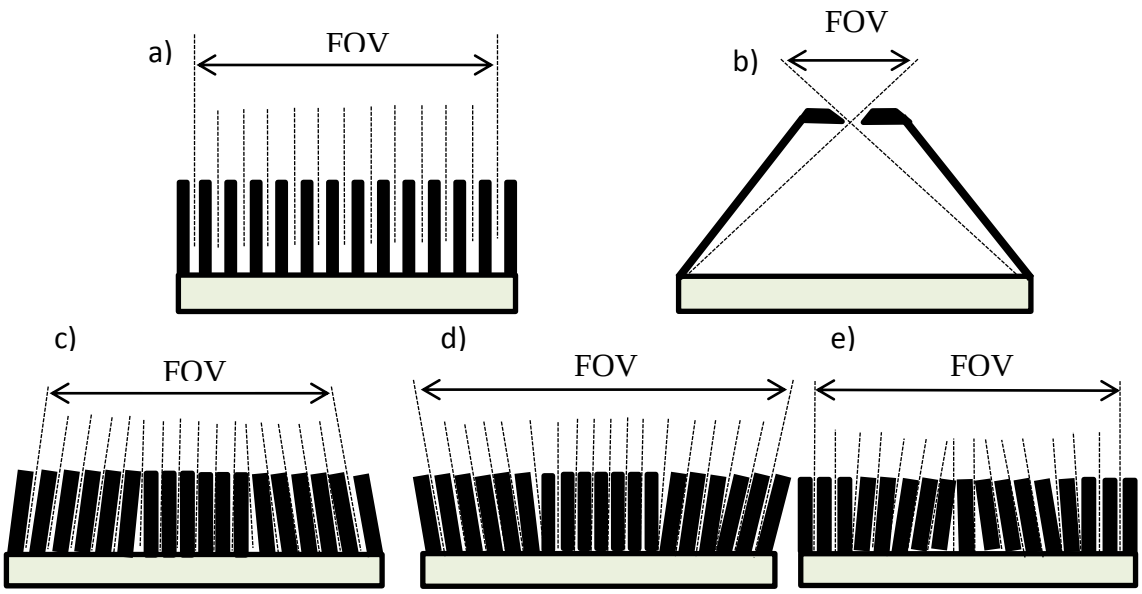

Figure II.3 : *Différents collimateurs utilisés : a) collimateur à trous parallèles, b) collimateur pinhole c) collimateur à trous convergents, d) collimateur à trous divergents, e) multifocal.*

Le collimateur pinhole offre une résolution spatiale très élevée (Jaszczak et al. 1994) mais au prix d'un champ de vue limité proche de l'ouverture ou d'une faible efficacité pour les régions éloignées de l'ouverture. Le collimateur convergent offre une bonne résolution spatiale et une efficacité élevée autour de la région ciblée mais se dégrade lorsqu'on s'éloigne du point focal au bord du champ de vue du collimateur (Gullbergt et al. 1992). Le collimateur à trous parallèles permet d'avoir des images de taille semblable à l'objet sans agrandissement, ce qui résulte en une efficacité relativement constante sur tout le champ de vue du détecteur.

Le collimateur à trous parallèles est le collimateur le plus utilisé en routine clinique. La taille des trous et l'épaisseur des septas déterminent fortement les caractéristiques les plus importantes du collimateur tel que la résolution spatiale et la sensibilité. L'épaisseur des septa est choisie pour limiter la pénétration septale en dessous de 5% tout en gardant une efficacité de détection à un niveau acceptable. Les formules analytiques de la sensibilité et de la résolution spatiale des collimateurs à trous parallèles associés aux détecteurs non pixélisés, sont connues depuis longtemps (Moore et al. 1992):

$$S_{col} = K^2 \times \left(\frac{d^2}{l_e \times (d+s)}\right)^2 \quad (3)$$

$$R_{col} = \frac{d \times (l_e + b + c)}{l_e} \quad (4)$$

K est une constante qui dépend de la forme des trous (0.263 pour un trou hexagonal et 0.28 pour un trou carré). La longueur effective des septas l_e qui prend en compte la pénétration des gammas au travers des bords inférieurs et supérieurs de septas est:

$$l_e = l - \frac{2}{\mu} \quad (5)$$

Où l est la hauteur réelle du collimateur et μ le coefficient d'atténuation linéique du matériau constituant le septa, d est la distance source-collimateur. Les équations 3 et 4 montrent que l'amélioration d'une propriété du collimateur, c-à-d sensibilité ou résolution spatiale, en changeant le rapport d/l se fait toujours au détriment de l'autre. Le collimateur est l'élément le plus limitant de la gamma-caméra. L'élimination de ce collimateur grâce à la coïncidence temporelle entre les deux photons d'annihilation explique les performances nettement supérieures du PET.

Plusieurs notations ont été attribuées aux collimateurs à trous parallèles basés sur leurs performances en termes d'efficacité et de résolution spatiale. Avec des radionucléides de faible énergie, les collimateurs les plus courants utilisés en routine clinique sont: LEHR (Low-Energy High-Resolution), LEUHR (Low-Energy Ultra-High-Resolution), LEGP (Low-Energy General-Purpose), LEHS (Low-Energy High Sensitivity). Les caractéristiques de ces collimateurs sont présentées au niveau du Tableau II.1 ci-dessous.

Tableau II.1 : *Performances des collimateurs à trous parallèles hexagonaux à 10 cm de distance source détecteur* (Moore et al. 1992).

Type du Collimateur	Diamètre des trous (mm)	Epaisseur septale (mm)	Hauteur septale (mm)	Efficacité géométrique (coups.s^{-1}.Bq^{-1})	Résolution spatiale géométrique (mm)
LEUHR	1.4	0.2	38.5	7.2E-4	5.1
LEHR	1.4	0.2	31.5	1.1E-4	5.9
LEGP	1.8	0.2	31.5	1.9E-4	7.6

II.1.2.2. Cristal monolithique scintillant

Le cristal continu des gamma-caméras traditionnelles est généralement constitué d'un scintillateur à base d'iodure de sodium dopé au Thallium NaI(Tl). Son rôle est de convertir l'énergie des photons incidents absorbés en scintillations lumineuses. Cette lumière est

convertie ensuite en signal électrique par la photocathode placée à l'entrée de chaque photomultiplicateur. Les cristaux inorganiques à base de scintillation sont les plus souvent utilisés au niveau des gamma-caméras, car ils ont une atténuation et rendement lumineux élevée, relativement rapides, leur spectre d'émission est bien adapté au spectre d'absorption des photocathodes des PMTs, ainsi que pour leur faible coût de fabrication. Parmi la fraction de rayons gammas émis ayant traversés les trous du collimateur, certains sont absorbés dans le cristal, d'autres sont diffusés et d'autres le traversent sans interaction. Les probabilités relatives de ces trois mécanismes dépendent des énergies des photons gammas et de l'épaisseur du cristal. Ce dernier a un impact direct sur la sensibilité de détection et sur la résolution spatiale intrinsèque du système. Généralement, une épaisseur de 9 ou 13 mm est utilisée compte tenu des contraintes techniques de conception de ces cristaux (Peterson and Furenlid 2011).

II.1.2.3. Guide de lumière

Le rôle du guide de lumière est d'assurer un bon couplage optique entre le cristal et la photocathode des tubes photomultiplicateurs PMTs. La forme du guide de lumière doit être adaptée à la forme et caractéristiques optiques de la photocathode pour réduire les variations de collection de lumière des photomultiplicateurs et la perte de lumière entre les espaces morts des PMTs. Il est généralement constitué d'un matériau possédant un indice de réfraction proche de celui du cristal afin d'optimiser le transport de la lumière vers les tubes photomultiplicateurs.

II.1.2.4. Photomultiplicateur

Les propriétés de la photocathode déterminent son efficacité quantique QE, définie comme:

$$\mathrm{QE} = \frac{\text{Nombre des photoélectrons émis}}{\text{Nombre des photons incidents}} \qquad (6)$$

Le QE d'une photocathode varie fortement avec la nature du matériau et la longueur d'onde de la lumière incidente.

Les tubes photomultiplicateurs sont les premiers dispositifs utilisés au niveau des gamma-caméras à base de scintillation pour collecter la lumière scintillante. Les PMTs sont des tubes sous vide, chacun comporte une photocathode et une anode entre lesquelles sont réparties des dynodes de potentiels croissant. Le rôle des PMTs est de convertir les photons optiques issus de la scintillation au niveau du cristal en signal électrique exploitable en multipliant fortement la charge par les dynodes. La somme des intensités des courants collectés au

niveau des anodes des différents PMTs est proportionnelle à l'énergie totale cédée par le photon gamma dans le cristal. Au niveau de la photocathode, il y a une conversion des photons optiques en un certain nombre d'électrons. Ces électrons sont accélérés par les potentiels croissants qui existent entre les dynodes afin d'être multipliés au niveau de chaque dynode et qui sont finalement collectés au niveau de l'anode sous forme d'un signal électrique mesurable.

Les PMTs ont un gain très élevé, de l'ordre de 10^6, cependant ils ont une faible efficacité quantique et les réponses électrique et temporelle des PMTs des gamma caméras varient en fonction de l'endroit dans lequel le photon optique frappe la photocathode affectant à la fois la résolution spatiale intrinsèque et la résolution énergétique. Ces réponses sont aussi sensibles à conditions extérieures telles que la température, l'humidité et le champ magnétique.

II.1.2.5. Circuit de localisation basé sur l'approche d'Anger

Le PMT le plus proche du point d'interaction au niveau du cristal reçoit le plus grand nombre de photons optiques. Par conséquent, il aura le signal de sortie le plus élevé par rapport aux autres PMTs. La localisation de l'interaction au niveau du cristal est déterminée sur la base des amplitudes des signaux de tous les PMTs concernés par l'interaction du photon gamma. Un circuit de calcul analogique détermine les coordonnées de l'interaction X et Y permettant d'identifier la position de l'interaction du photon gamma en tant que centre de gravité des signaux électriques reçus par les PMTs (Figure II.4). Chaque PMT est lié à quatre plaques collectrices des signaux, deux fournissent la position selon l'axe des abscisses (X^+,X^-) et deux suivant l'axe des ordonnées (Y^+,Y^-), délivrent des tensions continues à travers un réseau de résistances. Les valeurs des résistances sont inversement proportionnelles à la distance qui sépare le photomultiplicateur d'une plaque donnée. Les coordonnées de l'interaction X, Y et Z sont obtenus selon le calcul suivant :

$$x = \frac{\sum_{i=1}^{N}\left(Xph_i^- + Xph_i^+\right)H_i}{2\sum_{i=1}^{N}H_i} \quad \text{et} \quad y = \frac{\sum_{i=1}^{N}\left(Yph_i^- + Yph_i^+\right)H_i}{2\sum_{i=1}^{N}H_i} \text{ (signaux de position)} \quad (7)$$

$$Z_E = \sum_{i=1}^{N} H_i \text{ signal Energie} \quad (8)$$

Z: La sommation des signaux des PMTs issue de l'énergie du photon déposée dans le cristal. Le signal énergie Z est analysé à l'aide d'un discriminateur qui permet de sélectionner uniquement les photons gamma ayant une énergie dans une fenêtre énergétique bien définie (de largeur variable entre 10% et 20% du pic photoélectrique) et centrée autour du pic photoélectrique. Cela permet de rejeter une bonne partie des rayons gamma qui atteignent le cristal après avoir subi une diffusion Compton et ceux qui subissent une diffusion Compton dans le scintillateur avec échappement du photon diffusé.

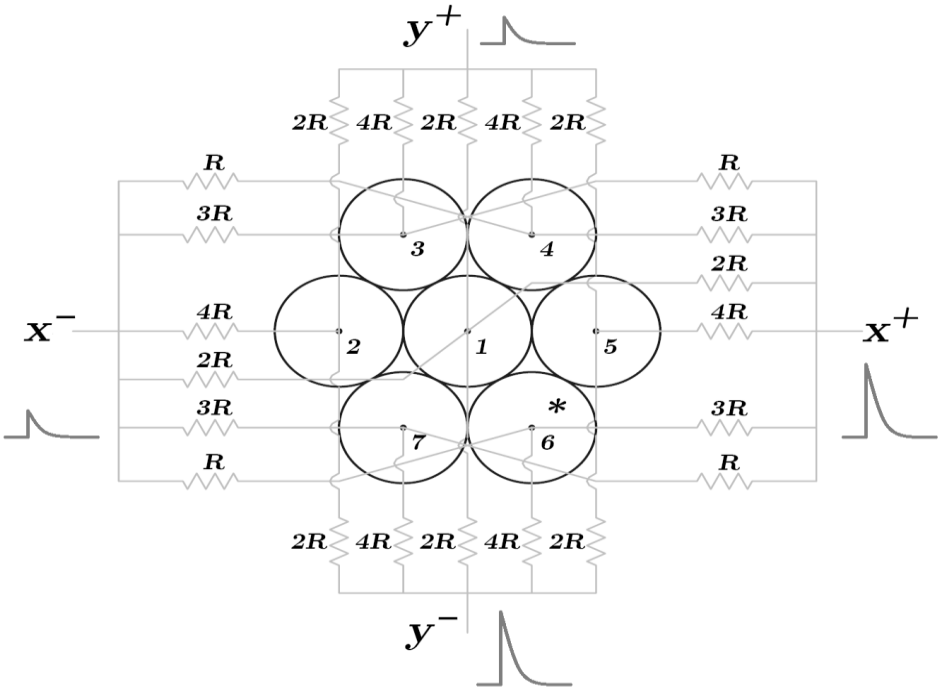

Figure II.4 : *Schéma du circuit électrique de type Anger d'une gamma-caméra. Les valeurs des résistances sont pondérées par un facteur dépendant de la position de chaque PMT*.

II.2. Limites des performances des gamma-caméras à base de scintillation

II.2.1. Limites physiques

II.2.1.1. Atténuation

Le passage des photons à travers le corps du patient induit une diminution de leurs nombres qui dépend essentiellement de la profondeur de l'activité dans le corps du patient. Elle se fait soit par absorption ou par diffusion Compton. Ce phénomène est très gênant au niveau de l'imagerie SPECT car il conduit à une forte diminution du nombre des photons au niveau des projections ce qui dégradera le rapport signal-sur-bruit SNR. Cet effet doit être corrigé

afin d'éviter une sous-estimation de l'activité dans les images reconstruites. Pour cela, plusieurs méthodes ont été proposées afin de déterminer la carte d'atténuation du patient :

- ✓ par l'utilisation d'un tomodensitomètre (scanner CT),
- ✓ par l'utilisation d'un scan IRM,
- ✓ par l'utilisation d'une source radioactive externe (Faber et al. 1984), (Zaidi and Hasegawa 2003),
- ✓ par l'utilisation de techniques permettant la reconstruction simultanée des cartes d'atténuation et de la distribution d'activité et les techniques utilisant l'intelligence artificielle.

II.2.1.2. Diffusion Compton

La seconde dégradation est due à la diffusion Compton à petit angle qui ne peuvent pas être éliminés par le discriminateur (résolution énergétique limitée du système d'imagerie) (Yang, et al. 2008). Lors d'une diffusion Compton, le photon est dévié vers l'avant de sa trajectoire initiale et perd une petite partie de son énergie. Cet effet est responsable de la dégradation de la qualité des images, sous-estimation de l'activité dans les organes ainsi qu'une dégradation du contraste et de la résolution spatiale. Plusieurs méthodes de correction de l'effet de diffusion utilisant des approches analytique ou Monte Carlo ont été proposées (Zaidi and Koral 2004).

II.2.1.3. Dégradation de la résolution spatiale avec la distance

Il y a une détérioration de la résolution spatiale avec l'augmentation de la distance source-collimateur (Figure II.5). Des solutions technologiques au niveaux de la collimation utilisée et de l'algorithme de reconstruction itérative incluant des méthodes de récupération de la résolution spatiale ont été proposés (Tsui et al. 1988), (King et al. 2004). La modélisation de la réponse du collimateur par une gaussienne permet d'obtenir des temps de reconstruction très rapides, d'améliorer la résolution spatiale et diminuer le bruit statistique des images SPECT (Chun et al. 2013).

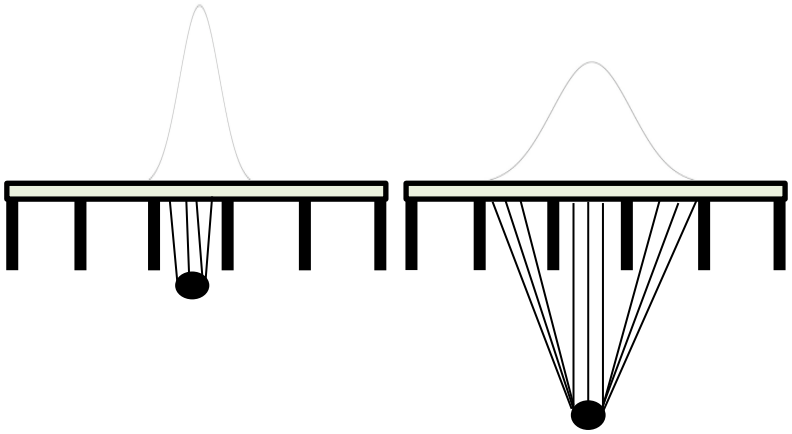

Figure II.5 : *La perte de la résolution spatiale avec la distance source-collimateur. L'augmentation de la distance source-collimateur entraîne toujours une dégradation de la PSF du système.*

La méthode de récupération de la résolution CDR nécessite des informations spécifiques des caractéristiques physiques du détecteur, du collimateur et du patient affectant directement la résolution et le bruit des images de médecine nucléaire (Nowak et al. 1986). Pour des algorithmes de reconstruction analytiques, les poids des pixels sont calculés analytiquement en prenant en compte les ouvertures des angles solides à travers les trous du collimateur entre chaque pixel de la projection et chaque voxel du corps du patient (Figure II.6).

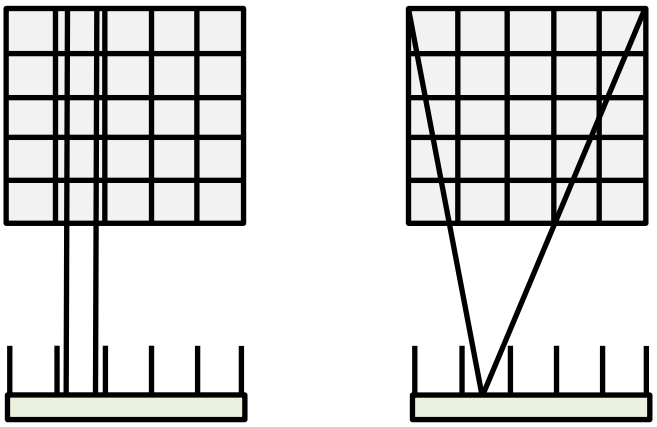

Figure II.6 : *(à gauche): sans modélisation de la CDR, (à droite): avec modélisation de la CDR.*

Donc, Les données sont modifiées dans chaque voxel reconstruit selon la géométrie du collimateur (la forme des trous, leurs dimensions et l'épaisseur des septas). Cependant, ces méthodes analytiques souffrent de leur incapacité d'introduire le bruit statistique dans les données et de l'obligation d'utiliser des approximations en ce qui concerne la forme et la dépendance de la distance avec la fonction CDRF afin d'arriver à des solutions analytiques. Les poids sont calculés en fonction de l'angle solide à travers les trous du collimateur entre chaque pixel de la projection et chaque voxel dans le corps du patient.

II.2.2. Limites technologiques

La qualité des images fournies par une gamma-caméra dépend de plusieurs paramètres de performance du système lui-même, tels que la sensibilité, la résolution spatiale et énergétique. Afin de justifier de l'importance des progrès technologiques au niveau des performances des gamma-caméras récentes à base de semi-conducteur, il est primordial de présenter les limites technologiques des performances des gamma caméras traditionnelles d'Anger. Tout d'abord, les images acquises sont dégradées par des limites intrinsèques liées aux constituants des systèmes de détection à base de scintillation NaI(TI) lui-même qui peuvent être remplacés par différents progrès technologiques récents.

II.2.2.1. Mode de détection

Pour les détecteurs à base de scintillation, le photon est converti premièrement en une gerbe de photons lumineux puis en électrons par la photocathode située à l'entrée de chaque photomultiplicateur. Cette conversion indirecte de l'énergie du rayonnement en signal électrique provoque une dégradation de la résolution spatiale et énergétique.

II.2.2.2. Résolution énergétique

La résolution en énergie d'une gamma-caméra est un élément important qui doit être pris en considération pour former les images scintigraphiques. Elle détermine sa capacité à distinguer précisément les photons gamma de différentes énergies, y compris les photons gammas ayant subi une diffusion Compton dans le patient avant d'arriver au cristal du détecteur (Figure II.7). Car, ces événements diffusés perdent les informations concernant le point d'émission d'origine. En théorie, au niveau du spectre en énergie, les pics d'absorption totale sont présentés sous forme de distribution Gaussienne. Expérimentalement, elle est mesurée par la largeur à mi-hauteur (ΔE) du pic selon la relation suivante :

$$\mathrm{R}(\%) = \frac{\Delta \mathrm{E}}{\mathrm{E}} \times 100 \qquad (8)$$

Donc, même si la gamma-caméra peut distinguer les pics et les photons gamma en fonction de leur énergie, la mesure de l'énergie est imprécise en raison de la résolution énergétique limitée. De nombreux facteurs sont à l'origine de la détérioration de la résolution énergétique: le plus important reflète les fluctuations statistiques du nombre de photons lumineux émis lors de la scintillation, puis en moindre importance la fluctuation du rendement quantique des photocathodes, la fluctuation du gain des tubes photomultiplicateurs et de l'électronique d'acquisition. En général, un cristal NaI (TI) a une

résolution d'énergie d'environ 9% à 10% contre 5% à 6% pour un cristal en CZT à 140 keV. Par conséquent, pour augmenter les évènements détectés dans un cristal à scintillation, une fenêtre d'énergie autour du pic photoélectrique d'une largeur de 20% (126 à 154 keV) est souvent utilisée. Cette fenêtre est diminuée jusqu'à 10% pour un détecteur en CZT, ce qui réduit la fraction de gammas diffusés détectée.

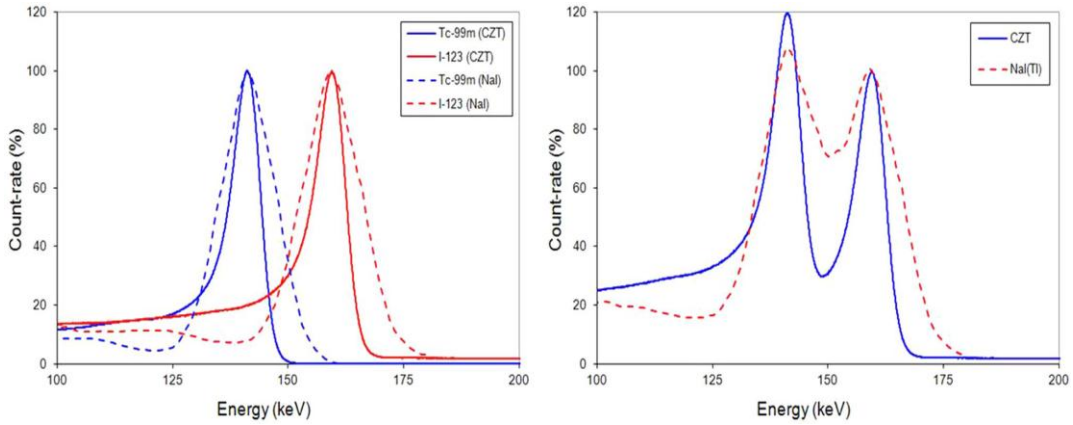

Figure II.7 : *Pouvoir de séparation des pics émis des radionucléides Tc-99m et I-123 dans un détecteur CZT et dans un détecteur NaI(TI)* (Hutton et al. 2018).

II.2.2.3. Taille des photomultiplicateurs

La conception de base de la caméra d'Anger avec des photomultiplicateurs volumineux et la complexité des circuits électriques de localisation des évènements ne permet pas de concevoir des systèmes compacts. De plus la nécessité d'avoir des PMT éclairés de part et d'autre du point d'interaction pour pouvoir calculer sa position, résulte en une zone morte au niveau des bords de plusieurs centimètres (Figure II.8). La diminution de la zone morte au niveau des bords du détecteur CZT offre une meilleure flexibilité à concevoir des systèmes SPECT utilisés principalement avec l'imagerie mammaire. La taille physique d'une gamma caméra d'Anger est déterminée par la taille du cristal NaI (TI) et la matrice des PMTs. En effet, la zone effective de la caméra est la zone utilisée pour la numérisation qui est plus petite que la taille physique du cristal à cause de la présence des PMTs en dehors du champ de vue.

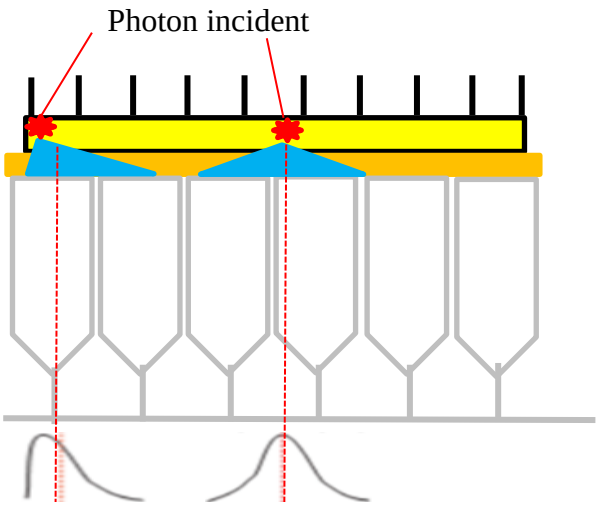

Figure II.8: *La taille efficace de la caméra est toujours inférieure à la zone couverte par les PMTs. Vue qu'une partie des photomultiplicateurs des bords sont placés à l'extérieur de la zone effective du détecteur, ceci implique un décalage au niveau de la position de l'évènement par le circuit d'Anger.*

Ainsi, seulement les PMTs de la partie interne de la caméra sont utilisés pour échantillonner la distribution de la lumière des événements détectés. Pour les événements qui se produisent près des bords de la gamma-caméra, la distribution de la lumière et la distribution de la charge correspondante sont tronquées et le circuit électrique responsable du calcul du centre de gravité décale toujours la position d'interaction vers le centre de la caméra (événement sur le bord), ce qui engendrera des problèmes de dégradation liés à la résolution spatiale intrinsèque et énergétique. La zone morte autour des bords correspond à peu près à la taille d'un PMT (comprise entre 3 et 5 cm). Cet effet est réduit par un spécial couplage PMT- guide de lumière.

II.2.2.4. Configuration du cristal monolithique vs cristal pixélisé

Il existe une grande différence entre les détecteurs pixélisés et non pixélisés utilisés en imagerie nucléaire (Iida and Ogawa 2011). Le choix entre les deux à un impact direct sur les performances en termes de sensibilité de détection et de résolution spatiale et énergétique. Pour les détecteurs à base de scintillation, le cristal pixélisé limite le degré de diffusion latérale de la lumière de scintillation et améliore la résolution spatiale par rapport aux caméras utilisant des cristaux continus. La localisation de la lumière peut être obtenue sans perte d'efficacité de détection grâce à l'utilisation des matrices de cristaux pixélisés. Donc, pour un cristal continu, la lecture des données est effectuée par un réseau de résistances

basée sur le circuit d'Anger pour déterminer le centre de gravité de la position d'interaction de l'évènement dans le cristal. Pour un cristal pixélisé, la lecture des donnés se fait par des anodes individuelles et la lumière reste confinée seulement à un segment et elle est transmise uniquement aux anodes placées directement au-dessus de ce segment.

II.2.2.5. Sensibilité

La sensibilité des gamma-caméras reflète le nombre de photons détectés dans la fenêtre d'énergie du discriminateur divisé par le nombre de photons gamma émis par la source radioactive. Elle est définie par le rapport du nombre de photons primaires détectés au nombre total de photons émis par la source radioactive (cpm/µCi). Elle dépend de deux composantes : l'efficacité de détection g_{det} qui est liée au pouvoir d'arrêt du cristal et à la fenêtre d'énergie du discriminateur, et l'efficacité géométrique du collimateur g_{col} qui dépend des caractéristiques de ce dernier.

Lorsqu'on augmente le taux de comptage, la sensibilité de la gamma-caméra ne reste pas linéaire et cela est dû au temps mort du système. Le temps mort est la durée nécessaire de traitement d'un évènement détecté par le système de détection au cours duquel d'autres événements ne peuvent pas être enregistrés ce qui réduit considérablement la sensibilité de détection lorsque le taux de comptage augmente au-delà d'une certaine limite. Par conséquent, le taux de comptage mesuré est inférieur au taux de comptage réel. Les détecteurs de rayonnements sont caractérisés en terme de performance du taux de comptage soit comme non-paralysable ou paralysable. La plupart des détecteurs à base de scintillation sont paralysables à cause du circuit électrique d'Anger.

II.2.2.6. Compromis résolution/sensibilité

Bien que l'information quantitative joue un grand rôle pour déterminer la quantité du radioélément à l'intérieur des organes, l'information qualitative extraite des images visuelles obtenues doit être précise le plus que possible pour déterminer des détails anatomiques. La sensibilité de détection doit être la plus élevée pour avoir une bonne qualité d'image. Pour cela, le nombre atomique, la densité électronique et l'épaisseur du cristal doivent être considérés comme des paramètres clés qui régissent l'efficacité de détection selon des énergies des photons bien déterminées. Cependant, il y a souvent un compromis entre l'efficacité de détection et la résolution spatiale qui est également considérée comme une caractéristique importante qui est responsable de l'effet de volume partiel (Erlandsson et al.

2012), ce qui conditionne le choix du collimateur. Dans certain cas, sacrifier l'efficacité de détection au profit de la résolution spatiale serait souhaitable selon les suggestions de Muehllehner (Muehllehner 1985).

L'association des systèmes conventionnels à base de scintillations avec des collimateurs traditionnels a limité encore leurs performances via le compromis résolution spatiale/sensibilité. Pour un collimateur à trous parallèles, la sensibilité est homogène sur tout le champ de vue. Cependant, il y a une détérioration de la résolution spatiale avec les grandes distances source-collimateur, grande largeur des trous et faible longueur des trous (Figure II.9). Des solutions technologiques au niveau de la collimation utilisée et de l'algorithme de reconstruction itérative incluant des méthodes de recouvrement de la résolution spatiale ont été proposées.

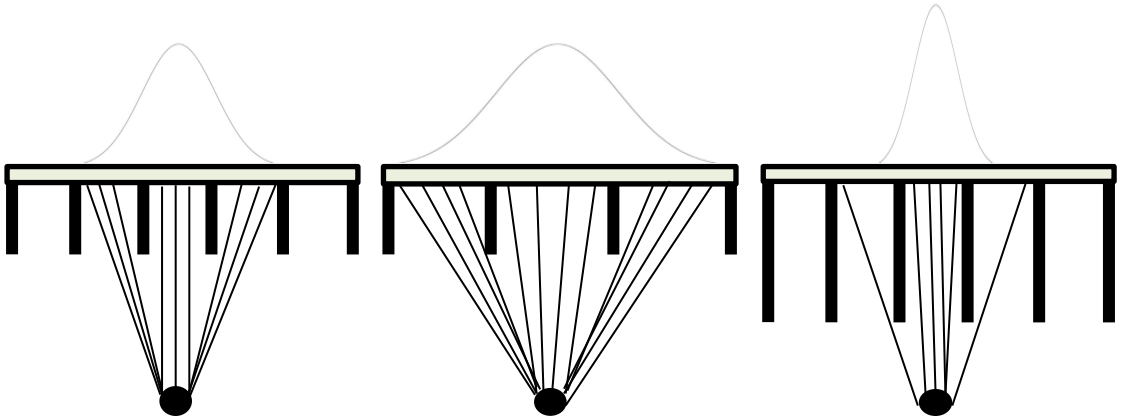

Figure II.9: *Paramètres du collimateur qui influencent la perte de la résolution spatiale. L'augmentation de la distance source-collimateur et de la largeur du trou du collimateur, la diminution de la longueur du trou entraîne toujours une dégradation de la PSF du système.*

II.3. Progrès technologiques des gamma-caméras à scintillation

Afin de surpasser les limites technologiques des gamma caméras conventionnelles, plusieurs efforts technologiques au niveau des géométries des systèmes ont été engagés (Links 1998). Cependant, les performances des gamma-caméras traditionnels ont été déjà améliorées au fil des années, principalement en raison des progrès technologiques au niveau de ses composants de détection, plutôt que par des modifications de la géométrie elle-même. Depuis le développement des gamma-caméras traditionnelles avec des photomultiplicateurs PMTs, plusieurs solutions au niveau de la collection de lumière issue de l'interaction ont été

présentés tel que les photomultiplicateurs sensibles à la position (PSPMT) (Truman et al. 1994), (Barone et al. 1985).

Les autres dispositifs à base de photodiodes tels que les photodiodes à avalanche (APD) et les photomultiplicateurs au silicium (SiPM) ont été récemment combinés à des matrices de cristaux de scintillation utilisés au niveau des gamma caméras modernes (Castros et al. 2012). Ces photo-détecteurs peuvent être aussi associés à des fibres scintillantes ou à des scintillateurs couplés à des fibres claires comme guides de lumière (Soares, et al. 1999).

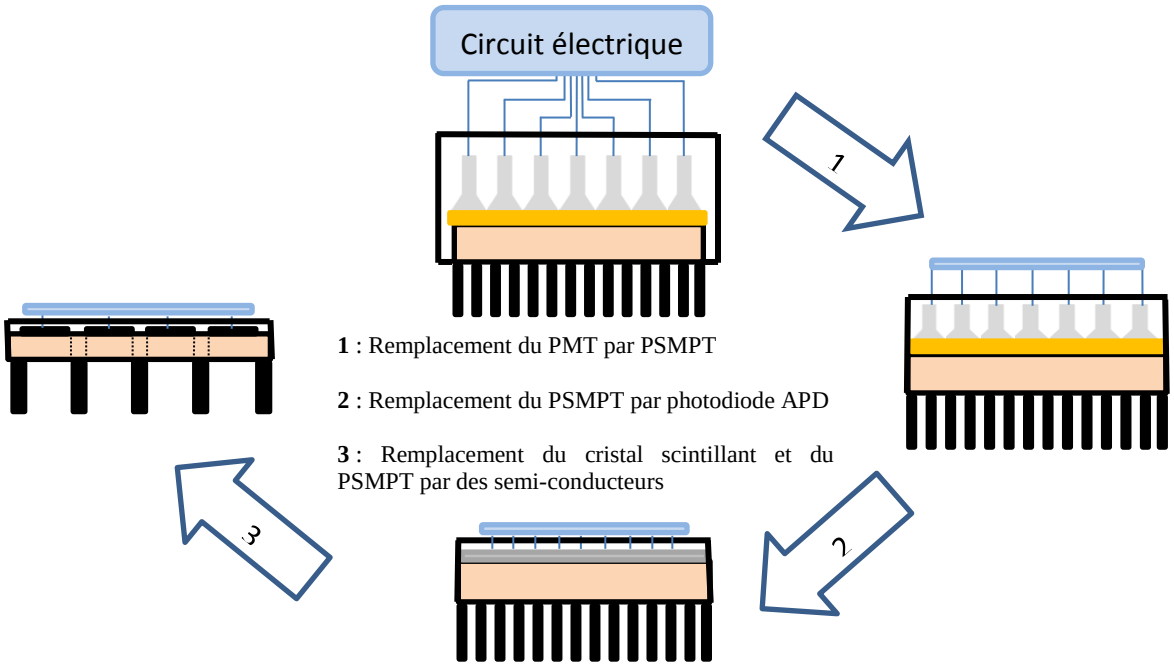

Figure II.10 : *Progrès technologiques des configurations des systèmes d'imagerie nucléaire.*

Des collimations innovantes ont été aussi mises conjointement avec des systèmes d'imagerie conventionnels à base de scintillation dédiés à des organes et des applications spécifiques. Ensuite, de nouvelles technologies et conceptions alternatives à base de semi-conducteur CZT ont été développées et commercialisées (Figure II.10).

II.3.1. Systèmes cliniques actuels à base de scintillation

Plusieurs conceptions innovantes de configurations, de collimation et de techniques d'acquisition et de reconstruction ont été adaptées à l'imagerie d'organes dédiés (cardiaque et cerveau) avec l'imagerie traditionnels à base de scintillation. Ces innovations se traduisent par des temps d'acquisition plus courts et des doses reçues aux patients aussi très réduites.

Pour l'imagerie cardiaque, le fournisseur Digirad a développé le système Cardius 3-XPO qui utilise une configuration compact avec trois têtes de détection à base de cristaux pixélisés de

scintillation CsI (Tl), collimateur fan-beam et des photodiodes à avalanche (Figure II.11). Le système CardiArc est équipé d'un cristal à base de scintillation NaI (Tl) sous forme d'un arc de 180° qui est couvert d'un collimateur slit-slat en plomb de même taille avec six fentes verticales tournantes dans les deux sens droit et gauche afin d'avoir les différentes projections de la partie du cœur à imager (DePuey 2012, Smith 2013). Le mouvement des fentes est synchronisé électroniquement pour couvrir toutes les zones du cristal. Cette conception permet d'éliminer le chevauchement entre les projections. Le constructeur Siemens Medical Systems a développé le système IQ SPECT équipé du collimateur convergent cardio-focal « SMARTZOOM » (Zeintl et al. 2011). Les trous du collimateur SMARTZOOM sont conçus de manière à converger vers le centre pour une sensibilité élevée avec un agrandissement de la région du cœur, alors qu'ils sont presque parallèles au bord pour éviter les artéfacts de troncature (Du et al. 2014). Il y a une amélioration du nombre de coups des examens du myocarde d'un facteur quatre avec un temps de reconstruction court et un agrandissement de deux fois la taille du cœur sans troncature (Caobelli et al. 2014).

En imagerie cérébrale, Digital Sintigraphics^{Inc} a mis en place le système CeraSPECT composé de trois anneaux, chacun muni de vingt et un cristaux NaI (TI) et de trois segments de collimateurs à trous parallèles (Komatani et al. 2004). El Fakhri et al. (El Fakhri et al. 2006) ont proposé une nouvelle conception du collimateur (SensOgrade) où la sensibilité est augmentée par un facteur de 4 à 9 par rapport aux caméras conventionnelles équipées du collimateur à trous parallèles. Un autre système appelé inSPira HD SPECT est développé par le constructeur Neurologica^{Inc}, ce dernier est doté de cristaux de scintillation en NaI (TI) et de collimateurs fan-beam focalisés.

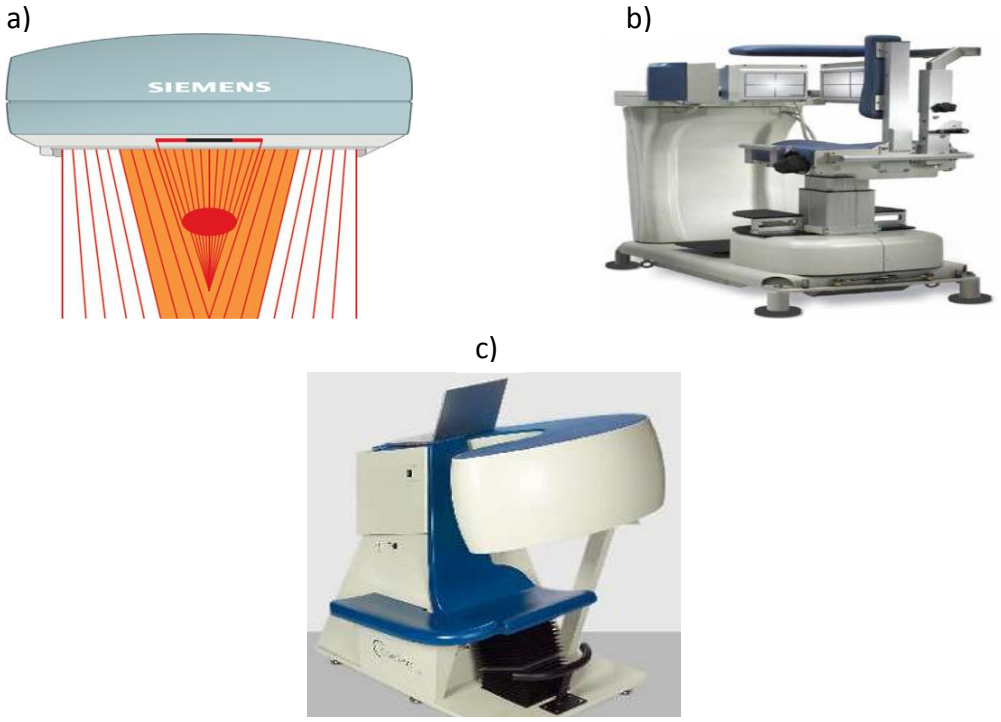

Figure II.11 : *Systémes d'imagerie nucléaire dédiés au cœur.(a) IQSPECT de Siemens,(b) Digirad Cardius 3XPO et (c) le systéme Cardi-Arc.*

II.3.2. Progrès au niveau de la collection de la lumière issue de la scintillation

Vue le manque de l'information spatiale de la scintillation associée avec les photomultiplicateurs PMTs, des tubes photomultiplicateurs sensibles à la position (PSPMT) ont été développés et combinés aux scintillateurs pixélisés de petits champs de vue (NaI (Tl) ou CsI (Tl)) (Kume et al. 1986). Différents schémas de lecture du signal des anodes des PSPMTs sont disponibles, soit en divisant l'anode en multi-anodes séparées avec une lecture individuelle pour chaque canal (yushima et al. 2001), soit en utilisant une conception de type d'anode à fils croisés pour produire un codage de position x et y de la charge partagée similaire à celle utilisé avec le circuit d'Anger. Les PSPMTs sont plus compactes que les photomultiplicateurs classiques PMTs permettant une diminution importante des zones mortes ce qui implique une amélioration des performances intrinsèques, en particulier la résolution spatiale. Cependant, les PSPMTs sont trop chères et sont également impactés par le champ magnétique et des facteurs environnementaux (humidité et température).

Tableau II.2 : *Comparaison des photomultiplicateurs pour l'imagerie gamma.*

	PMT	PSPMT	APD	SiPM
Couplage avec le scintillateur	NaI (Tl)	NaI (Tl)	CsI (Tl)	-
Rendement quantique	25%	25%	65%	12%
Gain	10^6	10^6	10^{2-3}	10^6
Compacité	++++++	++++	+++	++

Les photodiodes à avalanche sont des dispositifs électriques à base de semi-conducteur capables de détecter et convertir les photons optiques en charges électriques sous l'application d'un champ électrique intense (Moszynski et al. 2001). Les APDs présentent plusieurs avantages par rapport aux PMTs. Ils sont très compacts, fonctionnent à un niveau de tension inférieur que les PMTs. Ils ont un rendement de conversion quantique beaucoup plus élevé de l'ordre de 65% et ne sont pas sensibles au champ magnétique (Tableau II.2). Cependant, leur faible gain environ 250 (comparé à 10^6 pour les PMT) et leur réponse temporelle lente laisse les APDs incapable de séparer le signal de scintillation du bruit qui est considéré comme un facteur déterminant de la résolution énergétique. En plus, les APDs ne peuvent pas être associés aux scintillateurs NaI (Tl), car la longueur d'onde d'émission de ces derniers n'est pas adaptée à la longueur d'onde d'absorption (560mm) des APDs. Mais, ils permettent un couplage avec le cristal CsI (Tl) qui a une longueur d'onde d'émission de l'ordre de 530 mm (Shah et al. 2002).

Les photomultiplicateurs au silicium SiPMs sont la dernière technologie dans le domaine des photo détecteurs, ils consistent essentiellement en une combinaison de nombreuses photodiodes à avalanche (APD) (Bisogni et al.2019). En plus de leurs propriétés intéressantes, telles que compact, prix intéressant et insensibilité au champ magnétique, les fluctuations de gain en fonction de la tension de polarisation des SiPMs est 7 fois moins faible que les APDs. En plus, la résolution temporelle rapide, efficacité quantique élevée et la possibilité de couplage aux cristaux de scintillations pixélisés rend ces derniers comme des solutions prometteuses. Les photomultiplicateurs au silicium SiPMs sont constitués par un grand nombre de pixels (de taille entre 20-30 µm) (Buzhan et al. 2003), entrainant un nombre élevé de canaux de lecture et d'électronique associée. Les SiPMs remplacent actuellement les tubes photomultiplicateurs (PMT) traditionnels ainsi que les APDs dans de

nombreuses applications de médecine nucléaire tels que les systèmes hybrides SPECT/IRM (Hutton et al. 2018). Des fibres optiques peuvent également assurer un meilleur couplage entre le cristal scintillant et les photomultiplicateurs en remplaçant le guide de lumière classique en verre. Elles permettent de réduire la diffusion en offrant une meilleure localisation spatiale de la lumière, donc une bonne amélioration de la résolution spatiale intrinsèque du système de détection.

II.3.3. Progrès aux niveaux des collimateurs proposés en recherche

En plus des différents collimateurs disponibles en routine clinique avec des gamma-caméras à base de scintillation, d'autres combinaison de collimateurs ont été également développés par des groupes de recherche afin d'améliorer à la fois la résolution et la sensibilité (Collimateur slit-slat et multi slit-slat) (Accorsi et al. 2008). Le collimateur slit-slat a été destiné pour des études d'imagerie à petit champs de vue telles que l'imagerie cardiaque et l'imagerie cérébrale (Mahmood et al. 2009). Les collimateurs slit-slat sont considérés comme une combinaison entre l'ouverture du collimateur pinhole «slat» et le collimateur à trous parallèles par plusieurs fentes « slats » montées perpendiculairement au «slit» (Metzler et al. 2007). Ils sont destinés à l'imagerie des organes de taille moyenne tel que le cœur, les membres et le cerveau. La sensibilité du collimateur slit-slat correspond donc à la moyenne géométrique des sensibilités de la combinaison du collimateur pinhole et du collimateur parallèle (Novak et al. 2008). Mahmoud et al. (Mahmood et al. 2009) ont conçu le collimateur multi slit-slats en vue d'améliorer la sensibilité du collimateur slit-slat.

Les collimateurs multi-pinholes sont plus adaptés aux organes larges, cœur (Funk et al. 2006), cerveau (Van Audenhaege et al. 2015), avec haute performances de sensibilité et de résolution que les collimateurs pinholes. Cependant, leurs inconvénients majeurs résident au niveau de recouvrement des projections (Vunckx and Nuyts 2006), appelé multiplexage (Figure II.12).

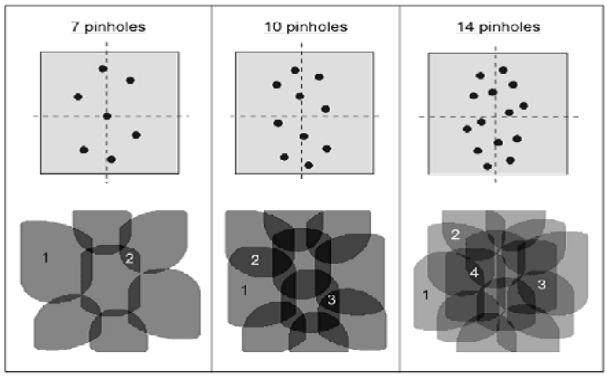

Figure II.12 : *Multiplexage de la projection de l'objet due aux différents nombres des trous des collimateurs pinholes* (Schram et al. 2003).

Ceci oblige l'utilisation des algorithmes de reconstruction purement adaptés au nombre et positions des pinholes utilisées. Ils ont confirmé par des études de simulation qu'il est possible d'optimiser le nombre et la position des pinholes afin d'améliorer la résolution spatiale avec la même sensibilité des collimateurs parallèles. Les résultats préliminaires de Metzler et al. (Metzler et al. 2007) montrent également une amélioration de la sensibilité par un facteur de 2 avec une résolution spatiale comparable à celle d'une collimation standard slit-slat. Une acquisition, utilisant un collimateur à plusieurs trous pinholes et un collimateur fan-beam, a été réalisée pour obtenir une image du cerveau. Le collimateur pinhole fournit des informations haute résolution dans une petite zone, tandis que le collimateur à faisceau fan-beam fournit une image complète du cerveau (Mukherje et al. 2014).

II.3.4. Progrès au niveau des algorithmes de reconstruction des images

Sur le plan technologique, des études montrent aussi l'intérêt de développer de nouveaux algorithmes itératifs, qui offrent de nombreuses possibilités d'optimisation en termes de qualité d'image, de contraste, de réduction du temps d'acquisition et/ou de l'activité injectée au patient. Ces algorithmes itératifs développés et commercialisés avec les caméras conventionnelles SPECT comprennent Astonish de Philips (Santos et al. 2009), Evolution de GE Healthcare (DePuey et al. 2008), nSPEED de Digirad Corp (DePuey 2013) et l'algorithme de reconstruction à faisceau large WBR de UltraSPECT (Borges-Neto et al. 2007). Chacun de ces algorithmes a été validé cliniquement par diminution de moitié du temps sans compromettre la performance qualitative et quantitative même à un faible taux de comptage. Des algorithmes de reconstruction itératifs peuvent modéliser conjointement le

bruit statistique et la récupération de la résolution avec la distance. Les différents logiciels de reconstruction des images SPECT cités ci-dessus prend en compte la correction des effets physiques tel que la perte de résolution avec la distance source-collimateur, la diffusion Compton et l'atténuation.

II.4. Gamma-caméras à base de semi-conducteurs

Le besoin des systèmes d'imagerie nucléaire de hautes performances physiques et cliniques ouvre la voie préalablement au développement de nouveaux matériaux ayant de bonnes propriétés physiques. Par conséquent, des recherches récentes ont reconnu que la technologie de semi-conducteur CZT est l'un des meilleurs candidats pour remplacer les cristaux de scintillation conventionnels, en raison de leurs performances à la fois d'une excellente résolution spatiale pour des fins d'imagerie et d'une meilleure résolution énergétique pour des besoins spectroscopiques (W.L. Duvall, L.B. Croft et al. 2011). Techniquement, ces caractéristiques remarquables sont dues à la conversion directe de l'énergie du photon en signal électrique, au numéro atomique élevé, à la faible bande interdite d'énergie et au fonctionnement à une température ambiante sans intégration d'aucun mécanisme de refroidissement ou de régulation.

II.4.1. Composants des gamma-caméras à base de semi-conducteur CZT

Le cristal monolithique avec les anodes de collection des charges et le collimateur sont les deux éléments essentiels d'une gamma-caméra à base de semi-conducteur CZT (Rasouli et al. 2010). Ils conditionnent la résolution spatiale et la sensibilité du système.

II.4.1.1. Cristal monolithique à base de semi-conducteur

A l'instar des détecteurs à base de scintillation, les détecteurs à base de semi-conducteur convertissent en signal électrique l'énergie du photoélectron crée suite à un effet photoélectrique ou une diffusion Compton transmise subit par le rayonnement gamma. Grâce à ce processus, il y a un nombre élevé de paires électron-trou créées par unité d'énergie transmise par le ralentissement du photoélectron dans le cristal CZT. Ce nombre est très supérieur au nombre de photons optiques crées par unité d'énergie transmise dans un scintillateur. Donc le nombre de paires électron-trou subit moins de fluctuations statistiques, ce qui améliore la résolution énergétique (Chen et al. 2008). Les différents

progrès récents au niveau de la croissance cristalline du CZT a permis d'améliorer la durée de vie des porteurs ainsi que la résolution en énergie (Schlesingera et al. 2001).

II.4.1.2. Collimation enregistré avec le détecteur

La figure II.13 illustre la définition des paramètres du détecteur pixélisé à base de semi-conducteur combiné avec un collimateur à trous parallèles.

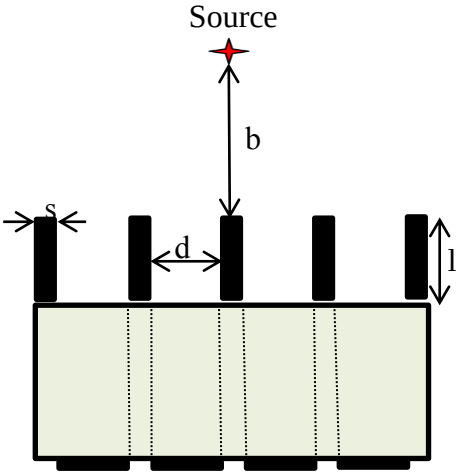

Figure II.13 : *Paramètres du collimateur aux trous parallèles monté sur une configuration pixélisée.*

Où d, s, l, b et c désignent respectivement le diamètre des trous du collimateur, l'épaisseur du septa, la longueur effective du septa, la distance entre la source et la face avant du collimateur et la distance entre le collimateur et le détecteur. La particularité du collimateur d'un détecteur pixélisé est que l'interpixel doit coïncider avec le septa du collimateur pour ne pas perdre en sensibilité. Donc, l'interpixel est totalement couvert par le septa du collimateur. Par conséquent, on peut dire que la taille des trous doit être fixe pour avoir un bon enregistrement avec la taille du pixel du détecteur pixélisé. Donc, le seul moyen pour contrôler le compromis résolution spatiale/sensibilité est de jouer sur la longueur des trous, donc on a moins de degrés de liberté qu'un collimateur d'une configuration non pixélisée. Pour cette dernière configuration, les deux paramètres longueurs et largeurs des trous du collimateur sont modifiables selon le collimateur choisi qui répond aux besoins de chaque examen (organe à explorer ou l'énergie du radionucléide utilisé).

Il est connu que le choix du collimateur à trous parallèles avec les gamma-caméras dépend fortement de l'exigence clinique telle que la résolution spatiale. La résolution spatiale est une caractéristique déterminante pour l'évaluation des performances d'une gamma-caméra.

Elle est liée à la réponse impulsionnelle du système et nous informe de la distance minimale pour discerner l'image de deux sources ponctuelles ou linéaires. Elle est mesurée par la largeur à mi-hauteur FWHM « Full Width at Half Maximum » de l'image d'une source ponctuelle ou linéaire d'un détecteur (Figure II.13). La résolution spatiale de la gamma-caméra d'Anger est la convolution de deux contributions indépendantes: la réponse impulsionnelle du collimateur et celle du cristal. D'où la résolution spatiale du système donnée par l'expression suivante :

$$R = \sqrt{R_i^2 + R_c^2} \tag{11}$$

Où R_i et R_c représentent respectivement les résolutions spatiales intrinsèque du cristal et géométrique du collimateur.

La résolution spatiale dépend aussi fortement de la distance source-collimateur. Pour de très faibles distances source-collimateur, la résolution intrinsèque est dominante, cependant pour les très grandes distances source-collimateur, la résolution géométrique est la plus dominante.

Les collimateurs à trous hexagonaux sont largement utilisés avec les caméras traditionnelles à base de scintillations. Cependant, les trous carrés sont les plus utilisés avec les nouvelles générations des gamma-caméras à base de semi-conducteur. Il y a un grand intérêt à coïncider directement les pixels du détecteur (anodes carrés) avec les trous carrés du collimateur afin d'avoir un appareillement parfait (Raghunathan et al. 2005).

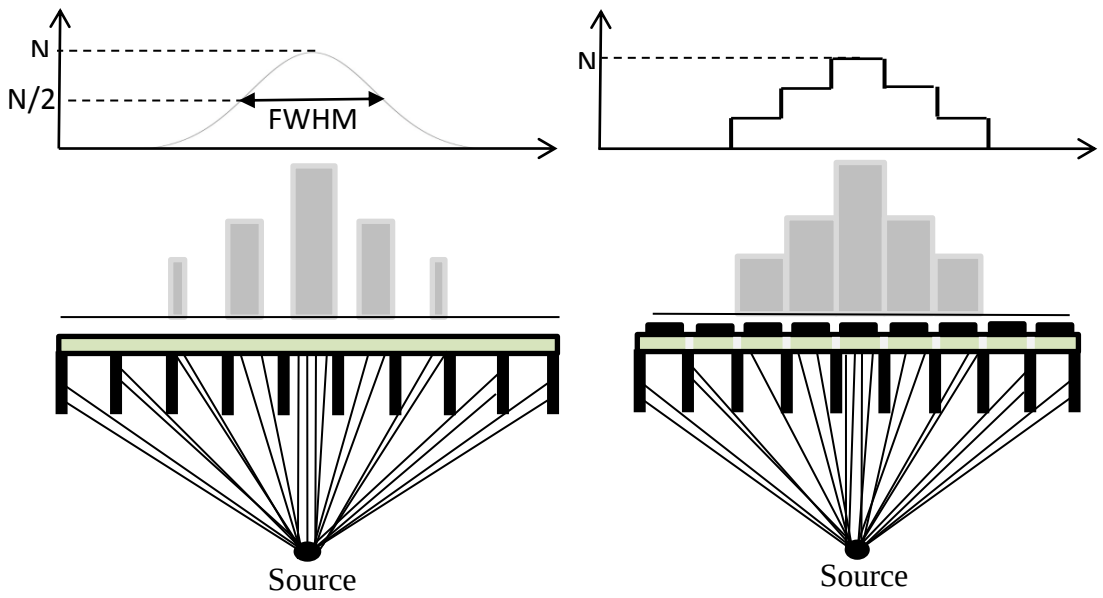

Figure II.14 : *Réponse impulsionnelle d'un détecteur à base de scintillations (à gauche) et un détecteur pixélisé (à droite).*

Les gamma-caméras pixélisés ont une résolution spatiale qui dépend de la taille des pixels de détection, tandis que la résolution spatiale des gamma-caméras à base du cristal monolithique est régie par le circuit analogique de localisation d'Anger ainsi le système électronique de lecture des signaux. La réponse du détecteur à base de scintillations est une fonction gaussienne. Alors que celle d'un détecteur pixélisé est un histogramme qui est directement lié à la taille des pixels (Figure II.14).

II.4.1.3. Circuit de lecture des donnés

Chaque pixel du détecteur est connecté à un préamplificateur suivi d'un amplificateur et d'un circuit de lecture. Ce dernier a le rôle principal de numériser les signaux électriques et de les mémoriser afin de les traiter au niveau d'un ordinateur pour les convertir en image numérique. L'anode est choisie, selon la géométrie du détecteur et la technologie du détecteur utilisé. Les détecteurs pixélisés nécessitent un système de lecture à plusieurs canaux afin que chaque pixel doit être lu individuellement (Figure II.15).

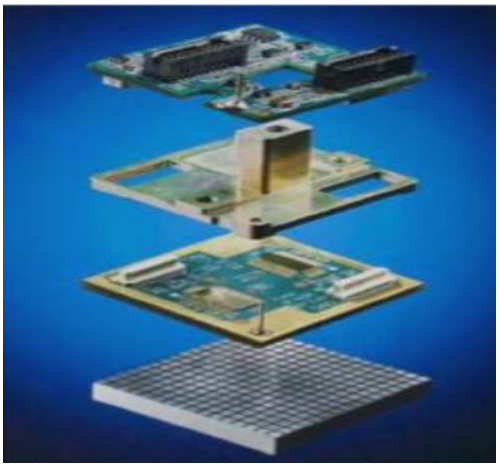

Figure II.15 : *Module de détection en semi-conducteur d'un détecteur équipé de la technologie Redlen avec ASIC* (Slomka et al. 2009).

II.4.2. Evolution technologique des gamma-caméras à base de semi-conducteurs

Il existe un développement croissant de nouvelles caméras SPECT, à base de semi-conducteurs CZT, dédiées à diagnostiquer la fonction cardiovasculaire et/ou mammaire (DePuey 2012). Ces systèmes dédiés combinent de nouvelles architectures de détection et de nouvelles géométries de collimation (Figure II.15). Leur but principal est d'améliorer la résolution en énergie et le compromis résolution spatiale/sensibilité des gamma-caméras conventionnelles à base de scintillation. Malgré les superbes avantages des détecteurs semi-conducteur CZT, leurs tailles limitées en raison des complications de croissance cristalline et de la taille réduite des circuits intégrés à application spécifique ASIC «Application Specific Integrated Circuit » ont limité leur utilisation à des fins cardiaques. En revanche, des détecteurs de rayonnements à large champs de vue sont souvent nécessaires ou souhaitables dans certains examens afin de pouvoir visualiser le corps humain dans sa totalité. Ce qui nécessite des zones de détection beaucoup plus larges que celles réellement disponibles pour les détecteurs dédiés. Récemment, plusieurs constructeurs ont développé des systèmes SPECT à base de semi-conducteurs CZT à grand champ de vue pour imager différents organes du corps humain.

II.4.2.1. Systèmes cliniques actuels à base de semi-conducteurs

Différents systèmes cliniques développés à base de semi-conducteur en tant qu'alternatives aux caméras traditionnelles d'Anger ont été commercialisés. Cependant, ces systèmes ont été équipés avec des collimateurs fixes pour des applications cliniques spécifiques.

Récemment, plusieurs configurations ont été proposées pour diagnostiquer la plupart des organes (Kennedy et al. 2019). Cependant, le changement de collimateurs n'est pas autorisé pour ces détecteurs pixélisés en raison des problèmes liés à l'ajustement entre le trou du collimateur et le pixel de détection. Donc, il est primordial d'utiliser une collimation innovante couvrant la plupart des examens d'imagerie cliniques de plusieurs radioéléments.

II.4.2.2. Systèmes à usage dédié

Spectrum Dynamics a développé le système D-SPECT, ce système semi statique avec une géométrie sous forme de L de 90°. Il est composé de neuf colonnes détectrices verticales en CZT de dimension totale de 39×157 mm². Afin d'augmenter la sensibilité, un collimateur à trous parallèles en tungstène de grande ouverture du trou est ajusté avec chaque pixel de détection. Des mouvements de pivotement de chaque module sur leurs axes permettent d'acquérir de nombreuses projections sous différentes orientations. Les projections obtenues sont reconstruites de façon quasi-instantanée à l'aide d'un algorithme itératif de type MLEM qui intègre la compensation de la perte de la résolution spatiale. Gambhir et al. (Gambhir et al. 2009) ont signalé que le système D-SPECT est dix fois plus rapide qu'un système SPECT conventionnel. La sensibilité de l'imagerie cardiaque est de 11 fois plus élevés pour une source linéaire et de 7 à 8 fois plus élevés pour des examens cliniques que les caméras conventionnelles à scintillation. Nakazato et al. (Nakazato et al. 2013) ont affirmé qu'une dose efficace de moins de 1 mSv et un temps d'examen cardiaque ne dépassant pas 15 minutes ont été obtenus avec ce système. Cependant, l'utilisation de plusieurs petits modules permet l'augmentation de la sensibilité, mais peut générer des troncatures au niveau des sinogrammes, ce qui implique la génération d'artefacts au niveau des images reconstruites (Xiao et al. 2010).

Un autre développement révolutionnaire de la conception des systèmes dédiés aux applications cardiaques a été présenté par GE Healthcare sous le nom de Discovery NM 530c. C'est un système d'une géométrie complètement statique, constituée de 19 modules pixélisé en CZT, chacun avec un collimateur pinhole focalisé sur le cœur (Figure II.16).

Figure II.16 : *Systèmes à base de CZT dédié cœur et/ou sein : Système D-SPECT de Spectrum Dynamics (à gauche)* (Erlandsson et al. 2009), *Système Discovery 530c de GE(au centre)* (General Electric 2009) *et MBI de GE (à droite).*

Une reconstruction itérative adaptée à cette géométrie est utilisée pour créer des coupes transversales du cœur et effectuer une correction d'atténuation. Kennedy et al (Kennedy et al. 2014) ont observé une amélioration de la sensibilité et la résolution spatiale avec ce système.

II.4.2.3. Systèmes à usage général

Il existe d'autres tentatives d'utilisation d'une caméra D-SPECT dédiée aux examens cardiaques pour étudier des applications en imagerie cérébrale (Park et al. 2013) ou en imagerie thyroïdienne et parathyroïdienne (Miyazaki et al. 2017). Cependant, la conception géométrique spéciale de cette caméra et leur mode unique de balayage a limité leur application aux examens cardiaques. Cette limite a incité les constructeurs à s'intéresser à l'imagerie SPECT à large champs de vue (imager plusieurs organes) pour des raisons économiques, flexibilité et efficacité.

À cette fin, l'utilisation d'un grand détecteur 2D pixélisé en CZT à large champs de vue a été récemment introduite. GE Healthcare a conçu le détecteur Discovery 670 CZT puis sa version actualisée, la Discovery 870 CZT, qui utilise deux grands détecteurs CZT et des collimateurs à trous parallèles de forme carrés ajustés avec les pixels du détecteur (Figure II.17). Les détecteurs ont une taille de 39cm×51cm similaire à celle d'une gamma caméra classique permettant ainsi une utilisation pour des applications cliniques similaires à une gamma caméra classique. Morelle et al. (Morelle et al. 2020) ont mené une étude de comparaison entre la caméra à grand champs Discovery 870 CZT et la caméra DNM CZT dédiée aux

applications cardiaques, ils ont montré la faisabilité d'utilisation de la caméra Discovery 870 CZT pour ces applications.

Figure II.17 : *Le système 2D pixélisé Discovery 870 CZT de GE.*

Trois systèmes 3D à usage général ont été récemment développés (Figure II.18). Le fournisseur Spectrum Dynamics a présenté la nouvelle version du système D-SPECT (VERITON/CT) qui est constitué de 12 modules de détection adaptative selon l'organe à imager, chacun est équipé avec un collimateur à trous parallèles (Desmonts et al. 2020). Le constructeur GE a conçu la caméra StarGuide (Serre et al. 2021) semblable à sa précédente caméra. Le Constructeur Molecular Dynamics a conçu le prototype Valiance X12 qui est constitué lui aussi de 7 modules de détection (Goshen et al. 2018).

Figure II.18 : *Nouveaux types de système 3D pixélisés à base de semi-conducteurs CZT à usage général : VERITON/CT de Spectrum Dynamics (à gauche), StarGuide de GE (au centre) et le prototype Valiance X12 de Molecular Dynamics (à droite).*

Afin d'améliorer la sensibilité, une approche impliquant l'enregistrement d'un large trou du collimateur ajusté sur un pixel du détecteur CZT de large champ de vue a été proposée par Weng et al. (Weng et al. 2016). Une autre approche pour améliorer la sensibilité en ajustant un trou du collimateur de taille large avec quatre pixels de détection est également proposée par Suzuki et al. (Suzuki et al. 2013). En effet, un collimateur avec des trous larges augmente la sensibilité mais détériore la résolution spatiale. Avec l'architecture haute sensibilité HiSens « High Sensitivity », Robert et al. (Robert et al. 2010) ont proposé un algorithme de positionnement électronique 3D qui permet d'utiliser les informations de profondeur d'interaction DOI « Depth Of Interaction » et plusieurs sous-pixels virtuels par trous du collimateur sans augmenter le nombre de canaux de lecture. Ils ont également confirmé que ces sous-pixels virtuels constituaient la caractéristique qui améliorerait le compromis entre la résolution spatiale et la sensibilité.

Pour des applications à haute résolution spatiale, Ogawa et Muraishi ont proposé l'utilisation d'un collimateur divergent et d'un détecteur pixélisé à base de semi-conducteur CdTe avec des pixels de petite taille pour une nette amélioration de la résolution spatiale (Ogawa and Muraishi 2010). Une autre étude a rapporté l'utilisation de collimateur à fente parallèles et de petites tailles des pixels du détecteur CZT SPECT à bande tournante (Zeng and Gagnon 2004). Cependant, lorsque la taille du pixel est réduite, la charge créée par l'interaction est partagée par les pixels avoisinants.

Chapitre III: Méthodologie et modélisation

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons la modélisation et la méthodologie utilisées dans ce travail de thèse. La première étude consiste d'abord à modéliser, avec le code de simulation GATE, un détecteur CZT pixélisé à large champ de vue. Où ces caractéristiques ont été choisies à partir des modules du système D-SPECT déjà existant en routine clinique. Chaque trou du collimateur est ajusté avec un pixel de détection (configuration 1HMPD). Ensuite, une autre configuration a été modélisée en ajustant chaque pixel du détecteur avec quatre trous du collimateur (configuration 4HMPD). Cette configuration a aussi été simulée, analysée et évaluée. La dernière étude est consacrée à l'optimisation à base de calcul analytique et méthode Monte Carlo d'une nouvelle collimation proposée à double couches (configuration 1H/4HMPD) en ajustant en étage chaque trou de la configuration 1HMPD avec quatre trous de la configuration 4HMPD.

Les projections obtenues par simulation de différents fantômes ont été reconstruits en utilisant les algorithmes de reconstruction FBP et/ou OSEM avec modélisation de la PSF mise en place au niveau du logiciel de reconstruction STIR3.0 (Thielemans 2006). Les données générées par les différentes simulations ont été analysées par le logiciel ROOT du CERN. Les images obtenues ont été visualisées et traitées avec les logiciels de traitement d'images ImageJ et/ou Amide. Les calculs Monte Carlo sont très pénalisants en temps de calcul. Cependant grâce à l'évolution constante des architectures de calculs parallèles (Cluster de calcul et grille de calcul), ces temps sont davantage améliorés. Pour réaliser ces simulations, nous avons utilisé un cluster de calcul ainsi qu'un serveur multi processeurs.

III.1. Modélisation

III.1.1. Modélisation Monte Carlo GATE

Les simulations Monte Carlo sont largement utilisées pour vérifier et modéliser des protocoles d'acquisition et de reconstruction et aussi pour corriger les effets physiques, tel que l'atténuation et la diffusion Compton. Elles sont utilisées également pour prédire et optimiser les performances des systèmes d'imagerie médicale lors de leur phase de développement. Elle porte sur l'ensemble de la chaine de simulation, depuis la modélisation des processus physiques de l'interaction rayonnement-matière, des sources radioactives et des fantômes utilisés, jusqu'à la digitalisation qui prend en considération la réponse énergétique et spatiale des détecteurs.

III.1.1.1. Modélisation de la caméra BrightViewXCT

A l'aide de la plateforme de simulation GATE, nous avons modélisé le détecteur BrightViewXCT du fournisseur PHILIPS. Ce détecteur est constitué de deux têtes de détection de taille 51cm x 49 cm, chacune est munie d'un cristal scintillant NaI(Tl) d'épaisseur 9.5 mm entourée d'un blindage en plomb Pb. Tous ces constituants ont été modélisés. La partie qui est derrière le cristal (guide de lumière, photomultiplicateur et électronique associé) a été modélisée avec un bloc de plexiglass. Le collimateur LEHR à trous parallèles de forme hexagonale (Figure III.1) équipant la caméra BrightViewXCT a aussi été modélisé. Les caractéristiques de ce collimateur sont présentées au niveau du tableau III.1.

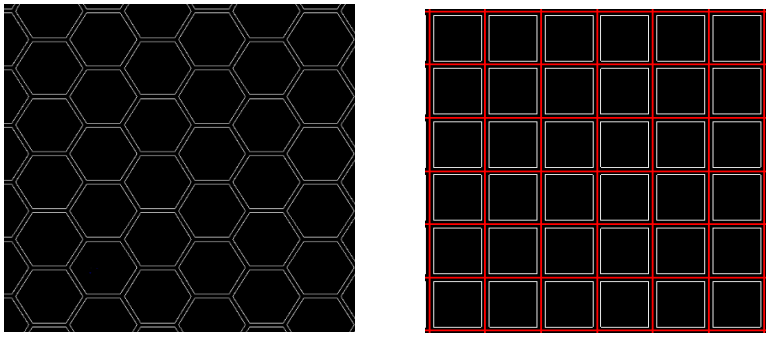

Figure III.1 : *Forme des trous hexagonaux (à gauche) et carrés (à droite) des collimateurs des deux détecteurs BrightViewXCT et configuration 1-HMPD, respectivement.*

Tableau III.1 : *Spécifications des collimateurs modélisés du détecteur BrightViewXCT et la configuration 1HMPD.*

Paramètres du collimateur	BrightViewXCT	Configuration 1-HMPD
Matériau du collimateur	Plomb	Tungstène
Type du trou	Hexagonale	Carré
Diamètre du trou (mm)	1.22	2.26
Longueur du trou (mm)	27	21.7
Epaisseur septale (mm)	0.156	0.2

III.1.1.2. Modélisation de la caméra CZT de 64x64 pixels (*configuration 1HMPD)*

Nous avons aussi modélisé une caméra à base du semi-conducteur CZT composée d'un module de 64 x 64 pixels (15.9 cm x 15.9 cm). Ce module a les mêmes caractéristiques que les modules utilisés dans le détecteur D-SPECT (Redlen Technologies, BC,

Canada)(Erlandsson et al. 2009). L'épaisseur du cristal CZT est de 5 mm, Chaque pixel est de forme carré d'arete égale à 2.46 mm. Ces pixels sont séparés par des interpixels d'épaisseur 0.2mm. Ce détecteur est équipé dans un collimateur à trous parallèles dont chaque trou est ajusté avec un pixel de détection. La forme des collimateurs des deux caméras modélisées et leurs caractéristiques sont également présentées respectivement dans la figure III. 1 et le tableau III.1.

III.1.1.3. Modélisation des fantômes

Nous avons modélisé différents fantômes utilisés dans les protocoles de contrôle de qualité pour évaluer les performances des gamma-caméras (résolution spatiale, sensibilité, uniformité et le contraste des coupes tomographiques primordiale pour la détectabilité des lésions).

Des sources linéaires ont été simulées pour évaluer la résolution spatiale. On considère comme une source linéaire un capillaire chaud dont le diamètre est très petit devant la résolution intrinsèque de la gamma caméra utilisée. Trois sources linéaires dans l'air de 1 mm de diamètre et 20 cm de longueur dont la distance entre ces capillaires est de 5.5 cm (Figure III.2, à gauche).

Nous avons aussi simulé le fantôme NEMA modifié contenant 3 sources linéaires de 1 mm de diamètre. Une source a été placée au centre du fantôme et les deux autres ont été placées à des distances de 5.5 cm le long des axes X et Y (Figure III.2, à droite).

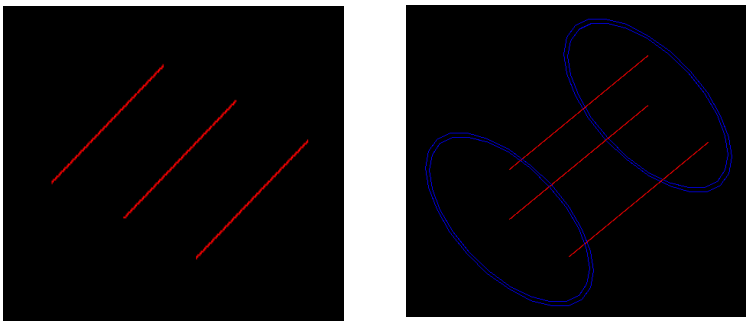

Figure III.2 : *Modélisation des trois sources linéaires et le fantôme NEMA par le code GATE.*

Pour évaluer les autres caractéristiques de caméras simulées, nous avons modélisé et simulé le fantôme Jaszczak modifié et le fantôme ultra Deluxe. Le fantôme Jaszczak modifié est composé d'un cylindre interne de 7.8 cm de diamètre et de 16 cm de longueur, il contient des inserts avec 6 sphères froides de différents diamètres (12.7, 14, 18, 24, 28, et 32 mm) et

6 séries de cylindres également froids (sans activité) de différents diamètres (6.4, 7.9, 9.5, 11.1, 12.7, et 15.1 mm) (voir Figure III.3).

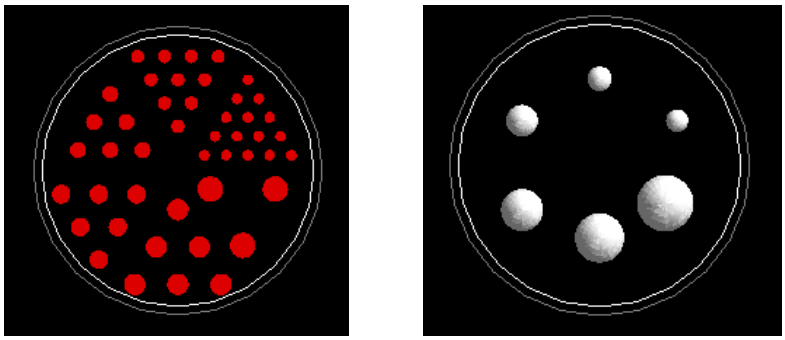

Figure III.3 : *Modélisation du fantôme modifié de Jaszczak par le software GATE.*

Le fantôme ultra Deluxe est également modélisé pour évaluer la résolution spatiale en utilisant des cylindres de différents diamètres (3.2mm, 4.8mm, 6.4mm, 7.9mm, 9.5mm et 11.1mm). Le fantôme à barres de différents diamètres (3mm, 4mm, 5mm et 6mm) a aussi été modélisé.

III.1.1.4. Modélisation des processus physiques

Les processus physiques des interactions des photons gamma avec la matière tels que l'effet photoélectrique et la diffusion Compton ont été modélisés à l'aide des bibliothèques de GEANT4 utilisées dans la plateforme GATE. Nous avons testé plusieurs modèles physiques. Pour réaliser nos simulations, les modèles « Penelope » et « standard » ont été utilisés pour simuler respectivement l'interaction des photons et l'interaction des électrons avec la matière.

III.1.1.5. Modélisation de la réponse des détecteurs

Pour modéliser l'électronique des caméras simulées, nous avons utilisé un «digitizer». Le «digitizer» comporte différents modules ayant chacun une fonction précise. Le module «adder» permet de regrouper tous les «hits» relatifs à chaque interaction se produisant dans un même volume pour former un « pulse ». Les « pulses » sont ensuite regroupés par bloc de détection par le module «readout». Ensuite, le discriminateur en énergie est modélisé en définissant des seuils électroniques E_{min} et E_{max} correspondant respectivement aux coupures haute et basse énergie. Où seuls les pulses ayant une énergie comprise entre E_{min} et E_{max} seront enregistrés. Enfin, nous avons modélisé la réponse des détecteurs en

termes de résolution spatiale intrinsèque et de résolution en énergie. GATE nous permet cette modélisation par la convolution par des gaussiennes dont les paramètres (largeur à mi-hauteur « FWHM ») doivent être renseignés. Pour modéliser la résolution spatiale intrinsèque des caméras BrightViewXCT et configuration 1-HMPD, nous avons utilisé respectivement les valeurs FWHM de 3.1 mm et de 0 mm. La résolution en énergie des caméras BrightViewXCT et configuration 1-HMPD est modélisé en utilisant respectivement les valeurs de 9.8 %, et 5% pour les gammas de 140 keV.

III.1.2. Algorithm Monte Carlo ray-tracing

Nous avons développé un algorithme Monte Carlo basé sur le ray-tracing « lancé de rayons » permettant de calculer l'efficacité géométrique et la résolution spatiale. Cet algorithme permet en premier temps la détermination des longueurs des couches du collimateur (1H/4HMPD) en fixant l'efficacité de détection et en considérant la pénétration septale dans les deux couches. En deuxième lieu, on calcule la résolution spatiale basée sur le protocole NEMA 2018, par un déplacement de la source ponctuelle par pas de 0.1mm jusqu'à 5 fois la taille du pixel et à chaque fois, nous faisons un réarrangement des profils afin d'obtenir le profil final. Ce dernier est utilisé pour calculer la résolution du collimateur FWHM.

III.1.3. Développement analytique de la configuration 1H/4HMPD

III.1.3.1. Efficacité géométrique analytique du collimateur 1H/4HMPD

La figure III.4. montre une représentation schématique de la section transversale des trous du collimateur dans la direction de l'axe x. La pénétration des cloisons peut être prise en compte en supposant que les rayons peuvent traverser les cloisons à une distance de 1/μ du bord des cloisons (lignes bleues horizontales en pointillés) où μ est l'atténuation du matériau des cloisons.

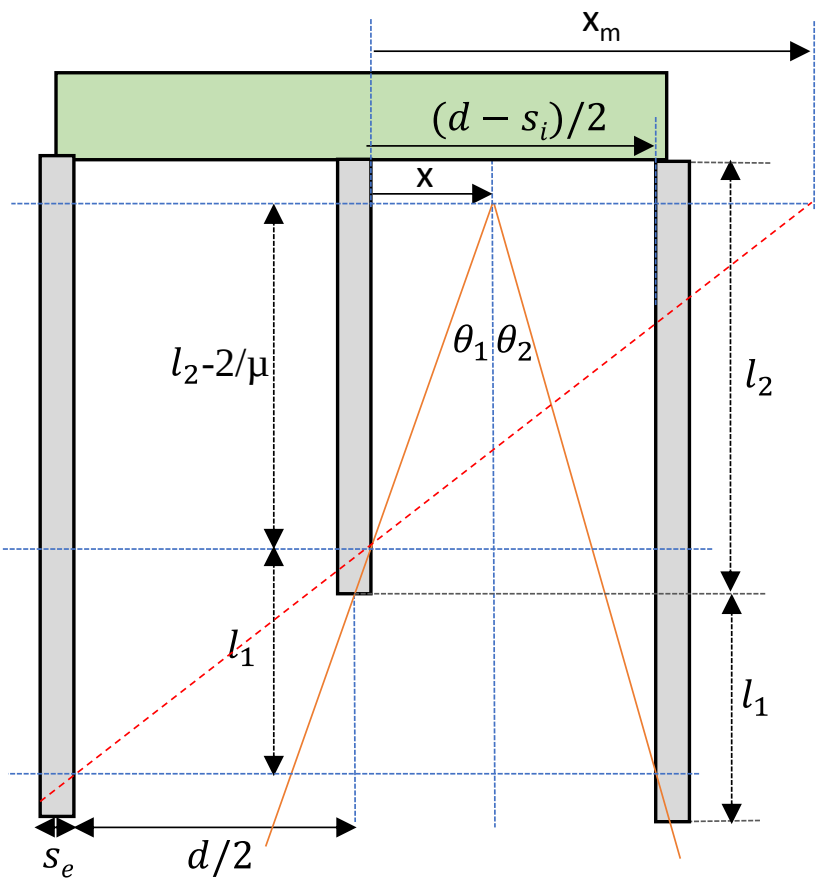

Figure III.4 : *Représentation schématique du collimateur à deux couches correspondant à un détecteur de pixel (vert clair). Les lignes bleues horizontales montrent les limites extrêmes de la pénétration septale des rayons.*

Considérons le sous-trou de droite, en choisissant l'origine de l'axe des x sur le côté intérieur des septa internes d'épaisseur s_i. L'intersection x_m de la ligne rouge traversant les deux points de pénétration gauche sur le bord supérieur effectif des septa est donnée par:

$$x_m = (d + s_i)\frac{\tilde{l}_2}{2\,l_1} \tag{12}$$

Où l'opérateur $\tilde{l}$ est défini comme l_e de l'équation 5 :

$$\tilde{l} = l_e \tag{13}$$

Lorsque $x_m > (d - s_i)/2$ tous les rayons provenant de la gauche doivent traverser les septa internes pour être détectés. Cette condition peut être réécrite comme :

$$\tilde{l}_2 \geq l_1 \frac{1 - s_i/d}{1 + s_i/d} \tag{14}$$

1er cas: $\widetilde{l_2} \geq l_1 \frac{1-s_i/d}{1+s_i/d}$

On considère $d/2 \ll l_2$ on a:

$$\theta_1 \approx \frac{x}{\widetilde{l_2}} \tag{15}$$

$$\theta_2 \approx \frac{(d-s_i)/2 \ -x}{\widetilde{l_1+l_2}} \tag{16}$$

L'ouverture angulaire effective moyenne du sous-trou droit est donnée par l'intégrale :

$$\Theta = \frac{2}{d-s_i} \int_0^{(d-s_i)/2} \left(\frac{x}{\widetilde{l_2}} + \frac{(d-s_i)/2 \ -x}{\widetilde{l_1+l_2}}\right) dx \tag{17}$$

Ce qui donne trivialement :

$$\Theta = \frac{(d-s_i)/2}{2}\left(\frac{1}{\widetilde{l_1+l_2}} + \frac{1}{\widetilde{l_2}}\right) \tag{18}$$

Pour un trou circulaire, l'efficacité est juste l'angle solide divisé par 4π obtenu en faisant un tour de 2π de l'ouverture, qui selon les coordonnées sphériques est donné par :

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\Theta} \sin\theta \, d\theta = \frac{1}{2}(1 - \cos\Theta) \approx \frac{\Theta^2}{4} \tag{19}$$

Pour une ouverture carrée, l'équation 19 doit être multiplié par le rapport entre le carré et le cercle intérieur, c'est-à-dire 4/π, en tenant compte de la densité de surface du sous-trou $((d - s_e)/2)^2/((d + s_e)/2)^2$, nous avons pour l'efficacité du collimateur :

$$g = \frac{4}{\pi} \frac{((d-s_e)/2)^2}{((d+s_e)/2)^2} \frac{\Theta^2}{4} \tag{20}$$

Ce qui donne l'expression finale :

$$g = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{((d+s_e)/2)^2} \left(\frac{((d-s_i)/2)^2}{2}\left(\frac{1}{\widetilde{l_1+l_2}} + \frac{1}{\widetilde{l_2}}\right)\right)^2 \tag{21}$$

Lorsque l1 = 0, l'équation 21 réduit à :

$$g = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{((d+s_e)/2)^2} \left(\frac{((d-s_i)/2)^2}{\widetilde{l_2}}\right)^2 \tag{22}$$

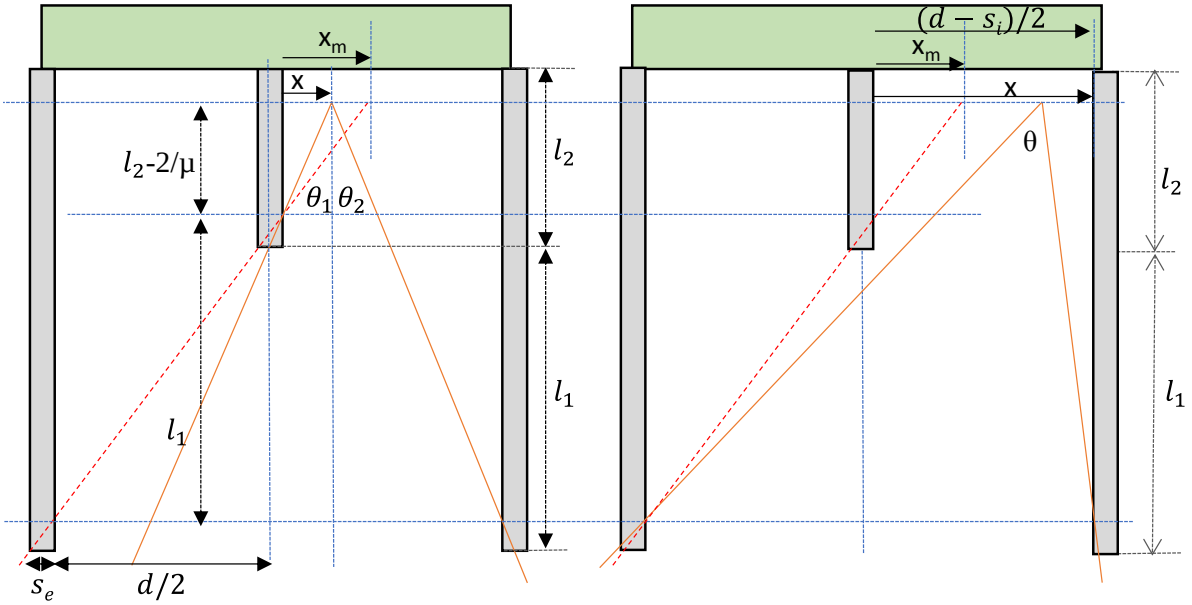

Figure III.5 : *Représentation schématique du collimateur à deux couches correspondant à un détecteur de pixel (vert clair). Les lignes bleues horizontales montrent les limites extrêmes de la pénétration septale des rayons.*

qui est l'efficacité géométrique conventionnelle pour un collimateur à trous carrés de taille intérieure du trou $(d - s_i)/2$.

<u>2éme cas</u>: $\widetilde{l_2} \leq l_1 \frac{1-s_i/d}{1+s_i/d}$

La figure III.5 montre que dans ce cas la région $x<x_m$ correspond à des rayons non coupés par les septas gauche, tandis que la région $x>x_m$ correspond à des rayons non coupés par les septas internes.

Les angles d'acceptation sont donnés par :

$$\theta_1 \approx \frac{x}{\widetilde{l_2}} \tag{23}$$

$$\theta_2 \approx \frac{(d-s_i)/2-x}{\widetilde{l_1+l_2}} \tag{24}$$

$$\theta \approx \frac{d}{\widetilde{l_1+l_2}} \tag{25}$$

On a:

$$\theta_1 + \theta_2 \approx \frac{1}{(\widetilde{l_1+l_2})}\left(x\,\frac{l_1}{\widetilde{l_2}} + (d-s_i)/2\right) \tag{26}$$

L'ouverture angulaire totale effective du sous-trou droit est donnée par l'intégrale :

$$\Theta = \frac{1}{(\widetilde{l_1+l_2})}\left(\int_0^{(d+s_i)\frac{\widetilde{l_2}}{2\,l_1}}\left(x\,\frac{\widetilde{l_1}}{\widetilde{l_2}} + (d-s_i)/2\right)dx + \int_{(d+s_i)\frac{\widetilde{l_2}}{2\,l_1}}^{(d-s_i)/2} d\,dx\right) \quad (27)$$

L'intégration triviale donne :

$$\Theta = \frac{1}{2(\widetilde{l_1+l_2})}\left(\frac{(d+s_i)^2}{4}\,\frac{\widetilde{l_2}}{l_1} + \frac{d^2-{s_i}^2}{2}\,\frac{\widetilde{l_2}}{l_1} + d\left(d - s_i - (d+s_i)\frac{\widetilde{l_2}}{l_1}\right)\right) \quad (28)$$

En utilisant l'équation 28 nous obtenons l'efficacité du collimateur :

$$g = \frac{1}{4\pi}\,\frac{1}{(d+s_e)^2}\,\frac{1}{(\widetilde{l_1+l_2})^2}\left(\frac{(d+s_i)^2}{4}\,\frac{\widetilde{l_2}}{l_1} + \frac{d^2-{s_i}^2}{2}\,\frac{\widetilde{l_2}}{l_1} - (d+s_i)\frac{\widetilde{l_2}}{l_1} + d(d - s_i)\right)^2 \quad (29)$$

Lorsque $\widetilde{l_2} = 0$ et $s_i = 0$, l'équation 29 est réduite à :

$$g = \frac{1}{4\pi}\,\frac{d^2}{(d+s_e)^2}\,\frac{d^2}{(\widetilde{l_1+l_2})^2} \quad (30)$$

Qui est l'efficacité conventionnelle du collimateur à trou carré.

III.1.3.2. Résolution spatiale analytique du collimateur 1H/4HMPD

Une autre approche d'évaluer la résolution spatiale des détecteurs pixélisés basée sur le protocole NEMA-2018 a été utilisé. Cette méthode ne prend pas le calcul direct de la largeur à mi-hauteur de la fonction système de forme Gaussienne de la réponse d'une source ponctuelle. Cette méthode consiste à échantillonner la réponse du détecteur en décalant la source ponctuelle d'au moins de 5 fois la taille du pixel avec un pas de 1mm. C'est la méthode de choix pour l'échantillonnage des fonctions d'étalements de points avec les détecteurs pixélisés. Analytiquement, cette résolution spatiale est le double du décalage de la source nécessaire pour réduire de deux fois l'intensité dans le détecteur de pixels sur lequel la source était initialement centrée. La figure III.6 montre les deux angles d'acceptation Θi pour une source ponctuelle décalée de la distance x du centre du trou, notons que dans ce calcul il n'est plus nécessaire de différencier les deux cas.

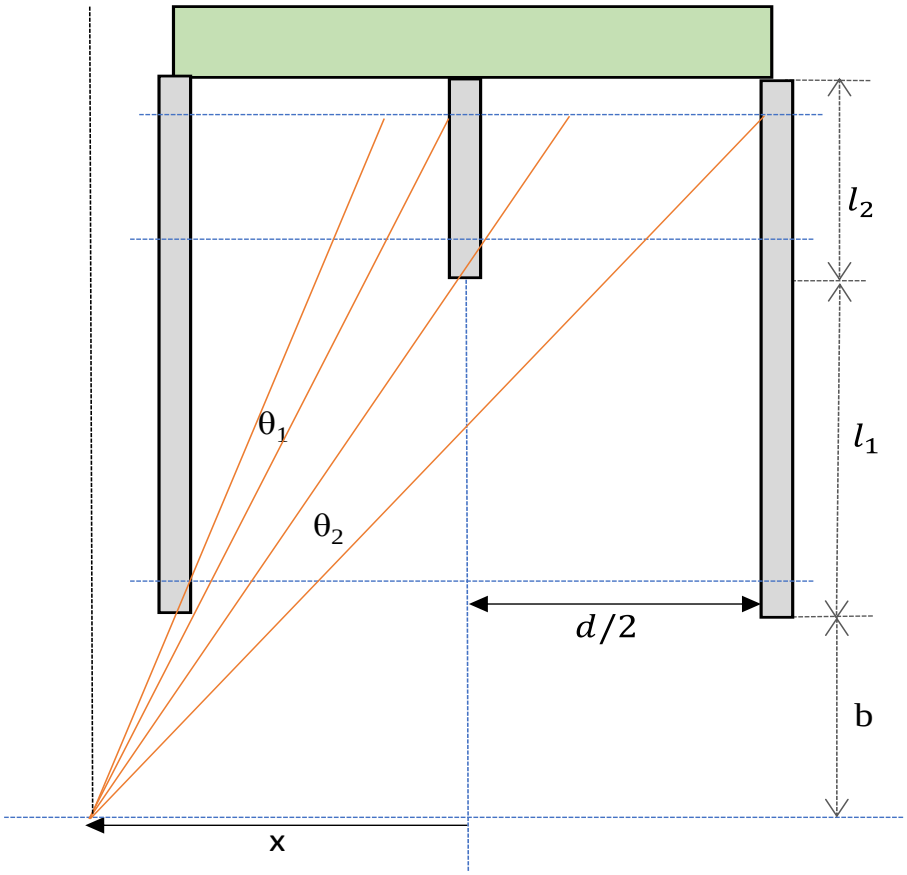

Figure III.6 : *représentation schématique du collimateur à deux couches correspondant à un détecteur de pixel (vert clair). Les lignes bleues horizontales montrent les limites extrêmes de la pénétration septale des rayons.*

Les deux angles d'acceptation peuvent être écrits comme les différences des angles par rapport à la ligne noire en pointillés à gauche, c'est-à-dire :

$$\theta_1(x) = \frac{x - s_i/2}{b + l_1 + l_2 - 1/\mu} - \frac{x - d/2}{b + 1/\mu} \tag{31}$$

$$\theta_2(x) = \frac{x + d/2}{b + l_1 + l_2 - 1/\mu} - \frac{x + s_i/2}{b + l_1 + 1/\mu} \tag{32}$$

La somme de ces deux angles est donnée par :

$$\theta_1\left(\frac{R}{2}\right) + \theta_2\left(\frac{R}{2}\right) = 2\ \frac{d - s}{b + l_1 + l_2 - 1/\mu} \tag{33}$$

Le terme de gauche de l'équation 33 étant l'angle d'acceptation lorsque la source est centrée devant le trou.

Un calcul trivial donne la relation générale de la résolution spatiale pour un détecteur pixélisé :

$$R = \left(\frac{d}{b+1/\mu} - \frac{s_i}{b+l_1+1/\mu}\right) / \left(\frac{1}{b+1/\mu} + \frac{1}{b+l_1+1/\mu} - \frac{2}{b+l_1+l_2-1/\mu}\right) \quad (34)$$

III.2 Méthodologie

La méthodologie adoptée au niveau de ce travail de thèse est décomposée en 3 parties, tout d'abord, un détecteur pixélisé en CZT équipé des mêmes caractéristiques des modules d'un système cardiaque D-SPECT existant en routine clinique a été simulé à l'aide de la plateforme de simulation Monte Carlo GATE. Les performances de notre système modélisé, en termes de spectre en énergie, sensibilité de détection, de résolution spatiale planaire et tomographique, sont comparées avec celles du détecteur BrightViewXCT du constructeur Philips à base du scintillateur NaI (TI). Ensuite, une nouvelle configuration correspond à l'appariement de quatre trous du collimateur avec chaque pixel de détection (configuration 4HMPD) a été étudié. Les performances de cette dernière configuration sont également évaluées et comparées avec la configuration standard dont chaque pixel du détecteur est ajusté avec un trou du collimateur (configuration 1HMPD). Nous avons évalué et comparé l'effet de la taille des pixels, de l'interpixel et de la distance source-collimateur sur la résolution spatiale, la sensibilité et les évènements partagés pour trois longueurs des trous du collimateur à trous parallèles des deux précédentes configurations. Finalement, nous avons étudié le nouveau concept 1H/4HMPD qui combine deux couches des deux configurations 1HMPD et 4HMPD. Un calcul analytique suivi par une validation Monte Carlo de l'efficacité géométrique et de la résolution spatiale de la configuration combinée 1H/4HMPD a été aussi présentés.

III.2.1 Comparaison du détecteur BrightViewXCT et au détecteur pixélisé grand champ en CZT (configuration 1HMPD)

Afin d'évaluer l'apport du gain en performance entre les systèmes classiques de scintillation et le système proposé à base de semi-conducteur CZT, nous avons fait une étude comparative entre la configuration 1HMPD proposée et le système classique BrightViewXCT à base du cristal scintillant NaI(TI) déjà existant en routine clinique. Ces modélisations ont permis la comparaison des performances de notre système à la caméra BrightViewXCT. La

modélisation de la configuration 1HMPD de champ de vue large à base de semi-conducteur CZT a été utilisée en se basant sur l'approche de comparaison suivante : les mêmes caractéristiques des modules du système D-SPECT existant en routine clinique dédiés aux examens cardiaques sont utilisés pour modéliser notre détecteur pixélisé grand champ en CZT. Nous avons répété linéairement 3 fois le module du système D-SPECT (16×64 pixels) qui est pris comme référence afin d'avoir notre détecteur grand champ de vue de 64×64 pixels (configuration 1HMPD) (Figure III.7). Ce détecteur pixélisé de grand champ de vue a les caractéristiques suivantes: une épaisseur du cristal de 5 mm, une taille du pixel de 2.46 mm et un espace d'interpixel de 0.2 mm. Ce détecteur est équipé avec un collimateur à trous parallèles dont chaque pixel de détection est ajusté avec chaque trou du collimateur (diamètre de trou de 2.26 mm, longueur de trou de 21.7 mm et épaisseur septale de 0.2 mm).

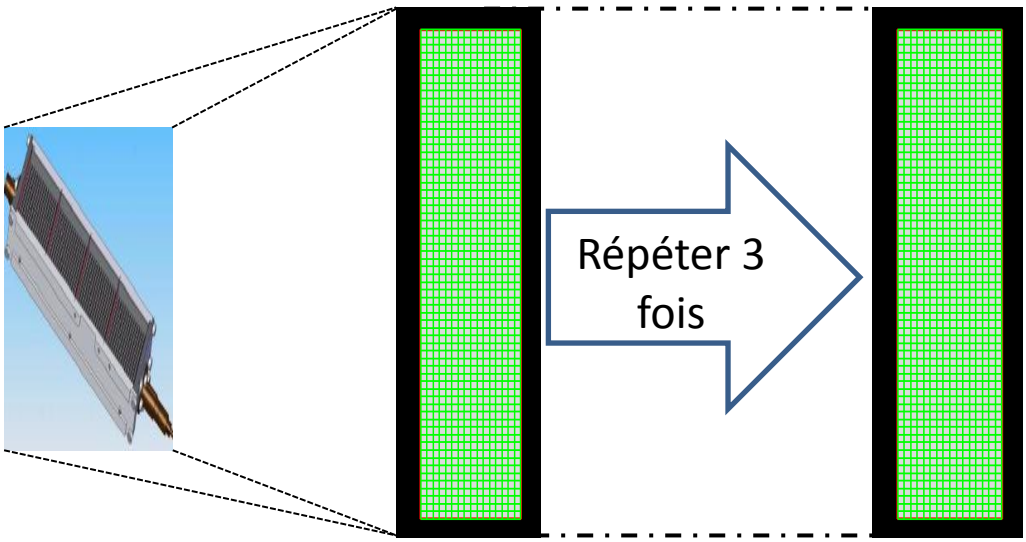

Figure III.7 : *Module du système DSPECT (16×64 pixels) : conception de la configuration 1HMPD par répétition trois fois le module du système DSPECT (64×64 pixels).*

III.2.2. Présentation et évaluation de la configuration du collimateur 4HMPD

Afin de déterminer la combinaison optimale entre les paramètres du détecteur et du collimateur sur le compromis résolution spatiale/sensibilité, la configuration 4HMPD est présentée puis comparée à la configuration standard 1HMPD. Dans la configuration 1HMPD, chaque pixel de détection est apparié avec un trou du collimateur à trous parallèles. Alors que dans la configuration 4HMPD, chaque pixel de détection est apparié avec un réseau de

2×2 trous. Avec cette optimisation, ceci nous permettra de monter facilement les systèmes électroniques de lecture des signaux sans encombrement, une réduction de la pénétration septale à raison de la largeur double de l'épaisseur septale, une résolution spatiale élevée et moins de partage de charges entre les pixels dans le cas où on utilise des pixels de petit taille. Les deux configurations utilisées sont schématisées au niveau de la figure III.8 et leurs spécifications sont présentées au niveau du tableau III.2.

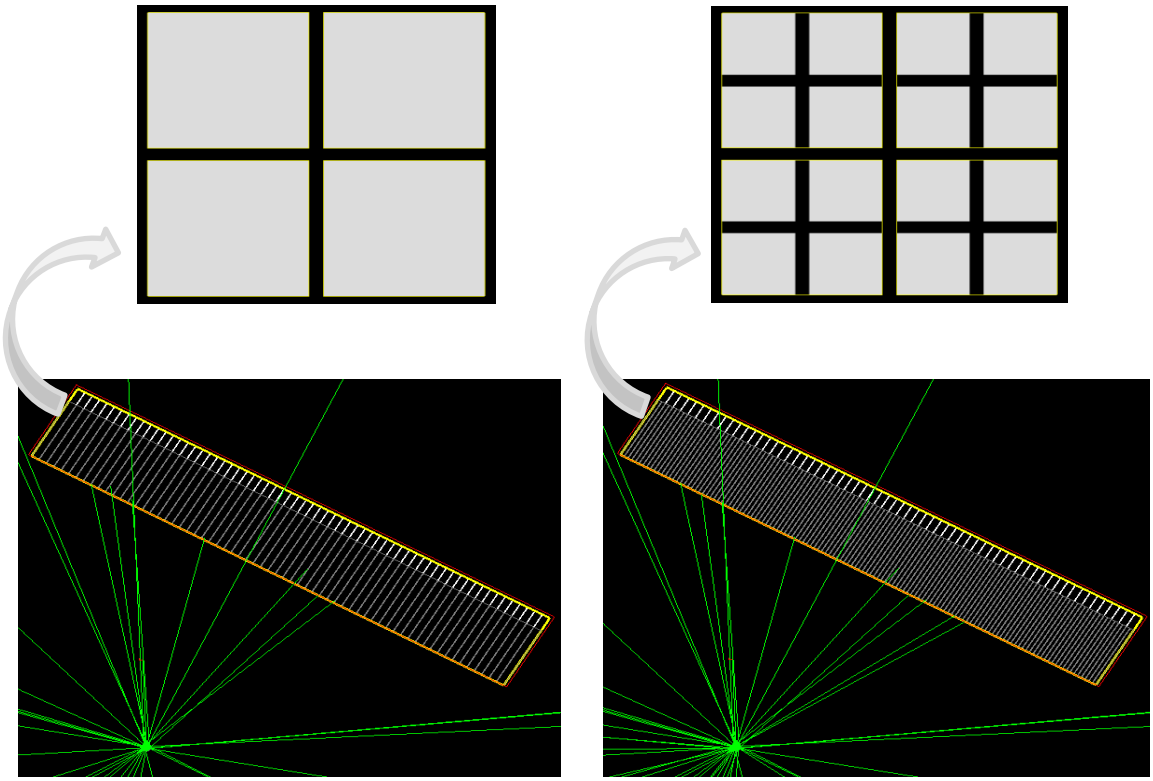

Figure III.8 : *Conception schématique du grand détecteur CZT pixélisé avec configuration 1HMPD (gauche) et la configuration 4HMPD (droite). Avec la configuration 1HMPD, chaque pixel de détection est associé à chaque trou du collimateur. Avec la configuration 4HMPD, chaque pixel de détection est associé à quatre trous du collimateur.*

Tableau III.2 : *Spécifications des collimateurs modélisés des configurations 1HMPD et 4HMPD selon le module du système D-SPECT.*

Type du Collimateur	Longueur du trou (mm)	Diamètre du trou (mm)	Epaisseur septale (mm)
1HMPD	21.7	2.26	0.2
4HMPD	21.7	1.03	0.2

Les deux configurations utilisées sont schématisées au niveau de la figure III.5 et leurs spécifications sont présentées au niveau du tableau III.2.

Afin de démontrer l'impact de la combinaison des caractéristiques détecteur/collimateur, nous avons étudié l'influence de différents paramètres sur la résolution spatiale, la sensibilité et les évènements partagés. Quatre tailles de pixel (2, 2.16, 2.26 et 2.36 mm), quatre tailles d'interpixels (100, 200, 300 et 460µm) et cinq distances source-collimateur (2, 5, 10, 15 et 20 cm) ont été considérées lors de l'évaluation de notre combinaison détecteur/collimateur pour trois longueurs des trous (15.7, 21.7 et 27.7 mm). La fraction d'événements partagés avec la variation des paramètres cités précédant a été aussi étudiée et présentée.

III.2.3. Optimisation de la configuration 1H/4HMPD

Notre stratégie suivie pour optimiser les performances du détecteur pour application en imagerie SPECT est basée sur une meilleure sélection de la combinaison entre une couche du collimateur un seul trou empilé à une autre couche du collimateur quatre trous. Ces paramètres devaient être soigneusement sélectionnés pour avoir moins de compromis entre la sensibilité, la résolution spatiale, la pénétration septale et l'épaisseur du collimateur. Le collimateur de référence était le collimateur plomb WEHR équipant la caméra GE NM/CT 870 CZT, soit μ = 2.7 et 0.71 mm^{-1} pour les rayons gamma de 140 et 245 keV, respectivement. Les autres paramètres étaient : pas de pixel du détecteur = 2.46 mm, épaisseur septale s_e = 0.2 mm, épaisseur du collimateur l_1 = 45 mm (l_2 = 0), résultant en g = 1.71E-4 en utilisant l'équation 3.

L'épaisseur de couche l_2 a été calculée en fonction de l'épaisseur décroissante l_1 afin de maintenir l'efficacité géométrique calculée par MC égale à celle du collimateur WEHR. Ensuite, l'efficacité géométrique a été calculée en utilisant l'équation 22 ou 29, et la FWHM de la PSF a été évaluée avec le code MC selon le protocole NEMA 2018 et également calculée en utilisant l'équation 34. De plus, la résolution spatiale a également été évaluée comme la distance minimale entre deux sources ponctuelles pour distinguer une vallée entre deux sources ponctuelles dans le profil d'intensité simulé à l'aide du code MC selon le protocole NEMA 2018.

III.3. Evaluation des performances

Ensuite, les différentes méthodes utilisées pour évaluer les performances des gamma-caméras notamment, le spectre en énergie, la résolution spatiale planaire et reconstruite, la sensibilité et la performance totale avec le fantôme Jaszczak sont présentées.

III.3.1. Spectre en énergie dans l'air

A 10 cm de la face des collimateurs des deux détecteurs, une source linéaire remplie d'une activité de 1 mCi du radionucléide Tc-99m a été placée. Les spectres d'énergie ont été acquis pendant un temps de 1 min et dans une fenêtre énergétique de 0 à 180 keV.

III.3.2. La résolution spatiale et la sensibilité dans l'air

Une source linéaire remplie d'une activité de 1 mCi du Tc-99m a été aussi modélisée pour évaluer la résolution spatiale et la sensibilité. La fenêtre d'énergie d'une largeur de 20% (126 à 154 keV) du détecteur BrightViewXCT et une largeur de 10% (147 keV à 133 keV), en raison de la meilleure résolution en énergie, du détecteur CZT ont été utilisées. Le temps d'acquisition était de 60 secondes.

III.3.3. La résolution spatiale reconstruite dans l'air

Chacune des trois sources linéaires a été remplie d'une activité de 500µCi du radionucléide Tc-99m (140 keV). Une acquisition tomographique avec 64 projections, taille de matrice 64×64 pixels, un temps d'acquisition de 60 s par projection, un rayon de rotation de 15 cm et une largeur d'énergie de 10% centrée sur le pic centrale a été également utilisé. Nous avons reconstruit les images de projections de notre fantôme avec le software STIR, deux algorithmes FBP et OSEM incluant la modélisation de la PSF ont été utilisés et nous avons comparés leurs performances.

III.3.4. La résolution spatiale reconstruite dans l'eau

Les trois sources linéaires du fantôme modifié de NEMA trois sources ont été également remplies avec une solution du Tc-99m, chacune des sources est remplie avec une activité de 500µCi et le cylindre a été rempli avec de l'eau. Les mêmes paramètres d'acquisition et de reconstruction utilisés précédemment avec le fantôme trois sources linéaires ont été aussi pris.

III.3.5. Evaluation de la performance totale avec le fantôme Jaszczak modifié

Ce fantôme a été rempli avec une activité faible de 5 mCi du radionucléide Tc-99m. Les mêmes paramètres d'acquisition ont été utilisés pour le fantôme NEMA trois sources modifié, sauf l'utilisation d'un rayon de rotation de 25 cm. La reconstruction du fantôme Jaszczak a été réalisée avec le software STIR en utilisant l'algorithme de reconstruction FBP. Les données du fantôme de Jaszczak ont été également évaluées par trois paramètres de qualité d'image tomographique; uniformité, résolution spatiale et contraste. La partie uniforme qui contient une solution d'eau et du Tc-99m, elle sert à vérifier la réponse d'uniformité du détecteur à une distribution uniforme de la radioactivité. La partie froide est composée de deux régions :

- Les sphères destinées à évaluer quantitativement le contraste qu'offre le détecteur au niveau des objets non radioactifs "froids" entourés d'un milieu radioactif " chaud ".

- Les cylindres destinés à évaluer qualitativement la résolution spatiale qu'offre le détecteur au niveau des objets "froids".

III.4. Reconstruction des données avec STIR

Les données de simulation GATE des fantômes acquis par les détecteurs au niveau du mode tomographique ont été reconstruites à l'aide d'un algorithme de reconstruction afin de fournir des coupes tomographiques 2D représentants la distribution tridimensionnelle du radio-traceur à l'intérieur du fantôme. Nous avons utilisé le logiciel STIR 3.0 qui intègre la reconstruction SPECT (Fuster et al. 2013) en utilisant des algorithmes de rétroprojection filtré FBP et itérative OSEM incluant la correction géométrique de la PSF (Hutton and Lau 1998,). Frey 2006

III.5. Analyses des données de simulations

La résolution spatiale basée sur la largeur à mi-hauteur est mesurée selon le profil qui passe à travers l'image de la source linéaire pour le détecteur non pixélisé et sur le protocole NEMA 2018 pour le détecteur pixélisé. Les résolutions spatiales centrale, radiale et tangentielle ont été calculées sur les coupes reconstruites du fantôme NEMA trois sources modifié. L'analyse des données est également effectuée par le software d'analyse et de

programmation ROOT du CERN. Les images obtenues ont été aussi visualisées et traitées avec les logiciels de traitement d'images ImageJ et Amide.

III.6. Utilisation du calcul parallèle sur cluster de calcul

La nature stochastique des processus utilisés dans notre simulation, tels que l'interaction des rayonnements avec la matière, la détection des gammas et la génération des électrons font de la méthode Monte Carlo l'outil idéal pour une modélisation précise. Les simulations réalisées avec la plateforme GATE nécessitent une génération de plusieurs millions de particules, ceci implique des temps de calcul importants. L'utilisation du calcul parallèle en utilisant des serveurs à différent processeurs, cartes graphiques GPU ou des grilles de calcul est indispensable afin de réduire le temps d'exécution du calcul. L'utilisation du calcul intensif avec un cluster de 112 nœuds (Figure III.9), installé au niveau de notre laboratoire, nous a permis de réduire significativement les temps des simulations.

Figure III.9 *: Photo du cluster avec 112 nœuds installé au niveau du laboratoire SNIRM.*

Le code GATE est compatible avec le calcul parallèle via l'interface de soumission de jobs Condor. Cette application divise la macro de simulation en nombre important de sous programmes qui s'exécutent en parallèle sur des processeurs distincts (De Beenhouwer et al.

2007). A la fin du calcul, les résultats de tous les sous-programmes exécutés sont fusionnés et puis traités (Figure III.10).

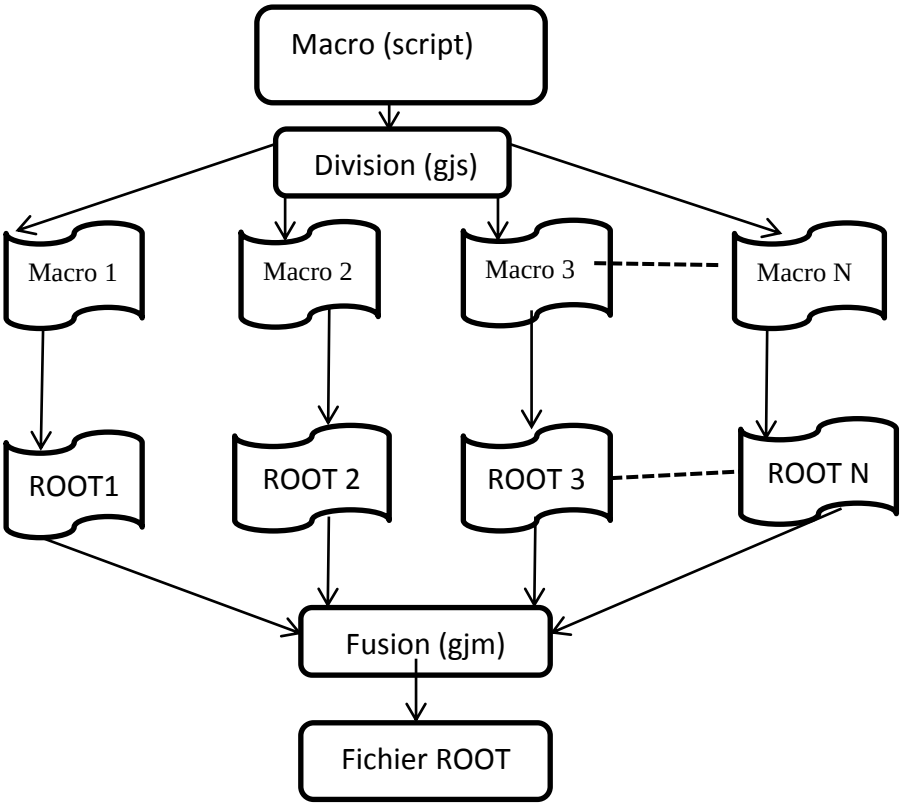

Figure III.10 : *Schéma du principe du calcul parallèle (la division de la macro puis la fusion des résultats de sortie des fichiers ROOT.*

Chapitre IV : Résultats et discussion

IV.1. Comparaison des performances du détecteur BrightViewXCT et la configuration 1HMPD (module D-SPECT)

IV.1.1. Evaluation du spectre en énergie

Les pics des rays-X caractéristiques des matériaux cadmium (Cd), tungstène (W) et plomb (Pb) ont été bien simulés et observés avec le détecteur pixélisé grand champ de vue en CZT (Figure IV.1). Une bonne résolution en énergie d'environ 6.2% autour du pic central (140 keV) est également observée après avoir utilisé un blurring en énergie égale à la valeur de la résolution donnée par le constructeur. Cela est considéré comme un avantage majeur à l'imagerie simultanée avec deux radionucléides (Ben-Haim et al. 2010).

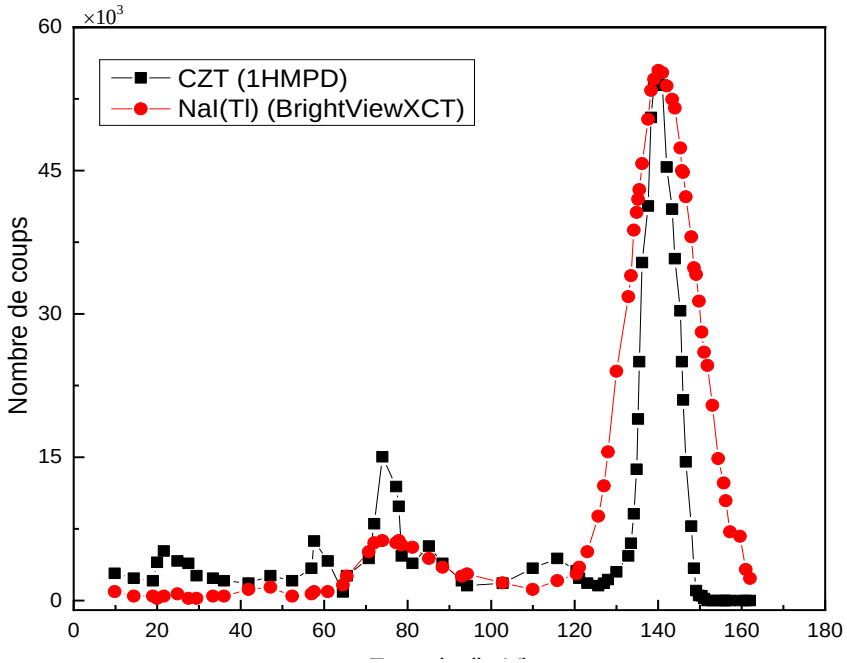

Figure IV.1 : *Comparaison du spectre en énergie simulé du détecteur BrightViewXCT et de la configuration 1HMPD avec du Tc-99m (140keV).*

Le blindage en Plomb ou Tungstène qui entoure le système de détection est considéré aussi comme un élément important afin de protéger le volume sensible du détecteur des rayonnements parasites. La figure IV.2 présente la comparaison des spectres d'énergies simulés d'une source linéaire remplie d'une solution de Tc-99m avec un détecteur pixélisé en CZT. Le détecteur pixélisé en CZT a la capacité de distinguer les rayons X de fluorescences des matériaux du collimateur et du blindage. Cependant, comme ils sont bien séparés du pic

photoélectrique de 140 keV, ces rayons-X de fluorescences n'affectent pas la performance du détecteur pixélisé en CZT.

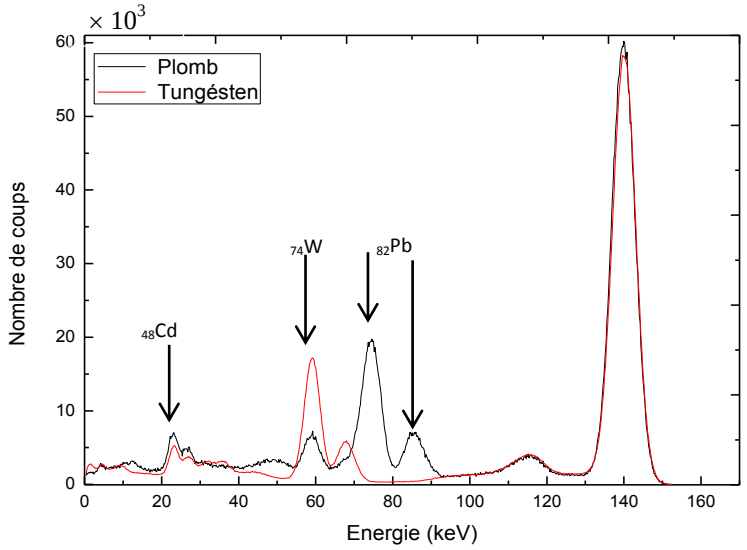

Figure IV.2 : *Spectre d'énergie simulé obtenu à l'aide de la configuration 1HMPD avec le Tc-99m et le blindage au tungstène ou plomb. La résolution en énergie du pic photoélectrique (140 keV) est de 6.2%.*

IV.1.2. Evaluation de la résolution spatiale et la sensibilité

Le tableau IV.1 montre une comparaison de résultats obtenus par simulation, entre le détecteur BrightViewXCT et le détecteur pixélisé grand champ en CZT, de la résolution spatiale (7.4 mm et 11.5 mm) et de la sensibilité (178.2 cpm /µCi et 1217.2 cpm/µCi), respectivement. Pour la caméra BrightViewXCT, la résolution spatiale et la sensibilité simulées sont très proches des caractéristiques du système BrightViewXCT indiquée par le constructeur Philips (7.4 mm et 168 cpm/µCi). Cependant, avec des longueurs des trous égaux pour les deux détecteurs, la supériorité des performances de la configuration 1HMPD a été bien démontrée.

Tableau IV.1 : *Valeurs de la résolution spatiale et de la sensibilité simulées des sources linéaires placées dans l'air du détecteur BrightViewXCT et de la configuration 1HMPD.*

	BrightViewXCT spécifications	BrightViewXCT	1HMPD
Résolution spatiale (mm)	7.4	7.4	11.5
Sensibilité (cpm/µCi)	168	178.2	1217.2

IV.1.3. Evaluation de la résolution spatiale reconstruite dans l'air et dans l'eau

La figure IV.3 montre la comparaison des coupes reconstruites simulées des trois sources linéaires dans l'air et dans le fantôme NEMA trois sources modifié dans l'eau pour le système BrightViewXCT et la configuration 1HMPD.

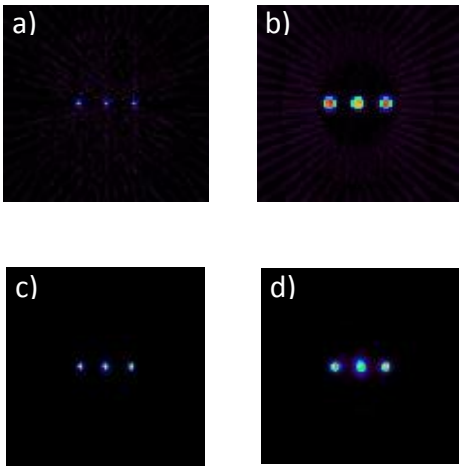

Figure IV.3 *: Coupes reconstruites des trois sources linéaires placées dans l'air : à gauche) système BrightViewXCT, à droite) configuration 1HMPD; a) et b): Algorithme FBP c) et d): Algorithme OSEM avec modélisation de la PSF.*

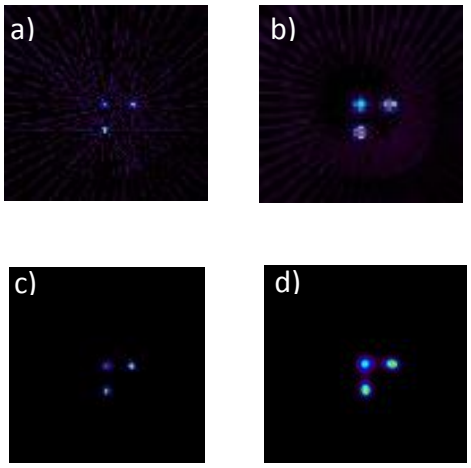

Figure IV.4 *: Coupes reconstruites des trois sources linéaires placées dans l'eau : à gauche) système BrightViewXCT, à droite) configuration 1HMPD; a) et b): Algorithme FBP c) et d): Algorithme OSEM avec modélisation de la PSF.*

Tableau IV.2 : *Valeurs de la résolution spatiale reconstruite des sources linéaires placées dans l'air (haut) et dans l'eau (bas) avec les deux algorithmes de reconstruction FBP et OSEM incluant la modélisation de la résolution spatiale (correction PSF).*

	BrightViewXCT (mm)		**1HMPD (mm)**	
	FBP	**OSEM+PSF**	**FBP**	**OSEM+PSF**
Centrale	9.0	8.6	17.2	12.7
Radiale	8.5	8.0	16.7	11.0
Tangentielle	8.1	8.4	13.4	10.8

	BrightViewXCT(mm)		**1HMPD (mm)**	
	FBP	**OSEM+PSF**	**FBP**	**OSEM+PSF**
Centrale	10.8	10.2	17.0	13.3
Radiale	9.0	8.9	16.4	12.5
Tangentielle	8.3	8.1	11.8	9.9

La résolution spatiale reconstruite simulée du détecteur BrightViewXCT dans l'air ou dans l'eau est améliorée par rapport à la configuration 1HMPD pour les deux algorithmes de reconstruction dans toutes les directions; centrale, radiale et tangentielle (Tableau IV.2). Une résolution spatiale reconstruite centrale du détecteur BrightViewXCT et de la configuration 1HMPD dans l'air avec l'algorithme OSEM incluant une correction PSF est de 8.6 mm et 12.7 mm, et dans l'eau de 10.2 mm et 13.3 mm, respectivement. Nos résultats de la résolution spatiale montrent clairement les avantages d'une caméra CZT sur une caméra SPECT classique à scintillation. Cependant, une meilleure combinaison entre la géométrie du détecteur pixélisé et les caractéristiques du collimateur peut améliorer le compromis résolution spatiale/sensibilité et réduire le partage et la perte de charges entre les pixels.

IV.2. Présentation de la configuration 4HMPD

Dans cette partie, nous étudions les caractéristiques optimales obtenues par simulation GATE du collimateur à quatre trous montés sur un détecteur pixélisé grand champ de vue en CZT (configuration 4HMPD). Les caractéristiques de cette dernière collimation proposée sont comparées avec la configuration 1HMPD.

IV.2.1. Variation de la distance source-collimateur

Nous présentons une étude de comparaison entre les deux configurations au niveau de la variation de la résolution spatiale et de la sensibilité en fonction de la distance source-collimateur pour trois longueurs des trous du collimateur. Cette comparaison a permis de confirmer la variation linéaire entre la résolution spatiale et la distance source-collimateur. La configuration 4HMPD a montré une amélioration de la résolution spatiale par rapport à la configuration 1HMPD (Figure IV.5). L'utilisation d'une grande distance source-collimateur et d'une petite longueur des trous détériorent fortement la résolution spatiale au profit de la sensibilité. Néanmoins, la configuration 4HMPD proposée à une meilleure sensibilité par rapport aux systèmes SPECT classiques.

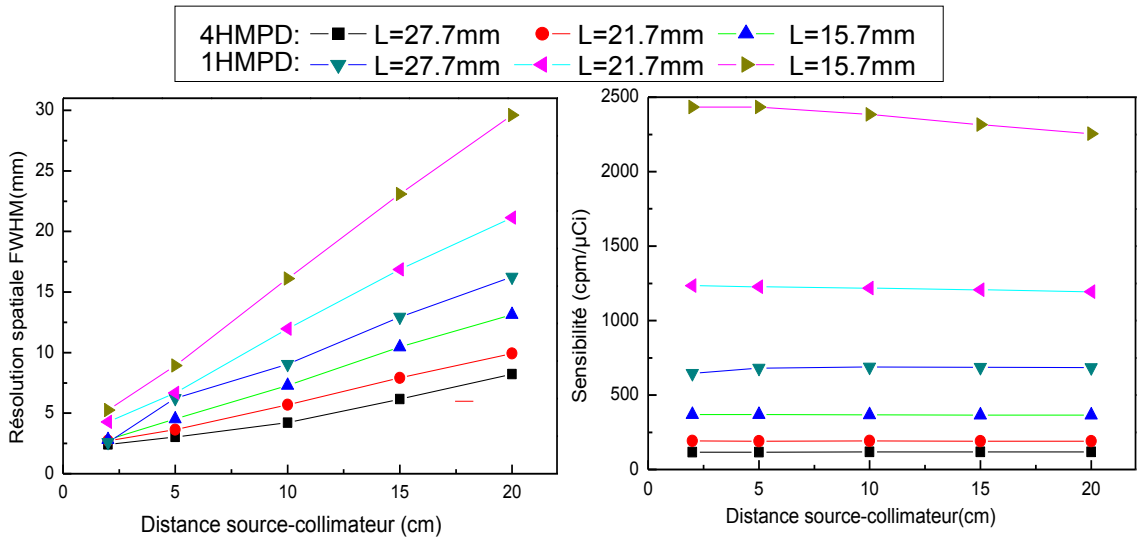

Figure IV.5 : *Variation de résolution spatiale (à gauche) et de sensibilité (à droite) en fonction de la distance source collimateur pour trois longueurs des trous (15.7 mm, 21.7 mm et 27.7mm) pour des configurations 1HMPD et 4HMPD: la distance source collimateur et les longueurs des trous du collimateur dégradent considérablement la résolution spatiale au détriment de la sensibilité.*

IV.2.2. Variation de la taille de pixel

La comparaison de la variation de la résolution spatiale et de la sensibilité en fonction de la taille du pixel des deux configurations a révélé que la configuration 4HMPD a amélioré la résolution spatiale surtout avec des petites tailles des pixels de détection (Figure IV.6).

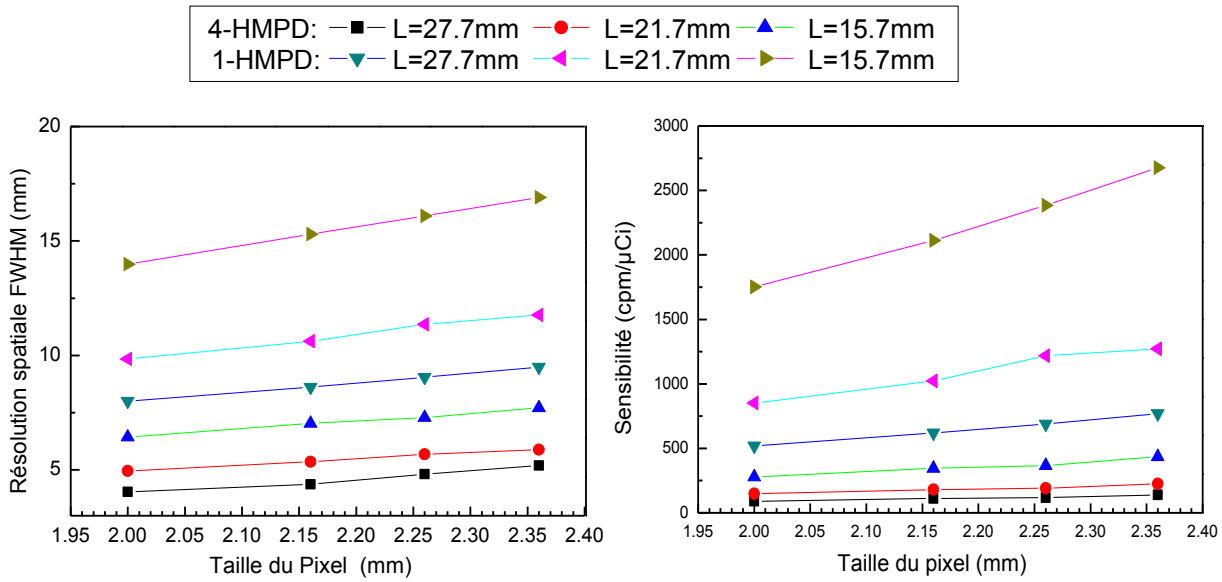

Figure IV.6 : *Variation de la résolution spatiale (à gauche) et de la sensibilité (à droite) en fonction du diamètre des pixels pour trois longueurs des trous (15.7 mm, 21.7 mm et 27.7 mm) pour les configurations 1HMPD et 4HMPD. La taille des pixels augmente significativement la sensibilité au détriment de la résolution spatiale.*

La réduction du diamètre des trous avec la configuration 4HMPD a amélioré la résolution spatiale sans diminuer la taille du pixel du détecteur. L'inconvénient d'utiliser de petits tailles des pixels est lié à d'autres problèmes tel que: une complexité supplémentaire des circuits électriques, un coût élevé du système électronique de lecture des signaux de sortie, et une augmentation des événements partagés qui entraînent un partage de charges entre les pixels.

IV.2.3. Variation de l'épaisseur des septas (ou des interpixels)

La sensibilité et la résolution spatiale diminuent rapidement avec la variation de la taille de l'interpixel pour la configuration 1HMPD et elles sont considérées pratiquement inchangées avec la configuration 4HMPD.

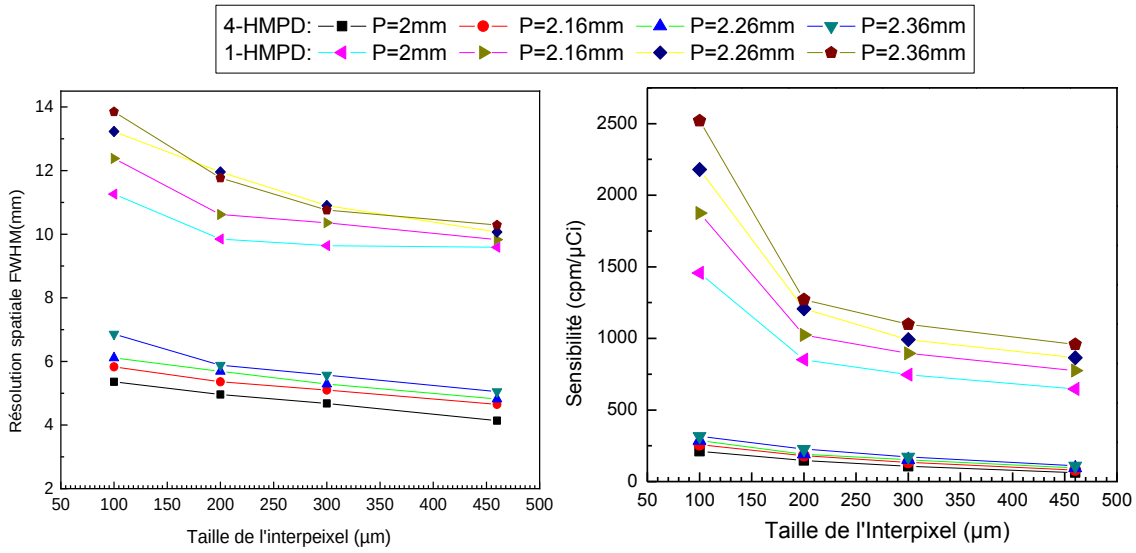

Figure IV.7 : *Variation de la résolution spatiale (à gauche) et de la sensibilité (à droite) en fonction de l'interpixel du détecteur pixélisé équipés des configurations 1HMPD et 4HMPD avec une longueur de trou du collimateur fixe de 21.7mm. Les résultats ont montré qu'une taille de pixel élevée avec une taille faible de l'interpixel augmentent considérablement la sensibilité au détriment de la résolution.*

Il est clair, que la variation de la résolution spatiale et la sensibilité de la configuration 1HMPD pour une valeur d'interpixel de100µm (septa de 100µm) est très élevée due à la pénétration septale (Figure IV.7). La pénétration septale augmente la sensibilité inutilement et réduit ainsi la qualité de l'image.

IV.2.4. Evaluation des évènements partagés

Comme le montre la figure IV.8, la performance du détecteur CZT pixélisé à grand champ de vue est largement déterminée par la position du photon incident. Nous avons un interpixel qui est totalement couvert par l'épaisseur septale. Cependant, il existe une fraction des évènements partagés survenant dans cette région due à la pénétration septale et aux photons diffusés. Cela signifie que toute l'énergie du photon incident est absorbée par le détecteur mais dans des pixels différents. Par conséquent, le photon incident est comptabilisé plus d'une fois et plus d'une anode produiraient le signal, chacune d'elles étant plus petite que le signal total.

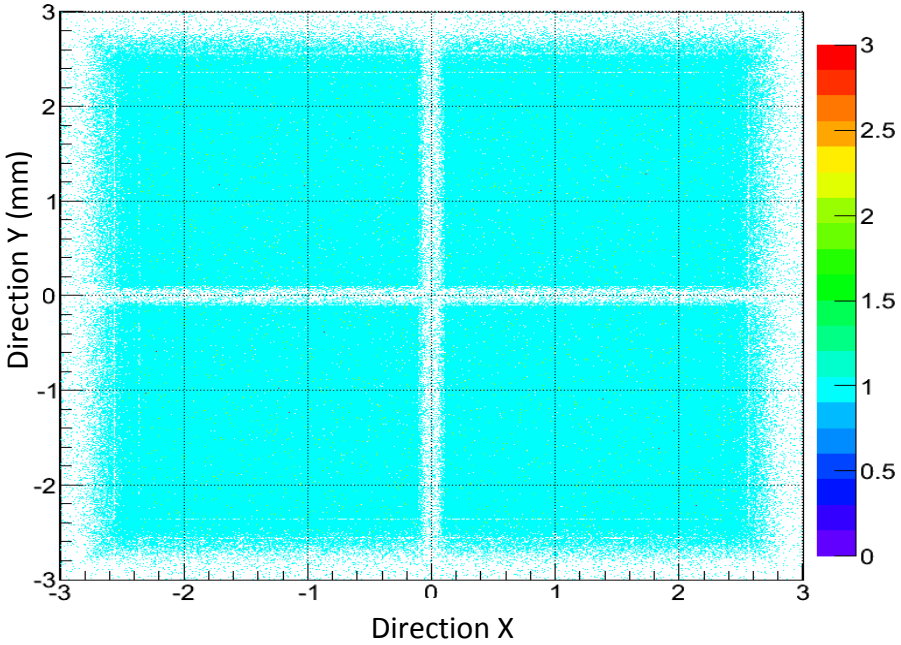

Figure IV.8 *: Événements partagés dans la région du gap (interpixel) de la configuration 1HMPD (seulement 4 pixels présenté). L'interpixel entre les pixels est totalement couvert par l'épaisseur septale du collimateur. Cependant, il existe une fraction des événements partagés survenant dans cette région en raison de la pénétration septale et des photons diffusés.*

Avec une configuration pixélisée, la résolution spatiale intrinsèque est égale à la taille du pixel, si nous n'avons pas un partage des charges entre les pixels voisins. Pour un pas fixe du pixel, la résolution spatiale varie en fonction de la taille des pixels et de la taille d'interpixel. A cette fin, une analyse quantitative de la variation de la taille des pixels et de l'interpixel a été faite sur les événements partagés, responsables de la fraction de partage des charges entre les pixels (Figure IV.9).

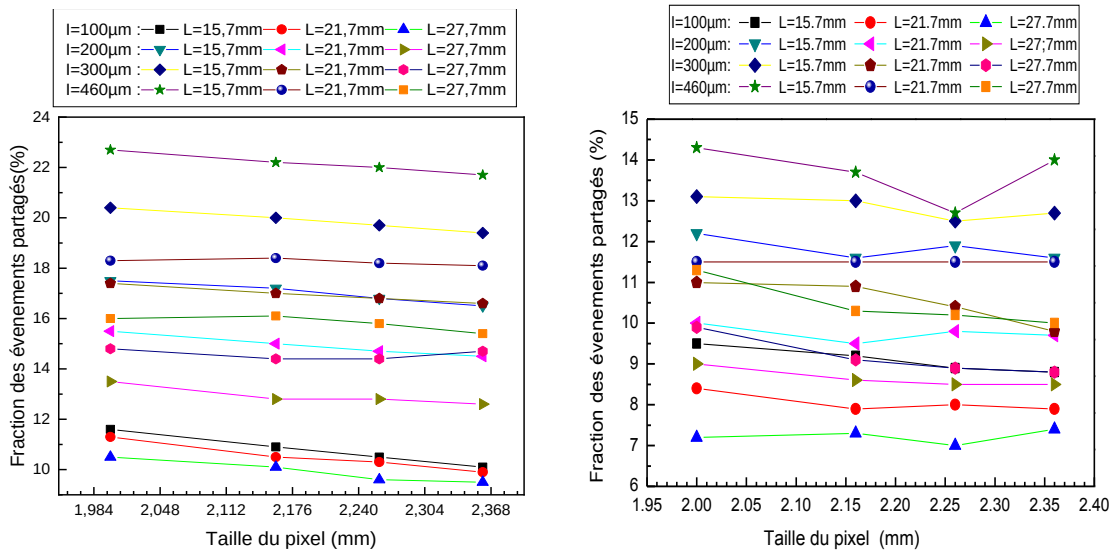

Figure IV.9 : *Variation de la fraction des événements partagés en fonction la taille du pixel et l'interpixel pour la configuration 1HMPD (à gauche) et 4HMPD (à droite) pour trois longueurs des trous.*

Compte tenu des résultats précédents, le compromis entre la résolution spatiale et la sensibilité est toujours existant surtout avec la variation des caractéristiques du détecteur et du collimateur. Donc, on peut conclure qu'une combinaison optimale des caractéristiques de ces derniers pourrait nous permettre de proposer pour un nouveau système d'imagerie SPECT clinique à base du semi-conducteur CZT. Avec notre configuration 4HMPD, les évènements partagés ont été réduits considérablement (Figure IV.9). Les évènements partagés sont diminués de 12.8% à 8.5% avec les configurations 1HMPD et 4HMPD, respectivement.

IV.2.5. Evaluation de la résolution spatiale reconstruite dans l'eau

La figure IV.10 montre la comparaison qualitative des coupes reconstruites du fantôme NEMA modifié équipé des trois sources et le tableau IV.3 montre les valeurs quantitatives selon deux types d'algorithmes de reconstruction différents (FBP et OSEM incluant la modélisation géométrique de la PSF). Avec la configuration 4HMPD, nous avons des résolutions spatiales reconstruites très encourageante dans les trois directions; radiale, tangentielle et centrale en utilisant l'algorithme de rétroprojection filtré (FBP). Nous obtenons une nette amélioration de la résolution spatiale tomographique en utilisant la reconstruction itérative OSEM incluant la modélisation de la PSF (par exemple, la résolution spatiale centrale reconstruite avec l'algorithme OSEM incluant une modélisation de la PSF

pour la configuration 4HMPD et la configuration 1HMPD sont de 6.6 mm et 13.3 mm, respectivement).

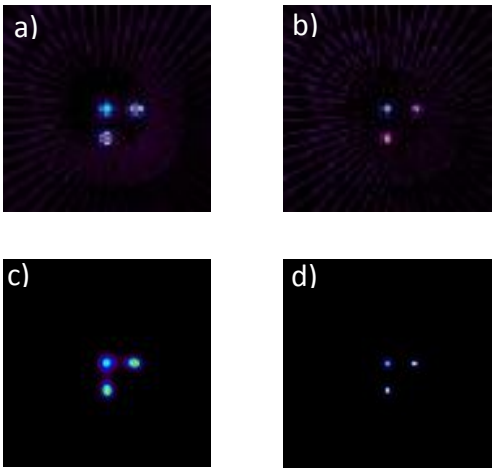

Figure IV.10 : *Coupes reconstruites du fantôme simulé NEMA des trois sources pour la configuration 1HMPD avec les algorithmes de reconstruction: (a) FBP, (b) OSEM + PSF et pour la configuration 4HMPD: (c) FBP et (d) OSEM + PSF.*

Tableau IV.3 : *Comparaison de la résolution spatiale reconstruite des gamma de 140 keV pour les configurations 1HMPD et 4HMPD avec des algorithmes de reconstruction FBP et OSEM incluant une modélisation de la résolution (correction PSF). La résolution spatiale reconstruite de notre configuration 4HMPD a été améliorée par un facteur deux par rapport à la configuration standard 1HMPD.*

	1HMPD		**4HMPD**	
	FBP	OSEM+PSF	FBP	OSEM+PSF
Centrale (mm)	17.0	13.3	8.3	6.6
Radiale (mm)	16.4	12.5	8.4	5.5
Tangentiel (mm)	11.8	9.9	6.5	5.0

IV.2.6. Evaluation de la performance totale avec le fantôme Jaszczak

Afin d'évaluer les performances de notre configuration 4HMPD, nous la comparons à la configuration 1HMPD en utilisant le fantôme Jaszczak. Les projections de ce dernier ont été simulées par simulation MC à l'aide de la plateforme de simulation GATE. La figure IV.11 illustre les projections obtenues. Les coupes reconstruites du fantôme Jaszczak pour les deux configurations 1HMPD et 4HMPD avec l'algorithme FBP sont présentées à la figure IV.12.

Tout d'abord, cette comparaison des coupes met en évidence la supériorité qualitative due à l'utilisation de notre configuration 4HMPD. La sphère ayant un diamètre de 14 mm et le troisième secteur avec un diamètre de 11.1 mm sont clairement visibles pour notre configuration proposée 4HMPD grâce à l'utilisation d'un collimateur avec des trous réduit.

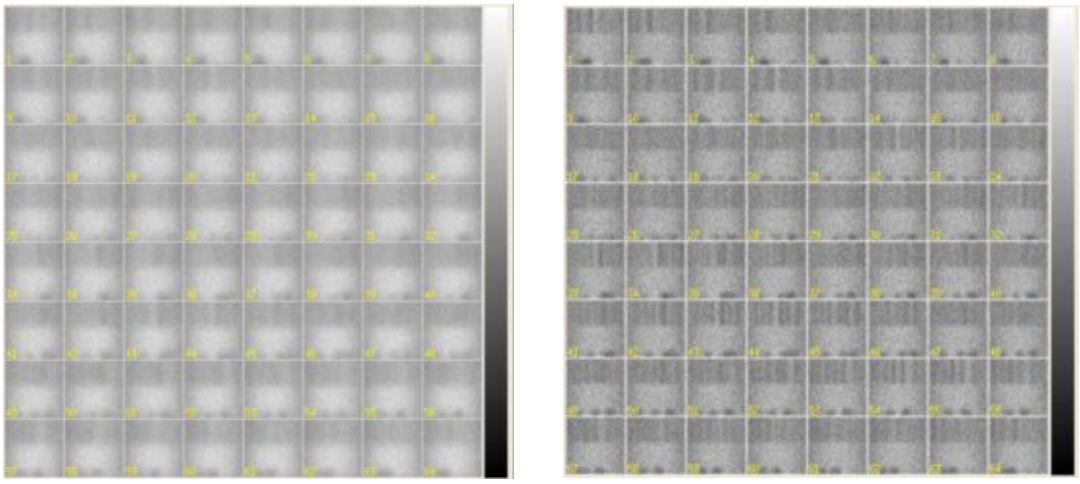

Figure IV.11 : *Projections du fantôme Jaszczak pour le Tc-99m (140 keV) avec la configuration 1HMPD (à gauche) et la configuration 4HMPD (à droite).*

Tableau IV.4 : *Valeurs du contraste (%) pour différents diamètres des sphères du fantôme Jaszczak modifié pour la configuration 1HMPD et la configuration 4HMPD. La configuration 4HMPD présente un contraste plus élevé que la configuration 1HMPD.*

Diamétre des sphères (mm)	32	28	24	18	14	12.7
1HMPD	39.1	29.7	17.8	2.8	-	-
4HMPD	63.1	53.8	34.2	31.2	25.1	3.1

Les images reconstruites du fantôme Jaszczak de notre configuration proposée ont fourni des coupes avec une résolution spatiale et un contraste plus élevé malgré l'utilisation d'une faible activité. Le contraste de la plus grande sphère est de 63.1% et 39.1% pour les configurations 4HMPD et 1HMPD, respectivement (Tableau IV.4).

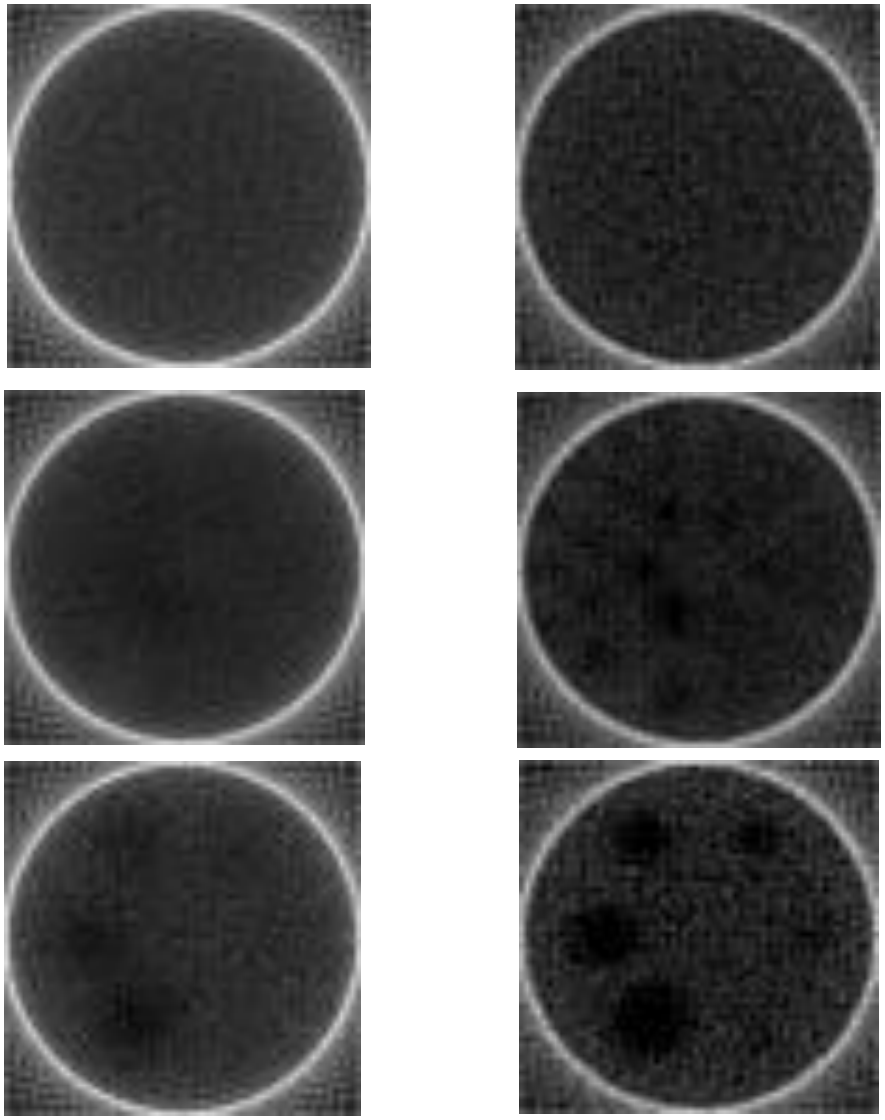

Figure IV.12 : *Coupes reconstruites représentatives du fantôme Jaszczak modifié pour la configuration 1HMPD (à gauche) et la configuration 4HMPD (à droite). La configuration 4HMPD montre une grande amélioration en termes de résolution et de contraste même avec une sensibilité faible.*

IV.3. Optimisation de la configuration 1H/4HMPD

De nombreux paramètres différents, tels que les caractéristiques du détecteur et du collimateur, doivent être choisis correctement afin d'avoir la combinaison parfaite qui permet une meilleure performance du système. Les caractéristiques du collimateur double couches 1H/4HMPD et les configurations 1HMPD et 4HMPD sont présentées dans les tableaux IV.5 et IV.6. Le collimateur 1H/4HMPD avec les longueurs des trous de (13 mm et 20 mm) respectivement pour les parties 1HMPD et 4HMPD nous permet d'obtenir de meilleures performances (une bonne résolution spatiale pour une efficacité fixe du collimateur WEHR).

Le Tableau IV.7 montre une comparaison du calcul analytique et de la simulation Monte carlo de la variation de la résolution spatiale du collimateur en fonction de la distance source-collimateur pour les trois types de configurations du collimateur (1HMPD, 1H/4HMPD et 4HMPD).

Tableau IV.5 *: Spécifications des collimateurs obtenus par simulation MC pour les trois types de configurations 1HMPD, 4HMPD et 1H/4HMPD optimale.*

	Longueur l_1-l_2 (mm)	**Diamètre d (mm)**	**Epaisseur septale (mm)**
4HMPD	0-19.1	1.03	0.2
1HMPD	45-0	2.26	0.2
1H/4HMPD	20/13	2.26/1.03	0.2/0.2

Tableau IV.6 : *Comparaison analytique et MC des efficacités géométriques g et FWHM pour le collimateur double couche, dont l'épaisseur des couches est choisie pour obtenir g = 1,71×10^4 dans les simulations MC.*

l_1-l_2 (mm) MC	**45-0.0**	**40-1.2**	**35-4.8**	**30-7.9**	**25-10.7**	**20-13.0**	**15-14.2**	**10-15.3**	**5-17.0**	**0-19.1**
g×10^4 Analytique	1.75	1.73	1.73	1.76	1.77	1.77	1.77	1.77	1.74	1.76
FWHM(mm) MC	7.34	7.26	6.93	6.75	6.59	6.52	6.66	6.84	6.84	6.67
FWHM(mm) Analytique	7.37	7.32	7.00	6.80	6.63	6.55	6.69	6.87	6.85	6.67

Tableau IV.7 : *Variation de la résolution spatiale en fonction de la distance source-collimateur pour une efficacité fixe pour les trois configurations 1HMPD. 4HMPD et la configuration multicouche 1H/4HMPD obtenue par simulation MC (en haut) et l'expression analytique que nous avons développé (en bas).*

l_1-l_2(mm) / b(cm)	45-0.0	40-1.2	35-4.8	30-7.9	25-10.7	20-13.0	15-14.2	10-15.3	5-17.0	0-19.1
2	3.29	3.35	3.19	3.13	3.05	2.97	2.91	2.82	2.61	2.49
4	4.3	4.32	4.12	4.02	3.92	3.83	3.82	3.79	3.64	3.37
6	5.31	5.3	5.06	4.92	4.8	4.72	4.76	4.8	4.7	4.47
8	6.33	6.28	5.99	5.83	5.68	5.61	5.7	5.82	5.76	5.57
10	7.34	7.26	6.93	6.75	6.59	6.52	6.66	6.84	6.84	6.67
12	8.35	8.24	7.87	7.66	7.48	7.41	7.62	7.86	7.91	7.77
14	9.37	9.24	8.81	8.57	8.38	8.32	8.57	8.9	8.97	8.88
16	10.4	10.2	9.74	9.49	9.28	9.23	9.53	9.92	10.1	9.97
18	11.4	11.2	10.7	10.4	10.2	10.2	10.5	11.0	11.1	11.1
20	12.4	12.2	11.6	11.3	11.1	11.1	11.5	12.0	12.2	12.2

l_1-l_2(mm) / b(cm)	45-0.0	40-1.2	35-4.8	30-7.9	25-10.7	20-13.0	15-14.2	10-15.3	5-17.0	0-19.1
2	3.28	3.29	3.20	3.13	3.05	2.96	2.89	2.78	2.55	2.17
4	4.30	4.30	4.15	4.04	3.92	3.82	3.80	3.76	3.59	3.30
6	5.32	5.30	5.10	4.95	4.81	4.72	4.75	4.79	4.67	4.42
8	6.35	6.31	6.05	5.87	5.72	5.63	5.72	5.82	5.76	5.55
10	7.37	7.32	7.00	6.80	6.63	6.55	6.69	6.87	6.85	6.67
12	8.39	8.33	7.95	7.73	7.54	7.47	7.67	7.91	7.94	7.79
14	9.41	9.34	8.91	8.65	8.45	8.39	8.64	8.96	9.04	8.92
16	10.43	10.35	9.86	9.58	9.37	9.31	9.62	10.01	10.13	10.04
18	11.45	11.36	10.81	10.51	10.28	10.24	10.60	11.06	11.23	11.17
20	12.47	12.37	11.77	11.44	11.20	11.26	11.58	12.11	12.33	12.29

La figure IV.13 (A) montre clairement un épaulement au niveau du profil d'intensité du collimateur 1H/4HMPD. Avec ce collimateur nous identifions la séparation des profils d'intensités de deux sources ponctuelles séparées par leurs FWHM (figure IV.13 (b)). Ce collimateur optimisé permet d'obtenir des images de haute résolution spatiale avec une faible activité injectée du Tc-99m (γ de140 keV) et des gammas d'énergie 245 keV. L'étude de l'effet de la pénétration septale du profil d'une source linéaire montre clairement l'avantage du collimateur 1H/4HMPD par raport les configurations 1HMPD et 4HMPD (figure IV.13 (c)).

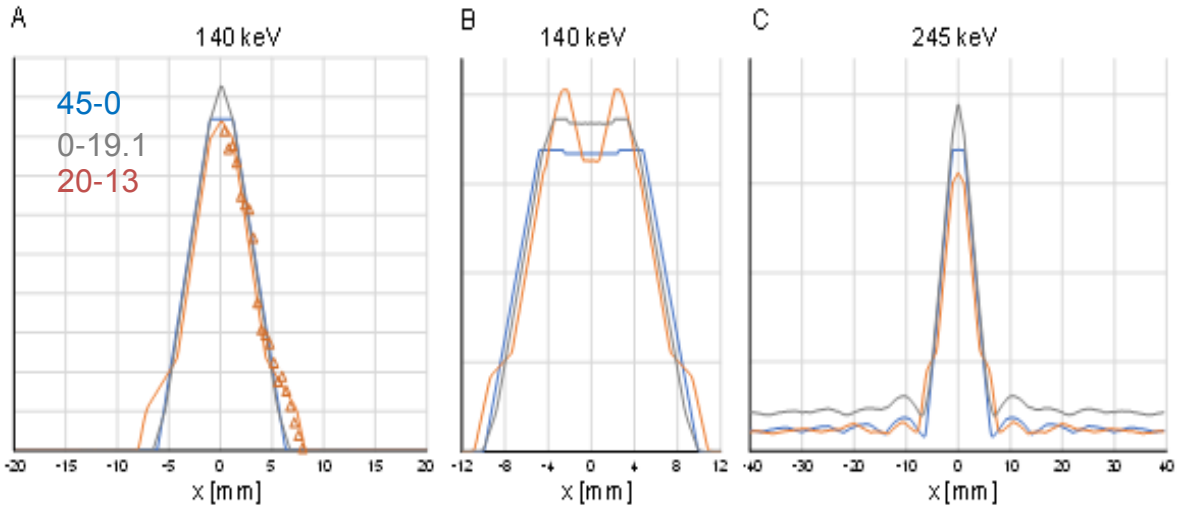

Figure IV.13 : *A et C : Profil d'intensité à 140 (μ=2.73mm^{-1}) et 245 keV (μ=0.71mm^{-1}) pour une source ponctuelle à 10 cm obtenu par simulation MC selon le protocole NEMA 2018 pour un détecteur pixélisé. B: Profil d'intensité simulé par MC de deux sources ponctuelles à 10 cm et séparée de FWHM+0.1mm.*

La figure IV.14 montre aussi qu'il y a une bonne validation des calculs de la FWHM basés sur le calcul analytique et la simulation Monte Carlo. Le pouvoir de séparation au niveau du fantôme à barres a été aussi étudié (figure IV.15). Il y a une amélioration du contraste pour les petites sphères de diamètre 3 mm pour la configuration multicouche 1H/4HMPD. Les coupes transversales du fantôme Jaszczak montre clairement des sphères uniformes et bien rendu avec moins d'atténuation en profondeur avec notre collimateur multicouche proposé (figure IV.16).

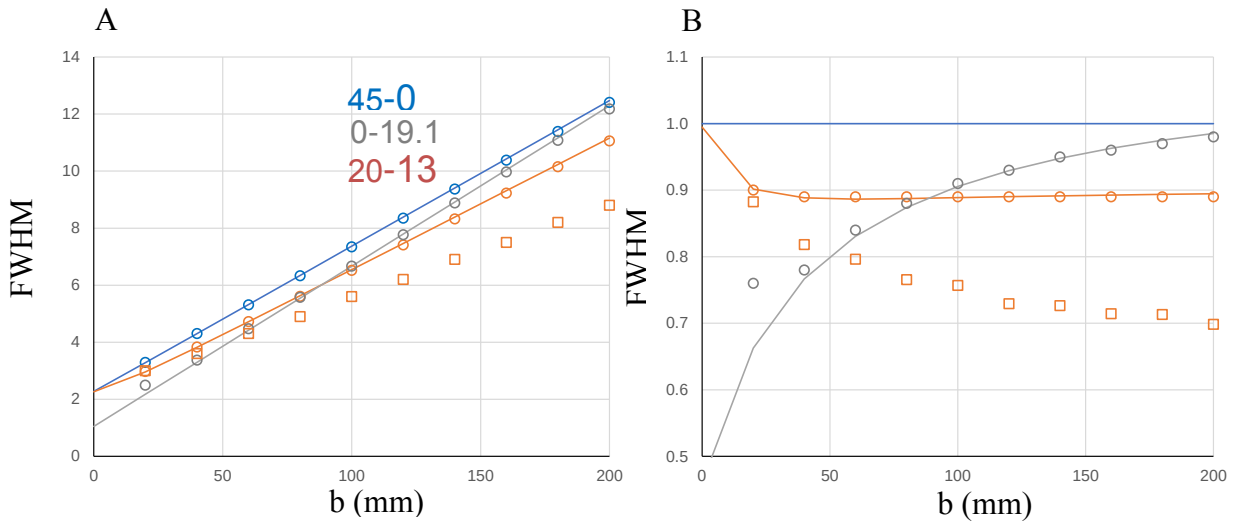

Figure IV.14 : *A : FWHM (o) et résolution spatiale (□) à 140 keV en fonction de la distance b au collimateur telle que définie par le protocole NEMA 2018 pour détecteur pixélisé. Lignes : équation analytique. Cercles : FWHM calculé avec MC. Carrés : résolution spatiale calculée avec MC. B : rapport au 1HMPD 45mm.*

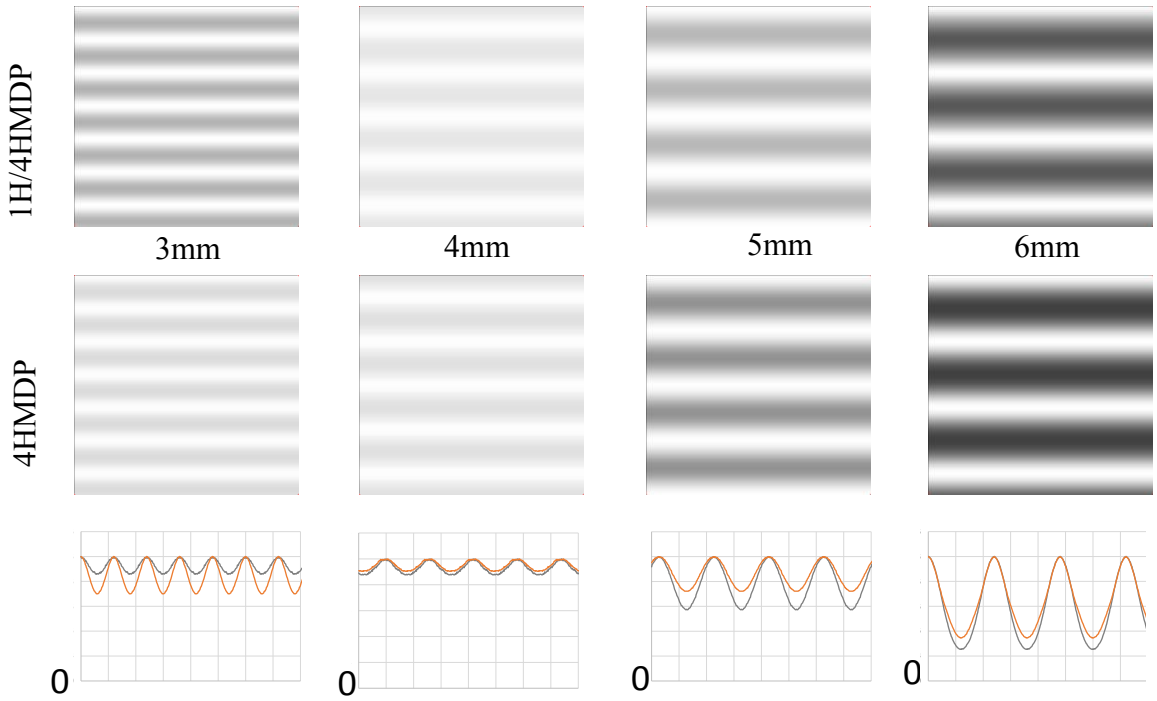

Figure IV.15 : *Simulation MC à haute statistique des fantômes à barres acquis en mode corps entier.*

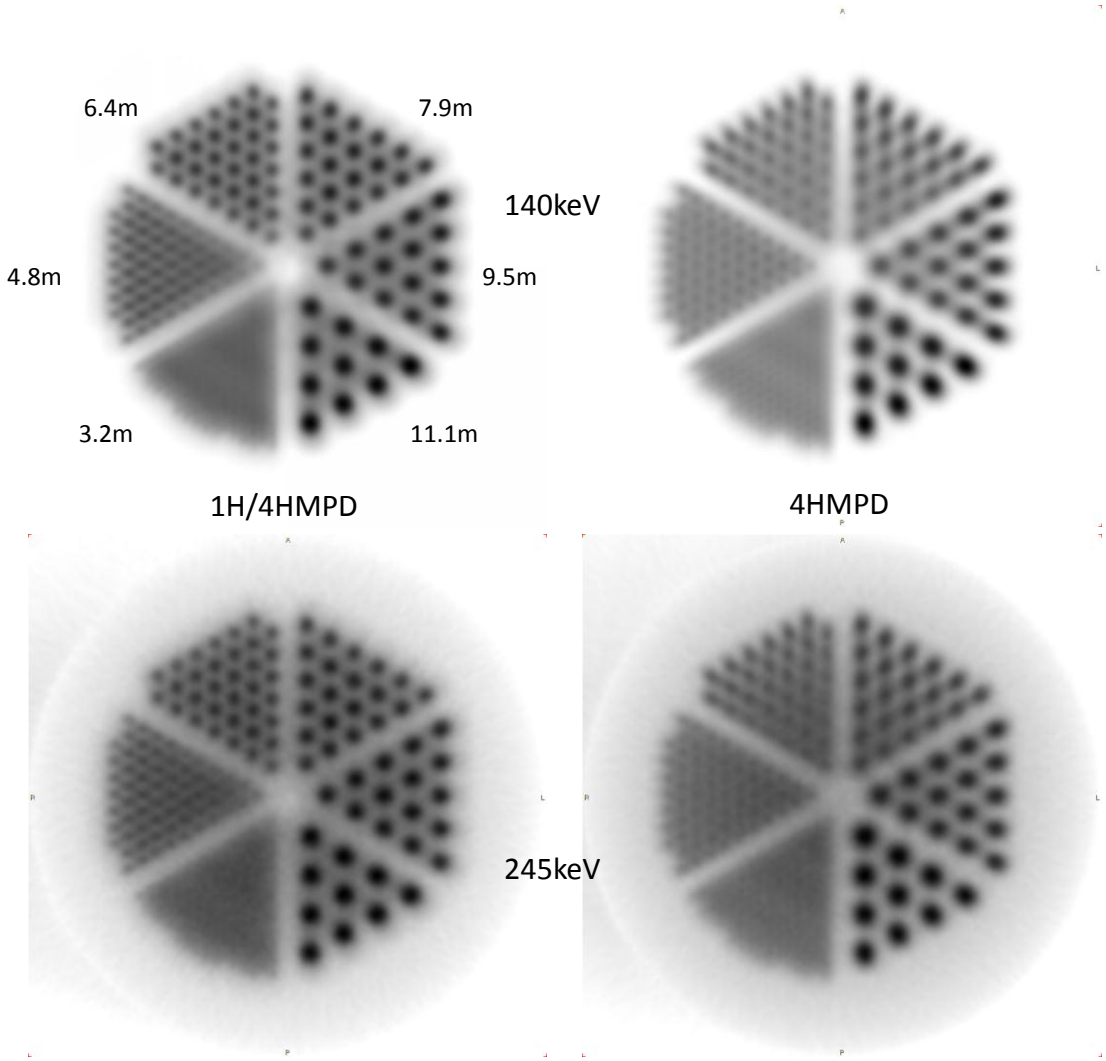

Figure IV.16: *Coupe reconstruite (avec l'algorithme FBP) de l'acquisition SPECT à haute statistique de l'insert de cylindres chaud du fantôme Ultra Deluxe Jaszczak simulé avec le code MC pour un rayon de rotation de 20 cm.*

Discussion

Dans un premier temps, nous avons réalisé des études de simulation et modélisation analytique qui sont plus pratiques et rentables pour comparer les performances des collimateurs utilisés dans les nouveaux systèmes d'imagerie SPECT à base de semi conducteur CZT. Il est évident que la résolution spatiale du système dépend à la fois de la résolution spatiale intrinsèque et de la résolution spatiale géométrique du collimateur. D'une part. la résolution spatiale intrinsèque dépend fortement de la taille des pixels de détection et d'autre part, la résolution spatiale géométrique du collimateur dépend également des caractéristiques du collimateur et de la distance source-collimateur. Pour cela, nous avons évalué la combinaison des paramètres du détecteur/collimateur en trouvant le compromis entre la résolution spatiale et la sensibilité. Weinmann et al. (Weinmann et al. 2009) ont montré que la résolution du système du détecteur pixélisé (configuration 1HMPD) est égale à la résolution spatiale du collimateur car chaque pixel et trou de collimation sont indépendants des autres pixels et trous. De plus, les équations classiques du collimateur à trous parallèles ne sont pas utilisées pour le détecteur pixélisé. Les équations classiques ont été déterminées pour un détecteur à cristal continu, avec des contraintes entre l'alignement du trou du collimateur et le cristal de détection. Cependant, il existe toujours une corrélation directe entre le trou de collimation et le pixel de détection pour le détecteur pixélisé.

La première différence entre un détecteur à base de scintillations NaI (TI) et un détecteur pixélisé à base de semi-conducteur CZT résulte au niveau de la géométrie, de l'épaisseur du cristal et de la configuration du collimateur. Vu des pouvoirs d'arrêt différents, l'efficacité du détecteur BrightViewXCT avec 9.5 mm d'épaisseur est égale à l'efficacité du détecteur pixélisé en CZT avec seulement 5 mm. L'épaisseur du cristal doit être choisie correctement pour obtenir une meilleure atténuation des photons surtout pour radioéléments ayants des énergies élevées. Chen et al. (Chen et al. 2008) ont recommandé une épaisseur du cristal CZT de 10 à 20 mm adaptée aux applications des photons de haute énergie.

Un détecteur à base de semi-conducteur CZT offre une bonne résolution énergétique, une bonne résolution spatiale intrinsèque et une meilleure sensibilité que les détecteurs à base de scintillations NaI (TI). Une sensibilité plus élevée qui va engendrer un minimum de temps

d'acquisition sans sacrifier la qualité de l'image. Par conséquent, la réduction du temps d'acquisition permet de réduire la gêne des patients et de réduire davantage les artefacts d'images causés par les mouvements du patient. Comme le montre la figure IV.1, la résolution énergétique améliorée du détecteur CZT permet de distinguer les évènements primaires et secondaires, qui sont primordiaux dans l'imagerie simultanée à deux radioéléments. Une bonne résolution en énergie engendre une réduction de la fenêtre en énergie sélectionnée, ce qui réduira ainsi la contribution des évènements diffusés au niveau des images, ce qui impliquera une amélioration du contraste des images.

Dans la figure IV.1 du spectre en énergie de la configuration 1HMPD, nous avons un faible effet de la trainée au niveau du côté inférieur du pic photoélectrique qui est présent au niveau des cas expérimentaux (Holstensson et al. 2015). Comme prévu dans nos simulations, nous n'avons pas observé cet effet au niveau du spectre simulé. Cela est due au faite que la simulation des caractéristiques électriques n'est pas prise en compte au niveau de notre étude. Cet effet est également lié aux caractéristiques du détecteur, telles que l'épaisseur du cristal, la mobilité des trous et la profondeur d'interaction du photon gamma incident au cristal. Hruska et al.(Hruska and O'Connor 2008) ont pu mesurer et corriger cet effet en combinant une méthode basée sur la simulation de Monte Carlo et des mesures expérimentales pour la gamma caméra pixélisée LumaGem 3200S CZT. Fritz et Shikhaliev (Fritz and Shikhaliev 2009) ont également recommandé de réduire cet effet au niveau d'une géométrie planaire d'un détecteur pixélisé en CZT avec une irradiation inclinée au lieu d'une incidence normale. Les pics caractéristiques des rayons-X des matériaux Cadmium (Cd). Tungstène (W) et Plomb (Pb) au niveau du spectre en énergie du détecteur à grand champ de vue en CZT ont été également identifiés.

La résolution spatiale du détecteur pixélisé à grand champ de vue en CZT (configuration 1HMPD) est dégradée par rapport à celle du détecteur BrightViewXCT (Tableau IV.1). Cette dégradation est due à la taille large des trous de la collimation utilisée dans les modules du système D-SPECT. Cependant, nous avons constaté que pour les distances très proches de la surface du collimateur, la résolution spatiale de la configuration 1HMPD dépasse celle du détecteur BrightViewXCT, ce qui permet des applications de scintigraphie mammaire. L'étude présentée par Hruska et al. (Hruska et al. 2005) ont révélé également qu'un

détecteur à base de semi-conducteurs CZT a une résolution spatiale plus élevée qu'un détecteur conventionnel à base de scintillations NaI (TI) pour une distance source-collimateur inférieure à 5 cm.

Comme illustré sur la figure IV.5, la plus petite pente de la ligne droite de variation de la résolution spatiale avec la distance source-collimateur donne toujours une meilleure résolution spatiale. L'utilisation d'un collimateur à grand trou se détériore fortement la résolution spatiale au profit de la sensibilité. La figure IV.6 montre également que la résolution spatiale est améliorée en augmentant la longueur des trous du collimateur et en réduisant la taille des pixels. Cependant, avec les petites tailles des pixels, il y a une augmentation de partage des charges entre les pixels adjacents et le pixel concerné par l'interaction. Pour obtenir une bonne résolution spatiale pour des émetteurs gammas de moyenne et haute énergie et maintenir un niveau acceptable de la pénétration septale des photons, une grande épaisseur septale ou des longueurs des trous du collimateur long doivent être utilisées. Cependant, l'augmentation de l'épaisseur septale est limitée par la largeur fixe de l'interpixel qui existe entre les pixels du détecteur et une augmentation de la longueur du trou du collimateur est nécessaire avec un détecteur pixélisé en CZT. Une épaisseur septale optimale de 0.32 mm avec un grand détecteur pixélisé en CZT a été rapportée au niveau de l'étude optimisé d'un collimateur indépendant des énergies des émetteurs utilisés par Weng et al.(Weng et al. 2016). Toutefois, dans le cas d'un bon enregistrement du trou et de l'interpixel, cela peut favoriser la perte d'événements dans cette région. Ce qui est également été rapporté par Bolotnikov et al. (Bolotnikov et al. 1999) de ne pas dépasser un interpixel de 300µm.

La figure IV.7 présente la variation de la résolution spatiale et la sensibilité en fonction de l'épaisseur septale (ou interpixel) des configurations 1HMPD et 4HMPD. Il est évident que la sensibilité est améliorée en diminuant la longueur des trous du collimateur ou en augmentant le diamètre des trous. Cependant, pour une longueur de trous du collimateur de 15.7 mm et une épaisseur septale de 100µm, la pénétration septale a augmentée inutilement la sensibilité ce qui s'accompagnée d'une réduction de la qualité des images, et ainsi détériore également la résolution spatiale.

En effet, la résolution spatiale du détecteur pixélisé à grand champ en CZT est différente à celle du système BrightViewXCT en raison des largueurs et longueurs des trous différents. Les longueurs des trous du collimateur utilisé au niveau de notre détecteur pixélisé à grand champ de vue sont plus courtes (21.7 mm) avec un diamètre plus grand (2.26 mm) par rapport à la caméra conventionnelle BrightViewXCT (27 mm et 1.6 mm). Niimi et al.(Niimi et al. 2017) ont constaté que la résolution géométrique du collimateur du système D-SPECT est de 1.75 fois inférieure à celle du détecteur BrightViewXCT équipé d'un collimateur LEGP. En outre. l'angle solide des collimateurs parallèles au niveau du système D-SPECT est 8 fois supérieur aux collimateurs parallèles classiques (Gambhir et al. 2009). En raison de l'angle solide d'acceptation des trous élevé, la sensibilité est améliorée au détriment de la résolution spatiale. Zhang and Zeng (Zhang and Zeng 2010) ont également comparé un collimateur haute résolution et un collimateur haute sensibilité avec modélisation de la PSF par un modèle à cône inverse. Ils ont démontré qu'une utilisation d'un collimateur haute sensibilité doit avoir un angle solide des trous entre 6.3° à 9.4° afin d'avoir un bruit acceptable dans les images SPECT cardiaques sans dégradation de la résolution spatiale, ces résultats sont basés sur le calcul suivant:

$$\mathrm{Hole}_{\text{angle solid}} = \tan^{-1}\left(\frac{\text{Hole diameter}}{2\times\text{Hole length}}\right) \times \frac{360}{\pi} \tag{35}$$

Avec cette équation, le détecteur BrightViewXCT et notre configuration 1HMPD des modules de la D-SPECT ont des angles d'ouvertures des trous de 3.6° et 5.9°, respectivement. Par conséquent, nous pouvons donc considérer que le collimateur LEHR du détecteur BrightViewXCT est un collimateur haute résolution à l'instar du collimateur de la configuration 1HMPD des modules de la D-SPECT qui est considéré comme collimateur haute sensibilité. Donc, la sensibilité est améliorée au détriment de la résolution spatiale, ce qui implique obligatoirement l'intégration d'une méthode de compensation de la PSF au niveau de l'étape de reconstruction. Cependant, le calcul du temps de reconstruction avec un collimateur haute sensibilité nécessite plus de temps qu'un collimateur haute résolution spatiale. Le travail présenté par Lau et al (Lau et al. 2000) a recommandé que si un algorithme de compensation de la résolution spatiale est incorporé avec une méthode de reconstruction itérative pour des examens cardiaques, le collimateur à usage général (LEGP) serait le collimateur le plus approprié que celui de haute résolution (LEHR).

La figure IV.8 montre que les événements partagés dans l'interpixel dus essentiellement à la contribution de la pénétration septale et des photons diffusés. Le photon s'échappe du pixel concerné par l'interaction et interagit en second temps par effet Compton avec les pixels adjacents et l'interpixel. Comme conséquence, ces photons mal positionnés augmentent l'effet de partage de charges et détériorent la résolution spatiale. Cette dernière sera améliorée si la correction du partage des charges est appliquée, comme indiqué par Zheng et al. (Zheng et al. 2016). Ces auteurs ont proposé deux approches de correction basées sur l'analyse des signaux transitoires et de partage des charges pour des détecteurs pixélisés en CZT.

L'étude présentée par Iniewski et al.(Iniewski al. 2007) a également confirmé qu'il y a une augmentation de partage des charges si les événements interagissent directement avec l'interpixel. Dans notre cas, l'interpixel est couvert par les septas du collimateur, toutefois, les événements partagés ont également augmenté. En réalité, nous avons remarqué que lorsqu'on utilise une petite taille de l'interpixel, les événements partagés entre les pixels sont amplifiés, et en plus, la pénétration septale a également augmenté la sensibilité inutilement ce qui réduit la qualité de l'image. Dans le cas d'élargissement de l'interpixel, de nombreux événements s'arrêtent à ce niveau, ce qui accroît la perte d'événements dans cette région (Figure IV.9).

Pour cela, le recours vers une configuration avec la configuration 4HMPD a permis de garder la même taille du pixel en minimisant seulement la taille des trous (Boutaghane et al. 2019). Ceci a permis d'avoir une bonne résolution spatiale avec une sensibilité acceptable. Cette nouvelle configuration 4HMPD a permis aussi d'avoir un système de lecture moins encombrant, double épaisseur septale résultent d'une faible pénétration septale et moins d'événements partagés entre les pixels à celle de la configuration classique 1HMPD. La réduction de largeur du trou utilisée avec la configuration 4HMPD a amélioré considérablement la résolution spatiale reconstruite (Tableau IV.3 et Figure IV. 10) et le contraste (Tableau IV.4 et Figure IV.11). Le tableau IV.8 compare les performances de la configuration 4HMPD par rapport à divers systèmes commercialisés avec des collimateurs LEHR et du collimateur optimisé proposé par Weng et al. (Weng et al. 2016). La configuration

4HMPD proposée montre des performances d'imagerie prometteuses et surpasse celles de caméras conventionnelles existantes à base de scintillations NaI (TI).

Tableau IV.8 : *Comparaison de la résolution spatiale et la sensibilité à une distance source-collimateur de 10 cm pour plusieurs constructeurs.*

	1HMPD	Weng et al.2016	BrightViewXCT	GE Infinia
Resolution spatiale (mm)	5.7	6.9	7.4	7.4
Sensibilité (cpm/µCi)	192	261	168	160

Afin de minimiser la pénétration septale avec l'utilisation des photons de moyenne énergie au niveau de la configuration 4HMPD proposée, un nouvel concept qui combine les deux configurations a été étudié. Le but de ce travail est d'évaluer les performances d'un collimateur multicouche (1H/4HMDP) réalisé en empilant ces deux types de collimateurs (1HMPD et 4HMDP) pour des émetteurs gamma de basse et moyenne énergie. Des expressions analytiques de l'efficacité géométrique du collimateur 1H/4HMDP et la largeur à mi-hauteur (FWHM) ont été dérivées. De plus, un code Monte Carlo (MC) de traçage de rayons gamma « Gamma Ray-tracing » a été développé pour évaluer la fonction d'étalement du point (PSF) du collimateur et pour simuler des acquisitions planaires et tomographiques SPECT.

De nombreux paramètres du collimateur et détecteur à semi-conducteur pixélisé doivent être choisis correctement pour obtenir la combinaison parfaite en raison de la résolution à haute énergie, de la meilleure résolution spatiale et de la sensibilité. La meilleure optimisation entre la géométrie du détecteur et les caractéristiques du collimateur peut résoudre certains problèmes d'amélioration du compromis entre la résolution spatiale et la sensibilité. Nous avons démontré précédemment les améliorations de la résolution spatiale de la configuration 4HMPD avec un grand détecteur CZT pixélisé même avec une faible activité. De plus, cette configuration a également été intégrée aux nouvelles générations du détecteur VERITON-CT de Spectrum Dynamics et StarGuide de GE. Cependant, le seul problème avec cette configuration réside dans la pénétration septale élevée lors de l'utilisation d'émetteurs de photons de moyenne énergie.

Avec des photons gamma de moyenne énergie, le cristal doit être suffisamment épais pour augmenter l'efficacité et le collimateur doit avoir une épaisseur septale épaisse, ce qui rend difficile la coïncidence avec l'espace interpixel. Pour cela, afin d'éviter le problème de la pénétration septale, l'utilisation d'un septa épais ou d'une grande longueur de trou de collimateur est obligatoire. Cependant, nous sommes limités à augmenter l'épaisseur des septas qui ne s'alignent pas avec l'interpixel. Pour cela, l'augmentation de la longueur des trous du collimateur, permettant d'obtenir une haute résolution avec des performances de sensibilité acceptable, est la solution proposée avec le nouveau détecteur polyvalent GE Discovery 870 NM/CT CZT par rapport au premier système D-SPECT de Spectrum Dynamics. Pour surmonter ce problème, l'utilisation d'une configuration bicouche 1H/4HMPD représente une solution.

Dans ce travail, la combinaison optimale (configuration 1H/4HMPD) a été étudiée. La configuration multicouche (1H/4HMPD) est également réalisée pour maximiser la résolution spatiale en fonction de la distance source-collimateur. Après cela, la configuration combinée optimale 1H/4HMPD a été sélectionnée comme celle qui a le plus grand gain de résolution spatiale, qui a des conditions d'efficacité de collimateur similaires avec la configuration 1HMPD pour un collimateur WEHR à haute efficacité (longueur de trou de 45 mm).

L'étude a montré un accord relatif de 3% et 1 % entre les résultats des expressions analytiques et ceux obtenu par simulation MC pour l'efficacité et le FWHM, respectivement (Tableau IV.5). Cet accord est une validation mutuelle du code MC et des équations analytiques. De plus, si on utilise un seul collimateur monocouche, ces équations se réduisent aux efficacités géométriques conventionnelles et FWHM. Enfin, la simulation GATE a validé la PSF du collimateur 1H/4HMPD obtenue avec notre code MC rapide.

La longueur des deux couches a été optimisée pour obtenir la meilleure résolution spatiale tout en gardant l'efficacité géométrique égale à celle du collimateur 1HMPD de 45 mm de longueur. Une combinaison optimisée de la configuration 1H/4HMPD avec des longueurs de trous respectives de 20 mm et 13 mm a été obtenue. L'épaisseur totale de notre configuration combinée est réduite d'environ 27 % par rapport au collimateur WEHR. Pour des distances source-collimateur supérieures à 5 cm et une efficacité géométrique du collimateur fixe, la résolution spatiale de ce collimateur optimal 1H/4HMPD est supérieure

de celle du collimateur 1HMPD de 45 mm de longueur et celle du collimateur 4HMPD de 19.1 mm de longueur. Notre configuration 1H/4HMPD est considérée comme la meilleure solution pour les examens planaires et tomographiques de l'imagerie métabolique. Une autre amélioration a été observée dans les simulations d'images planaires de fantômes de barres et du fantôme ultra Deluxe de Jaszczak avec des cylindres chauds. Remarquablement, la résolution spatiale a été préservée le long de la profondeur des coupes du fantôme Jaszczak.

La résolution spatiale est la distance minimale entre deux sources ponctuelles nécessaire pour distinguer deux pics dans le profil d'intensité traversant les deux sources. La résolution spatiale est assimilée à la FWHM de la PSF. En fait, cette égalité n'est exacte que pour la PSF sous forme non gaussienne qui donne un profil d'intensité constant entre deux sources ponctuelles séparées par la FWHM. Cependant, cette approximation est assez précise pour les PSF de forme gaussienne. La PSF du collimateur 1H/4HMPD présente un épaulement sur la région basse confirmé par la simulation GATE (Figure IV. 13 A). Lorsque la distance entre deux sources est inférieure à la FWHM, l'épaulement d'une source s'ajoute à la position de pointe de l'autre et réciproquement. En conséquence, la profondeur de la vallée est augmentée (Figure IV. 13B). Pour cela, il est obligatoire pour une meilleure évaluation de la résolution spatiale d'utiliser une autre alternative de la source ponctuelle isolée ainsi que des fantômes barres et Jaszczak. La figure IV.14 montre que cette fonctionnalité améliore la visualisation d'une échelle de motif inférieure à la FWHM, mais au prix d'un contraste légèrement inférieur pour une échelle de motif supérieure à la FWHM. Remarquablement, la figure IV.16 montre que le contraste en utilisant le 1H/4HMPD est bien conservé lorsqu'on s'éloigne du collimateur et le long de la profondeur de la coupe du fantôme Jaszczak Ultra Deluxe. Cette meilleure uniformité de résolution spatiale se traduit par une meilleure reproduction de la forme circulaire des cylindres externes. Ces deux avantages sont également valables pour les rayons gamma de 245 keV.

Cet incroyable avantage d'avoir un épaulement dans la PSF est considéré comme un paradigme. En effet, il est admis que plus la diminution de la PSF est rapide, meilleure est la résolution spatiale. Au contraire, les présentes simulations montrent qu'un épaulement étroit peut améliorer la résolution spatiale. Malgré une recherche documentaire

approfondie parmi les études de collimateurs ou de lentilles optiques, nous n'avons trouvé aucun autre travail décrivant cet effet. Des études théoriques et de simulation pour déterminer la forme optimale de l'épaulement seront précieuses. Cependant, la conception et la construction du collimateur permettant la forme optimale de la PSF pourraient être très difficiles et même impossibles.

Notre étude présente plusieurs limitations incluant le fait de négliger la diffusion intra-septal. Ce choix a été justifié par l'intention de valider le code MC avec les expressions analytiques dans lesquelles la diffusion des septas ne peut pas être modélisée. Une autre raison était d'obtenir un code MC rapide de type ray-tracing permettant une simulation SPECT rapide afin de faciliter une première optimisation des paramètres du collimateur. Enfin, la simulation GATE de la PSF qui incluait la diffusion intra-septal est très similaire à celle obtenue avec le code MC rapide ray-tracing.

De toute évidence, les performances réelles de la configuration 1H/4HMDP seront entravées par le bruit statistique, l'atténuation et la diffusion du fantôme ou patient des cas clinique. Cependant, cette étude visait à évaluer les performances intrinsèques du collimateur. Ces performances intrinsèques devront encore être évaluées dans des systèmes SPECT non conventionnels tels que réalisés par les caméras StarGuide de GE et système VERITON-CT de Spectrum-Dynamics. Une acquisition SPECT plus réaliste à l'aide de la simulation MC devra être effectuée. Une autre réelle limitation de notre étude se résume au prototype de fabrication de ce nouveau collimateur pour montrer vraiment l'avantage de notre configuration multicouche 1H/4HMPD pour un collimateur à haute résolution spatiale. Des études expérimentales complémentaires doivent également être réalisées afin de confirmer les résultats théoriques.

Conclusion générale

Les systèmes d'imagerie SPECT ont connu des progrès considérables, depuis l'avènement de la nouvelle génération des systèmes SPECT dédiés à base du semi-conducteur CZT. Cependant, la géométrie du détecteur et la conception des collimateurs associés ont limité les applications cliniques à quelques organes (cardiaque et mammaire). Notre principal objectif est de trouver la meilleure combinaison, entre un détecteur pixélisé à grand champ de vue et un collimateur à trous parallèles adapté, qui peut fournir des images avec une haute résolution spatiale avec une faible activité injectée du Tc-99m (émetteur γ de 140 keV) afin d'étendre son utilisation à d'autres organes. Pour cela, dans un premier temps, nous avons proposé un détecteur CZT pixélisé à grand champ de vue avec-collimateur où chaque pixel de détection est juxtaposé à quatre trous du collimateur (configuration 4HMPD) (configuration que nous avons comparé à la configuration classique 1HMPD) et dans un second temps, nous avons proposé le collimateur multicouches 1H/4HMPD.

Pour ces deux collimateurs proposés, nous avons réalisé plusieurs études de comparaisons. Nos conclusions pour chaque étude sont :

- Nous avons comparé les caractéristiques du détecteur PHILIPS BrightViewXCT existant en routine clinique et les résultats obtenus par simulation du détecteur CZT proposé équipé de la configuration 1HMPD du module D-SPECT. Cette comparaison a montré une sensibilité de cette dernière très élevé (1217.2 vs 158.2) cpm/µCi. Ceci permettra certainement une réduction de la dose injectée au patient et une amélioration de la qualité des images cliniques. Cependant, cette étude a aussi montré respectivement par rapport au détecteur BrightViewXCT, au détriment d'une faible résolution spatiale (11.5 mm vs 7.4 mm), et une mauvaise résolution spatiale tomographique centrale (en utilisant l'algorithme de reconstruction itérative OSEM incluant la modélisation de la PSF) dans l'air (12.7 mm vs 8.6 mm) et dans l'eau (13.3 mm vs 10.2 mm).
- Ensuite, la configuration 4HMPD de haute résolution spatiale a été proposée. Nous avons comparé les performances du détecteur proposé équipé de notre configuration 4HMPD au même détecteur équipé de la configuration classique 1HMPD. Cette étude a montré une amélioration d'un facteur deux de la résolution spatiale tomographique obtenue par la simulation du

fantôme NEMA équipé de trois sources. La simulation du fantôme Jaszczak, nous a permis d'obtenir un contraste tomographique élevé pour la configuration 4HMPD de (63.1% vs 39.1%) pour les sphères de diamètres (14mm vs 24 mm) et une fraction des événements partagés réduite (9.8% vs 14.7%) pour les cylindres de diamètres (11.1 vs 15.1 mm). Notre configuration 4HMPD a apporté une nette amélioration de la qualité d'images (haute résolution spatiale et un meilleur contraste avec une faible activité injectée du Tc-99m). Nous avons aussi constaté une proportion plus faible d'évènements partagés entre les pixels par rapport à la configuration 1HMPD. Le détecteur CZT à large champs de vue proposé équipé du collimateur 4HMPD présente de meilleurs performances par rapport à ce détecteur équipé du collimateur 1HMPD ainsi que par rapport à tous les systèmes conventionnels existants à base du scintillateur NaI(TI). L'épaisseur septale de notre configuration est doublement augmentée pour permettre une plus grande réduction de la pénétration septale des photons gamma au niveau du collimateur. Notre configuration proposée présente aussi le même système électronique de la configuration 1HMPD dédié à la lecture des signaux de sortie des anodes permettant un montage simple et non encombrant. Nous avons conclu que les caractéristiques du détecteur et du collimateur jouent un rôle crucial dans la détermination de la qualité de l'image.

- Des expressions analytiques de l'efficacité géométrique et de la résolution spatiale du collimateur multicouche 1H/4HMPD en empilant la configuration 1HMPD à la configuration 4HMPD ont été développés et validés par des simulations MC. Ces dernières ont montré qu'à efficacité égale, le collimateur 1H/4HMPD présente une meilleure résolution spatiale que les configurations 1HMPD et 4HMPD. Pour les distances source-collimateur supérieures à 5 cm (typiquement rencontrées en imagerie SPECT clinique) nous avons observé de longues queues constantes à 245 keV deux fois inférieures à celles observées avec le collimateur 4HMPD.Le collimateur multicouche 1H/4HMDP est une solution prometteuse pour l'imagerie CZT SPECT des radiopharmaceutiques émetteurs γ de basse et moyenne énergies.

Annexe 1

Généralité sur la méthode Monte Carlo

Introduction

1. *Principe des simulations Monte Carlo*
   - *1.1. Génération des nombres aléatoires*
   - *1.2. Echantillonnage*
2. *Codes de simulation Monte Carlo utilisés en imagerie nucléaire*
3. *Plateforme du code GATE*
   - *3.1. Structure du code GATE*
   - *3.2. Construction d'une simulation GATE*

Introduction

Les simulations Monte Carlo sont appliquées à différentes applications médicales pour s'approcher toujours aux données réelles du patient. Ces simulations du transport du rayonnement à travers les détecteurs et le patient sont devenues le moyen le plus précis pour optimiser la conception des nouveaux détecteurs et l'évaluation quantitative de la distribution de l'activité au niveau des organes du patient. Donc, il convient de développer des modèles qui tout en décrivant précisément les phénomènes d'interaction des photons et électrons au niveau de toutes les composantes du détecteur en rendant en compte l'impact de dégradations des performances. Ils représentent un meilleur outil de recherche scientifique pour proposer de nouvelles solutions technologiques permettant d'augmenter les performances des gamma caméras ainsi qu'une évaluation précise des avantages et des inconvénients des solutions proposées.

1. Principe des simulations Monte Carlo

Les méthodes de Monte Carlo sont utilisées habituellement pour résoudre des problèmes physiques et mathématiques complexes, auxquels les calculs analytiques ou numériques ne peuvent pas apporter des solutions. La méthode Monte Carlo est une méthode statistique permet d'évaluer une fonction d'une densité de probabilité à l'aide de l'utilisation de tirages

aléatoires. Le caractère aléatoire de ces méthodes est à l'origine de leur nom, par analogie avec les jeux de hasard du projet Manhattan de la ville de Monaco. Cette méthode était appliquée aussi par Von Neumann pendant la seconde Guerre Mondiale. Fermi et Ulam ont aussi appliqué la méthode Monte Carlo pour étudier la diffusion des neutrons d'un matériau fissible. Pour simuler chaque étape d'un processus physique (génération d'une particule, interaction de la particule), plusieurs tirages de nombres aléatoires peuvent être nécessaires.

1.1. Générateurs de nombres aléatoires

Une génération d'une succession de nombres aléatoires sur un système informatique par un algorithme mathématique est appelé un tirage. Ce dernier a la caractéristique que l'occurrence de chaque nombre aléatoire est imprévisible dorénavant et avec une condition qu'il passe toujours par certains tests contrôlant les écarts types par rapport au caractère aléatoire. Ces tests de contrôle sont aussi importants afin de s'assurer que le résultat obtenu ne soit pas biaisé. Le fonctionnement des simulations de Monte Carlo est particulièrement adapté à la nature probabiliste de l'émission radioactive et de l'interaction des rayonnements avec la matière. Typiquement, un premier tirage aléatoire de la nature de la source, permet de choisir quel atome radioactif va se désintégrer. Le deuxième tirage concerne le mode de désintégration et le troisième concerne l'angle d'émission. Les tirages suivants détermineront les lieux d'interaction avec la matière, la nature des interactions, l'angle d'émission des particules secondaires éventuelles, jusqu'à épuisement de l'énergie du rayonnement initial.

2. Plateforme de simulation GATE

2.1. Structure du code GATE

Parmi les nombreux simulateurs disponibles aujourd'hui, aucun n'est considéré comme standard en imagerie nucléaire, ce qui a motivé le développement d'une nouvelle plate-forme de simulation Monte-Carlo générique GATE basée sur le software GEANT4. Le software GATE est développé, par la collaboration de plusieurs institutions "collaboration Open GATE" en plusieurs versions depuis 2001, initialement dédiée à la simulation d'applications en SPECT et PET. C'est un code en évolution constante et sa dernière version GATE 9.0 sortie en 2020. Il regroupe d'environ 200 classes codées en C++ qui constituent le

noyau de GEANT4 (Figure III-1). Il intègre aussi des classes de base qui définissent les mécanismes propres du logiciel GATE, à savoir : la modélisation des géométries et des sources, le temps et le mouvement, et le suivi des particules tout au long de la simulation. L'utilisation de GATE repose sur un langage de script. Ce dernier permet de générer des simulations en définissant tous les éléments d'une macro de façon interactive (géométrie du système, processus physiques, source radioactive utilisé et fichier de sortie).

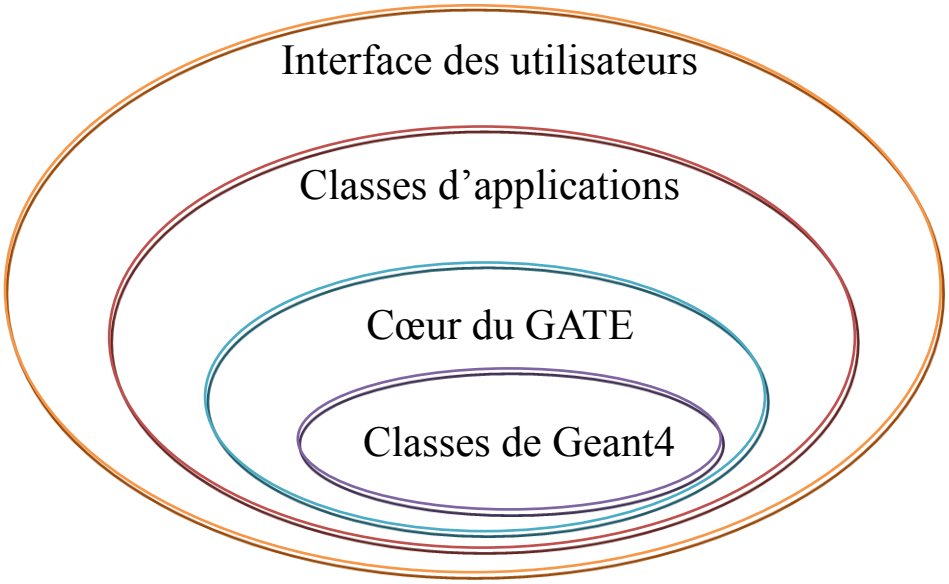

***Figure A.1**: Structure du code GATE*

En particulier, ces classes facilitent la construction d'objets de différentes géométries (box. sphère…), leur répétition pour former des géométries plus complexes (répétition angulaire, linéaire ou matricielle), leur positionnement et ainsi le mouvement des volumes (rotation ou translation). Ils existent aussi des classes pour assurer le traitement des évènements détectés (réponse énergétique, réponse spatiale, temps mort…).

2.2. Construction d'une simulation avec GATE

Nous avons choisi dans ce travail de simulation le système prédéfini « SPECThead », décrit par le code de simulation GATE, dédié aux applications en imagerie planaire et tomographique SPECT. Trois niveaux sont proposés avec ce système: « base » pour n'importe volume de détection, « cristal » pour un cristal monolithique et « pixel » pour un cristal pixélisé. Donc, le niveau « cristal » est utilisé pour le cristal continu et le niveau « pixel » est utilisé pour le cristal pixélisé. Pour enregistrer les évènements « hits » dans le

volume sensible du cristal, on doit attacher ce volume sensible avec un « CrystalSD ». Le « PhantomSD » permet d'enregistrer également des événements Compton dans les différents volumes constituants la chaine de détection (cristal, collimateur, back compartment …).

Annexe 2

```
#V I S U A L I S A T I O N

#/vis/enable 1
#/vis/open OGLSX
#/vis/viewer/set/viewpointThetaPhi 0 90
#/vis/viewer/zoom 10.5
#/vis/drawVolume
#/vis/viewer/flush
#/tracking/verbose 0
#/tracking/storeTrajectory 1
#/vis/scene/add/trajectories
#/vis/scene/endOfEventAction accumulate
#/vis/sceneHandler/create
#/vis/disable

# M A N D A T O R Y


/gate/geometry/setMaterialDatabase
/home/physics/Documents/czt/module1/GateMaterials.db


# G E O M E T R Y


# World

/gate/world/geometry/setXLength 700 mm
/gate/world/geometry/setYLength 700 mm
/gate/world/geometry/setZLength 700 mm
/gate/world/setMaterial Vacuum

## Create crystal volume

/gate/world/daughters/name CTscanner
/gate/world/daughters/insert box
/gate/CTscanner/geometry/setXLength 44.95 mm
/gate/CTscanner/geometry/setYLength 513.68  mm
/gate/CTscanner/geometry/setZLength 395.6 mm
/gate/CTscanner/placement/setTranslation -122.475  0  0 mm
/gate/CTscanner/placement/setRotationAxis 0 0 1
/gate/CTscanner/placement/setRotationAngle 180 deg
/gate/CTscanner/setMaterial Stopall


/gate/CTscanner/daughters/name shielding
/gate/CTscanner/daughters/insert box
/gate/shielding/geometry/setXLength 42.95 mm
/gate/shielding/geometry/setYLength 511.68  mm
/gate/shielding/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/shielding/setMaterial Air
/gate/shielding/placement/setTranslation  -1 0 0 mm
```

```
/gate/shielding/daughters/name module
/gate/shielding/daughters/insert box
/gate/module/geometry/setXLength 9.25 mm
/gate/module/geometry/setYLength 511.68 mm
/gate/module/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/module/setMaterial Air
/gate/module/placement/setTranslation  16.85 0 0 mm

/gate/module/repeaters/insert cubicArray
/gate/module/cubicArray/setRepeatNumberX 1
/gate/module/cubicArray/setRepeatNumberY 1
/gate/module/cubicArray/setRepeatNumberZ 1
/gate/module/cubicArray/setRepeatVector 0. 511.68 393.6 mm


/gate/module/daughters/name cluster
/gate/module/daughters/insert box
/gate/cluster/geometry/setXLength 7.25 mm
/gate/cluster/geometry/setYLength 511.68 mm
/gate/cluster/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/cluster/setMaterial Stopall
/gate/cluster/placement/setTranslation  -1 0 0 mm


/gate/cluster/daughters/name pixel1
/gate/cluster/daughters/insert box
/gate/pixel1/geometry/setXLength 7.25 mm
/gate/pixel1/geometry/setYLength 511.68 mm
/gate/pixel1/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/pixel1/setMaterial Stopall
#/gate/pixel1/vis/setColor red
#/gate/pixel1/vis/forceWireframe
#/gate/pixel1/vis/setLineWidth 1


/gate/pixel1/repeaters/insert cubicArray
/gate/pixel1/cubicArray/setRepeatNumberX 1
/gate/pixel1/cubicArray/setRepeatNumberY 1
/gate/pixel1/cubicArray/setRepeatNumberZ 1
/gate/pixel1/cubicArray/setRepeatVector 0. 511.68 393.6 mm
/gate/pixel1/cubicArray/autoCenter true
#/gate/pixel1/vis/forceSolid


/gate/module/daughters/name backcompartement
/gate/module/daughters/insert box
/gate/backcompartement/geometry/setXLength 2 mm
/gate/backcompartement/geometry/setYLength 511.68 mm
/gate/backcompartement/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/backcompartement/placement/setTranslation  3.625 0 0  mm
/gate/backcompartement/setMaterial  Air
/gate/backcompartement/vis/setColor red
#/gate/backcompartement/vis/forceSolid
#/gate/backcompartement/vis/forceWireframe
#/gate/backcompartement/attachPhantomSD
```

```
/gate/backcompartement/daughters/name back1
/gate/backcompartement/daughters/insert box
/gate/back1/geometry/setXLength 2 mm
/gate/back1/geometry/setYLength 511.68 mm
/gate/back1/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/back1/setMaterial Epoxy
/gate/back1/vis/setColor blue
#/gate/back1/vis/forceWireframe
#/gate/pixel1/vis/setLineWidth 1




/gate/back1/repeaters/insert cubicArray
/gate/back1/cubicArray/setRepeatNumberX 1
/gate/back1/cubicArray/setRepeatNumberY 1
/gate/back1/cubicArray/setRepeatNumberZ 1
/gate/back1/cubicArray/setRepeatVector 0. 511.68 393.6 mm
/gate/pixel1/cubicArray/autoCenter true
#/gate/pixel1/vis/forceSolid



# Collimator1
# Create a full volume defining the shape of the collimator

/gate/shielding/daughters/name collimator1
/gate/shielding/daughters/insert box
/gate/collimator1/geometry/setXLength 12.7 mm
/gate/collimator1/geometry/setYLength 511.68 mm
/gate/collimator1/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/collimator1/placement/setTranslation  4.875 0 0  mm
/gate/collimator1/setMaterial Lead
/gate/collimator1/vis/setColor blue
#/gate/collimator1/vis/forceSolid
/gate/collimator1/vis/forceWireframe
#/gate/collimator1/attachPhantomSD


# Insert the first hole of air in the collimator1
/gate/collimator1/daughters/name hole1
/gate/collimator1/daughters/insert box
/gate/hole1/geometry/setXLength 12.7 mm
/gate/hole1/geometry/setYLength 1.03 mm
/gate/hole1/geometry/setZLength 1.03 mm
/gate/hole1/placement/setRotationAxis 1 0 0
/gate/hole1/placement/setRotationAngle 90 deg
#/gate/hole1/vis/setLineWidth 1
/gate/hole1/setMaterial Air
/gate/hole1/vis/forceWireframe
##

# Repeat the hole in an array
```

```
/gate/hole1/repeaters/insert cubicArray
/gate/hole1/cubicArray/setRepeatNumberX 1
/gate/hole1/cubicArray/setRepeatNumberY 416
/gate/hole1/cubicArray/setRepeatNumberZ 320
/gate/hole1/cubicArray/setRepeatVector 0. 1.23 1.23 mm
/gate/hole1/vis/forceWireframe



# Collimator2
# Create a full volume defining the shape of the collimator

/gate/shielding/daughters/name collimator2
/gate/shielding/daughters/insert box
/gate/collimator2/geometry/setXLength 20 mm
/gate/collimator2/geometry/setYLength 511.68 mm
/gate/collimator2/geometry/setZLength 393.6 mm
/gate/collimator2/placement/setTranslation  -11.475 0 0  mm
/gate/collimator2/setMaterial Lead
/gate/collimator2/vis/setColor blue
#/gate/collimator2/vis/forceSolid
/gate/collimator2/vis/forceWireframe
#/gate/collimator2/attachPhantomSD


# Insert the first hole of air in the collimator

/gate/collimator2/daughters/name hole2
/gate/collimator2/daughters/insert box
/gate/hole2/geometry/setXLength 20 mm
/gate/hole2/geometry/setYLength 2.26 mm
/gate/hole2/geometry/setZLength 2.26 mm
/gate/hole2/placement/setRotationAxis 1 0 0
/gate/hole2/placement/setRotationAngle 90 deg
#/gate/hole2/vis/setLineWidth 1
/gate/hole2/setMaterial Air
/gate/hole2/vis/forceWireframe



# Repeat the hole in an array

/gate/hole2/repeaters/insert cubicArray
/gate/hole2/cubicArray/setRepeatNumberX 1
/gate/hole2/cubicArray/setRepeatNumberY 208
/gate/hole2/cubicArray/setRepeatNumberZ 160
/gate/hole2/cubicArray/setRepeatVector 0. 2.46 2.46 mm
/gate/hole2/vis/forceWireframe
#/gate/pixel1/attachPhantomSD
/gate/systems/CTscanner/module/attach module
/gate/systems/CTscanner/cluster_0/attach cluster
/gate/systems/CTscanner/pixel_0/attach pixel1
/gate/pixel1/attachCrystalSD
/gate/module/attachPhantomSD
/gate/collimator1/attachPhantomSD
/gate/collimator2/attachPhantomSD
```

```
# PHANTOM
# Create the phantom volume

#/gate/world/daughters/name Phantom
#/gate/world/daughters/insert cylinder
#/gate/Phantom/geometry/setRmax 0.15  cm
#/gate/Phantom/geometry/setRmin 0. cm
#/gate/Phantom/geometry/setHeight 0.1 cm
#/gate/Phantom/placement/setTranslation 0. 0. 0. cm
#/gate/Phantom/setMaterial Glass
#/gate/Phantom/vis/setColor blue
#/gate/Phantom/vis/forceSolid


#/gate/Phantom/daughters/name Phantom1
#/gate/Phantom/daughters/insert cylinder
#/gate/Phantom1/geometry/setRmax 0.1  cm
#/gate/Phantom1/geometry/setRmin 0. cm
#/gate/Phantom1/geometry/setHeight 0.1 cm
#/gate/Phantom1/placement/setTranslation 0. 0. 0. mm
#/gate/Phantom1/setMaterial Water
#/gate/Phantom1/vis/setColor blue
#/gate/Phantom1/vis/forceSolid


#PHYSICS

/gate/physics/Gamma/SetCutInRegion     CTscanner 10 nm
/gate/physics/Electron/SetCutInRegion    CTscanner 0.01 mm

#/gate/physics/Gamma/SetCutInRegion       CTscanner 1000 um
/gate/physics/addPhysicsList emlivermore

/gate/physics/addAtomDeexcitation
/process/em/fluo true

# I N I T I A L I Z A T I O N


/gate/run/initialize



###Aquisition

/gate/timing/setTime 0  s
/gate/timing/setTime 60  s


# D E F I N E  T H E  S O U R C E

/gate/source/addSource Source1
/gate/source/Source1/gps/type Volume
```

```
/gate/source/Source1/gps/shape Sphere
/gate/source/Source1/gps/radius 0.1 mm
#/gate/source/Source1/gps/halfz 0.05 cm
/gate/source/Source1/gps/centre 0. 1.23 8.23 mm
/gate/source/Source1/gps/particle gamma
/gate/source/Source1/gps/energy 140 keV
/gate/source/Source1/setActivity 37000000. Bq
/gate/source/Source1/gps/angtype iso


# D I G I T I Z E R

# ADDER
/gate/digitizer/Singles/insert adder

# READOUT
#/gate/digitizer/Singles/insert readout
#/gate/digitizer/Singles/readout/setPolicy TakeEnergyWinner
#/gate/digitizer/Singles/readout/setDepth 1


# ENERGY BLURRING
#/gate/digitizer/Singles/insert blurring
#/gate/digitizer/Singles/blurring/setResolution 0.062
#/gate/digitizer/Singles/blurring/setEnergyOfReference 140. keV

# SPATIAL BLURRING
#/gate/digitizer/Singles/insert spblurring
#/gate/digitizer/Singles/spblurring/setSpresolution 0 mm
#/gate/digitizer/Singles/spblurring/verbose 0

# THRESHOLD ELECTRONICS
/gate/digitizer/Singles/insert thresholder
/gate/digitizer/Singles/thresholder/setThreshold 126 keV
/gate/digitizer/Singles/insert upholder
/gate/digitizer/Singles/upholder/setUphold 154 keV

# DEFINE TRANSFER EFFICIENCY FOR EACH LAYER
#/gate/digitizer/Singles/insert transferEfficiency
#/gate/digitizer/Singles/transferEfficiency/chooseNewVolume crystal
#/gate/digitizer/Singles/transferEfficiency/crystal/setTECoef 0.28

# DEFINE LIGHT YIELD FOR EACH LAYER
#/gate/digitizer/Singles/insert lightYield
#/gate/digitizer/Singles/lightYield/chooseNewVolume crystal
#/gate/digitizer/Singles/lightYield/crystal/setLightOutput 6000

#/gate/digitizer/Singles/insert crystalblurring
#/gate/digitizer/Singles/crystalblurring/setCrystalResolutionMin
0.055
#/gate/digitizer/Singles/crystalblurring/setCrystalResolutionMax
0.070
#/gate/digitizer/Singles/crystalblurring/setCrystalQE 0.59
#/gate/digitizer/Singles/crystalblurring/setCrystalEnergyOfReference
140. keV
```

```
# DEADTIME
#/gate/digitizer/Singles/insert deadtime
#/gate/digitizer/Singles/deadtime/setDeadTime 0.00000048 ps
#/gate/digitizer/Singles/deadtime/setMode non-paralysable
#/gate/digitizer/Singles/deadtime/chooseDTVolume pixel1
# O U T P U T


/gate/output/root/enable
/gate/output/root/setFileName
/home/physics/Documents/czt/module1/rescontinu127mm20mm140kev823mm
/gate/output/root/setRootSinglesAdderFlag 0
#/gate/output/root/setRootSinglesBlurringFlag 0
#/gate/output/root/setRootSinglesSpblurringFlag 0
/gate/output/root/setRootSinglesThresholderFlag 0
/gate/output/root/setRootSinglesUpholderFlag 0

#/gate/output/ascii/enable
#/gate/output/ascii/setFileName
/home/physics/Documents/czt/conference/optimized217mm127mm140kev

#/gate/output/ascii/setOutFileSinglesSpblurringFlag 1
#/gate/output/ascii/setOutFileSinglesBlurringFlag 1
#/gate/output/ascii/setOutFileSinglesThresholderFlag 1
#/gate/output/ascii/setOutFileSinglesUpholderFlag 0

/gate/output/ascii/setOutFileHitsFlag 1
/gate/output/ascii/setOutFileSinglesFlag 1
#/gate/output/ascii/setOutFileSinglesAdderFlag 1



/gate/output/analysis/recordSeptalPenetration true
/gate/output/analysis/setSeptalVolumeName collimator1


#   R A N D O M
#/gate/random/setEngineName MersenneTwister
/gate/random/setEngineName Ranlux64
#/gate/random/setEngineSeed default
#/gate/random/setEngineSeed auto
/gate/random/setEngineSeed 123456789
#/gate/random/resetEngineFrom fileName
/gate/random/verbose 1


#/gate/output/projection/enable
#/gate/output/projection/setFileName /res10cm/res10cm
#/gate/output/projection/pixelSizeX 3.17 mm
#/gate/output/projection/pixelSizeY 3.17 mm
#/gate/output/projection/pixelNumberX 128
#/gate/output/projection/pixelNumberY 128
#/gate/output/projection/projectionPlane YZ

# E X P E R I M E N T
```

```
/gate/application/setTimeSlice     60.  s
/gate/application/setTimeStart      0. s
/gate/application/setTimeStop      60.  s


# V E R B O S I T Y

#/control/verbose
#/run/verbose
#/event/verbose
#/tracking/verbose


# L E T' S   R U N   T H E   S I M U L A T I O N !

/gate/application/startDAQ
```

Annexe 3

Production scientifique

- **Publications internationales**

N. Boutaghane, B. Bouzid and H. Zaidi : "**Conceptual design of a large pixelated CZT detector with four-hole collimator matched pixel detector for SPECT imaging: a Monte Carlo simulation study**". Journal of Instrumentation **14**(02) 2019, doi.org/10.1088/1748-0221/14/02/P02026.

N. Boutaghane, M. Hesse, B. Bouzid, H. Zaidi, F. Jamar and S.Walrand : "Dual-layer collimator for improved spatial resolution in SPECT with CZT camera: an analytical and Monte Carlo study". Journal of Physics, Medecine and biology **67**(06)2022, doi.org/10.1088/1361-6560/ac5671.

- **Communications scientifiques internationales**

N. Boutaghane, B. Bouzid and H. Zaidi: "Large pixelated CZT versus conventional NaI (Tl) gamma camera ". 1st International Conference on Radiations and Applications, ICRA-2017, Algiers, November 20-23, 2017.

N. Boutaghane, B. Bouzid and H. Zaidi: "The effect of detector/collimator characteristics on the imaging performance of large pixelated CZT system: Monte carlo study". 5th International Conference on Radiation Medicine (ICRM), Clinical applications and innovative approaches: King Faisal Specialist Hospital & Research Centre (KFSH&RC), Riyadh, KSA, 11-15 February 2018.

N. Boutaghane, B. Bouzid and H. Zaidi: "Design of a large pixelated CZT detector with four-hole matched pixel detector for Yttrium-90 Bremsstrahlung SPECT imaging: A Monte Carlo simulation study". 2nd International Conference on Radiations and Applications, ICRA-2019, Algiers, October 28-30, 2019.

Références

Accorsi R, Novak J. R, Ayan A. S and Metzler S. D (2008). "Derivation and Validation of a Sensitivity Formula for Slit-Slat Collimation." IEEE TRANSACTIONS ON MEDICAL IMAGING **27**(5).

Amman M and Luke P. N (1999). "Optimization Criteria for Coplanar-Grid Detectors." IEEE Trans Nucl Sci **46**(3).

Anger H. 0 (1964). "Scintillation Camera with Multichannel collimator." JOURNAL OF NUCLEAR MEDICINE **5**.

Bale D.S (2010). "A semi-analytic approximation of charge induction in monolithic pixelated CdZnTe radiation detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **614**(3): 453-460.

Barett H (1995). "Charge transport in array of semiconductor gamma ray detector." Phys. Rev. Letter **75**(1).

Barone L.H, Blazek K, Bollini D, Del Guerra A , de Notaristefani e F, De Vincentis f G, Di Domenico g G, Galli h M, Giganti g M, Maly P , Pani i R , Pellegrini i R, Pergola i A, Piffanelli g A, Scopinaro f F, Soluri j A and F. V. a (1985). "Toward a nuclear medicine with sub-millimiter spatial resolution." Nucl Instrum Methods Phys Res A **360**.

Ben-Haim S, Kacpersk K, Hain S, Van Gramberg D, Hutton B.F, Erlandsson K , Sharir T, Roth N, Waddington W.A, Berman D.S and Ell P.J (2010). "Simultaneous dual-radionuclide myocardial perfusion imaging with a solid-state dedicated cardiac camera." Eur J Nucl Med Mol Imaging **37**(9): 1710-1721.

Benoit M and Hamel L.A (2009). "Simulation of charge collection processes in semiconductor CdZnTe gamma-ray detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **606**(3): 508-516.

Bisogni M. G, Del Guerra A and Belcari N (2019). "Medical applications of silicon photomultipliers." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **926**: 118-128.

Bolotnikov A.E, Cook W.R, Harrison F.A, Wong A.S, Schindler S.M and Eichelberger A.C (1999). "Charge loss between contacts of CdZnTe pixel detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **432**: 326-331.

Borges-Neto S, Pagnanelli R.A, Shaw L.K, Honeycutt E, Shwartz S.C, Adams G.L and Coleman R.E (2007). "Clinical results of a novel wide beam reconstruction method for shortening scan time of Tc-99m cardiac SPECT perfusion studies." J Nucl Cardiol **14**(4): 555-565.

Boutaghane N, Bouzid B and Zaidi H (2019). "Conceptual design of a large pixelated CZT detector with four-hole collimator matched pixel detector for SPECT imaging: a Monte Carlo simulation study." Journal of Instrumentation **14**(02): P02026-P02026.

Bugby S.L, Koch-Mehrin K.A, Veale M.C, Wilson M.D and Lees J.E (2019). "Energy-loss correction in charge sharing events for improved performance of pixellated compound semiconductors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **940**: 142-151.

Butler J.F, Doty F.P and Lingren C (1992). "Recent developments in CdZnTe gamma ray detector technology." SPIE **1734**.

Buzhan P, Dolgoshein B, Filatov L, Ilyin A, Kantzerov V, Kaplin V, Karakash A, Kayumov F, Klemin S, Popova E and Smirnov S (2003). "Silicon photomultiplier and its possible applications." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **504**(1-3): 48-52.

Caobelli F, Kaiser S.R, Thackeray J.T, Bengel F.M, Chieregato M, Soffientini A, Pizzocaro C, Savelli G, Galelli M and Guerra U.P (2014). "IQ SPECT allows a significant reduction in administered dose and

acquisition time for myocardial perfusion imaging: evidence from a phantom study." J Nucl Med **55**(12): 2064-2070.

Castro I.F, Soares A.J, Moutinho L.M and Veloso J.F.C.A (2012). "Development of a light readout based on silicon photomultipliers for a wavelength-shifting fibre gamma camera." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **695**: 298-302.

Chambron J, Arntz Y, Eclancher B, Scheiber Ch, Si!ert P, Hage Halir M, Regal R, Kazandjian A, Prat V, Thomas S, Warren S, Matz R, Jahnke A, Karman M, Pszota A and Nemeth L (2000). "A pixellated gamma camera based on CdTe detectors clinical interests and performances." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **448**.

Chen H, Awadalla S.A, Iniewski K, Lu P.H, Harris F, Mackenzie J, Hasanen T, Chen W, Redden R, Bindley G, Kuvvetli I, Budtz-Jørgensen C, Luke P, Amman M, Lee J.S, Bolotnikov A.E, Camarda G.S, Cui Y, Hossain A and James B.B (2008). "Characterization of large cadmium zinc telluride crystals grown by traveling heater method." Journal of Applied Physics **103**(1): 014903.

Chun S.Y, Fessler J.A and Dewaraja Y.K (2013). "Correction for collimator-detector response in SPECT using point spread function template." IEEE Trans Med Imaging **32**(2): 295-305.

Cola A, Farella I, Mancini A. M, Dusi W and Perillo E (2006). "Electric field distribution and charge transport properties in diode-like CdTe X-ray detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **568**(1): 406-411.

De Beenhouwer J, Staelens S, Kruecker D, Ferrer L, D'Asseler Y, Lemahieu I and Rannou F.R (2007). "Cluster computing software for GATE simulations." Med Phys **34**(6): 1926-1933.

DePuey E.G, Gadiraju R, Clark J, Thompson L, Anstett F and Shwartz S.C (2008). "Ordered subset expectation maximization and wide beam reconstruction "half-time" gated myocardial perfusion SPECT functional imaging: a comparison to "full-time" filtered backprojection." J Nucl Cardiol **15**(4): 547-563.

DePuey E.G (2012). "Advances in SPECT camera software and hardware: Currently available and new on the horizon." J Nucl Cardiol **16**: 551-581.

DePuey E.G (2013). "New Software Solutions for Cardiac SPECT Imaging." Current Cardiovascular Imaging Reports **6**(4): 314-321.

Desmonts C, Bouthiba M.A, Enilorac B, Nganoa C, Agostini D and Aide N (2020). "Evaluation of a new multipurpose whole-body CzT-based camera: comparison with a dual-head Anger camera and first clinical images." EJNMMI Phys **7**(1): 18.

Du Y, Bhattacharya M and Frey E.C (2014). "Simultaneous Tc-99m/I-123 dual-radionuclide myocardial perfusion/innervation imaging using Siemens IQ-SPECT with SMARTZOOM collimator." Phys Med Biol **59**(11): 2813-2828.

Duvall W.L, Croft L.B, Ginsberg E.S, Einstein A.J, Guma K.A, George T and Henzlova M.J (2011). "Reduced isotope dose and imaging time with a high-efficiency CZT SPECT camera." J Nucl Cardiol **18**(5): 847-857.

El Fakhri G, Ouyang J, Zimmerman R.E, Fischman A.J and Kijewski M.F (2006). "Performance of a novel collimator for high-sensitivity brain SPECT." Med Phys **33**(1): 209-215.

Erlandsson K, Kacperski K, Gramberg D.V and Hutton B.F (2009). "Performance evaluation of D-SPECT: a novel SPECT system for nuclear cardiology." Phys Med Biol **54**(9): 2635-2649.

Erlandsson K, Buvat I, Pretorius P.H, Thomas B.A and Hutton B.F (2012). "A review of partial volume correction techniques for emission tomography and their applications in neurology, cardiology and oncology." Phys Med Biol **57**(21): R119-159.

Eskin J.D, Barrett H.H and Barber H.B (1999). "Signals induced in semiconductor gamma-ray imaging detectors." Journal of Applied Physics **85**(2): 647-659.

Faber T. L, Lewis M. H, Corbetti J. R and Stokley E. M (1984). "Attenuation Correction for SPECT: An evaluation of Hybrid Approaches." IEEE TRANSACTIONS ON MEDICAL IMAGING **3**(3).

Frey E.C (2006). Collimator detector response compensation in SPECT. Quantitative Analysis in Nuclear Medicine Imaging. H. Zaidi. New York, Springer**:** 141–166.
Fritz S.G and Shikhaliev P.M (2009). "CZT detectors used in different irradiation geometries: simulations and experimental results." Med Phys **36**(4): 1098-1108.
Fink J, Krüger H, Lodomez P and Wermes N (2006). "Characterization of charge collection in CdTe and CZT using the transient current technique." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **560**(2): 435-443.
Funk T, Kirch D. L, Koss J. E, Botvinick E and Hasegawa B. H (2006). "A Novel Approach to Multipinhole SPECT for Myocardial Perfusion Imaging." JNM **47**(4).
Fuster B.M, Falcon C, Tsoumpas C, Livieratos L, Aguiar P, Cot A, Ros D and Thielemans K (2013). "Integration of advanced 3D SPECT modeling into the open-source STIR framework." Med Phys **40**(9): 092502.
Gambhir S.S, Berman D.S, Ziffer J, Nagler M, Sandler M, Patton J, Hutton B, Sharir T, Ben-Haim Shlomo and Ben-Haim Simona (2009). "A novel high-sensitivity rapid-acquisition single-photon cardiac imaging camera." J Nucl Med **50**(4): 635-643.
Garcia E.V, Faber T.L and Esteves F.P (2011). "Cardiac dedicated ultrafast SPECT cameras: new designs and clinical implications." J Nucl Med **52**(2): 210-217.
General Electric (2009). "Alcyone Technology White Paper,."
Goshen E , Beilin L, Stern E, Goldkorn R and Ben-Haim S (2018). "Feasibility study of a novel general purpose CZT-based digital SPECT camera: initial clinical results." EJNMMI Physics **5**(6): 12.
Gullbergt G.T, Zengt G.L, Datzz F.L, Christian P E, Tung C.H and Morgan H. T (1992). "Review of convergent beam tomography in single photon emission computed tomography." Phys Med Biol **37**(3).
He Z (2001). "Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors." Nucl Instrum Methods Phys Res A **463**.
Holstensson M, Erlandsson K, Poludniowski G, Ben-Haim S and Hutton B.F (2015). "Model-based correction for scatter and tailing effects in simultaneous 99mTc and 123I imaging for a CdZnTe cardiac SPECT camera." Phys Med Biol **60**(8): 3045-3063.
Hruska C. B, O'Connor M. K and Collins D. A (2005). "Comparison of small field of view gamma camera systems for scintimammography." Nuclear Medecine Communications **26**: 5.
Hruska C.B and O'Connor M.K (2008). "A Monte Carlo Model for Energy Spectra Analysis in Dedicated Nuclear Breast Imaging." IEEE Transactions on Nuclear Science **55**(1): 491-500.
Hutton B.F and Lau Y.H (1998). "Application of distance-dependent resolution compensation and post-reconstruction filtering for myocardial SPECT." Phys Med Biol **43**(6): 1679-1693.
Hutton B.F, Erlandsson K and Thielemans K (2018). "Advances in clinical molecular imaging instrumentation." Clinical and Translational Imaging **6**(1): 31-45.
Imbert L, Poussier S, Franken P.R, Songy B, Verger A, Morel O, Wolf D, Noel A, Karcher G and Marie P.Y (2012). "Compared performance of high-sensitivity cameras dedicated to myocardial perfusion SPECT: a comprehensive analysis of phantom and human images." J Nucl Med **53**(12): 1897-1903.
Iniewski K, Chen H, Bindley G, Kuvvetli I and Budtz-Jorgensen C (2007). "Modeling charge-sharing effects in pixellated CZT detectors." IEEE Nuclear Science Symposium conference record. Nuclear Science Symposium **January**: 4608-4611.
Jaszczak R. J , Lit J, Wangt H, Zalutskyt M. R and Colemant R.E (1994). "Pinhole collimation for ultra-high-resolution, small-field-of-view SPECT." Phys. Med. Biol **39**.
Keidar Z, Raysberg I, Lugassi R, Frenkel A and Israel O (2016). "Novel Cadmium Zinc Telluride Based detector General Purpose Gamma Camera: Initial Evaluation and Comparison with a Standard Camera." J Nucl Med **57**(supplement 2): Abstract.

Kennedy J.A, Israel O and Frenkel A (2014). "3D iteratively reconstructed spatial resolution map and sensitivity characterization of a dedicated cardiac SPECT camera." J Nucl Cardiol **21**(3): 443-452.

Kume H, Muramatsu S and Iida M (1986). "POSITION SENSITIVE PHOTOMULTIPLIER TUBES FOR SCINTILLATION IMAGING." IEEE Transactions on Nuclear Science **33**(1).

Kyushima H, Shimoi H, Atsumi A, K. O. M. I and Yoshizawa Y. (2001). "The Development of Flat Panel PMT." IEEE NUCLEAR SCIENCE SYMPOSIUM.

Kim H.K (2006). "Analytical model for incomplete signal generation in semiconductor detectors." Applied Physics Letters **88**(13): 132112.

Kim J. C, Kaye W, Zhang F and He Z (2008). "Resolution Degradation ofMultiple-Pixel Event in Pixellated CZT Detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record **12**.

Kim J.C, Anderson S.E, Kaye W, Zhang F, Zhu Y, Kaye S.J and He Z (2011). "Charge sharing in common-grid pixelated CdZnTe detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **654**(1): 233-243.

King M.A, Glick S. J, Pretorius P. Wells H, R. G, Gifford H. C, Narayanan M. V and Farncombe T (2004). "Attenuation, Scatter, and Resolution Compensation in SPECT." Academic press.

KOMATANI A, SUGAI Y and HosoYA T (2004). "Development of "super rapid dynamic SPECT," and analysis of retention process of 99mTc-ECD in ischemic lesions: Comparative study with 133Xe SPECT." Annals of Nuclear Medicine **18**(6).

Kuvvetli I and Budtz-Jørgensen C (2007). "Measurements of Charge Sharing Effects in Pixilated CZT/CdTe Detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

Lau Y. H, Hutton B. F and Beekman F. J (2000). "Choice of collimator for cardiac SPET when resolution compensation is included in iterative reconstruction." European Journal of Nuclear Medicine **28**(1): 39-47.

Levi A, Roth M and Schieber M (1982). "The devellopement of mercuric iodide gamma-radiation detectors for application in nuclear medecine." IEEE Transactional on Nuclear Science **29**(1).

Iida H and Ogawa K (2011). "Comparison of a pixelated semiconductor detector and a non-pixelated scintillation detector in pinhole SPECT system for small animal study." Ann Nucl Med **25**: 143-150.

Links J.M (1998). "Advances in nuclear medicine instrumentation: considerations in the design and selection of an imaging system." European Journal of Nuclear Medicine **25**(10).

Luke P.N, Amman M and Lee J.S (2003). "Factors affecting energy resolution of coplanar-grid CdZnTe detectors." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record **5**.

Mahmood S.T, Erlandsson K, Cullum I and Hutton B.F (2009). "Design of a novel slit-slat collimator system for SPECT imaging of the human brain." Phys Med Biol **54**(11): 3433-3449.

Metzler S.D, Accorsi R, Ayan A.S, Novak J.R, Lewitt R.M and Jaszczak R.J (2007). "Preliminary Assessment of Multislit-Slat Collimation for Cardiac SPECT." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.

Meuris A, Limousin O and Blondel C (2009). "Charge sharing in CdTe pixilated detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **610**(1): 294-297.

Miyazaki Y, Kato Y, Imoto A and Fukuchi K (2017). "Imaging of the thyroid and parathyroid using a cardiac cadmium zinc telluride camera: Phantom studies." J Nucl Med Technol.

Morelle M, Bellevre D, Hossein-Foucher C, Manrique A and Bailliez A (2020). "First comparison of performances between the new whole-body cadmium-zinc-telluride SPECT-CT camera and a dedicated cardiac CZT camera for myocardial perfusion imaging: Analysis of phantom and patients." J Nucl Cardiol **27**(4): 1261-1269.

Moore S. C, Kouris K and Cullum I (1992). "Collimator design for single photon emission tomography." European Journal of Nuclear Medicine **19**(2).

Moszynski M, Kapusta M, Balcerzyk M, Szawlowski M, Wolski D, Wegrzecki I and We M (2001). "Comparative Study of Avalanche PhotodiodesWith Different Structures in Scintillation Detection." IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE **48**(4).

Muehllehner G (1985). "Effect of resolution improvement on required count density in ECT imaging: a computer simulation." Phys Med Biol **30**(2).

Mukherjee J. M, Dey J and King M. A (2014). "Image Reconstruction Methods for I-123 DaTscan Imaging using a Multi-pinhole and Fan collimator Dual-headed SPECT system." IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC).

Muller S.P, Polak J.F, Kijewski M.Fand Holman B.L (1986). "Collimator Selection for SPECT Brain Imaging: The Advantage of High Resolution." J Nucl Med **27**: 1729-1738.

Nakazato R, Berman D.S, Hayes S.W, Fish M, Padgett R, Xu Y, Lemley M, Baavour R, Roth N and Nichols K.J, Van Tosh A and Palestro C.J (2009). "Prospects for advancing nuclear cardiology by means of new detector designs." J Nucl Cardiol **16**(5): 691-696.

Niimi T, Nanasato M, Sugimoto M and Maeda H (2017). "Evaluation of Cadmium-Zinc-Telluride Detector-based Single-Photon Emission Computed Tomography for Nuclear Cardiology: a Comparison with Conventional Anger Single-Photon Emission Computed Tomography." Nucl Med Mol Imaging.

Novak J.R, Ayan A.S, Accorsi R and Metzler S.D (2008). "Verification of the sensitivity and resolution dependence on the incidence angle for slit-slat collimation." Phys Med Biol **53**(4): 953-966.

Nowak D. J, Eisner R. L and Fajman W. A (1986). "Distance-weighted backprojection: a SPECT reconstruction technique." Med Phys **159**(3).

Ogawa K and Muraishi M (2010). "Feasibility Study on an Ultra-High-Resolution SPECT With CdTe Detectors." IEEE Transactions on Nuclear Science **57**(1): 17-24.

Park M.A, Moore S.C and Kijewski M.F (2005). "Brain SPECT with short focal-length cone-beam collimation." Medical Physics **32**(7Part1): 2236-2244.

Park M.A, Moore S.C, Muller S.P, McQuaid S.J and Kijewski M.F(2013). "Performance of a high-sensitivity dedicated cardiac SPECT scanner for striatal uptake quantification in the brain based on analysis of projection data." Med Phys **40**(4): 042504.

Patt B. E, Iwanczyk J. S, Tornaib M. P, Levinb C. S and Hoffmanb E. J (1995). "Development of a mercuric iodide detector array for medical imaging applications." Nucl Instrum Methods Phys Res A **366**.

Peterson T.E and Furenlid L.R (2011). "SPECT detectors: the Anger Camera and beyond." Phys Med Biol **56**(17): R145-182.

Rasouli M, Takavar A, Ay M.R, Saber S and Loudos G (2010). "Effects of crystal pixel size and collimator geometry on the performance of a pixelated crystal gamma-camera using Monte Carlo simulation." J Nucl Med Technol **38**(4): 199-204.

Robert C, Montemont G, Rebuffel V, Buvat I, Guerin L and Verger L (2010). "Simulation-based evaluation and optimization of a new CdZnTe gamma-camera architecture (HiSens)." Phys Med Biol **55**(9): 2709-2726.

Raghunathan P, Goodale P. J, Klinger J, Appleby M, Atkinson J and Williams M. B (2005). "Matched Collimators for Pixellated Gamma Camera." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record **07**.

Sakai E (1982). "Present status of room temperature semiconductor detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **196**(1).

Santos J.A.M, Dias A.G and Bastos A.L (2009). "Philips Astonish image processing software phantom evaluation used on planar mode acquisition images." IFMBE Proceedings **25**.

Schlesingera T.E, Toneyb J.E, Yoonc H, Leed E.Y, Brunettd B.A, Franksd L and James R.B (2001). "Cadmium zinc telluride and its use as a nuclear radiation detector material." Materials Science and Engineering **32**.

Schramm N.U, Ebel G, Engeland U, Schurrat T, Béhé M and Behr T. M (2003). "High-Resolution SPECT Using Multipinhole Collimation." IEEE Tansactions on Nuclear Science **50**(3).

Sellin P.J (2003). "Recent advances in compound semiconductor radiation detectors." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **513**(1-2): 332-339.

Serre D, Doyeux K, Le Rouzic G, Barrau C, Hapdey S, Tylski P, Cassol E and Imbert L (2021). "Apport des caméras CZT grand champ 2D et 3D dans l'évolution des pratiques cliniques." Médecine Nucléaire **45**(4): 234-239.

Shah K.S, Farrell R, Grazioso R, Harmon E. S and Karplus E. (2002). "Position-Sensitive Avalanche Photodiodes for Gamma-Ray Imaging." IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE **49**(4).
Slomka P.J, Patton J.A, Berman D.S and Germano G (2009). "Advances in technical aspects of myocardial perfusion SPECT imaging." J Nucl Cardiol **16**(2): 255-276.
Slomka P.J (2013). "Myocardial perfusion imaging with a solid-state camera: simulation of a very low dose imaging protocol." J Nucl Med **54**(3): 373-379.
Smith M.F (2013). "Recent advances in cardiac SPECT instrumentation and system design." Curr Cardiol Rep **15**(8): 387.
Soares A.J, Cullum I, Miller D.J, Royle G.J and Speller R.D (1999). "Development of a small gamma camera using wavelength-shifting fibres coupled to inorganic scintillation crystals for imaging 140 keV gamma rays." IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE **46**(3).
Suzuki A, Takeuchi W, shitsu T, suchiya K, eno Y and obashi K (2013). "A four-pixel matched collimator for high-sensitivity SPECT imaging." Phys Med Biol **58**(7): 2199-2217.
Thielemans K (2006). "STIR: Software for Tomographic Image Reconstruction Release 2." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record **M06-359**: 2174-2176.
Truman A, Bird A. J , Ramsden D and He Z (1994). "Pixellated Cs(I) arrays with position-sensitive PMT readout." Nucl Instrum Methods Phys Res A **353**.
Tsui B. M.W, Hu H.B, Gilland P. R and Gullberg G. T (1988). "Implementation of simultaneous attenuation and detector response correction in SPECT." IEEE Tansactions on Nuclear Science **35**(1).
Van Audenhaege K, Van Holen R, Vanhove C and Vandenberghe S (2015). "Collimator design for a multipinhole brain SPECT insert for MRI." Med Phys **42**(11): 667989.
Van Audenhaege K, Van Holen R, Vandenberghe S, Vanhove C, Metzler S.D and Moore S.C (2015). "Review of SPECT collimator selection, optimization, and fabrication for clinical and preclinical imaging." Med Phys **42**(8): 4796-4813.
van Roosmalen J, Beekman F. J and Goorden M. C (2018). "Comparison of fan beam, slit-slat and multi-pinhole collimators for molecular breast tomosynthesis." Phys Med Biol **63**(10): 105009.
Vunckx K and Nuyts J (2006). "Effect of Overlapping Projections on Reconstruction Image Quality in Multipinhole SPECT." 06 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Rec.
Wangerin K, Du Y and Jansen F (2011). "CZT performance for different anode pixel geometries and data corrections." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **648**: S37-S41.
Weinmann A.L, Hruska C.B and O'Connor M.K (2009). "Design of optimal collimation for dedicated molecular breast imaging systems." Med Phys **36**(3): 845-856.
Weng F, Bagchi S, Zan Y, Huang Q and Seo Y (2016). "An energy-optimized collimator design for a CZT-based SPECT camera." Nucl Instrum Methods Phys Res A **806**: 330-339.
Xiao J, Verzijlbergen F.J, Viergever M.A and Beekman F.J (2010). "Small field-of-view dedicated cardiac SPECT systems: impact of projection truncation." Eur J Nucl Med Mol Imaging **37**(3): 528-536.
Yang H and He Z (2013). "Identification and Reconstruction of Single-Pixel Incomplete Charge Collection Events." IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR
Yang Y.W, Kim J.C, Chang C.J, Cheng C.Y and Wang S.J (2008). "Evaluation of collimator choice and scatter correction on 123I SPECT images." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **584**(1): 204-211.
Zaidi H and Hasegawa B (2003). "Determination of the Attenuation Map in Emission Tomography." THE JOURNAL OF NUCLEAR MEDICINE **44**(2).
Zaidi H and Koral K.F (2004). "Scatter modelling and compensation in emission tomography." Eur J Nucl Med Mol Imaging **31**(5): 761-782.
Zeintl J, Rempel T. D, Bhattacharya M, Malmin R. E and Vija A. H (2011). "Performance Characteristics of the SMARTZOOM® Collimator." IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record.
Zeng G and Gagnon D (2004). "Image reconstruction algorithm for a spinning strip CZT SPECT camera with a parallel slat collimator and small pixels." Med. Phys **31**(12): 13.
SCIENCE **60**(2).

Zhang B and Zeng G.L (2010). "High-resolution versus high-sensitivity SPECT imaging with geometric blurring compensation for various parallel-hole collimation geometries." IEEE Trans Inf Technol Biomed **14**(4): 1121-1127.
Zheng X, Cheng Z, Deen M. J and Peng H (2016). "Improving the spatial resolution in CZT detectors using charge sharing effect and transient signal analysis: Simulation study." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **808**: 60-70.