ROYAUME DU MAROC
Université Mohammed V - RABAT -
جامعة محمد الخامس – الرباط –
Faculté des sciences
كلية العلوم
CENTRE D'ÉTUDES DOCTORALES - SCIENCES ET TECHNOLOGIES

N° d'ordre : 4008

THÈSE

*en vue de l'obtention du :***DOCTORAT**

Structure de Recherche : Equipe de Science de la Matière et du Rayonnement (ESMaR)
Discipline : Physique
Spécialité : Physique médicale

Présentée et Soutenue le : 02/11/2024

par :

Hind SAIKOUK

Simulation MC et validation d'un système de TEMP: Optimisation de la correction de diffusion au ^{99m}Tc et caractérisation des acquisitions de post-traitement au ^{223}Ra

Devant le JURY :

Yahya TAYALATI	PES, Faculté des Sciences, Université Mohammed V, Rabat	Président/Rapporteur
Redouane EL BAYDAOUI	PH, Institut Supérieur des Sciences de la Santé, Université Hassan Premier, Settat	Examinateur/Rapporteur
Abderrahman EL KHARRIM	PH, Ecole Normale Supérieure, Université Abdelmalek Essaâdi, Tétouan	Examinateur/Rapporteur
Mustapha ZERFAOUI	PH, Faculté des Sciences, Université Mohamed 1er, Oujda	Examinateur/Rapporteur
Nouzha BEN RAÏS	Prof, Experte, Département de médecine nucléaire, Hôpital Universitaire International Cheikh Zaid	Examinatrice
Aboubakr MATRANE	PES, Faculté de Médecine et de Pharmacie, Université Cadi Ayyad, Marrakech	Examinateur
Naïma EL KHAYATI	PES, Faculté des Sciences, Université Mohammed V, Rabat	Directrice de thèse

Année Universitaire : 2023- 24

قال تعالى: (يرفع الله الذين آمنوا منكم والذين أوتوا العلم درجات)
المجادلة/11

Dédicaces

Louanges et remerciement à ALLAH, qui a enseigné à l'homme ce qu'il ne savait pas, *qui m'a guidé et aidé à réaliser ce travail, que la paix et la bénédiction soient sur son prophète Mohammad qui a dit "Quiconque ne remercie pas les gens ne remerciera pas Allah".*

Je dédie ce travail à ma maman, ***Latifa Ait Ouaarab****, cette femme formidable et forte qui m'a appris que la vie peut être difficile mais il ne faut jamais baisser les bras. Maman, je ne te remercierai jamais assez pour tes sacrifices infinis et pour les principes que tu m'as appris. Je te remercie Maman parce que tu m'as toujours encouragé pour atteindre mes buts, et tu m'as toujours soutenu dans mes décisions avec une confiance que je ne trouverai que chez toi. Je te remercie pour les nuits que tu as passé à mes côtés, alors que je préparais la présente thèse, juste pour me tenir compagnie et me faire sentir ton soutien et ton amour inconditionnels.*

A la mémoire de mon papa, ***Driss Saikouk****. J'espère papa que tu es fière de la jeune femme que je suis devenue, et je te remercie énormément pour la réputation d'homme de principe, digne, fort, et généreux que tu nous as laissé, pour les bons souvenirs. Je t'aime papa et je ne t'oublierai jamais.*

A mon petit frère, ***Jihad Saikouk****, qui m'a toujours soutenu dans mes décisions, et qui m'a toujours encouragé pour atteindre mes ambitions.*

A mes grands-mères, je vous serai toujours reconnaissantes pour votre amour.

A mes oncles et mes tantes pour leur affection qui n'a cessé de m'entourer. Surtout mes oncles ***Hicham Saikouk*** *et* ***Ali Ait Ouaarab****, je ne saurai vous remercier assez pour votre aide et vos encouragements. Je sentais toujours votre joie sincère pour chaque réussite dans ma vie, et je vous suis reconnaissante pour vos conseils quand je le demande.*

A toutes les personnes qui m'ont aidé de loin ou de près dans la préparation de mes travaux de recherche

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse s'est déroulé au sein du laboratoire d'Equipe Science de la Matière et du Rayonnement (ESMaR). Je tiens à remercier le directeur du laboratoire Professeur **Adil BELHAJ,** et tous les membres du laboratoire pour leur soutien et accueil.

Je remercie chaleureusement Professeur **Naïma EL KHAYATI,** pour sa disponibilité, ses conseils précieux, son encadrement et le temps qu'elle a consacré pour nos longues discussions. Je vous suis reconnaissante Madame pour votre confiance et vos encouragements qui m'ont aidé énormément pour atteindre cette étape importante dans ma vie.

Mes remerciements sont adressés à Professeur **Yahya TAYALATI** de m'avoir honoré par son acceptation de présider le jury lors de la soutenance de la thèse, et pour le temps qu'il a consacré pour lire et rapporter mon travail de thèse. Ma reconnaissance à Monsieur **TAYALATI** pour ses conseils précieux et de m'avoir initié à l'utilisation de GATE.

Je remercie Professeur **Redouane EL BAYDAOUI** d'avoir accepté de rapporter et d'examiner ce travail de thèse, et pour le temps et les efforts qu'il a fourni pour m'aider à améliorer la qualité de mon mémoire de thèse.

Je suis reconnaissante à Professeur **Abderrahman EL KHARRIM** d'avoir accepté de faire partie des membres du jury, de rapporter et d'examiner mon travail de thèse. Je remercie Monsieur **EL KHARRIM** aussi pour ses conseils et son aide pour l'utilisation de la grille de calcul MaGrid.

Je remercie Professeur **Mustapha ZERFAOUI** d'avoir accepté de rapporter et de juger ce travail de thèse, et pour le temps et les efforts qu'il a consacré pour m'aider à améliorer la qualité de mon mémoire de thèse.

Mes remerciements vont à Professeur **Nouzha BEN RAIS**, chef du département de médecine nucléaire de l'Hôpital Universitaire International Cheikh Zaid, et ancienne chef du service de médecine nucléaire du CHU Ibn Sina de Rabat, d'avoir accepté de faire partie des membres du jury et d'examiner mon travail de thèse. Je vous remercie Madame de m'avoir accueilli dans le service au tout début de ma préparation de la thèse et pour votre soutien aux jeunes étudiants et stagiaires.

Je suis reconnaissante à Professeur **Aboubakr MATRANE**, chef du service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech d'avoir accepté de faire partie des membres du jury en étant examinateur de mon travail de thèse. Je remercie aussi Monsieur **MATRANE** pour sa compréhension et ses encouragements depuis le premier jour où j'ai commencé de travailler comme physicienne médicale du service.

A l'équipe du **Centre National pour la Recherche Scientifique et Technique**, spécialement Madame **Bouchra RAHIM**, je ne peux vous remercier assez pour votre aide à l'utilisation de la grille de calcul MaGrid et le cluster HPC-MARWAN. Votre assistance avait un impact important sur mon travail de thèse, merci infiniment.

Je remercie toute l'équipe du service de médecine nucléaire du CHU Ibn Sina de Rabat, spécialement Professeur **Rajae SBIHI**, ancienne physicienne médicale du service pour la formation et les informations qu'elle m'a donné sans hésitation pendant ma période de stage.

Je suis reconnaissante à Madame **Khalida EDDAOUI**, physicienne médicale du service, pour ses conseils et son aide inconditionnels.

Un grand merci à mes amis et à mes collègues de travail au sein du service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech.

Je suis reconnaissante à ma grande famille pour leurs encouragements et leur amour inconditionnel.

Résumé

La méthode de Monte Carlo (MMC) constitue un outil primordial dans le développement et l'optimisation des performances de l'imagerie en médecine nucléaire. En exploitant la simulation Monte Carlo (MC), notre travail a pour objectif d'optimiser l'application de la méthode de correction de diffusion, Triple Fenêtre d'Energie (TEW), sur les images tomographiques en tomographie par émission monophotonique (TEMP) acquises au ^{99m}Tc, et de définir les paramètres adéquats pour l'acquisition des images de TEMP au ^{223}Ra.

La modélisation du système TEMP adopté dans notre évaluation, SPECT/CT Symbia T6 de Siemens, a été réalisée à l'aide de GATE. La simulation a été validée par des tests expérimentaux avec une bonne concordance.

L'étude de l'effet de la diffusion sur les performances de la TEMP au ^{99m}Tc a confirmé l'impact important de la diffusion directe sur la qualité des images. Par ailleurs, nous avons conclu que pour optimiser la correction de la diffusion par la méthode TEW, des sous-fenêtres étroites sont plus appropriées pour générer des estimations plus précises du nombre des photons diffusés sous le pic photoélectrique, et améliorer la quantification des images tomographiques.

La caractérisation de la TEMP pour l'acquisition des images de post-injection du ^{223}Ra, a montré que des fenêtres d'énergies relativement larges et des collimateurs avec des septa épais sont les plus adaptés à ce type d'acquisition.

Mots-clefs : Tomographie par Emission Monophotonique (TEMP), Monte Carlo, GATE, ^{99m}Tc, ^{223}Ra, correction de diffusion, Triple Fenêtre d'Energie (TEW)

Abstract

Monte Carlo simulations represent an essential tool for developing and optimizing the performances of devices in nuclear medicine imaging. Using the assets of this method, the purpose of our work is to optimize the application of the Triple Energy Window method (TEW) on the single photon emission computed tomography (SPECT) images acquired with ^{99m}Tc, and to define the suitable parameters for the image acquisition with ^{223}Ra photons.

The SPECT system adopted for our study, SPECT/CT Symbia T6 from Siemens, was modeled using GATE platform. The simulation was validated by experimental tests with a good agreement.

A preliminary investigation confirmed the significant impact of forward scattering on the SPECT parameters and image quality with ^{99m}Tc. Then, the evaluation of the scatter correction with TEW method was performed. We concluded from the optimization of the TEW method that narrow sub-energy windows provide more accurate scatter fraction estimation under the photopeak, and the quantification of the tomographic images is enhanced.

Characterization of SPECT for ^{223}Ra post-injection scintigraphy has shown that relatively large energy windows coupled to a collimator with thick septa are more adapted for this kind of image acquisition.

Keywords: Single photon emission computed tomography (SPECT), Monte Carlo, GATE, ^{99m}Tc, ^{223}Ra, scatter correction, Triple Energy Window (TEW)

Liste des publications

Saikouk H, El Khayati N, Matrane A. Monte Carlo simulation of SPECT characterization for ^{223}Ra post-injection scintigraphy. Nucl Med Commun. 44(11):959-967, Nov 2023.

H. Saikouk, N. El Khayati, A. Matrane. Effect of Sub-energy Windows' Parameters on the Triple Energy Window Scatter Correction Method Accuracy in ^{99m}Tc SPECT Imaging. Atom Indonesia Vol. 48 No. 1, 51 – 59, 2022

El Katib, M., Chakir, E.M., Sebihi, R., **Saikouk, H**. A Monte Carlo Simulation Study of the Optimal Source Offset for Scatter Fraction Estimation in PET and the Influence of the Scanner and Object Characteristics. Moscow Univ. Phys. **79**, 267–274, 2024

Mahmoud EL Katib, El Mahjoub Chakir, Rajaa Sebihi, **Hind Saikouk**, Oussama Nhila, Validation of a Monte Carlo model of the uEXPLORER total-body PET scanner using GATE code, Radiation Physics and Chemistry, Volume 210, 2023

Liste des figures

Figure I-1 : Schéma de désintégration du ^{99}Mo 7

Figure I-2 : Exemple d'une gamma caméra à deux têtes de détection (à gauche) avec une vue sur les composants de sa tête de détection (à droite) 7

Figure I-3: Structure hexagonale d'un collimateur à trou parallèle 8

Figure I-4 : Principe de production des photons de scintillation dans un scintillateur inorganique 10

Figure I-5 : Les composants et le schéma du principe du photomultiplicateur (a), avec la disposition des PMT sur la surface du cristal NaI(Tl) 11

Figure I-6 : Acquisition des projections par rotation des têtes de détection autour de l'organe à explorer 14

Figure I-7 : Exemples des lignes de la même projection monodimensionnelle du cœur, acquise de différents angles 16

Figure I-8 : (a) L'image d'une source linéaire avec la ligne de profil suivant l'axe des X, (b) la fonction d'étalement linéique correspondante, tracée suivant l'axe des X, avec la position de la largeur à mi-hauteur (LMH) 18

Figure I-9: Effet de l'atténuation sur les images TEMP. (a) Coupe transversale d'un fantôme cylindrique où la distribution de la radioactivité est uniforme, et la différence de contraste entre les bords et le centre de l'image est remarquable, (b) profil suivant l'axe des X, de la distribution inhomogène du comptage des bords (comptage maximale) vers le centre (comptage relativement faible) 23

Figure I-10: Estimation de la distribution de l'activité pour des structures de différentes tailles pour une gamma camera avec une résolution spatiale de 6 mm. Les lignes continues représentent l'activité réelle, et les lignes tiretées représentent l'estimation de l'activité dans les images de TEMP 25

Figure I-11: Effet du volume partiel, (à gauche) distribution de l'activité pour un tomographe idéal, (à droite) image d'un tomographe avec une résolution spatiale finie. (En bas) l'activité estimée tout au long des lignes de profils tracées sur l'image 26

Figure I-12: Effet de chaque composant de la fonction de réponse du collimateur-détecteur pour un collimateur de haute énergie (rangé en haut), et moyenne énergie (rangé en bas) pour des photons de 364 keV. La première colonne à gauche représente la réponse totale, la deuxième : la réponse géométrique, la troisième : la réponse de la pénétration septale et la dernière : la réponse de la diffusion dans les septa 27

Figure II-1 : La fonction de projection $g(s,\theta)$ dans le détecteur, de la fonction de distribution de l'activité $f(x,y)$ dans l'organe, détectée sous l'angle θ 30

Figure II-2: Spectre en énergie simulé par la méthode de Monte Carlo du ^{99m}Tc, avec une fenêtre d'énergie de 15% centrée sur 140 keV et visualisation de la diffusion sous le pic photoélectrique 38

Figure II-3: Spectre en énergie du ^{99m}Tc avec la fenêtre d'énergie principale w_m, et la fenêtre d'énergie secondaire w_s, ... 40

Figure II-4 : La position et la largeur des fenêtres d'énergie secondaires w_l et w_r et la fenêtre d'énergie principale w_m avec la délimitation de l'aire trapézoïdale (en gris foncé) sur un spectre en énergie du ^{99m}Tc 41

Figure III-1: Le mode de fonctionnement du *adder* et *readout* 63

Figure IV-1 : Vue d'ensemble d'un système double tête SPECT/CT Symbia T6 de Siemens, et les axes de positionnement. L'axe Z (en bleu) est l'axe de rotation des têtes de détection de la machine 68

Figure IV-2 : Modélisation dans GATE de la tête de détection du SPECT/CT Symbia T6. A gauche : le model adopté de la gamma caméra TEMP dans GATE. A droite : un agrandissement des trous de forme hexagonale du collimateur 69

Figure IV-3 : Schéma de désintégration du ^{99}Mo et du ^{99m}Tc 70

Figure IV-4 : Schéma de désintégration du ^{133}Ba 70

Figure IV-5 : Configuration de la source du ^{99m}Tc pour l'acquisition du spectre en énergie et la détermination de la résolution en énergie intrinsèque 72

Figure IV-6 : Dispositif expérimental de mesure de la résolution spatiale du système TEMP, en présence du collimateur LEHR, et une source linéaire du ^{99m}Tc 74

Figure IV-7: Représentation graphique des spectres en énergie, expérimentaux et simulés, d'une source de ^{99m}Tc obtenus avec Symbia T6 (a) en l'absence du collimateur, (b) en présence du collimateur LEHR et (c) en présence du collimateur ME 75

Figure IV-8: Les spectres en énergie mesurés et simulés pour une source de ^{133}Ba (a) en l'absence du collimateur, (b) en présence du collimateur LEHR, (c) en présence du collimateur ME et (d) en présence du le collimateur HE 76

Figure IV-9 : Représentation graphique de la sensibilité (expérimentale et simulée) de la SPECT/CT Symbia T6 Truepoint en fonction de la distance source-collimateur dans le cas d'une acquisition au ^{99m}Tc 77

Figure IV-10: Fonctions d'étalement linéiques simulées et mesurées d'une source linéaire du ^{99m}Tc à (a) 10 cm et (b) 16 cm de la surface du collimateur LEHR et à (c) 10 cm et (d) 16 cm du collimateur ME 79

Figure V-1: Configuration expérimentale de la rétrodiffusion avec une source linéaire du ^{99m}Tc 84

Figure V-2 : Modélisation dans GATE de la diffusion directe (a) et (b) la rétrodiffusion avec l'appareil SPECT/CT Symbia T6 84

Figure V-3 : Variation de la résolution spatiale expérimentale et de simulation en fonction de l'épaisseur des écrans de plexiglas dans le cas de (a) la diffusion directe et (b) la rétrodiffusion 86

Figure V-4: Représentation graphique de la variation de la fonction d'étalement linéique d'une source linéaire du ^{99m}Tc en fonction de l'épaisseur des écrans du PMMA dans le cas de la diffusion directe (a) et de la rétrodiffusion (b) pour la simulation 87

Figure V-5 : Variation de la fraction de la diffusion (SF) avec l'épaisseur des plaques de PMMA pour la diffusion directe (a) et la rétrodiffusion (b) 87

Figure V-6 : Représentation graphique du spectre en énergie simulé de la source du ^{99m}Tc dans l'air, avec une TEMP symbia T6. Les photons diffusés sont distingués selon l'ordre de diffusion 89

Figure V-7 : Représentation graphique du spectre en énergie simulé de la source du ^{99m}Tc résultant de la diffusion directe à travers des écrans d'épaisseur de 6 cm (a) et 10 cm (b), avec une TEMP symbia T6. Les photons diffusés sont distingués selon l'ordre de diffusion 89

Figure V-8 : Représentation graphique du spectre en énergie simulé de la source du ^{99m}Tc résultant de la rétrodiffusion à travers des écrans d'épaisseur de 6 cm (a) et 10 cm (b), avec une TEMP symbia T6. Les photons diffusés sont distingués selon l'ordre de diffusion.. 89

Figure V-9 : Résolution en énergie (RE) en fonction de l'épaisseur des écrans PMMA dans le cas de la diffusion directe (a) et la rétrodiffusion (b) pour la simulation et l'expérience de la détection d'une source de ^{99m}Tc dans la SPECT/CT Symbia T6..... 91

Figure V-10 : Fantôme de Jaszczak (a), la position de ses inserts (b) la taille des six sections de capillaires (c) et des sphères de différentes tailles (d) 94

Figure V-11 : Représentation graphique des modèles des configurations de sources et de fantômes sous GATE. (a) Le fantôme avec les sources radioactives (seringues de 1 ml et de 10 ml), et (b) le fantôme de Jaszczak avec ses inserts de face et (c) de profil..... 95

Figure V-12: Représentation des régions d'intérêts (ROIs), tracées en utilisant le logiciel AMIDE, sur des images reconstruites à partir des acquisitions tomographiques du fantôme de Jaszczak. (a) ROIs des sphères froides et (b) ROI de la partie uniforme..... 97

Figure V-13: Spectre en énergie normalisé de la simulation, montrant la contribution des ordres de la diffusion au-delà de quatre, pour les acquisitions avec (a) des sphères froides à l'intérieur du fantôme de Jaszczak ; et avec les seringues chaudes dans (b) l'air, (c) l'eau et (d) un environnement chaud 99

Figure V-14: Les images reconstruites transversales de la partie uniforme du fantôme de Jaszczak, acquis expérimentalement avec SPECT/CT Symbia T6, (a) sans correction de la diffusion, et avec correction de la diffusion par TEW : (b) (w_l = 3% w_r =0), (c) (w_l=15%, w_r = 0) et (d) (w_l = 7%, w_r = 5%) 101

Figure V-15: Les images reconstruites transversales des acquisitions tomographiques expérimentales avec SPECT/CT Symbia T6 : (1) les sphères froides dans l'eau radioactive(^{99m}Tc), et les sources chaudes dans (2) l'air, (3) l'eau, et (4) l'eau radioactive ; (a) sans correction de la diffusion, et avec la correction de la diffusion TEW de (b) (w_l = 3%), (c) (w_l = 15%), et (d) (w_l = 7%, w_r = 5%). 103

Figure V-16: Les fonctions d'étalement linéiques expérimentales à travers l'axe des X des images reconstruites transversales d'une source linéaire pour différentes sous-fenêtres d'énergie utilisées pour la correction de la diffusion. 105

Figure VI-1 : Schéma de désintégration de ^{223}Ra, en bleu les niveaux d'énergie des photons gamma, et en rouge les niveaux d'énergie des particules alpha 113

Figure VI-2: Modèle et configuration de SPECT Symbia T6 (exemple du collimateur HE), adoptés pour la simulation par GATE du spectre en énergie des photons émis suite à la désintégration du ^{223}Ra, (a) vue de face, (b) vue de profil 114

Figure VI-3 : Modèle et configuration adoptés pour la simulation par GATE de la résolution spatiale de SPECT Symbia T6 (exemple du collimateur HE), déterminée à travers une source linéaire du ^{223}Ra, (a) vue de face, (b) vue de profil 115

Figure VI-4: Représentation graphique des spectres en énergie simulés de la source volumique de ^{223}Ra, collectés par SPECT-CT Symbia T6 de Siemens, (a) en l'absence de collimateur, (b) en présence du collimateur LEHR, (c) en présence du collimateur ME et (d) en présence du collimateur HE et indication de l'ordre de diffusion des photons primaires 116

Liste des tableaux

Tableau I-1 : Caractéristiques de quelques radioéléments utilisés en médecine nucléaire pour les acquisitions par TEMP 6

Tableau I-2 : Caractéristiques de différents scintillateurs utilisés en imagerie par émission..... 9

Tableau IV-1: Caractéristiques du SPECT/CT Symbia T6 de Siemens 68

Tableau IV-2: Description des collimateurs LEHR, ME et HE de la gamma camera Symbia T6 TruePoint SPECT/CT. La résolution spatiale du système et la sensibilité sont fournies pour une distance de 10 cm 68

Tableau IV-3: Energies et intensités des sources radioactives utilisées pour la validation. Les énergies principales sont représentées en gras 71

Tableau IV-4: Résolution en énergie simulée et mesurée, correspondant aux pics photoélectriques principaux du ^{99m}Tc et du ^{133}Ba..... 77

Tableau IV-5: La sensibilité mesurée et simulée pour une source de ^{133}Ba avec une fenêtre d'énergie de 20% centrée sur 81 keV et 356 keV, avec l'erreur relative 78

Tableau IV-6: La résolution spatiale pour une source linéaire du ^{99m}Tc, positionnée à 10 cm et à 16 cm de la surface des collimateurs LEHR et ME, avec l'erreur relative 79

Tableau V-1 : Variation de la fraction des ordres de diffusion sous le pic photoélectrique de la simulation en fonction de l'épaisseur du plexiglas pour la diffusion directe 88

Tableau V-2 : Variation de la fraction des ordres de diffusion sous le pic photoélectrique de la simulation en fonction de l'épaisseur du plexiglas pour la rétrodiffusion..... 88

Tableau V-3: La fraction de diffusion évaluée à partir de la simulation de quatre conditions d'acquisition différentes, sous le pic photoélectrique du spectre en énergie du ^{99m}Tc, pour une fenêtre d'énergie principale de 15 % 100

Tableau V-4: Uniformité intégrale tomographique et RNB, calculés à partir de la partie uniforme du fantôme de Jaszcsak, pour différentes conditions de correction de la diffusion 102

Tableau V-5: Les valeurs du contraste, du RNB et du SNR correspondant à différentes conditions d'acquisition et largeurs des sous-fenêtres d'énergie. 104

Tableau V-6: Les valeurs de la résolution spatiale (RS) tomographique dans l'air et dans un milieu diffusant, sans et avec correction de la diffusion pour différentes sous-fenêtres d'énergie, avec correction d'atténuation (CA) et sans correction d'atténuation (Sans CA) 105

Tableau VI-1: Energies et intensités des photons X et gamma du ^{223}Ra. Les énergies principales sont en gras 112

Tableau VI-2: Fraction de diffusion calculée sous les fenêtres centrées sur les principales énergies du ^{223}Ra, en l'absence et en présence des collimateurs LEHR, ME et HE..... 117

Tableau VI-3: La résolution en énergie correspondant aux principaux pics photoélectriques, déduite du spectre simulé d'une source de ^{223}Ra en l'absence et en présence des collimateurs LEHR, ME ou HE. 118

Tableau VI-4: La sensibilité simulée de la SPECT-CT Symbia T6 de Siemens, pour le comptage des photons émis d'une source du ^{223}Ra, en présence des collimateurs LEHR, ME et HE et avec l'application des fenêtres d'énergie centrées sur 82 keV, 154 keV et 270 keV 118

Tableau VI-5: Résolution spatiale simulée à 10 cm des collimateurs LEHR, ME et HE pour différentes fenêtres d'énergie du ^{223}Ra 119

Liste des abréviations

ADN	: Acide Désoxyribonucléique
ART	: Algebraic Reconstruction Technique
CNRST	: Centre National pour la Recherche Scientifique et Technique
CHU	: Centre Hospitalo-Universitaire
CT	: Computed Tomography
DEW	: Double Energy Window
EGS	: Electron Gamma Shower
FBP	: Filtered BackProjetion
FDP	: Fonctions de Densité de Probabilité
FEL	: Fonction d'Etalement Linéique
FWHM	: Full Width at Half Maximum
GATE	: Geant4 Application for Tomographic Emission
GEANT4	: GEometry ANd Tracking
HE	: Haute Energie
HPC	: High-Performance Computing
ITS	: Integrated Tiger Series
JDL	: Jobs Description Language
LDH	: Largeur au Dixième de la Hauteur
LEHR	: Low Energy High Resolution
LMH	: Largeur à Mi-Hauteur
MARWAN	: Moroccan Academic and Research Wide Area Network
MC	: Monte Carlo
MCNP	: Monte Carlo Neutron Photon

ME : Moyenne Energie

MLEM : Maximum Likelihood Expectation Maximization

MMC : Méthode de Monte Carlo

NaI(Tl) : Iodure de sodium dopé au thallium

OSEM : Ordered Subset Expectation Maximization

PMMA : Poly Méthacrylate de Méthyle Acrylique

PMT : PhotoMultiplier Tube

PSF : Point Spread Function

RE : Résolution en Energie

RNB : Relative Noise to Background

RS : Résolution Spatiale

SF : Scatter Fraction

SH : Bash Shell Script

SLAC : Stanford Linear Accelerator Center

SNR : Signal to Noise Ratio

SPECT : Single Photon Emission Computed Tomography

TDM : TomoDensiTométrie

TEMP : Tomographie par Emission Monophotonique

TEP : Tomographie par Emission de Positon

TEW : Triple Energy Window

TLE : transfert linéique d'énergie

UD : Uniformité différentielle

UH : Unités d'Hounsfield

UI : Uniformité intégrale

Table des matières

Dédicaces……...i
Remerciements.....ii
Résumé……iv
Abstract…… v
Liste des publications vi
Liste des figures vii
Liste des tableaux xi
Liste des abréviations xiii
Table des matières 15
Introduction générale 1
Chapitre I : Tomographie par Emission Monophotonique 5
Introduction 5
I.1. Principe de fonctionnement de la TEMP 5
I.1.1. Radiopharmaceutiques ou radiotraceurs 5
I.1.2. Composants du dispositif de détection 7
I.1.2.1. Le collimateur 8
I.1.2.2. Le cristal scintillant 9
I.1.2.3. Le guide de lumière 10
I.1.2.4. Les tubes photomultiplicateurs 11
I.1.2.5. Le circuit électrique 12
I.1.3. Types d'acquisition 13
I.1.3.1. Modes d'acquisition des images 13
I.1.3.2. Modes d'enregistrement des données 15
I.2. Caractéristiques de la gamma caméra 17
I.2.1. Uniformité 17
I.2.1.1. Uniformité intégrale 17
I.2.1.2. Uniformité différentielle 17
I.2.2. Résolution spatiale 18

I.2.2.1. Résolution spatiale intrinsèque 18
I.2.2.2. Résolution spatiale du collimateur 19
I.2.3. Résolution en énergie 19
I.2.4. Linéarité spatiale 20
I.2.5. Taux de comptage 20
I.2.6. Temps mort 20
I.2.7. Sensibilité 21
I.3. Limites d'imagerie en TEMP 21
I.3.1. Facteurs physiologiques 21
I.3.2. Facteurs physiques 22
I.3.2.1. Atténuation 22
I.3.2.2. Diffusion 23
I.3.3. Facteurs technologiques 24
I.3.3.1. Effet du volume partiel ou limitation de la résolution spatiale 24
I.3.3.2. Réponse de l'ensemble collimateur-détecteur 26
I.4. Références 27

Chapitre II : Reconstruction d'image en imagerie par émission monophotonique TEMP 29

Introduction 29
II.1. Problématique de la reconstruction d'image en tomographie par émission 29
II.2. Reconstruction analytique 31
II.2.1. La rétroprojection 31
II.2.2. Rétroprojection filtrée 32
II.3. La Reconstruction itérative 35
II.3.1. Méthode MLEM 36
II.3.2. Méthode OSEM 37
II.4. Corrections des phénomènes physiques 37
II.4.1. Correction de la diffusion 37
II.4.1.1. Correction avec soustraction 39
II.4.1.2. Corrections sans soustraction 41
II.4.2. Correction d'atténuation 43
II.4.2.1. Détermination de la carte d'atténuation 44
II.4.2.2. Méthodes de correction de l'atténuation 47

II.5. Références 50

Chapitre III : Méthode de Monté Carlo et simulation en médecine nucléaire…….. 52

Introduction 52

III.1. Générateurs des nombres aléatoires 52

III.2. Méthodes d'échantillonnages 54

III.2.1. Méthode directe 54

III.2.2. Méthode de rejet 54

III.2.3. Méthode mixte 55

III.3. Echantillonnage dans la simulation des interactions des photons avec la matière 55

III.3.1. Parcours du photon 55

III.3.2. Simulation de l'interaction des photons avec la matière 56

III.4. Techniques de réduction de variance 56

III.5. Logiciels de simulation Monte Carlo utilisés en médecine nucléaire 57

III.5.1. Les logiciels génériques 57

III.5.2. Les logiciels spécifiques pour la médecine nucléaire 58

III.6. Plateforme de simulation GATE : Geant4 Application for Tomographic Emission 58

III.6.1. Architecture de GATE 58

III.6.2. Gestion du temps et du mouvement 59

III.6.3. Construction de la simulation par GATE 59

III.6.3.1. Définition des géométries 59

III.6.3.2. Détermination du système 60

III.6.3.3. Détermination de la physique 61

III.6.3.4. Définition de la source 61

III.6.4. Traitement et stockage des données 62

III.7. Grille de calcul et la simulation Monte Carlo par GATE 64

III.8. Conclusion 65

III.9. Références 65

Chapitre IV : Modélisation de la SPECT Symbia T6 dans GATE 67

Introduction 67

IV.1. Description du système SPECT Symbia T6 67

IV.2. Modélisation dans GATE 69

IV.3. Validation du modèle du système SPECT/CT Symbia T6 70

IV.3.1. Spectre en énergie et résolution en énergie 71
IV.3.1.1. Cas du radioélément ^{99m}Tc 71
IV.3.1.2. Cas du radioélément ^{133}Ba 72
IV.3.2. Sensibilité dans l'air 73
IV.3.2.1. Cas du radioélément ^{99m}Tc 73
IV.3.2.2. Cas du radioélément ^{133}Ba 73
IV.3.3. Résolution spatiale extrinsèque 74
IV.4. Résultats et discussion 74
IV.4.1. Spectre en énergie et résolution en énergie 74
IV.4.2. Sensibilité 77
IV.4.3. Résolution spatiale extrinsèque 78
IV.5. Conclusion 79
IV.6. Références 80
Chapitre V : Evaluation de la correction de diffusion en TEMP et amélioration de la quantification 82
Introduction 82
V.1. Effet de la diffusion sur les paramètres de la gamma caméra 82
V.1.1. Configuration de l'expérience et de la simulation 83
V.1.2. Résolution spatiale 84
V.1.3. Fraction et ordre de diffusion 85
V.1.4. Résolution en énergie et spectre en énergie 85
V.1.5. Résultats et discussion 85
V.1.5.1. Résolution spatiale 85
V.1.5.2. Fraction et ordre de diffusion 87
V.1.5.3. Spectre en énergie, résolution en énergie et ordre de la diffusion 88
V.1.6. Conclusion 91
V.2. Effet du choix des paramètres de correction de la diffusion sur la qualité d'image en TEMP pour le ^{99m}Tc 91
V.2.1. Conditions de l'expérience et de la simulation 92
V.2.1.1. Description de la simulation 92
V.2.1.2. Description de l'expérience 96
V.2.2. Résultats 98
V.2.2.1. Ordre de diffusion 98
V.2.2.2. Fraction de diffusion 99

V.2.2.3. Contraste, RNB, SNR et uniformité intégrale tomographique 101
V.2.2.4. Résolution spatiale tomographique 104
V.2.3. Discussion 106
V.2.4. Conclusion 108
V.3. Références 108
Chapitre VI : Caractérisation de la TEMP par simulation Monte Carlo pour une scintigraphie post-injection du ^{223}Ra 111
Introduction 111
VI.1. Modélisation sous GATE des performances de la TEMP pour les acquisitions au ^{223}Ra… 113
VI.1.1. Spectre en énergie, sensibilité et fraction de diffusion 114
VI.1.2. Résolution spatiale 114
VI.2. Résultats 115
VI.2.1. Spectre en énergie et fraction de diffusion 115
VI.2.2. Sensibilité 118
VI.2.3. Résolution spatiale 118
VI.3. Discussion 119
VI.4. Conclusion 121
VI.5. Références 122
Conclusion générale 124
Annexe I: Exemple des 'scripts' d'un fichier Macro dans GATE 128
Annexe II: Exemple des fichiers JDL et SH pour MaGRID 131
Annexe III : Exemple de fichier 'slurm' de soumission des simulations MC par GATE dans HPC-MARWAN 132

Introduction générale

La médecine nucléaire est une spécialité de la médecine où des radiopharmaceutiques, un radionucléide couplé à une molécule biologique (traceur), sont administrés aux patients à des fins thérapeutiques ou diagnostiques. Dans ce dernier cas, le radiotraceur se fixe dans l'organe ou le tissu cible en fonction de la fonction métabolique ou physiologique à explorer, permettant de l'examiner de manière non-invasive. L'imagerie en médecine nucléaire, la scintigraphie, est appelée imagerie fonctionnelle ou encore imagerie par émission. L'image est formée à partir des rayonnements gamma ou X provenant du patient et leur détection par des appareils spécifiques pour la construction des images.

Deux modalités sont actuellement utilisées en imagerie par émission : la tomographie par émission monophotonique (TEMP) (Single Photon Emission Computed Tomography (SPECT)) et la tomographie par émission de positon (TEP). Dans le cas de la TEMP, le radionucléide émet un rayonnement mono-photonique et la détection du rayonnement est effectuée par la rotation des détecteurs autour du patient. Par contre en TEP, des émetteurs béta+ sont administrés au patient, et suite à leur annihilation avec les électrons de la matière, deux photons de 511 keV, émis à 180±0.25° l'un par rapport à l'autre, sont détectés en coïncidence au niveau des anneaux de la TEP. Dans les deux cas, des algorithmes de reconstruction tomographique sont appliqués sur les images acquises afin d'obtenir la distribution tridimensionnelle du radiotraceur dans l'organe et de faciliter l'interprétation qualitative et quantitative des images.

Le traitement quantitatif est influencé par des facteurs limitants qui dépendent des performances techniques de l'appareil, de la physiologie du patient, des caractéristiques du radiotraceur injecté, et des effets physiques tels que la diffusion et l'atténuation, qui nuisent à la qualité de l'image. Pour les facteurs physiques, des méthodes de correction ont été développées afin de compenser leurs effets sur la fiabilité de l'interprétation quantitative et qualitative de l'image.

La méthode de Monte Carlo (MMC) est un outil de simulation qui permet de caractériser les nouveaux instruments et d'analyser des phénomènes difficiles à étudier expérimentalement. En médecine nucléaire, cette méthode permet aussi de développer de nouvelles méthodes de

traitement d'image et d'optimiser celles déjà existantes, comme les méthodes de correction de diffusion et d'atténuation implémentées dans les machines de routine clinique.

Le présent travail est mené dans l'optique d'optimiser les outils disponibles en routine clinique et d'en tirer le maximum des bénéfices. Nous avons eu recours aux simulations Monte Carlo pour modéliser le système choisi pour notre évaluation, SPECT/CT Symbia T6 Truepoint de Siemens, installé au niveau du service de médecine nucléaire du Centre Hospitalo-Universitaire Mohammed VI de Marrakech, et de profiter de ses avantages pour améliorer le service rendu au patient du département.

Notre intérêt porte sur deux objectifs :

- L'évaluation des effets de la diffusion sur les performances de la TEMP et la pertinence de sa correction pour la qualité des images scintigraphiques acquises au ^{99m}Tc,
- La caractérisation de la TEMP pour l'acquisition des images de post-traitement au ^{223}Ra, tenant compte de la diffusion aussi.

Pour ce faire, le modèle de la TEMP par la méthode de Monte Carlo a été validé par des tests expérimentaux, en utilisant deux types de sources radioactives (mono-énergétique et poly-énergétique). Des acquisitions expérimentales de quelques indices de performances de la SPECT/CT Symbia T6 ont été réalisées. Ensuite, les mêmes manipulations ont été reproduites dans des conditions similaires par simulation. Les résultats de simulation ont été comparés aux données de l'expérience. Après la validation, le système simulé était prêt pour commencer le travail concernant les objectifs précités.

Nous avons commencé par l'évaluation de l'effet de la diffusion et de ses deux composantes, rétrodiffusion et diffusion directe, sur les différents paramètres de la TEMP, spécifiquement la résolution spatiale et résolution en énergie, au cours de l'acquisition des photons émis par la désexcitation de ^{99m}Tc. Ensuite, l'amélioration de la correction de diffusion par la méthode de Triple Fenêtre d'Energie (TEW), largement utilisée en routine clinique pour les acquisitions tomographiques avec le ^{99m}Tc, a été entamé. L'application de cette méthode pour la soustraction des photons diffusés sous le pic photoélectrique implique l'exploitation des fenêtres d'énergie secondaires, adjacentes à la fenêtre d'énergie principale, afin de comptabiliser les photons diffusés sous cette dernière. Le choix des caractéristiques de ces sous-fenêtres, largeur et nombre, conditionne la correction de la diffusion. Des fenêtres secondaires larges ou étroites peuvent entraîner une surestimation ou une sous-estimation de la fraction de diffusion sous le pic photoélectrique. Ainsi, le présent travail s'intéresse à la détermination des paramètres des

fenêtres d'énergie secondaires menant à une estimation précise des photons diffusés dans la fenêtre d'énergie principale. A cette fin, des tests expérimentaux et des simulations par la MMC ont été menés pour différents environnements (radioactifs et non-radioactifs), reproduisant ainsi le cas des lésions dites « froides », qui ne fixent pas de radioactivité, et « chaudes », radioactives. Les simulations ont permis d'évaluer des performances difficilement mesurées dans la pratique, comme la fraction de diffusion.

Le second objectif de ce travail de thèse est d'explorer les différents choix de paramètres d'acquisition des images scintigraphiques interprétables de post-traitement au ^{223}Ra. Ce radioélément émetteur alpha est injecté en faibles activités au patient, pour le traitement palliatif des métastases osseuses issues du cancer de la prostate. Ses photons X et gamma, émis avec de faibles intensités suite à sa désintégration, sont utilisés pour l'acquisition des images dont l'interprétation peut s'avérer difficile. Par conséquent, le choix des paramètres d'acquisition comme le type de collimateur et les fenêtres d'énergie principales, est primordiale pour extraire un maximum d'informations des images acquises. De ce fait, cette étude a été menée par simulation Monte Carlo, ce qui nous a permis de vérifier le type de collimateur adéquat à ce type de scintigraphie, les fenêtres d'énergie produisant des images avec moins de photons diffusés, la faisabilité en pratique, et également la réponse de la TEMP à un radionucléide émetteur des photons poly-énergétiques (de faibles, moyennes et hautes énergies).

Ce mémoire de thèse est composé de six chapitres, organisés de la manière suivante :

Le premier chapitre rappelle la structure et les composants de la gamma caméra TEMP, étant l'objet de ce travail de thèse. Le principe de fonctionnement et les performances de cette machine sont aussi présentés, ainsi que les facteurs qui limitent la qualité des images scintigraphiques et leurs effets sur la quantification.

La problématique de la reconstruction des images tomographiques et les différentes méthodes de reconstructions des images spécifiques à la TEMP sont discutées dans le deuxième chapitre. De plus, les facteurs physiques affectant la qualité de l'image de TEMP, l'atténuation et la diffusion, et les différentes méthodes de corrections sont abordés aussi.

Dans ce travail, nous avons largement mis à contribution la simulation par la méthode de Monté Carlo afin d'étudier des paramètres qui sont difficiles à évaluer par mesures expérimentales. Cette méthode est introduite dans le troisième chapitre avec une mise au point spéciale sur GATE (Geant 4 Application for Tomographic Emission), la plateforme de modélisation et simulation exploitée dans cette thèse. MaGrid ainsi que le cluster HPC-MARWAN sont

présentés également dans ce chapitre comme outil d'exécution des simulations dans un temps réduit avec une statistique des évènements acceptable.

Le processus de validation que nous avons suivi pour l'élaboration du modèle dans GATE du système TEMP adopté dans notre étude (Symbia TruePoint T6 de Siemens) est détaillé dans le chapitre 4. Les performances de la TEMP, telles que la résolution spatiale, la sensibilité et la résolution en énergie ont été mesurées expérimentalement dans le cas de deux radionucléides, le ^{99m}Tc et le ^{133}Ba et en présence des différents types de collimateurs disponibles dans le service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI, Marrakech. Les résultats ont été ensuite comparés à ceux de la simulation.

Le cinquième chapitre aborde l'évaluation de la correction de diffusion avec une méthode implémentée dans la routine clinique. En premier lieu, les conditions et les résultats de l'étude de la diffusion et son effet sur la qualité de l'image sont détaillés. Ensuite, les moyens d'optimisation de ladite méthode sont présentés. Les méthodes et matériels sont décrits pour chaque application.

Nous nous intéressons dans le sixième chapitre à l'estimation par simulation des paramètres de choix pour l'acquisition des scintigraphies de post-traitement au ^{223}Ra.

Les perspectives des études discutées dans ce travail de thèse sont présentées en conclusion générale.

Chapitre I : Tomographie par Emission Monophotonique

Introduction

La tomographie par émission est une modalité de l'imagerie médicale dont le but est de fournir la distribution d'un radiotraceur, préalablement injecté au patient, dans le corps humain à travers la détection des photons gamma ou X émis de nombreuses positions suivant le fonctionnement de l'organe à explorer.

Deux principales méthodes de tomographie par émission sont disponibles en médecine nucléaire : la tomographie par émission monophotonique (TEMP ou SPECT pour Single Photon Emission Computed Tomography), et la tomographie par émission de positon (TEP ou PET pour Positron Emission Tomography).

En TEMP, la gamma caméra, à une ou plusieurs têtes de détection, tourne autour du patient afin d'acquérir des projections bidimensionnelles de la distribution volumique du radiotraceur concentré dans l'organe à explorer.

Par contre en TEP, l'acquisition repose sur la détection en coïncidence des photons d'annihilation du positon dans la matière, par des cristaux formant un anneau autour du patient. L'objectif est de fournir la distribution volumique du radiotraceur émetteur des positons, concentré dans l'organe à explorer,

Dans ce premier chapitre, nous allons rappeler les notions basiques de la TEMP, en passant par son principe de fonctionnement, ses différentes composantes, ses performances, ainsi que les limites de son utilisation.

I.1. Principe de fonctionnement de la TEMP

I.1.1. Radiopharmaceutiques ou radiotraceurs

Un radiopharmaceutique ou encore un radiotraceur est une molécule qui se concentre sélectivement sur un organe afin de mettre en évidence d'une façon non-invasive son fonctionnement ou un processus métabolique spécifique. Il peut être sous forme d'un atome

radioactif, comme le cas de l'^{131}I qui se fixe sélectivement sur la thyroïde, ou composé d'un élément radioactif, marqueur, associé par des liaisons chimiques à une molécule biologique, traceur, qui sert à le « transporter » vers l'organe à explorer, possédant des récepteurs spécifiques à cette molécule. La liaison chimique entre le traceur et le marqueur doit être solide pour éviter leur dissociation après l'injection.

Le radiotraceur peut être administré au patient par voie intraveineuse, orale, rectale, ou par inhalation, selon le but de l'étude. Plusieurs radioéléments sont utilisés en médecine nucléaire pour la détection par TEMP (Tableau I-1), et le choix du radioélément dépend des facteurs physiques suivants :

- Une durée de vie assez longue pour permettre la bonne distribution du radiopharmaceutique dans l'organe (parfois le corps entier) à explorer, et aussi courte pour éviter l'irradiation inutile du patient,
- Une énergie raisonnablement élevée pour éviter l'atténuation des rayonnements gamma par les différents organes sur leur trajet, et faciliter leur détection.

Tableau I-1 : Caractéristiques de quelques radioéléments utilisés en médecine nucléaire pour les acquisitions par TEMP

Isotopes	Energie d'émission gamma (keV)	Période physique
^{99m}Tc	140	6,02 h
^{131}I	364	8j
^{123}I	159	13,2 h
^{111}In	173, 247	2.8 j
^{133}Xe	81	5,27 j
^{153}Sm	103	1,92 j

Le radioélément le plus utilisé en imagerie par TEMP est le ^{99m}Tc, un radioélément émetteur des photons gamma à partir de la désintégration béta- du ^{99}Mo (Figure I-1 [1]), compte tenu de sa courte période physique (6 h), et de la faible énergie des rayonnements gamma émis de 140 keV, suffisante pour les détecter et éviter leur atténuation dans le corps. La disponibilité du ^{99m}Tc sous forme de générateur portable de type ^{99}Mo/^{99m}Tc, qui peut être utilisé pendant plus d'une semaine (dépendant de l'activité initiale du ^{99}Mo) fait de lui le radioélément du choix en médecine nucléaire.

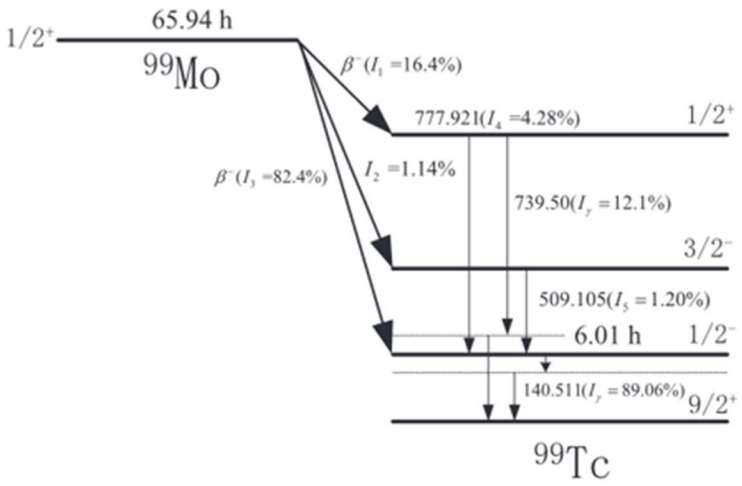

Figure I-1 : Schéma de désintégration du ^{99}Mo

I.1.2. Composants du dispositif de détection

La conception de la gamma caméra dans son état actuel remonte aux années 50 par Hal Anger (né en 1920), d'où vient le nom de caméra Anger. Dès lors, son principe de fonctionnement n'a pas connu de modifications majeures, mais des améliorations au niveau de ses performances et des outils informatiques ont marqué l'évolution de cet appareil.

Le principe de la gamma caméra repose sur la détection des photons X ou gamma émis par le patient, de les comptabiliser et de déterminer leurs positions d'émission des images bidimensionnelle ou tridimensionnelle interprétable par le médecin. La gamma caméra (Figure I-2 [2]) peut comporter une ou plusieurs têtes de détection qui se compose d'un collimateur, d'un cristal scintillateur de détection, souvent d'un guide de lumière, d'un arrangement de tubes photomultiplicateurs, et d'un circuit électronique.

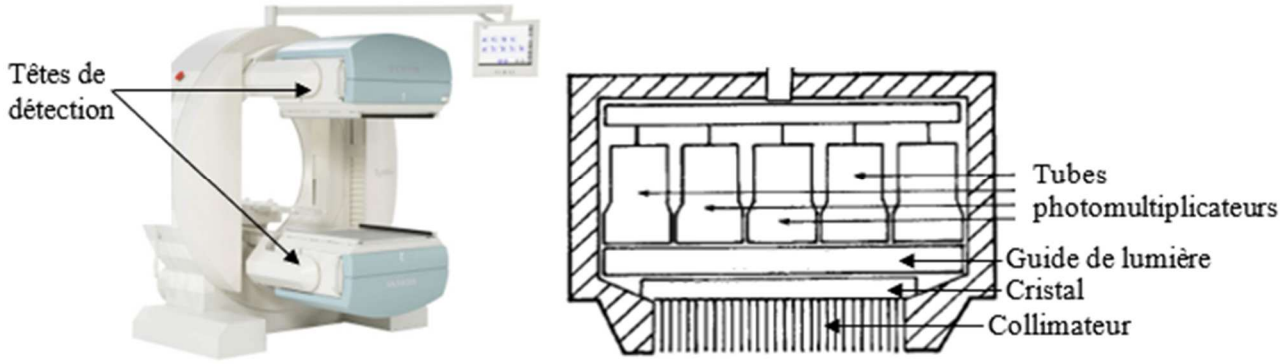

Figure I-2 : Exemple d'une gamma caméra à deux têtes de détection (à gauche) avec une vue sur les composants de sa tête de détection (à droite)

I.1.2.1. Le collimateur

Le collimateur (Figure I-3 [3]) est une plaque en matériau atténuant des rayonnements gamma (plomb, tungstène …), percé de trous de formes souvent hexagonales, mais qui peut être coniques ou cylindriques, séparés par des septa (des espaces du matériau atténuant). Le rôle du collimateur est de sélectionner les photons émis dans la même direction que les trous, et d'atténuer ceux provenant d'autres directions, et qui peuvent transporter des informations incorrectes sur la position d'émission des rayonnements. Le collimateur permet l'obtention d'une représentation bidimensionnelle du radiotraceur sur le cristal.

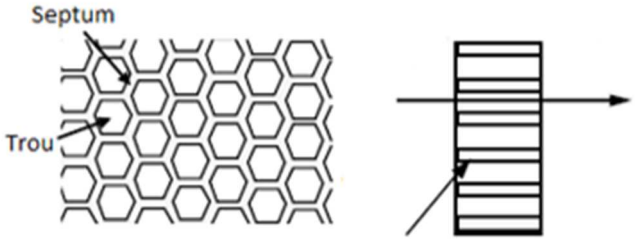

Figure I-3: Structure hexagonale d'un collimateur à trou parallèle

Plusieurs types de collimateurs sont utilisés pour les différentes acquisitions. Ils se distinguent par la géométrie et la capacité d'atténuation selon l'organe à explorer et l'énergie du radionucléide utilisé. En choisissant le bon collimateur, il est possible de préserver, d'augmenter ou de diminuer la taille des images, en utilisant des collimateurs à trous parallèles, convergents ou divergents respectivement, et de choisir entre la qualité et la vitesse de l'acquisition. Le collimateur à trous parallèles reproduit avec fidélité la forme de l'organe et il est adapté à la majorité des tissus, ainsi il est le plus communément utilisé. Les collimateurs peuvent être choisis aussi selon la qualité d'image recherchée. Pour améliorer la résolution spatiale, des collimateurs avec des trous étroits permettant une sélection limitée des rayonnements sont utilisés. Pour augmenter la sensibilité, des collimateurs à trous plus ouverts sont utilisés afin d'augmenter la statistique de l'acquisition. Généralement trois types de collimateurs sont les plus souvent adoptés pour les acquisitions TEMP, basse énergie pour les photons dont l'énergie est inférieure à 200 keV comme le ^{99m}Tc (140 keV) et le ^{201}Tl (69 keV et 81 keV), moyenne énergies pour les photons d'énergie moyenne entre 200 keV et 300 keV, comme le ^{67}Ga (93 keV, 184 keV, et 296 keV), et haute énergie pour les photons dont l'énergie est supérieure à 300 keV comme l'^{131}I (284 keV et 364 keV).

I.1.2.2. Le cristal scintillant

Les rayonnements sont détectés par la gamma caméra à travers un scintillateur inorganique (Tableau I-2 [3]). En interagissant avec les photons gamma par effet photoélectrique ou effet Compton, le scintillateur convertit ces photons en un nombre de photons lumineux (scintillation). Le processus de conversion repose sur l'interaction du photon émis de la source avec les atomes du cristal, dont la structure est composée d'une bande de valence, remplie des électrons, une bande de conduction, dont les niveaux d'énergie sont vides et un gap entre les deux bandes. Une quantité d'énergie de ce photon est transférée aux électrons du scintillateur, les éjectant de la bande de valence vers la bande de conduction, créant ainsi un pair d'électron trou. Les atomes du cristal sont dans un état d'excitation, et lors de la désexcitation (le retour des électrons vers la bande de valence) des photons de scintillations sont émis (Figure I-4 [4]), avec une longueur d'onde entre 380 et 440 nm, adaptée à la fenêtre d'entrée des photomultiplicateurs. Le nombre des scintillations dépend de l'énergie déposée par les photons gamma qui ont atteint le cristal et de l'épaisseur de ce dernier.

Tableau I-2 : Caractéristiques de différents scintillateurs utilisés en imagerie par émission

	NaI (Tl)	**BaF_2**	**BGO**	**LSO**	**GSO**
Numéro atomique effectif	51	54	74	66	59
Coefficient d'atténuation linéique (cm^{-1})	0.34	0.44	0.92	0.87	0.62
Indice de réfraction	1.85	-	2.15	1.82	1.85
Rendement lumineux (% NaI(Tl))	100	5	15	75	30
Longueur d'onde (nm)	410	220	480	420	430
Constante de décroissance (ns)	230	0.8	300	40	65
Fragilité	Oui	Peu	Non	Non	Non
Hygroscopique	Oui	Non	Non	Non	Non

Un scintillateur doit avoir un bon pouvoir d'arrêt et doit être transparent vis-à-vis des photons de scintillation pour réduire l'auto-absorption. Iodure de sodium dopé au thallium, NaI(Tl), représente le cristal de choix pour ce compromis, avec son numéro atomique (Z=51) et sa densité (3,7 g/cm^3) suffisants pour arrêter les photons émis par la majorité des radioéléments utilisés en médecine nucléaire. Sa faible constante de désintégration (230 ns) et son rendement

lumineux élevé, permettent un taux de comptage élevé, produisant un photon lumineux pour approximativement 30 eV d'énergie photonique.

Le scintillateur en TEMP est souvent présenté sous forme d'un seul cristal de grande surface (par exemple 40 x 50 cm^2), de forme rectangulaire ou circulaire et d'une épaisseur relativement faible (9,5 mm ou 15.87 mm) suffisante pour arrêter les 140 keV, énergie du ^{99m}Tc, le radioélément le plus utilisé en médecine nucléaire. Dans quelques systèmes dédiés à la détection des photons dont l'énergie peut atteindre 511 keV, le cristal est plus épais (12,7 mm, 15,9 mm ou 19 mm). L'inconvénient majeur du NaI(Tl) est son hygroscopicité, ainsi afin de le protéger contre l'humidité, un confinement hermétique, souvent une couche en époxy ou à base de l'aluminium, doit être utilisé autour du cristal, et la machine doit être installée dans environnement où le niveau d'humidité est contrôlé.

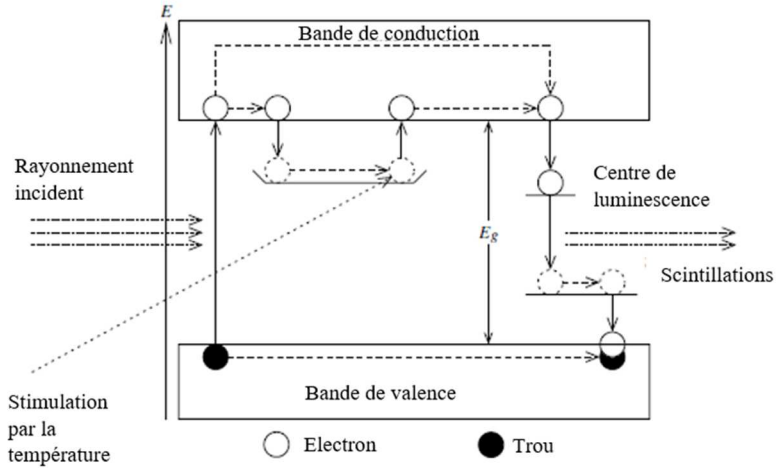

Figure I-4 : Principe de production des photons de scintillation dans un scintillateur inorganique

I.1.2.3. Le guide de lumière

La différence d'indice de réfraction entre le cristal (1,85 pour NaI(Tl)) et la photocathode exige l'utilisation d'un guide de lumière, une plaque en verre avec un indice de réfraction intermédiaire. Son rôle est d'assurer un bon couplage optique entre le scintillateur et le photomultiplicateur, afin d'éviter la perte des scintillations par réflexion sur la surface de la photocathode. Ainsi, le guide de lumière assure la bonne distribution des photons lumineux sur la surface des photomultiplicateurs, pour combler la perte en nombre de scintillations entre les espaces morts créés entre les photomultiplicateurs.

I.1.2.4. Les tubes photomultiplicateurs

Le photomultiplicateur (PMT) est un tube sous vide (Figure I-5 [3]), soumis à une différence de potentiel élevée croissante entre la photocathode, la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur soumis à une tension négative, et l'anode. Des électrodes dont la tension est intermédiaire, les dynodes (généralement de nombre de 10), sont arrangées en cascade entre la photocathode et l'anode. La photocathode est constituée d'un matériau bi-alcalin dont l'efficacité quantique est maximale pour les photons de longueur d'onde de 370 nm (avec un spectre de réponse entre 200 et 600 nm), adaptée à la majorité des scintillateurs utilisés en tomographie par émission [3]. La gamma caméra comporte un grand nombre de tubes photomultiplicateurs, typiquement entre 37 et 93, de différents diamètres et distribués en formes hexagonale pour diminuer la formation des espaces morts.

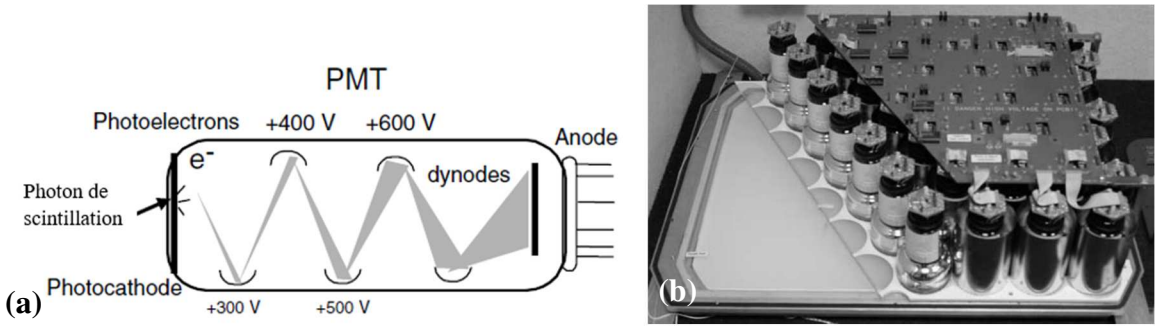

Figure I-5 : Les composants et le schéma du principe du photomultiplicateur (a), avec la disposition des PMT sur la surface du cristal NaI(Tl)

Le rôle du photomultiplicateur est de convertir les scintillations provenant du cristal en un signal électrique. La photocathode absorbe entre 20 et 25% des scintillations provenant du cristal, générant ainsi des photoélectrons. Sous l'effet de la différence de potentiel, chaque photoélectron se dirige vers la première dynode, portée à une tension supérieure à celle de la photocathode, et en interagissant avec celle-ci un nombre d'électrons (entre 2 et 4) sont émis et accéléré vers la deuxième dynode. Ce processus de multiplication des électrons par les n dynodes du PMT, portées à des différences de potentielles croissantes, continue jusqu'à la collecte de tous les électrons au niveau de l'anode. Un signal électrique, exploitable par un circuit électrique et proportionnel à l'énergie déposée par le photon détecté, est engendré. Le nombre des électrons collectés sur l'anode dépend du rendement quantique qui représente le rapport entre le nombre des électrons émis par la photocathode et le nombre de photons lumineux incidents.

Les tubes photomultiplicateurs sont très sensibles au champ magnétique, comme celui de la terre. Cette sensibilité dépend principalement de la taille de la photocathode, sa géométrie et le type des dynodes. Afin d'éviter cet effet, les PMTs sont protégés par du blindage de type µ-métal (alliage composé de nickel, fer et molybdène) [3].

I.1.2.5. Le circuit électrique

Malgré l'amplification des électrons dans les tubes photomultiplicateurs, le signal généré reste insuffisant pour pouvoir l'analyser correctement, ce qui demande une amplification additionnelle. Cette étape commence par une pré-amplification du signal pour augmenter suffisamment le nombre des électrons, afin de faciliter la transmission du courant vers l'amplificateur qui, à son tour, multiplie le signal d'environ mille fois. Ces différentes étapes d'amplification sont conçues pour assurer la proportionnalité entre le signal électrique et l'énergie déposée par les photons X ou gamma dans le cristal.

Dans la gamma caméra d'Anger, des circuits de positionnement sont utilisés pour estimer les sommes pondérées des signaux sortant des photomultiplicateurs, produisant des signaux analogiques : X et Y. X correspond au centre de masse des photons de scintillations émis suivant l'axe des abscisses et Y suivant l'axe des ordonnés. Un troisième signal, Z, est estimé, il correspondant à l'énergie déposée dans le cristal par le photon détecté. [5]

Quand un photon gamma interagit dans le cristal à une position donnée, les photomultiplicateurs environnants reçoivent une fraction des photons lumineux générés suite à l'interaction. Dans le but de déterminer la position d'interaction, chaque préamplificateur attaché à un photomultiplicateur est connecté à quatre plaques collectrices, qui génèrent la position selon l'axe des abscisses (X^+, X^-), et selon l'axe des ordonnés (Y^+, Y^-), par un réseau de résistance électrique R. Chaque résistance a une valeur inversement proportionnelle à la distance qui sépare le photomultiplicateur d'une plaque donnée. Le courant sortant de chaque photomultiplicateur est partagé sur les quatre plaques, ainsi on obtient quatre signaux représentant la somme des courants pondérée depuis tous les photomultiplicateurs. [3, 5]

Ainsi, les coordonnées de la position d'interaction sont données par :

Équation I-1
$$\boldsymbol{X = \frac{X^+ + X^-}{Z}},\ \boldsymbol{Y = \frac{Y^+ + Y^-}{Z}}$$

Et l'énergie totale déposée dans le cristal est exprimée par :

Équation I-2 : $$Z = X^+ + X^- + Y^+ + Y^-$$

L'amplitude de chaque signal sortant de l'amplificateur est analysée par un sélecteur d'amplitude monocanal (pulse-height analyser), composé de deux discriminateurs d'impulsions, dont le rôle est de sélectionner les signaux Z dont la hauteur est incluse dans une fenêtre d'énergie spécifique. La fenêtre d'énergie est déterminée avant de commencer l'acquisition, et elle est généralement de 15% ou 20%, centrée sur l'énergie du pic photoélectrique. Seules les impulsions sélectionnées sont utilisées dans l'affichage des images. [3]

Suivant l'étape de détermination des coordonnées de la position d'interaction des photons dans le cristal, les données analogiques sont transportées vers l'ordinateur lié à la gamma caméra via des pilotes de lignes. L'utilisation de ces pilotes assure la non déformation du signal, et protège les circuits électroniques de la gamma caméra de l'endommagement par la surcharge électronique. Les pilotes de ligne peuvent être utilisés pour changer l'amplitude des signaux afin qu'elle soit adéquate à celle acceptée par l'ordinateur [6].

Des convertisseurs analogiques-numériques sont ensuite utilisés pour permettre la manipulation et la représentation des données dans l'ordinateur.

I.1.3. Types d'acquisition

I.1.3.1. Modes d'acquisition des images

Les rayonnements gamma émis par le patient peuvent être détectés sous différents modes : statique, tomographique, dynamique et synchronisé.

I.1.3.1.1. Mode statique

En mode statique, les têtes de détection de la gamma caméra et la table du patient restent fixes sur une position donnée prédéterminée pendant toute la durée de l'acquisition. Une simple projection bidimensionnelle est formée perpendiculairement à une direction donnée. Les informations temporelles ne sont pas exploitées.

La qualité des images acquises en mode statique dépend de la fenêtre d'énergie utilisée, du type du collimateur, de l'angulation du détecteur, du délai d'attente suivant l'injection du radiopharmaceutique et du temps d'acquisition. [5, 6]

I.1.3.1.2. Mode dynamique

Dans ce mode, les images sont acquises directement après l'injection du radiopharmaceutique au patient. Les séquences des images sont indexées dans le temps ce qui permettra de réaliser

des études quantitatives, de reproduire des courbe temps-activité, et de calculer le taux de fixation ou d'évacuation du radiopharmaceutique dans le tissu ou l'organe étudié.

I.1.3.1.3. Mode synchronisé

Le mode synchronisé est utilisé pour les organes ayant un mouvement incontrôlable dépendant du temps, principalement le cœur. L'acquisition est synchronisée avec les battements du cœur en utilisant un électrocardiogramme (ECG). Les images sont acquises sous forme de trames dépendant de la cistole ou de la diastole.

I.1.3.1.4. Mode tomographique

Pendant l'acquisition tomographique (Figure I-6 [5]), les têtes de détection tournent autour du patient, suivant une orbite circulaire ou elliptique de 360°. Le but est d'acquérir des projections de différents angles, représentant la répartition de la concentration bidimensionnelle du radiopharmaceutique dans l'organe à explorer. Chaque projection est composée de plusieurs profils unidimensionnels. Chaque point du profil représente l'intégrale des photons émis du patient suivant une ligne perpendiculaire à la surface de la tête de détection.

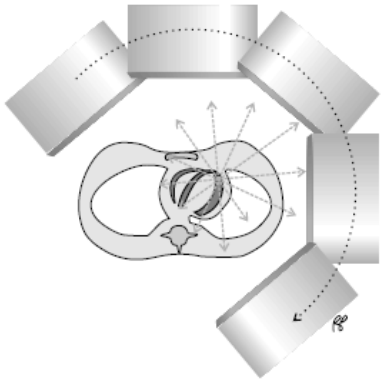

Figure I-6 : Acquisition des projections par rotation des têtes de détection autour de l'organe à explorer

L'empilements des différents profils unidimensionnels des coupes de projection acquises suivant la même position axiale (y), pour les différents angles de rotation (entre 0° et 180° ou 360°) forment un sinogramme. Le rôle des sinogrammes est de contrôler et corriger les fautes d'acquisition, notamment le mouvement du patient. [5]

La méthode standard de collecte les projections en mode tomographique est pas à pas ou « step and shoot ». Dans cette technique, la tête de détection tourne une seule fois d'une manière discontinue autour du patient. Elle s'arrête pendant un temps préconfiguré pour permettre l'acquisition des projections après un arrêt angulaire. En mode continu la tête tourne autour du

patient plusieurs fois sans arrêt jusqu'à ce que des projections avec des statistiques suffisantes soient acquises.

L'avantage de l'acquisition en mode tomographique est la possibilité de réaliser des études quantitatives avec plus de précision, une haute qualité d'image de meilleur contraste, et la possibilité d'obtenir la répartition tridimensionnelle de la concentration du radiopharmaceutique à partir des différentes projections.

I.1.3.2. Modes d'enregistrement des données

Les données de sortie du convertisseur analogique-numérique sont enregistrées sous deux formes différentes : Le mode séquentiel (mode liste), ou le mode incrémentiel (mode image).

I.1.3.2.1. Enregistrement séquentiel « mode liste »

Dans ce mode, les données numériques représentant les coordonnées d'interaction du photon dans le cristal sont enregistrées dans un tableau en mémoire. Les coordonnées sont codées, ordonnées et enregistrées selon le temps de détection. Ces informations sont ensuite arrangées sous forme d'image (statique, dynamique …), et manipulées en changeant la taille de la matrice, le temps d'acquisition par trame, et même les données physiologiques, comme le début du cycle cardiaque, peuvent être inclus. [6]

La possibilité de classer les données en mode séquentiel sans qu'elles soient chevauchées, permet d'éliminer les événements arythmiques dans les acquisitions cardiaques.

Le mode séquentiel donne plus de flexibilité dans la manipulation des données, mais il demande beaucoup de capacité en mémoire et de temps pour le traitement des informations, et les images ne sont pas disponibles pendant ou immédiatement après l'acquisition.

I.1.3.2.2. Enregistrement incrémentiel

En mode incrémentiel, les données numériques sont utilisées afin d'identifier l'adresse d'une position spécifique en mémoire correspondante à la position d'interaction. Le contenu de cette mémoire est incrémenté d'une unité pour chaque photon détecté. Ce mode d'enregistrement construit une image en mémoire tampon pendant la collection. Les données sont enregistrées directement sur une matrice d'image prédéfinie, et chaque pixel (intersections entre lignes et colonnes de la matrice) a une adresse spécifique (en ligne et colonne) correspondant à la position dans le cristal. Le choix de la taille de la matrice, et par la suite le nombre et la taille des pixels, joue un rôle important dans la résolution spatiale de l'image. [6]

I.1.3.2.3. Sinogrammes en TEMP

Les sinogrammes consistent en des vecteurs bidimensionnels contenant des informations sur les photons détectés durant une acquisition tomographique, suivant toutes les directions possibles, dans un plan orthogonal (une coupe) à l'axe de rotation de la tête(s) de détection. Les coordonnées des entrées du sinogramme identifient l'orientation spatiale des photons détectés suivant la coordonnée radiale x_r, et l'angle azimutale θ. Chaque ligne du sinogramme correspond aux projections monodimensionnelles acquises à différents angles de rotation θ, pour la même position axiale y (Figure I-7 [5]) et le nombre de colonnes correspond au nombre de point de mesure. Les deux coordonnées x_r et θ sont définies en utilisant le plan de référence OX_rY_r couplé à une tête de détection et obtenu par la rotation inverse suivant un angle θ du plan fixe OXY couplé à la gamma caméra. Un axe additionnel OZ permet d'ajouter une coordonnée axiale z afin de localiser le sinogramme suivant l'axe de rotation du scanner. L'empilement des sinogrammes acquis dans tous les plans pour un objet donné est organisé dans un vecteur tridimensionnel $s\,(x_r, \theta, z)$. Si le système a plus d'une tête, le nombre de comptage enregistré suivant une direction identifiée par les coordonnées tridimensionnelles x_r, $\theta, z,$ est égal à la somme des comptages enregistrés sur toutes les têtes pour cette direction. [7, 8]

La collection des projections suivant toutes les orientations possibles autour de l'axe z, représente l'information utilisée pour la reconstruction de l'image sur ce plan. Le résultat final pour un algorithme de reconstruction est une image volumique de l'empilement de tous les plans reconstruits.

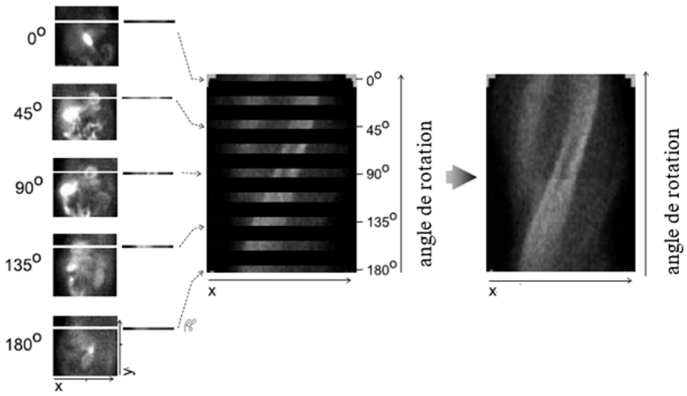

Figure I-7 : Exemples des lignes de la même projection monodimensionnelle du cœur, acquise de différents angles

I.2. Caractéristiques de la gamma caméra

Les performances de la gamma caméra et la qualité des images acquises sont caractérisées par des paramètres tel que l'uniformité, la sensibilité, la résolution en énergie, le taux de comptage et la résolution spatiale. Ces indices de performance sont rappelés dans cette section.

I.2.1. Uniformité

L'uniformité est la capacité de la gamma caméra de reproduire une image de distribution homogène d'une source radioactive homogène. Elle peut être intrinsèque, concernant seulement la réponse du système sans collimateur, ou extrinsèque tenant compte de la réponse du collimateur aussi. Cette dernière est appelée uniformité du système.

Deux paramètres d'uniformité sont à distinguer : uniformité intégrale (UI) et uniformité différentielle (UD).

I.2.1.1. Uniformité intégrale

Elle mesure la variation globale maximale de l'intensité des pixels dans le champ de vue du détecteur. Elle est obtenue par la relation :

Équation I-3 : $$\boldsymbol{UI}(\%) = \mathbf{100} \times \frac{\boldsymbol{Max - Min}}{\boldsymbol{Max + Min}}$$

Où Max est la valeur maximale du comptage dans les pixels de l'image, et Min est la valeur minimale du comptage dans les pixels de l'image

I.2.1.2. Uniformité différentielle

Ce paramètre caractérise les variations de taux de comptage dans l'image. Il est obtenu en considérant une ligne ou colonne de 5 pixels contigus, commençant du premier pixel de l'image. Les valeurs Min et Max des pixels sont déterminées et l'uniformité sur cette rangée est calculée par l'*Équation I-3*. Ce processus est répété sur tous les pixels de l'image, en devançant d'un pixel entre chaque rangée de 5 pixels. Les uniformités calculées pour toutes les colonnes et lignes sont comparées, et la valeur maximale est déterminée, c'est l'uniformité différentielle.

L'uniformité peut être dégradée par plusieurs facteurs comme :

- La divergence de collection des photons entre le centre et la périphérie des photomultiplicateurs,

- Le dysfonctionnement possible d'un ou plusieurs photomultiplicateurs,

- La non linéarité spatiale,

- Un réglage imprécis de la position ou de la largeur de la fenêtre d'énergie, et

- Le taux de comptage élevé, supérieur à la capacité de détection de la machine.

L'uniformité du système peut être influencée également par la déformation du collimateur.

I.2.2. Résolution spatiale

La résolution spatiale (RS) est la distance minimale séparant deux sources radioactives linéaires ou ponctuelles, percevables sur l'image produite par le détecteur. Elle est exprimée par la largeur à mi-hauteur (LMH ou FWHM pour Full Width at Half Maximum) d'une fonction d'étalement ponctuelle (ou PSF pour Point Spread Function) d'une source ponctuelle ou d'une fonction d'étalement linéique (ou LSF pour Line Spread Function) d'une source linéaire (Figure I-8).

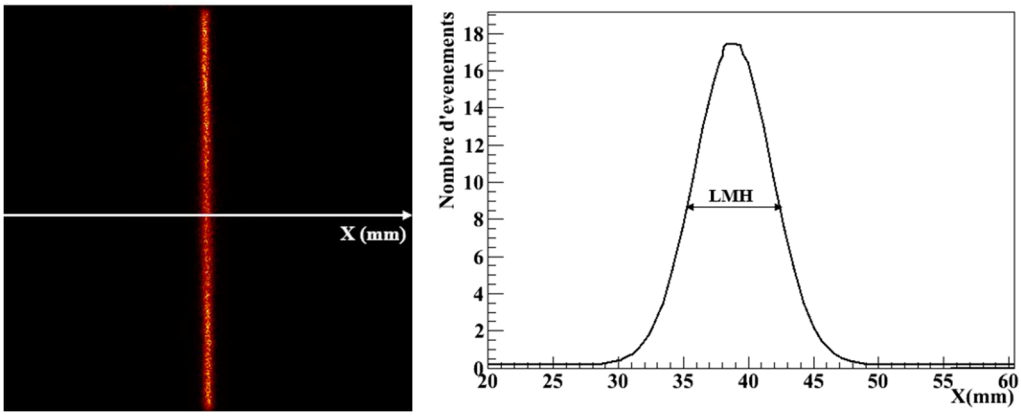

Figure I-8 : (a) L'image d'une source linéaire avec la ligne de profil suivant l'axe des X, (b) la fonction d'étalement linéique correspondante, tracée suivant l'axe des X, avec la position de la largeur à mi-hauteur (LMH)

La résolution spatiale du système, RS, est définie par l'équation suivante :

Équation I-4 : $$RS = \sqrt{R_i^2 + R_c^2}$$

Où R_i est la résolution spatiale intrinsèque, et R_c est la résolution spatiale du collimateur.

I.2.2.1. Résolution spatiale intrinsèque

Elle met en évidence la résolution spatiale du système de détection seulement (le cristal, le photomultiplicateur et l'électronique associée) en absence du collimateur. Elle résulte de plusieurs facteurs comme, le bruit de Poisson qui décrit le comptage des photons, la limitation de la résolution en énergie du scintillateur et de la variation du rendement lumineux selon l'énergie déposée, la limitation dû aux fluctuations du rendement quantique des

photomultiplicateurs, le changement de la réponse principale du détecteur dépendant de la profondeur d'interaction et des propriétés optiques de la surface du cristal. Le bruit de Poisson est le principal facteur dégradant la résolution spatiale intrinsèque. Par conséquence, la détection des photons de faible énergie provoque la génération d'un faible nombre de photons lumineux, ce qui entraîne un faible taux de signal-sur-bruit. Généralement, la résolution spatiale intrinsèque est de l'ordre de 3-5 mm, et elle dépend de l'épaisseur du cristal, le nombre de tubes photomultiplicateurs utilisés, et de l'algorithme de reconstruction de la position utilisé. [3]

I.2.2.2. Résolution spatiale du collimateur

La géométrie du collimateur conditionne sa résolution spatiale (R_c). Cette dernière est donnée par l'équation suivante [6] :

Équation I-5 :
$$\boldsymbol{R_c = \frac{h}{l}(c + l + f)}$$

Où : h est le diamètre des trous, l est la hauteur septal, c est la distance entre le collimateur et le cristal (généralement négligeable) et f est la distance entre la source et la surface externe du collimateur.

L'*Équation I-5* montre que les caractéristiques du collimateur influencent la résolution spatiale. Ainsi, si le diamètre des trous est petit par rapport à la hauteur des septa, la résolution spatiale devient plus petite et la capacité de restituer deux points très proches augmente, donnant une qualité d'image meilleure. La résolution spatiale du collimateur varie aussi avec la distance source-collimateur, plus la source est loin du collimateur plus la résolution se détériore. Généralement pour les valeurs de référence, souvent fournis par le constructeur, elle est mesurée à une distance de 10 cm, et elle est de quelques millimètres à quelques centimètres dépendant de la géométrie du collimateur [3].

Un autre paramètre influençant R_c est l'efficacité géométrique du collimateur, exprimée par :

Équation I-6 **:**
$$\boldsymbol{\Omega_{eff} = \frac{Nombre\ des\ photons\ collimatés}{Nombre\ total\ des\ photons\ émis}}$$

I.2.3. Résolution en énergie

La résolution en énergie (RE) est la capacité de la gamma caméra de distinguer deux photons d'énergies différentes. Elle est déterminée par la largeur à mi-hauteur autour de l'énergie à laquelle elle est mesuré (l'énergie caractéristique du radioélément), et est exprimée par :

Équation I-7 : $$\boldsymbol{RE}(\%) = \frac{\boldsymbol{\Delta E}}{\boldsymbol{E}}$$

ΔE est la largeur à mi-hauteur sous le pic photoélectrique.

Ses valeurs de référence sont données pour une énergie spécifique, par exemple elle est de l'ordre de 10% à 140 keV (énergie du photon de désexcitation du ^{99m}Tc). Ce paramètre est influencé par l'alignement des gains des photomultiplicateurs, le bon fonctionnement de tous les photomultiplicateurs, la qualité du cristal (non défectueux et pas de détérioration), le bon couplage physique entre le photomultiplicateur, le guide de lumière et le cristal, ainsi que le taux de comptage élevé. Actuellement, la majorité des gamma caméras possèdent des méthodes électroniques pour la correction de l'énergie, estimée à partir du signal de sortie des photomultiplicateurs, qui alignent le pic photoélectrique estimé par chaque photomultiplicateur afin d'améliorer la résolution en énergie globale [6].

I.2.4. Linéarité spatiale

La linéarité spatiale représente le degré de non linéarité dans l'image d'un objet linéaire. Elle est déterminée par le déplacement spatial maximal dans l'image sur le champ de vue. La linéarité spatiale est étroitement liée à l'uniformité, ainsi si plusieurs déplacements apparaissent sur une zone, l'uniformité y sera plus faible. Les facteurs majeurs qui dégradent la linéarité spatiale sont les mêmes que ceux qui influencent l'uniformité.

I.2.5. Taux de comptage

Ce rapport représente le nombre de photon gamma détecté dans un temps donné. Il décrit la proportionnalité entre le temps de comptage et l'intensité des rayonnements gamma incidents sur la surface du cristal. Ce paramètre se dégrade par l'utilisation des fenêtres d'énergie très petite, l'utilisation de zoom, et par l'augmentation du nombre photons diffusés détectés. Le fonctionnement des circuits de conversion analogique-numérique, ainsi que tous les autres circuits qui tiennent compte du temps dégradent aussi le taux de comptage. Par conséquent, le système devient plus lent si un composant (de la détection jusqu'à l'affichage de l'image) ne fonctionne pas harmonieusement avec les autres.

I.2.6. Temps mort

Le temps mort est le temps correspondant à la durée d'analyse de la détection d'un photon par la gamma caméra. Pendant ce temps, le détecteur est « aveugle » aux photons incidents, ce qui entraîne une perte de comptage. Il est composé du temps de détection, de traitement

électronique, de conversion et de lecture des événements. Le temps mort peut-être paralysable ou non paralysable:

Temps mort paralysable : la détection d'un autre photon pendant ce temps entraîne l'allongement du temps mort,

Temps mort non paralysable : la gamma caméra ne détecte aucun photon pendant ce temps, et l'enregistrement d'un nouvel événement ne se fait qu'à la fin du dernier.

I.2.7. Sensibilité

La capacité de la gamma caméra de détecter un photon émis par une source radioactive est exprimée par la sensibilité. Elle est déterminée à partir du rapport du nombre de photons primaires détectés par la gamma caméra, sous l'angle solide délimité par la surface du champ de vue du détecteur, sur le nombre de photons émis par la source radioactive.

La sensibilité est directement liée à l'épaisseur du cristal, la fenêtre d'énergie, et le rapport de la surface du cristal non couverte par le collimateur sur le la surface totale de celui-ci. Elle est inversement proportionnelle à l'énergie du photon et à l'épaisseur du collimateur et ne dépend pas de la distance source-collimateur pour les collimateurs à trous parallèles. Les facteurs qui dégradent la sensibilité sont les mêmes que ceux qui influencent l'uniformité (voir I.2.1 de ce chapitre) en plus de l'endommagement du collimateur et le temps mort.

La sensibilité est inversement proportionnelle à la résolution spatiale. Une meilleure sensibilité sera obtenue pour une faible résolution spatiale.

I.3. Limites d'imagerie en TEMP

La précision qualitative et quantitative en TEMP est influencée par plusieurs facteurs qui peuvent être regroupés en trois catégories : facteurs physiologiques, facteurs physiques et facteurs technologiques.

I.3.1. Facteurs physiologiques

Ce sont des facteurs étroitement associés au patient et à la qualité du produit radiopharmaceutique (spécificité, bio-cinétique et dose administrée). La possibilité de la concentration, plus ou moins importante, des radiopharmaceutiques sur des organes autres que l'organe cible, génère une activité du fond qui détériore la statistique de détection et par conséquent la qualité de contraste de l'image. La qualité de l'image est influencée aussi par le choix du temps d'acquisition, souvent prédéfini pour permettre l'acquisition d'un nombre des

évènements suffisant pour l'obtention rapide des images facilement interprétables, tenant compte de l'état de santé du patient, notamment sa capacité à rester immobile pendant l'examen. Ainsi, les mouvements physiologiques comme les battements du cœur ou la respiration, ou volontaires du mouvement du patient pendant l'examen, génèrent des artéfacts au niveau des images, ce qui compliquera l'interprétation des images [8]. La taille du patient peut aussi avoir un effet remarquable sur l'image du fait de l'augmentation de la contribution des photons diffusés.

I.3.2. Facteurs physiques

L'interaction des photons dans le corps du patient et le détecteur influencent les images acquises par la gamma caméra. Deux phénomènes perturbent la qualité d'image : l'atténuation et la diffusion.

I.3.2.1. Atténuation

L'atténuation est le phénomène d'absorption des photons par la matière suite à l'effet photoélectrique ou à la déviation de leur trajectoire loin du détecteur suite à la diffusion Compton à grand angle. Elle dépend de l'énergie transportée par le photon, de la matière traversée (tissu mou, os, poumon …) et de la localisation du site d'émission. L'atténuation des photons suit une loi exponentielle dépendante de la nature et de l'épaisseur de matière traversée selon l'équation suivante :

Équation I-8 : $$\boldsymbol{I = I_0 e^{-\mu x}}$$

Où : I_0 est l'intensité du faisceau des rayonnements avant de traverser la matière, I est l'intensité du faisceau après avoir traversé la matière, x est l'épaisseur de la matière traversée (en cm), et μ est le coefficient d'atténuation linéique. Ce dernier représente la probabilité d'interaction d'un photon par unité de longueur (en cm^{-1}). Il est associé à la section efficace par :

Équation I-9 : $$\boldsymbol{\mu = \sigma \times \frac{N_A \times \rho}{A}}$$

Où : ρ est la masse volumique de la matière traversée (en $g.cm^{-3}$), N_A est le nombre d'Avogadro ($atome.mol^{-1}$), A est la masse atomique du milieu (en $g.mol^{-1}$), σ est la section efficace (en $cm^2 atome^{-1}$).

La section efficace totale σ s'exprime en fonction des sections efficaces des différentes interactions responsables de l'atténuation :

Équation I-10: $$\boldsymbol{\sigma = \sigma_{photoéletrique} + \sigma_{Compton} + \sigma_{Rayleigh} + \sigma_{Création\ de\ paire}}$$

Dans le cas de la TEMP, l'atténuation est plus prépondérante au centre qu'aux bords de l'organe (Figure I-9). L'erreur introduite par l'atténuation dépend aussi de l'épaisseur de l'organe à explorer. En conséquence, les photons émis d'une lésion profonde dans le corps auront plus de probabilité d'être atténués que ceux émis d'une lésion superficielle. Également, un organe d'épaisseur variable, qui se trouve sur la trajectoire des rayonnements émis d'une région où le radiopharmaceutique est uniformément distribués, entraînera un comptage inhomogène. Ceci est un souci généralement remarqué dans le cas de la scintigraphie myocardique où l'atténuation du aux tissus mous (le diaphragme ou les seins), peut engendrer des artéfacts faux-positifs. Ainsi, dans les études quantitatives, les images sont fictivement de faible contraste et un grand taux de fixation est remarqué pour les tissus de faible capacité d'atténuation comme le poumon [9].

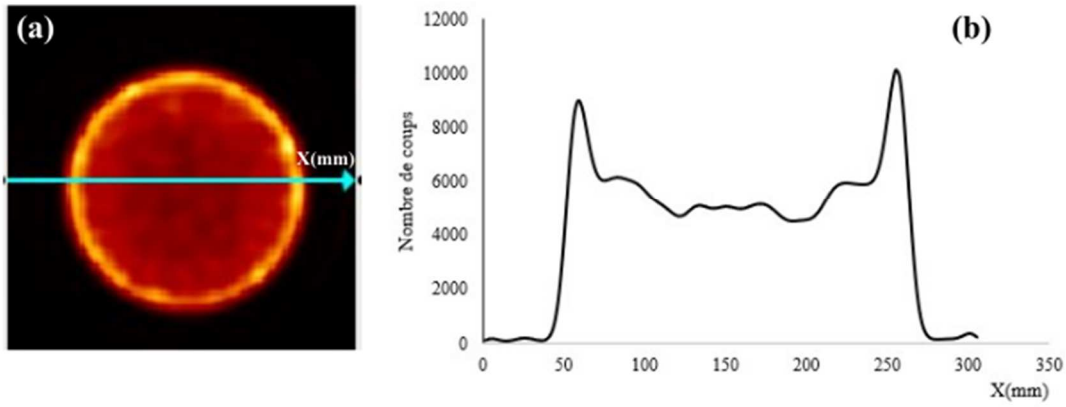

Figure I-9: Effet de l'atténuation sur les images TEMP. (a) Coupe transversale d'un fantôme cylindrique où la distribution de la radioactivité est uniforme, et la différence de contraste entre les bords et le centre de l'image est remarquable, (b) profil suivant l'axe des X, de la distribution inhomogène du comptage des bords (comptage maximale) vers le centre (comptage relativement faible)

I.3.2.2. Diffusion

Pendant son passage dans la matière, le photon peut subir des interactions cohérentes (Rayleigh) ou incohérentes (Compton), ce qui modifie sa trajectoire et son énergie, et par conséquence influence la qualité d'image et falsifie son interprétation. Vu que la diffusion Compton est le processus dominant pour les énergies des photons gamma utilisés en médecine nucléaire, la contribution de la diffusion Rayleigh (10% au maximum) est négligée dans les corrections de la diffusion.

L'effet Compton repose sur l'interaction entre un photon incident d'énergie $E_\gamma = h\nu$ (où h est la constante de Planck et ν est la fréquence), et un électron des couches externes de l'atome, considéré comme libre, et dont l'énergie de liaison est négligeable. Suite à cette interaction, une partie de l'énergie du photon incident est transmise à l'électron éjecté ensuite de l'atome, et le photon diffusé est dévié d'un angle θ avec une énergie :

Équation I-11 $$\boldsymbol{h\nu' = \frac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{mc^2}(1-\cos\theta)}}$$

Où mc^2 est l'énergie de masse de l'électron.

L'énergie des photons diffusés vers l'avant atteint son maximum à un angle $\theta = 0°$, et $h\nu' = h\nu$. De plus, aux très faibles énergies où $\boldsymbol{\frac{h\nu}{mc^2} \ll 1}$, $h\nu' \approx h\nu$ indépendamment de l'angle de diffusion. Dans le cas de la rétrodiffusion, le transfert d'énergie du photon incident à l'électron atteint son maximum à un angle $\theta = 180°$, et l'*Équation I-11* devient :

Équation I-12 : $$\boldsymbol{h\nu' = \frac{h\nu}{1+2\times\frac{h\nu}{mc^2}}}$$

L'énergie de l'électron de recul peut être écrite par :

Équation I-13 : $$\boldsymbol{T_e = h\nu \frac{\frac{h\nu}{mc^2}(1-\cos\theta)}{1+\frac{h\nu}{mc^2}(1-\cos\theta)}}$$

La section efficace différentielle par électron, $d\sigma_e$, de la diffusion Compton des photons diffusés dans l'angle solide $d\Omega$, est donnée par la formule de Klein-Nishina [10] :

Équation I-14 : $$\boldsymbol{\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{1+cos^2\theta}{(1+\varepsilon(1-\cos\theta))^2}\right) \times \left(1 + \frac{\varepsilon^2(1-\cos\theta)^2}{(1+cos^2\theta)(1+\varepsilon(1-\cos\theta))}\right)}$$

Où : $\varepsilon = \frac{h\nu}{mc^2}$ et $r_0 = 2.818\ fm$ est le rayon classique de l'électron.

La section efficace totale par électron, σ_e, est obtenue après intégration sur tous les angles. Et la section efficace par atome, $\sigma_{Compton}$, est obtenue en multipliant σ_e par le numéro atomique Z de l'atome.

I.3.3. Facteurs technologiques

I.3.3.1. Effet du volume partiel ou limitation de la résolution spatiale

Malgré les avancées et les développements instrumentaux que la TEMP a connu, certains facteurs technologiques influencent encore la qualité de l'image. Le facteur le plus important est l'influence directe de la distance source-collimateur sur la résolution spatiale à cause de la collimation physique des rayonnements, ainsi que la largeur finie de la fonction d'étalement

ponctuelle. Ceci a donnée naissance à l'effet du volume partiel. Cet effet a un impact principalement sur la visualisation des structures de petites tailles, dont les dimensions sont inférieures de 2 à 3 fois la résolution spatiale de l'appareil. Il s'exprime par une grande distorsion dans l'estimation des concentrations des activités régionales (Figure I-10 [9]) : la sous-estimation de l'activité dans les structures à haute activité par rapport aux organes environnants, et le contraire pour les structures ayant une faible activité. [7, 9]

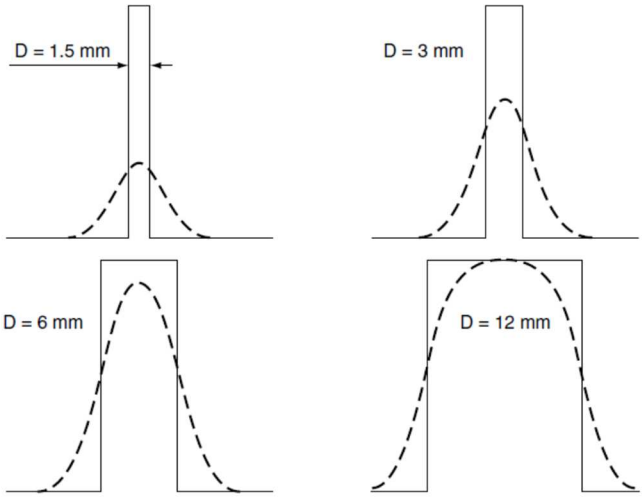

Figure I-10: Estimation de la distribution de l'activité pour des structures de différentes tailles pour une gamma camera avec une résolution spatiale de 6 mm. Les lignes continues représentent l'activité réelle, et les lignes tiretées représentent l'estimation de l'activité dans les images de TEMP

La largeur finie de la PSF produit un lissage des bords entre les structures adjacentes avec différentes concentrations de l'activité dans l'image finale, confondant toutes les transitions brusques de l'activité (Figure I-11 [7]). La limitation de la résolution spatiale du TEMP dépend de plusieurs facteurs de différentes origines :

i) Physique : les rayonnements diffusés,
ii) Instrumentale : la taille du cristal scintillant, son efficacité de détection et la géométrie du collimateur,
iii) Pratique : comme le choix des paramètres d'acquisition et de reconstruction.

Le choix de la région d'intérêt pour extraction de l'activité régionale n'a pas d'effet direct sur la résolution spatiale, mais modifie davantage la précision de la détermination de la distribution actuelle du radiotraceur.

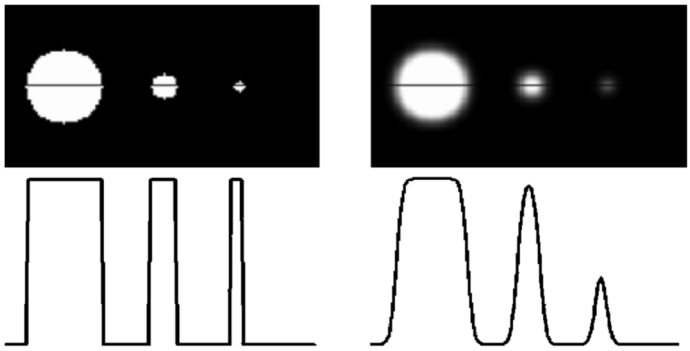

Figure I-11: Effet du volume partiel, (à gauche) distribution de l'activité pour un tomographe idéal, (à droite) image d'un tomographe avec une résolution spatiale finie. (En bas) l'activité estimée tout au long des lignes de profils tracées sur l'image

I.3.3.2. Réponse de l'ensemble collimateur-détecteur

La réponse de l'ensemble collimateur détecteur renvoie à l'image obtenue après acquisition d'une source ponctuelle. La forme de cette réponse est le premier facteur décrivant la résolution de l'image en TEMP. Elle est constituée de quatre composantes [8, 9] :

- La fonction de réponse intrinsèque : c'est la réponse du système TEMP à un champ d'irradiation bien focalisé en l'absence du collimateur. Cette fonction représente l'efficacité de détection des photons gamma par le cristal, et elle dépend de l'énergie du photon incident, de la fenêtre d'énergie utilisée, et de l'épaisseur et la composition du cristal. Elle est déterminée par deux facteurs : la précision de la résolution de la position par le système de détection et l'effet de la diffusion dans le cristal,
- La fonction de réponse géométrique : fait partie de la réponse totale du collimateur. Elle représente la répartition des photons détectés, inclus dans la fenêtre d'énergie principale, après avoir traversé les trous du collimateur sans interagir avec les septa,
- La fonction de réponse de la pénétration septale : décrit la contribution des photons détectés dans la fenêtre d'énergie après avoir traversé les septa sans être absorbés,
- La fonction de réponse de la diffusion sur les septa : décrit les photons diffusés dans les septa et effectivement détectés dans la fenêtre d'énergie choisie.

L'effet de chacun de ces facteurs est présenté dans la Figure I-12 [9] pour un collimateur de haute énergie et un collimateur de moyenne énergie, dans le cas de l'émission des photons de 364 keV, à une distance de 10 cm de la surface du collimateur. La fonction de réponse intrinsèque n'a pas été prise en compte.

La réponse de l'ensemble collimateur-détecteur dépend de la distance source collimateur, ce qui influence la résolution spatiale surtout dans le cas des acquisitions tomographiques, où la distance dépend des angles des projections. Dans ce cas, les images acquises des organes seront probablement déformées, et les interprétations seront incorrectes.

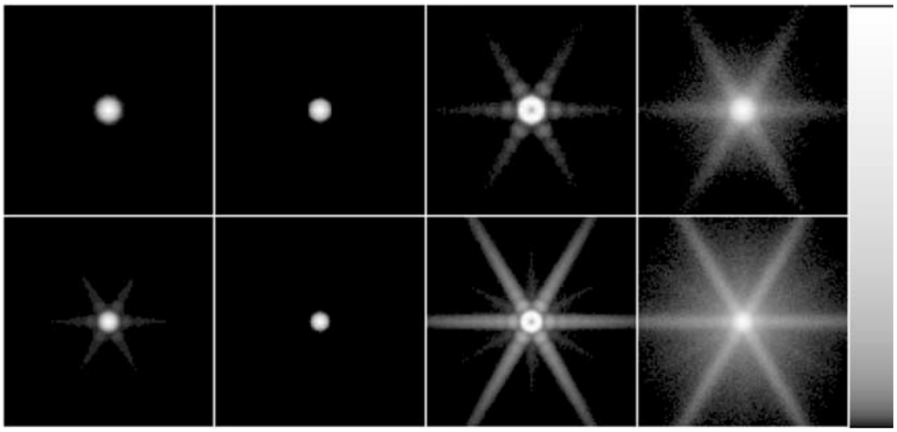

Figure I-12: Effet de chaque composant de la fonction de réponse du collimateur-détecteur pour un collimateur de haute énergie (rangé en haut), et moyenne énergie (rangé en bas) pour des photons de 364 keV. La première colonne à gauche représente la réponse totale, la deuxième : la réponse géométrique, la troisième : la réponse de la pénétration septale et la dernière : la réponse de la diffusion dans les septa

I.4. Références

[1] Junhua Luo, Jiuning Han, Fei Tuo, Xiangzhong Kong, Rong Liu, Li Jiang, Cross-sections for formation of ^{99m}Tc through natRu(n,x) ^{99m}Tc reaction induced by neutrons at 13.5 and 14.8 MeV, Radiation Physics and Chemistry, Volume 81, Issue 5, 495-498, 2012

[2] William R. Hendee, E. Russell Ritenour, Medical Imaging physics Fourth Edition, Wiley-Liss, Inc., New York, 2002

[3] Wernick, Miles N., Aarsvold, John N, Emission tomography: the fundamentals of PET and SPECT. Boston : Elsevier Academic Press; c2004

[4] Syed Naeem Ahmed, Physics and Engineering of Radiation Detection, Academic Press Inc. Published by Elsevier, 2007

[5] Rachel A. Powsner, Edward R. Powsner, Essential physics of nuclear medicine. Wiley-Blackwell, 2008

[6] IAEA human health series no. 6, Quality assurance for SPECT systems, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2009

[7] J. J. Pedroso de Lima, Nuclear medicine physics, 1st edition, CRC Press 2010.

[8] Philippe P. Bruyant. Analytic and Iterative Reconstruction Algorithms in SPECT, J Nucl Med; 43:1343–1358, 2002

[9] Habib Zaidi, Quantitative Analysis in Nuclear Medicine Imaging. Springer Science Business Media, Inc.2006

[10] Claus Grupen, Boris Shwartz, Particle detectors, Second Edition, Cambridge University Press, 2008.

Chapitre II : Reconstruction d'image en imagerie par émission monophotonique TEMP

Introduction

L'acquisition tomographique en TEMP permet d'explorer la distribution du radiopharmaceutique à travers des coupes axiales, coronales ou sagittales tout au long de la partie acquise, et donc de visualiser l'intérieur du corps d'une façon non invasive. Afin d'obtenir ces coupes, des algorithmes de reconstruction de l'image sont proposées. Ils font appel à l'utilisation des projections prises de différents angles autour du patient, à travers la rotation des têtes de détection autour de la partie d'intérêt. Ces algorithmes sont divisés en deux catégories : analytiques et algébriques.

Dans le présent chapitre les différentes méthodes de reconstruction tomographique sont présentées, ainsi que des méthodes de corrections des effets physiques afin de remédier aux limitations de la TEMP.

II.1. Problématique de la reconstruction d'image en tomographie par émission

La reconstruction d'image est un processus dit inverse. Il repose sur l'utilisation des outils informatiques pour restituer la concentration réelle du radiopharmaceutique dans l'organe exploré à partir des projections acquises [1]. Le but est d'obtenir une représentation tridimensionnelle (3D) du radiopharmaceutique dans l'organe à explorer, à partir des distributions bidimensionnelles (2D) acquises de différents angles autour du patient [2].

Afin de définir la fonction de distribution bidimensionnelle de la concentration de l'activité $f(x,y)$, représentée par le nombre des rayonnements incidents d'une position (x,y) de l'organe, considérons $g(s,\theta)$, la fonction de projection de $f(x,y)$ sur la surface du détecteur, correspondant à la somme des photons émis tout au long de la ligne de projection perpendiculaire à une position *s* où ils sont détectés suivant un angle θ, formée entre la position de détection et l'axe Ox (Figure II-1).

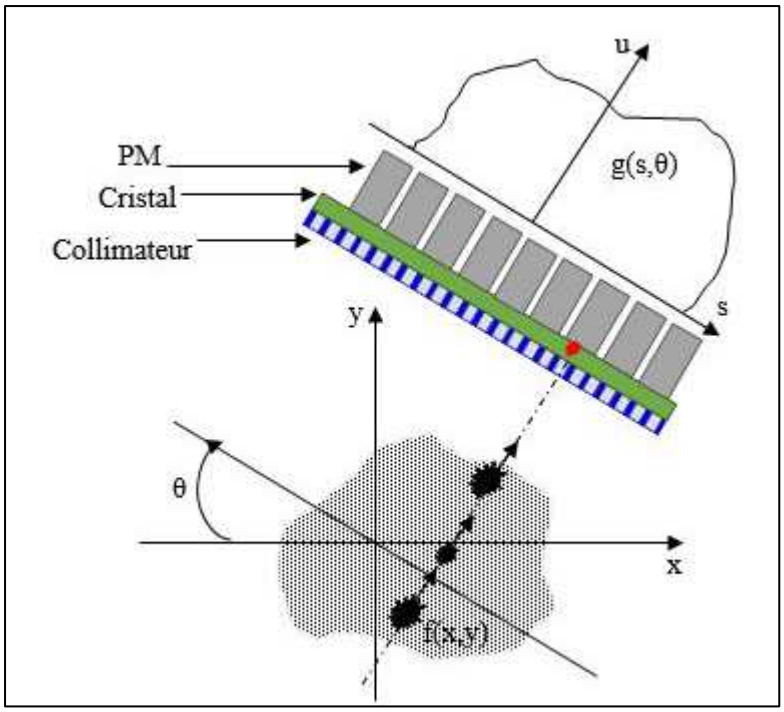

Figure II-1 : La fonction de projection $\boldsymbol{g(s,\theta)}$ dans le détecteur, de la fonction de distribution de l'activité $\boldsymbol{f(x,y)}$ dans l'organe, détectée sous l'angle θ

En fixant un repère cartésien (O,x,y) à la fonction f associée au patient et un repère tournant (O,s,u) à la fonction g liée à la TEMP en rotation autour du patient à un angle θ, pour chaque angle de rotation θ et position s du détecteur, les coordonnées des deux repères sont reliées par :

Équation II-1 :
$$\begin{bmatrix} \boldsymbol{x} \\ \boldsymbol{y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{\cos\theta} & \boldsymbol{-\sin\theta} \\ \boldsymbol{\sin\theta} & \boldsymbol{\cos\theta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{s} \\ \boldsymbol{u} \end{bmatrix}$$

L'opérateur de projection peut être défini par la transformée de Radon [3], une opération mathématique centrale de toutes les techniques tomographiques.

Équation II-2 :
$$[\boldsymbol{R_\theta f}](\boldsymbol{s}) = \boldsymbol{g(s,\theta)}$$

Avec R est l'opérateur de la transformée de Radon.

Ainsi la transformée de Radon $g(s,\theta)$ de la fonction $f(x,y)$ est la ligne intégrante des valeurs de $f(x,y)$ suivant la ligne inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe x, à une distance s de l'origine. Elle est exprimée par :

Équation II-3:

$$\boldsymbol{g(s,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)du = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s\cos\theta - u\sin\theta\,, s\sin\theta + u\cos\theta)du}$$

Résoudre le problème de la reconstruction tomographique consiste alors à chercher la solution 2D de la transformée inverse de Radon (*Équation II-4*), et donc de trouver la distribution 2D de

$f(x, y)$, considérant les données des projections unidimensionnelles (1D) $g(s, \theta)$, obtenues des différents angles de projections θ (entre 0 et 2π).

Équation II-4 $$\boldsymbol{f(x, y) = \left[R^{-1}[Rf]\right](x, y)}$$

Afin d'obtenir une solution unique et stable à partir de l'inversion analytique du problème de reconstruction tomographique, le nombre de projections doit être infini. Cependant, en pratique le nombre de projections acquises reste limité entre 64 et 128. D'autre part, le bruit de mesure dans les projections, souci fondamental en médecine nucléaire, devient plus important pour les acquisitions tomographiques en comparaison des acquisitions statiques, où le temps d'acquisition est plus long et le comptage par pixel est plus important [4].

La résolution du problème d'inversion de la transformée de Radon repose sur des méthodes analytiques ou algébriques comme présenté dans les parties qui suivent.

II.2. Reconstruction analytique

Les méthodes analytiques sont basées sur l'inversion mathématique directe de la transformée de Radon [1], en considérant des hypothèses sur le processus d'acquisition comme l'échantillonnage continue des données, absence des effets physiques comme l'atténuation et la diffusion et la connaissance de la valeur d'une projection à chaque point (s, θ) du sinogramme [5]. En conséquence, la solution peut être calculée rapidement et facilement [6]. L'algorithme le plus utilisé pour la reconstruction analytique dans les appareils commercialisés est la rétroprojection filtrée (FBP) [4].

Cette section sera consacrée à la rétroprojection simple, la rétroprojection filtrée et les filtres couplés à cette dernière.

II.2.1. La rétroprojection

La rétroprojection simple repose sur l'intersection de toutes les lignes de projection passant par un point $M(x, y)$ donné [2, 7], elle ne représente pas l'inverse de la projection mais sa transposée. Tenant compte que la position de la source dans le corps est inconnue, la rétroprojection renvoie les activités mesurées vers l'image par une distribution uniforme le long des lignes de projection suivant l'angle θ [1, 2]. Ainsi, la même valeur de l'activité sera attribuée à tous les pixels qui ont contribué à ce point de mesure, y compris ceux qui ne contiennent pas d'activité et ceux où l'activité existe réellement. Mathématiquement, ce processus peut être représenté par l'*Équation II-5* de l'estimation de la distribution d'activité, $f^*(x, y)$, à partir de la rétroprojection de $g(s, \theta)$ sur tous les angles θ:

Équation II-5 $$f^*(x,y) = \int_0^{\pi} g(s,\theta)d\theta$$

Dans les conditions idéales, spécialement sans atténuation, les projections acquises entre 180° et 360° ne fournissent pas de nouvelles informations, puisqu'elles sont symétriques aux projections acquises entre 0 et 180°. Donc l'orbite peut être limitée à 180° [2] et des coupes transverses sont formées.

Théoriquement, un nombre infini de projections doit être utilisé afin de reconstruire parfaitement l'objet (organe). Par contre en pratique, où un petit nombre de projections est acquis, la rétroprojection génère des artéfacts en étoile. Ils représentent des pixels dans l'image reconstruite où des comptages sont faussement attribués alors qu'ils ne contiennent pas d'activité en réalité. Ce phénomène donne naissance à un flou dans les images acquises avec une infinité de projections et déforme et nuit à la qualité des images [2, 8].

Afin de diminuer l'effet de ces artéfacts, la solution est de pondérer la distribution de l'activité le long des lignes de projection de telle façon que les pixels proches de la "source" des rayonnements contiennent un faible comptage. Ceci peut être réalisé en deux étapes : premièrement chaque ligne des sinogrammes est filtrée, ensuite la rétroprojection est appliquée [2], ce qui nous introduit à la rétroprojection filtrée.

II.2.2. Rétroprojection filtrée

La reconstruction tomographique par rétroprojection filtrée repose sur l'utilisation du théorème de la coupe centrale de Fourier. Ce théorème donne la relation entre la transformée de Fourier bidimensionnelle d'une image et la transformée de Fourier unidimensionnelle de ses projections [1, 5]. Ainsi la transformée de Fourier $P(\nu,\theta)$ de la projection $g(s,\theta)$ est obtenue par :

Équation II-6 $$P(\nu,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(s,\theta)e^{-i2\pi\nu s}\,ds$$

Tenant compte de l'*Équation II-3*, elle devient :

Équation II-7 $$P(\nu,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)du\right]e^{-i2\pi\nu s}ds$$

En utilisant l'*Équation II-1*, nous obtenons :

Équation II-8 $$P(\nu,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)e^{-i2\pi\nu(x\cos\theta+y\sin\theta)}dx\,dy$$

En posant : $\nu_x = \nu\cos\theta$ et $\nu_y = \nu\sin\theta$:

Équation II-9 $$P(\nu,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)e^{-i2\pi(x\nu_x+y\nu_y)}dx\,dy$$

L'*Équation II-9* représente la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'activité à estimer, démontrant le théorème de la coupe centrale :

Équation II-10 $$\boldsymbol{P(\nu,\theta) = F(\nu_x = \nu\cos\theta\,, \nu_y = \nu\cos\theta)}$$

Ainsi, quand la transformée de Fourier unidimensionnelle est calculée pour toutes les projections $P(\nu,\theta)$, la transformée de Fourier bidimensionnelle de la distribution de l'activité dans l'objet $F(\nu_x = \nu\cos\theta\,, \nu_y = \nu\cos\theta)$, suivant les mêmes angles de projections sera connue [7].

Afin d'exprimer la fonction de distribution de la concentration l'activité dans l'organe, on considère la transformée de Fourier inverse dans l'espace fréquentiel :

Équation II-11 $$\boldsymbol{f(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu_x\,,\nu_y)e^{i2\pi(x\nu_x+y\nu_y)}d\nu_x d\nu_y}$$

En reprenant l'*Équation II-10*:

Équation II-12 $$\boldsymbol{f(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} P(\nu\,,\theta)e^{i2\pi(x\nu_x+y\nu_y)}d\nu_x d\nu_y}$$

Rappelons que: $s = x\cos\theta + y\sin\theta$, $\nu_x = \nu\cos\theta$ et $\nu_y = \nu\cos\theta$, donc $\nu = \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}$.

En utilisant les coordonnées polaires, l'*Équation II-12* peut être écrite sous la forme :

Équation II-13 $$\boldsymbol{f(x,y) = \int_{0}^{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} P(\nu\,,\theta)|\nu|e^{i2\pi\nu s}d\nu d\theta}$$

Cette équation donne le processus de la reconstruction d'image par la rétroprojection filtrée. Les données sont rétroprojetées et filtrées dans l'espace de Fourier par le filtre rampe $|\nu|$, notée $\hat{g}(s,\theta)$. La transformée de Fourier est ensuite inversée. La formule de la rétroprojection filtrée de $f(x,y)$ est donc :

Équation II-14 $$\boldsymbol{f(x,y) = \int_{0}^{\pi}\hat{g}(s,\theta)d\theta}$$

Finalement la rétroprojection filtrée suit les étapes suivantes [1] :

- Appliquer la transformée de Fourier à $g(s,\theta)$ afin d'obtenir $P(\nu,\theta)$;

- Filtrer $P(\nu,\theta)$ avec le filtre rampe $|\nu|$;

- Appliquer la transformée de Fourier inverse pour obtenir la projection filtrée $\hat{g}(s,\theta)$;

- Appliquer la rétroprojection sur $\hat{g}(s,\theta)$ afin d'obtenir l'image désirée $f(x,y)$.

Le but d'appliquer le filtre rampe est de diminuer le flou dû à la rétroprojection [2]. Toutefois, l'amplitude de ce filtre augmente avec la valeur de ν, et dans le cas où le bruit statistique de haute fréquence existe dans l'image, son application amplifie ce bruit, ce qui diminue le

contraste des images reconstruites [2, 7, 8]. Afin de remédier à ce problème, des filtres qui réduisent le bruit de haute fréquence sont utilisés en plus du filtre rampe.

Des filtres Fourier ont été conçus pour la reconstruction des images en médecine nucléaire, ils sont classés en trois catégories : passe-bas, passe-bande et passe-haut. Les filtres passe-haut permettent de laisser passer les informations de hautes fréquences, y compris le bruit de l'image, et sont considérés comme des filtres d'amélioration de l'image. Alors que les filtres passe-bande permettent de retenir les données avec les fréquences inclues dans la bande passante et d'éliminer les autres [9].

Tous ces filtres sont caractérisés par deux paramètres : l'ordre ou la puissance de la fonction du filtre, qui détermine la forme de la courbe en fonction de la fréquence, et la fréquence maximale ν_m, appelée la fréquence de Nyquist ou encore la fréquence de coupure. Cette dernière caractéristique donne la valeur maximale des nombres de fréquence nécessaires pour décrire la courbe du sinus ou le cosinus représentant la projection d'une image. Elle détermine aussi la quantité du lissage et l'influence du filtre sur la résolution spatiale et le bruit. Plus ν_m est faible plus le lissage est important, et plus sa valeur est grande plus la résolution spatiale s'améliore et les détails de l'image sont plus visibles jusqu'à une certaine fréquence. Toutefois, à très grande valeur de ν_m, quelques détails peuvent être perdus à cause du bruit. En conséquence, le choix du filtre est gouverné par le but de son utilisation et doit être appliqué de telle façon que le bruit soit éliminé en premier et que les détails de l'image soient préservés. Comme dans le cas de la scintigraphie myocardique pour des patients obèses, l'utilisation d'un filtre avec une ν_m faible est recommandée vu la grande quantité du bruit.

En médecine nucléaire, les filtres les plus populaires sont Butterworth et Hann. Ce dernier est un filtre passe-bas qui préserve les structures de faibles fréquences en éliminant le bruit de haute fréquence. Il permet un calcul très rapide et un lissage très important, mais engendre une perte en résolution spatiale [7, 9].

Le filtre Butterworth est un filtre passe-bas aussi, caractérisé par la fréquence de coupure et l'ordre, qui déterminent sa forme et permettent une grande flexibilité dans la détermination de ses propriétés. L'ordre détermine la rapidité de la décroissance des amplitudes avec l'augmentation de la fréquence. Plus l'ordre est grand, plus la décroissance de la courbe est aigue [7, 9].

II.3. La Reconstruction itérative

Les méthodes de reconstruction analytique basées sur la transformée de Fourier et la rétroprojection sont très utiles en pratique clinique vu leur rapidité, stabilité et facilité. Néanmoins, ces méthodes ne sont pas flexibles et présume que la TEMP a des caractéristiques idéales avec une uniformité parfaite, une résolution spatiale haute et absence de l'atténuation ou de l'effet de la diffusion. Or en pratique, plusieurs facteurs contribuent à la dégradation de l'image [7, 9].

Les méthodes itératives, par contre, sont très flexibles et permettent d'introduire les corrections nécessaires des effets qui nuisent à la qualité de l'image, comme la diffusion Compton et l'atténuation, pendant le processus de la reconstruction [8]. Le principe des méthodes itératives, appelées algébriques, repose sur l'utilisation des estimations successives, appelées itérations, afin d'obtenir la solution, notamment l'image de la concentration du radiotraceur dans l'organe exploré. Ainsi, une première estimation arbitraire, par exemple une image uniforme initialisée à 0 ou à 1, de la distribution inconnue du radiotraceur est créée, et les projections correspondantes à cette estimation sont calculées, pour ensuite être comparées avec les projections mesurées [2, 7, 9]. S'il y a une différence entre les projections estimées et mesurées, des corrections sont appliquées et une nouvelle itération est réalisée dans le but d'évaluer la convergence entre les projections mesurées et estimées [9,10]. L'objet ajusté devient le point de commencement d'une seconde itération, et le processus continue pour de multiples itérations (généralement prédéterminées) jusqu'à ce qu'une solution finale soit atteinte.

Les méthodes analytiques impliquent que l'objet inconnu peut être représenté sous forme d'une fonction $f(x,y)$ et les données acquises peuvent prendre la forme d'une fonction continue $g(s,\theta)$. L'algorithme de reconstruction est ensuite dérivé à partir d'une inversion mathématique, et finalement discrétisé. Par contre, dans les méthodes itératives le problème de la reconstruction d'image est discrétisé dès le début, il est réduit à la détermination d'un ensemble fini des valeurs inconnues à partir des équations finies. Des méthodes d'inversions numériques sont appliquées afin de résoudre ce problème [1], où une matrice du système a_{ij} est utilisée afin d'établir une relation (*Équation II-15*) entre les valeurs mesurées le long des différentes lignes des projections, et les valeurs à estimer, enregistrées dans un vecteur de distribution f [1, 8]. Les valeurs mesurées sont souvent organisées dans un vecteur projection g, par contre les valeurs à estimer sont souvent discrétisées sous forme de voxel.

Équation II-15 $$\boldsymbol{g = \sum_{j=1}^{N} a_{ij} f + n}$$

Ce processus décrit la probabilité de détecter un photon émis d'une position j de l'organe à une position i du détecteur. Il dépend de plusieurs facteurs y compris la géométrie du détecteur, l'atténuation et la résolution. Le vecteur unidimensionnel n contient le bruit présent dans les mesures, il peut être modélisé par différentes méthodes qui suggèrent qu'il suit la loi de Poisson ou de Gauss.

Plusieurs algorithmes ont été développés pour les méthodes itératives. Leur différence réside dans la manière de comparaison des projections mesurées et celles estimées, ainsi que les types de corrections qui sont appliquées à l'estimation courante [2, 9]. Ces algorithmes sont classés en trois catégories : non-statistiques, statistiques qui tiennent compte du bruit Gaussien et statistiques qui tiennent compte du bruit de Poisson.

Une des plus simples méthodes itératives à utiliser est la technique de reconstruction algébrique (ART), basée sur un algorithme itératif non-statistique. Elle améliore l'activité estimée angle par angle en comparant chaque projection mesurée à celle calculée par la description de chaque itération point par point et la correction de tous les voxels qui se trouvent sur une ligne de projection. Le but est de minimiser la différence entre les valeurs des projections calculées et mesurées. Le processus s'arrête quand un certain critère devient relativement faible, par exemple la somme des carrés des soustractions entre les projections estimées et mesurées. Cette méthode est très rarement utilisée en imagerie par émission à cause de sa lenteur pour le nombre des pixels utilisés en routine clinique par rapport aux autres méthodes itératives [7, 8].

Par contre, les méthodes statistiques, présentées dans la partie suivante, sont les plus adoptées en clinique.

II.3.1. Méthode MLEM

Tenant compte de la nature arbitraire de la radioactivité, le model de Poisson est le plus adéquat pour l'imagerie par émission, en conséquence, un ensemble de données g correspond à une mesure spécifique f [2]. Le model de Poisson fournit la probabilité de mesurer un comptage spécifique tenant compte du nombre de désintégration [2, 7]. L'application de ce model permettra dans le cas de la méthode MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization) de trouver une solution générale pour la meilleure estimation de f qui produira la mesure g avec la plus grande vraisemblance L. L peut être présentée comme le produit des probabilités individuelles des pixels des projections :

Équation II-16

$$\boldsymbol{L(f) = \prod_i \exp\left[-\sum_j a_{ij} f_j\right]\left(\sum_j a_{ij} f_j\right)^{p_i} (p_i!)^{-1}}$$

L'algorithme EM (Expectation Maximization) de MLEM est divisé en deux temps distinctes : étape d'espérance (E) et étape de maximisation (M). Pour l'étape E la formule de la vraisemblance de toute image reconstruite est obtenue à partir des données mesurées. Ceci est réalisé sur la base de l'estimation de l'activité à partir de l'itération précédente, ou une estimation initiale dans le cas de la première itération. Dans l'étape de M, l'image qui a généré les données mesurées avec la plus grande vraisemblance est déterminée. [2, 7].

Ceci conduit à l'algorithme MLEM tel que décrit par Lange et Carson [2] :

Équation II-17

$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^k}{\sum_{i=1}^{n} a_{ij}} \sum_{i=1}^{n} \frac{g_i}{\sum_{j'=1}^{m} a_{ij'} f_{j'}^k} a_{ij}$$

Une image initiale est nécessaire pour commencer les itérations. Elle est choisie de telle façon qu'elle soit uniforme, au centre du champ de vue, et que ses valeurs soient positives.

Etant donnée l'*Équation II-17*, les voxels de l'image initiale doivent être différents de zéro, sauf s'il est connu à priori qu'ils sont effectivement nuls. [1, 2]

L'algorithme MLEM nécessite une projection et une rétroprojection pour chaque itération, ce qui demande une grande capacité de calcul. D'autre part, une dizaine d'itérations est recommandée afin d'atteindre une bonne convergence vers l'image finale. En conséquence, MLEM est connu comme une reconstruction tomographique lente et des méthodes d'accélération ont été proposées. La méthode la plus populaire est OSEM (Ordered Subset Expectation Maximization). [1]

II.3.2. Méthode OSEM

Cette méthode est une dérive de la méthode MLEM. Elle a été développée par Hudson et Larkin afin d'accélérer la convergence vers l'image finale en utilisant MLEM [2]. Son principe repose sur la subdivision des projections en des sous-ensembles pour chaque itération. L'estimation de l'activité d'un sous-ensemble est utilisée comme l'estimation initiale du sous-ensemble suivant. MLEM est appliquée à chaque sous-ensemble, comme une sous-itération. La première itération est complète quand tous les sous-ensembles sont analysés. [2, 8]

II.4. Corrections des phénomènes physiques

II.4.1. Correction de la diffusion

Les photons primaires interagissent en majorité par effet photoélectrique dans le scintillateur. Cependant, avant d'atteindre les têtes de détection, une quantité importante des photons gamma subissent une diffusion dans le corps du patient dont une grande partie sera détectée dans le

scintillateur. Etant donné que la résolution en énergie des systèmes TEMP est limitée, le rejet des photons diffusés par le fenêtrage spectrométrique sous le pic photoélectrique est imprécis et résulte en une détermination incorrecte du point d'émission des photons du corps du patient [1, 11]. D'autre part, une fenêtre d'énergie large, centrée sur l'énergie du pic photoélectrique, est importante pour obtenir une bonne statistique de comptage. Par contre, les photons dont l'angle de diffusion est faible seront éventuellement inclus dans cette fenêtre (Figure II-2) ; en conséquence, la quantification de l'activité sera difficile à réaliser et le contraste en sera réduit [12].

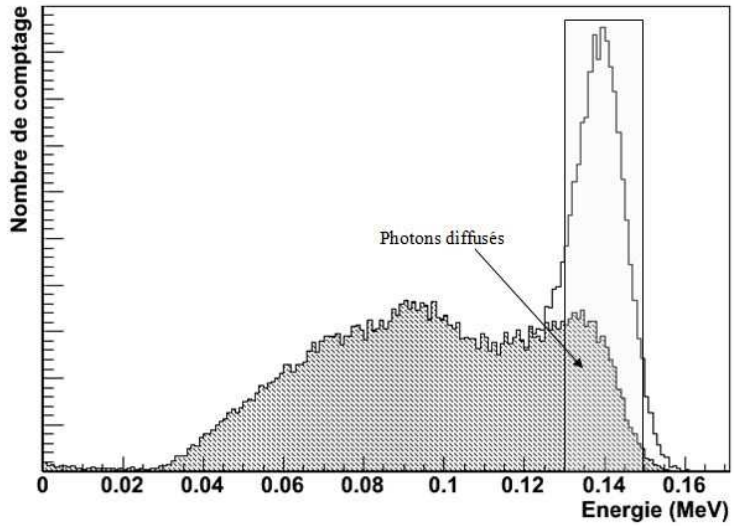

Figure II-2: Spectre en énergie simulé par la méthode de Monte Carlo du ^{99m}Tc, avec une fenêtre d'énergie de 15% centrée sur 140 keV et visualisation de la diffusion sous le pic photoélectrique

La contribution des photons diffusés sous le pic photoélectrique peut être exprimée par un rapport des photons diffusés aux photons primaires. Ce rapport est influencé par plusieurs facteurs comme l'énergie des photons, la forme et la distribution de la source, la composition du tissu où le radiopharmaceutique est concentré, la fenêtre d'énergie et les caractéristiques de la gamma caméra comme la résolution en énergie [1, 12].

Afin de remédier à l'effet de la diffusion sur la qualité de l'image, plusieurs méthodes ont été proposées pour sa correction [11]. Le but est d'améliorer la quantification de l'activité et/ou le contraste [7]. Deux classes de méthodes de correction de diffusion sont disponibles : correction avec soustraction et correction sans soustraction.

Avant l'application de ces méthodes, les photons diffusés sont rejetés d'une fenêtre spectrométrique délimitée autour du pic photoélectrique et seuls les photons détectés sous cette fenêtre sont acceptés. Le choix de la largeur de cette fenêtre reste primordial puisqu'une large

fenêtre va inclure davantage des photons diffusés dans l'image, et une fenêtre étroite éliminera des photons primaires qui peuvent être utiles pour une bonne qualité d'image avec une statistique de comptage acceptable.

II.4.1.1. Correction avec soustraction

Cette méthode de correction de diffusion est basée sur la mesure des photons diffusés sous une ou plusieurs sous-fenêtres d'énergie, adjacentes à la fenêtre d'énergie principale. La compensation de la diffusion avec ces méthodes est simple et facile à introduire dans la routine clinique. Deux méthodes sont les plus implémentées dans les gamma caméras cliniques :

II.4.1.1.1. Méthode de Double Fenêtre d'Energie

Dans cette méthode développée par Jaszczak et al. [13], la répartition spatiale des photons diffusés dans une large fenêtre d'énergie secondaire, directement adjacente à la fenêtre principale, est considérée comme égale au nombre des photons diffusés contaminant le pic photoélectrique (Figure II-3). Un facteur k est introduit afin de prendre en considération les variations quantitatives entre les deux fenêtres (secondaire et principale). Il est déterminé par une mesure d'étalonnage pour chaque radioélément exploité. L'estimation du nombre des photons diffusés par pixel de chaque projection est donnée par l'équation suivante :

Équation II-18 :
$$\boldsymbol{SC_M(i,j) = kSC_S(i,j)}$$

Où SC_M est le nombre des photons diffusés sous le pic photoélectrique, i et j sont les coordonnées de la position d'un pixel dans la matrice de projection considérée, et SC_S est le nombre des photons diffusés sous la fenêtre secondaire. La valeur du facteur k est généralement 0.5 pour le ^{99m}Tc et varie dépendant du radionucléide. [7]

La fenêtre d'énergie principale inclut des photons diffusés légèrement déviés, avec une faible perte d'énergie, et dont la majorité ont subi une seule diffusion ne les éloignant pas beaucoup de la position réelle d'émission dans l'objet (le corps du patient). En utilisant une large fenêtre secondaire, les photons diffusés avec une énergie inférieure à celle des photons sous la fenêtre principale, sont déviés avec de grands angles de diffusion et ont subi plusieurs diffusions successives, les éloignant graduellement de la position exacte d'émission. En conséquence, l'inconvénient principal de cette méthode de correction est que l'élimination concerne majoritairement les photons diffusés dont la position est loin de la source d'émission. [11]

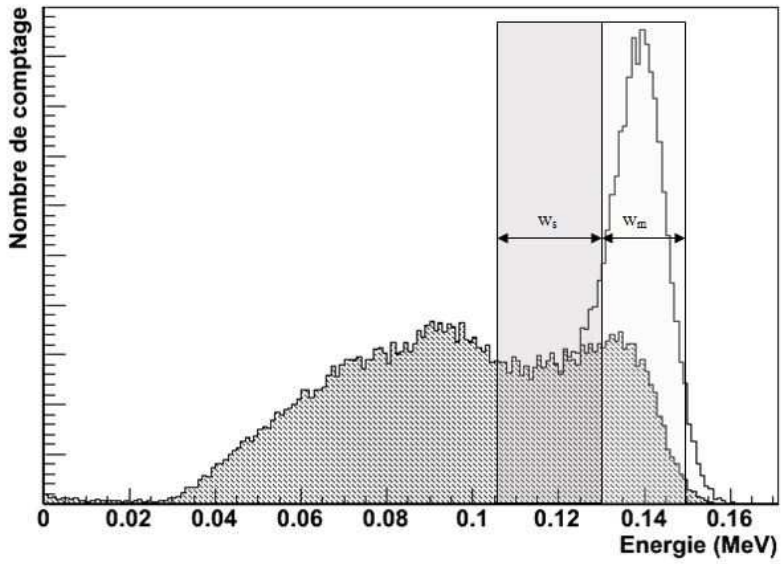

Figure II-3: Spectre en énergie du ^{99m}Tc avec la fenêtre d'énergie principale w_m, et la fenêtre d'énergie secondaire w_s,

II.4.1.1.2. Méthode de Triple Fenêtre d'Energie

Développée par Ogawa et al. [14], la méthode de Triple Fenêtre d'Energie repose sur l'emplacement de deux fenêtres d'énergie additionnelles de part et d'autre de la fenêtre d'énergie principale centrée sur l'énergie du pic photoélectrique (Figure II-4). L'aire trapézoïdale formée entre les trois fenêtres représente une estimation du nombre des photons diffusés sous le pic photoélectrique :

Équation II-19 **:**
$$\boldsymbol{C_{SC-T} = \left[\frac{C_l}{w_l} + \frac{C_r}{w_r}\right] \times \frac{w_m}{2}}$$

Où C_{SC-T} est le nombre des photons diffusés sous le pic photoélectrique, C_l est le nombre des photons sous la sous-fenêtre gauche w_l, C_r est le nombre des photons sous la sous-fenêtre droite w_r, et C_m est le nombre total des photons (diffusés et primaires) sous la fenêtre d'énergie principale w_m.

L'estimation du nombre des photons primaires P, par pixel sous le pic photoélectrique est calculée par :

Équation II-20 **:**
$$\boldsymbol{P = C_m - C_{SC-T}}$$

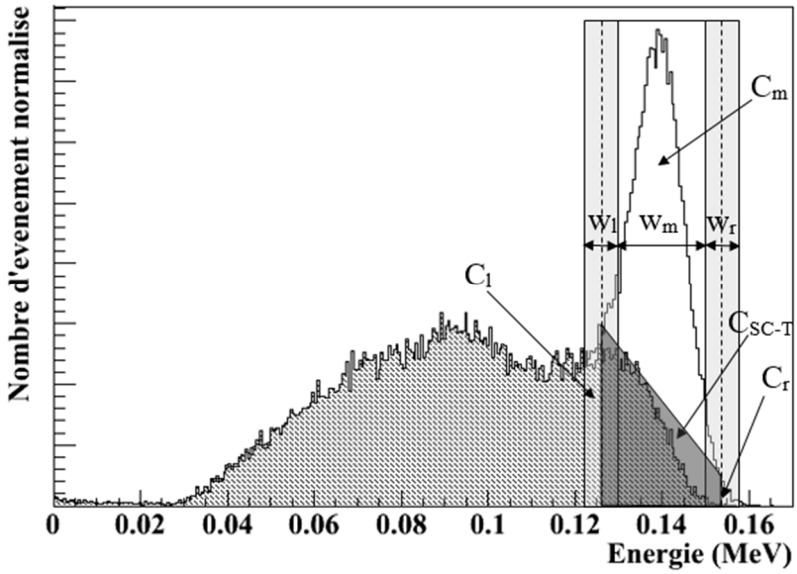

Figure II-4 : La position et la largeur des fenêtres d'énergie secondaires w_l et w_r et la fenêtre d'énergie principale w_m avec la délimitation de l'aire trapézoïdale (en gris foncé) sur un spectre en énergie du ^{99m}Tc

La méthode TEW est connue pour sa simplicité et la facilité de son implémentation dans la routine clinique. Néanmoins, son inconvénient principal est la génération du bruit dans l'image dépendant de la largeur des sous fenêtres d'énergie. Plus les fenêtres sont étroites, plus le bruit est important, et plus les fenêtres sont larges, plus la surestimation des photons diffusés sous le pic photoélectrique est importante. En conséquence, on s'éloigne de la position actuelle d'émission des rayonnements dans le corps du patient. Ainsi, le bon choix de la largeur des fenêtres secondaires est primordiale dans la précision de la compensation de la diffusion par TEW.

Dans le cas du ^{99m}Tc, le comptage dans la fenêtre adjacente droite w_r est considéré comme nul et la méthode de triple fenêtre est simplifiée en double fenêtre [7, 11]. Pour les radionucléides caractérisés par plusieurs énergies, la correction doit être réalisée pour chaque pic photoélectrique et chaque fenêtre d'énergie principale considérée [12].

II.4.1.2. Corrections sans soustraction

Ces méthodes impliquent principalement la correction de la diffusion pendant la reconstruction d'image, principalement par les méthodes itératives, en repositionnant les photons diffusés dans les voxels de l'émission originale [7]. La correction de la diffusion pendant la correction de l'atténuation fait partie aussi des méthodes de compensation de la diffusion sans soustraction.

II.4.1.2.1. Correction de diffusion lors de la correction d'atténuation

Il s'agit d'une approche itérative où une source de transmission est utilisée, notamment le tomodensitomètre (TDM) actuellement exploité dans l'imagerie hybride (TEMP/TDM). Cette méthode repose sur la convolution du comptage sous le pic photoélectrique avec une fonction mono exponentielle [11]. Elle tient compte de la moyenne géométrique des projections opposées afin de minimiser la dépendance à la profondeur d'interaction, un facteur de rehaussement B (build-up factor) est introduit par la suite pour considérer que le nombre des photons détectés à un point donné est incrémenté par la présence des photons diffusés qui ne sont pas émis de la position dans le patient correspondante à la position de détection. Également, le rapport des photons diffusés au nombre total des photons est utilisé dans le calcul. Ces deux derniers facteurs sont variables le long des projections 2D des images. La convolution ainsi que le paramètre B sont optimisés par des données expérimentales ou par une simulation MC. Le facteur B dépend de la profondeur d'interaction, et les photons détectés originaires d'une diffusion sont considérés dans la compensation de la diffusion.

La compensation de la présence des photons diffusés tient compte aussi des coefficients d'atténuation effectifs, dont les valeurs sont déduites à partir des informations extraites de la TDM. Elles sont inférieures aux coefficients d'atténuation linéiques tabulés pour un faisceau de transmission étroit [7, 12].

II.4.1.2.2. Correction de la diffusion lors la reconstruction d'image

La compensation de la diffusion au cours de la reconstruction d'image est basée sur le repositionnement des photons diffusés dans le point d'émission (le voxel) d'origine [11, 15]. Tous les photons sont utilisés (primaires et diffusés) dans la reconstruction, et la solution finale inclut des informations à partir des photons diffusés. D'une part, ceci résulte en une diminution du bruit, une amélioration du rapport signal-sur-bruit et une augmentation du contraste par rapport aux autres méthodes de compensation [7, 11, 15]. D'autre part, la taille de la matrice du système augmente et un grand nombre d'itérations est nécessaire, ralentissant ainsi la vitesse des ordinateurs [7, 11]. Ce problème a été résolu avec les progrès technologiques actuels, et l'amélioration des méthodes d'accélération des reconstructions itératives a permis d'incorporer les photons diffusés dans le model d'émission.

La modélisation de la diffusion se base sur l'intégration de l'estimation du diffusé directement dans la matrice de transition a_{ij} de l'équation de la méthode MLEM (*Équation II-17*) ou de sa version accélérée OSEM. Dans ce cas, la diffusion est calculée pour chaque itération,

ralentissant les capacités de calculs suite à l'élargissement de la matrice, contrairement au cas où seulement l'atténuation et les facteurs géométriques sont inclus [7, 15]. En outre, l'estimation d'une carte d'atténuation précise spécifique pour chaque patient est essentielle, elle est utilisée dans la formation des fonctions d'étalement ponctuelle des photons diffusés, et ceci ralenti à son tour le système de calcul.

Ce problème a été résolu en utilisant deux matrices où la diffusion est incluse dans la projection directe seulement avec l'atténuation et la résolution du détecteur. Par contre en rétroprojection, seuls les modèles de l'atténuation et de la résolution du détecteur sont inclus. Afin d'éviter le calcul de la fonction de réponse des diffusés dans chaque point de la carte d'atténuation, pour chaque projection et chaque itération, et tenant compte que les composants de la diffusion ne changent pas après les premières itérations, les facteurs de correction peuvent être calculés une seule fois ou alternativement quelques fois. En conséquence, la composante $\hat{s}$, représentant l'estimation de la diffusion pour toutes les projections, peut être introduite en dénominateur de l'équation de MLEM (ou OSEM) [7]:

Équation II-21 **:**
$$f_j^{(k+1)} = \frac{f_j^k}{\sum_{i=1}^{n} a_{ij}} \sum_{i=1}^{n} \frac{g_i}{\sum_{j'=1}^{m} a_{ij'} f_{j'}^k + \hat{s}} a_{ij}$$

La composante $\hat{s}$ peut être calculée par la méthode TEW, ou à travers une simulation par la MMC. Dans ce dernier cas, la modélisation de $\hat{s}$ dans le projecteur est réalisée par le calcul des projections des photons diffusés ayant la plus faible quantité de bruit.

II.4.2. Correction d'atténuation

Les photons gamma, après leur émission du site de désintégration dans le corps, traversent une distance avant d'atteindre le détecteur. Pendant leur trajectoire, ces photons peuvent subir des interactions dans les tissus dépendant de leur composition (tissu mou, os, air, …) et de la profondeur d'émission (un photon qui interagit dans un tissu plus profond dans le corps aura plus de probabilité d'être atténué que si le tissu était proche de la surface). Ceci résulte en l'atténuation du flux des photons principalement par effet photoélectrique. En conséquence des informations importantes sur la concentration du radiopharmaceutique dans l'organe exploré, comme la position et l'activité, sont perdues. Ce phénomène est observé particulièrement dans le cas de la scintigraphie myocardique, où les tissus mous, le diaphragme, les poumons et les seins, qui entourent le cœur peuvent donner naissance à des « faux-positifs » [7]. Subséquemment une correction de l'atténuation s'impose pour remédier aux conséquences de cet effet sur la qualité de l'image et sur la précision des études quantitatives.

II.4.2.1. Détermination de la carte d'atténuation

La correction de l'atténuation entraîne la connaissance de la relation entre le nombre des photons effectivement émis par l'organe où le radiopharmaceutique est concentré et le nombre effectivement reçu et détecté par la gamma caméra. Ceci repose sur la détermination d'une carte d'atténuation spécifique pour chaque patient, où la distribution spatiale des coefficients d'atténuation linéique est déterminée pour tous les points couverts par le détecteur [8, 15]. Cette carte est introduite par la suite dans l'algorithme de reconstruction tomographique avec les autres phénomènes à corriger.

La carte d'atténuation est atteignable par deux méthodes : avec une source de transmission (tomodensitomètre ou un radionucléide externe), ou sans utilisation d'une source de transmission.

II.4.2.1.1. Carte d'atténuation sans source de transmission

Pour les organes comme le cerveau et l'abdomen, où le tissu peut être considéré comme homogène, la carte d'atténuation est déterminée à partir des informations acquises par la TEMP, sans avoir recours à une source de transmission externe. Le processus est simple et deux choix se présentent : soit une distribution uniforme des coefficients d'atténuation est allouée à un contour du corps connu, soit la carte d'atténuation est acquise à partir des informations mesurées des rayonnements émis du patient et détectés dans la TEMP [7, 12, 16].

Dans le premier cas, l'épaisseur du corps du patient est déterminée à partir des images acquises par la gamma caméra, le contour convexe autour du patient est ensuite délimité manuellement ou automatiquement. Pour la délimitation manuelle, une approximation du contour par une ellipse [16], où une atténuation uniforme est appliquée, peut être employée. Dans le cas des géométries irrégulières un contour manuel est tracé par les experts du domaine (technicien, médecin spécialiste …). Cette méthode est la plus utilisée vu sa rapidité et la facilité de son implémentation dans la routine clinique.

Pour la délimitation automatique du contour, des algorithmes sont appliqués sur des images reconstruites et acquises en utilisant deux radiopharmaceutiques pour distinguer les organes sur les images. Ces dernières sont acquises avec des fenêtres d'énergie centrées sur le pic photoélectrique seulement [17] ou avec des fenêtres d'énergie additionnelles centrées sur une énergie sur le front Compton [18, 19], puisque cette partie du spectre contient des informations utiles sur les bords des organes. Les différentes projections sont segmentées ensuite.

L'estimation de la carte d'atténuation à partir des données mesurées par la TEMP a eu un succès limité vu qu'elle crée des artéfacts sur les images [7]. D'autre part, elle exige la résolution de l'équation de reconstruction pour la distribution de l'atténuation et la diffusion simultanément, or il est difficile d'établir cette résolution pour un paramètre (diffusion ou atténuation) sans connaitre le deuxième en avance [16].

II.4.2.1.2. Carte d'atténuation avec une source de transmission

En routine clinique, la correction de l'atténuation concerne davantage les parties non-uniformes, comme le thorax, ce qui demande une détermination de la carte d'atténuation avec des méthodes directes [7], notamment l'utilisation d'une source de transmission. Une mesure avec transmission repose sur la détermination de la fraction des photons transmis après le passage des rayonnements (X ou γ) à travers le corps du patient dans toutes les directions des projections acquises. Deux méthodes peuvent être utilisées pour la transmission, un radionucléide adapté à l'intervalle d'énergie de la gamma caméra, ou un TDM installé avec la gamma caméra pour former un système d'imagerie hybride.

II.4.2.1.3. *Transmission avec un radionucléide*

La source des rayonnements γ utilisée pour la création de la carte d'atténuation peut être ponctuelle, linéaire ou planaire, mais le collimateur doit être adapté aux caractéristiques de la source. Les acquisitions avec les sources de transmission, ^{57}Co, ^{99m}Tc, ^{133}Ba, ^{139}Ce, ^{153}Gd, ^{201}Tl, ou ^{241}Am, sont souvent réalisées simultanément ou après l'acquisition d'émission. Le radionucléide doit être de longue période physique et l'énergie de ses photons γ doit être proche de celle des radioéléments utilisés en routine pour les acquisitions scintigraphiques.

Pour constituer la carte d'atténuation, deux étapes sont nécessaires [20] : (i) une première acquisition avec la source de transmission sans la présence du patient et (ii) une acquisition avec le patient qui se trouve entre la source de transmission et la tête de la gamma caméra. A cet effet, plusieurs configurations ont été proposées dépendant du type du collimateur [7, 15]. Ci-après trois exemples des sources utilisées avec des collimateurs à trous parallèles sont présentés :

- Une source rectangulaire (sheet source) : La source est placée à l'opposé du détecteur équipé d'un collimateur à trous parallèles, où les photons de transmission seront détectés. Elle couvre entièrement le champ de vue du détecteur et ne nécessite que sa rotation autour du patient pour acquérir les projections utiles pour la formation de la carte d'atténuation. Cette méthode, bien que pratique en routine clinique, elle présente un désavantage majeur : des photons diffusés

sont compris dans la fenêtre d'énergie du radioélément utilisé pour la scintigraphie. Afin de remédier à ce problème, un collimateur doit être ajouté du côté de la source de transmission [7], dont l'énergie caractéristique doit être inférieure à celle du radionucléide d'émission (exemple : ^{153}Gd en transmission avec le ^{99m}Tc en émission),

- Des sources linéaires : Des sources linéaires de différents diamètres internes et activités sont placées du côté opposé de détecteur où un collimateur à trous parallèles est installé. Les sources sont distribuées de telle façon que leurs diamètres diminuent et leurs activités augmentent du centre vers les bords du détecteur,

- Une seule source linéaire amovible : Installée à l'opposé de la tête de la gamma caméra équipée d'un collimateur à trous parallèles, la source est déplacée en translation de telle façon que la partie à acquérir soit « balayée» [7, 15]. Cette technique est la plus exploitée dans les modèles commerciaux. Une source de ^{153}Gd dont la fenêtre d'énergie centrée sur le pic photoélectrique (103 keV) est utilisée pour différencier entre les énergies des sources de transmission et celle d'émission.

II.4.2.1.4. *Transmission avec tomodensitomètre*

La transmission avec un radionucléide présente des inconvénients comme la difficulté de manipulation des sources, un long temps d'acquisition pour augmenter le taux de comptage, le pourcentage important des photons diffusés qui contamine les données de transmission, et la source qui doit être changée après une période d'utilisation dépendant de sa période radioactive [7]. En conséquence, actuellement les cartes d'atténuation sont déterminées à travers l'utilisation d'un scanner TDM qui peut être : (i) attaché à la ganterie de la gamma caméra, et dans ce cas le TDM est à rotation lente avec un détecteur des rayons X conventionnel de 1 à 4 barrettes, ou (ii) déjà installé dans le système de la gamma caméra hybride TEMP/TDM [1]. Dans le deuxième cas, le scanner TDM est rapide et fourni des images avec un faible bruit et une résolution spatiale similaire à celle des TDM utilisés en diagnostique. Les images sont souvent acquises directement après la TEMP, ne nécessitant pas le déplacement du patient.

Le scanner TDM a la capacité de fournir des cartes tridimensionnelles de la distribution spatiale des coefficients d'atténuation spécifiques pour chaque patient [7]. Puisque ces coefficients dépendent de l'énergie, une transformation doit être réalisée afin de les adapter à l'énergie du radioélément utilisé en émission. Cette transformation doit tenir compte de quelques conditions, comme le fait que le faisceau à rayons X est polychromatique, il contient des hautes et des basses énergies. Ces dernières sont atténuées dans le corps du patient dépendant de la nature,

de l'épaisseur et de la différence entre le centre et les bords des tissus. Ceci crée ce qu'on appelle « le durcissement du faisceau ». Les TDM actuels corrigent ce phénomène pendant la formation des images en unités d'Hounsfield (UH), reflétant la variation des tissus dépendant de leur densité au lieu des coefficients d'atténuation [1, 7]. Donc la première étape de la détermination de la carte d'atténuation adaptée à l'énergie du radioélément d'émission est de convertir l'image rapportée en unité d'Hounsfield en une carte des coefficients d'atténuation linéiques. Afin d'atteindre cet objectif, des facteurs d'étalonnage proportionnels à l'énergie du radioélément d'émission sont utilisés.

L'étalonnage est réalisé à travers une acquisition des images TDM d'un fantôme, qui contient des matériaux dont la composition et les coefficients d'atténuation linéiques sont connus. La correspondance entre les UH et les coefficients est éventuellement possible en considérant que les pixels avec une UH inférieure à 0 correspondent à l'eau avec une densité de 0 à 1, les pixels dont les valeurs sont entre 0 et 1000 UH sont traités comme un mélange d'os et d'eau, et les pixels dont les valeurs sont supérieures à 1000 UH sont traitées comme de l'os dense [1]. Une courbe d'étalonnage pour chaque région dépendant de son coefficient d'atténuation à l'énergie des photons du radionucléide d'émission est tracée. Les valeurs sont par la suite enregistrées dans un tableau de correspondance dans l'ordinateur comme préparation pour l'étape de la correction de l'atténuation.

Une autre méthode de conversion des UH en coefficient d'atténuation consiste en la segmentation des images en plusieurs régions où les différents tissus sont identifiés et distingués en utilisant l'échelle de gris. Chaque région est remplacée postérieurement par le coefficient d'atténuation qui lui est attribué dépendant du tissu et de l'énergie des photons du radionucléide d'émission.

II.4.2.2. Méthodes de correction de l'atténuation

Après avoir déterminé la carte d'atténuation, la correction de l'atténuation est appliquée directement sur les projections par les méthodes analytiques ou itératives. Ainsi, l'*Équation II-3* devient :

Équation II-22 **:** $$\boldsymbol{g(s,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y) e^{-\int_{u}^{u2} \mu(s,u')du'}\, du}$$

Où $\mu(s,u')$ est le coefficient d'atténuation linéaire au point (s,u'), et $|u2-u|$ est l'épaisseur du milieu atténuant. Cette équation représente les projections mesurées dépendant de la distribution du radionucléide dans un milieu atténuant, elle est appelée la transformée de Radon atténuée [1, 7].

La résolution de cette équation s'avère complexe et se base sur son inversion. Mais aucune méthode analytique n'est capable de fournir une solution surtout pour une carte d'atténuation non-uniforme. En conséquence, deux cas se présentent tenant compte du milieu atténuant : un milieu atténuant uniforme et dans ce cas la résolution est obtenue avec des méthodes analytiques, ou un milieu atténuant non-uniforme et la résolution avec les méthodes itératives est appliquée.

II.4.2.2.1. Correction dans un milieu uniforme

L'uniformité du milieu atténuant n'est valide pour le corps humain que dans le cas de la tête ou du pelvis, avec une hypothèse que les structures osseuses et les non-uniformités sont négligeables [1, 7]. Le coefficient d'atténuation est considéré comme uniforme sur la totalité du volume à reconstruire, et une méthode analytique directe est facilement appliquée avec une carte d'atténuation uniforme. La méthode la plus utilisée est celle de Chang [21], où le coefficient d'atténuation est constant le long du contour du volume et la distribution de l'atténuation n'est pas mesurée mais estimée à partir du contour de l'objet considéré comme une ellipse [1]. La distribution de la concentration de l'activité $f(x,y)$ est reconstruite en premier temps sans correction d'atténuation, en utilisant une méthode analytique. Chaque plan est corrigé par un facteur multiplicatif $C(x,y)$ représentant l'inverse du coefficient d'atténuation moyen μ pour un point (x,y) sur tous les angles de projections [7, 8]. L'équation de $f(x,y)$ devient :

Équation II-23: $$\boldsymbol{f_{AC}(x,y) = C(x,y) \times f(x,y)}$$

Où le facteur $C(x,y)$ est donnée par :

Équation II-24 **:** $$\boldsymbol{C(x,y) = \frac{1}{\frac{1}{M}\sum_{i=1}^{M} e^{-\mu l(x,y,\theta_i)}}}$$

Où M est le nombre total des projections de l'acquisition tomographique et l est la distance entre le point (x,y) et le bord du patient suivant une direction θ_i

Cette méthode est facile à implémenter et elle est la plus exploitée en routine clinique, par contre son efficacité diminue quand le volume à acquérir est très grand. Ceci peut entraîner une surestimation de l'*Équation II-24* et une correction erronée de l'atténuation. Ainsi il est préférable d'utiliser une correction itérative en comparant les projections $f_{AC}(x,y)$ avec les projections originales $f(x,y)$.

II.4.2.2.2. Correction dans un milieu non-uniforme

L'hypothèse d'un milieu uniforme pour la correction de l'atténuation n'est pas valable pour la majorité des organes du corps humain. Les tissus et les organes sont des milieux hétérogènes et non-uniforme, ainsi l'atténuation des photons peut engendrer des erreurs d'interprétation des images scintigraphiques. Dans le cas de la scintigraphie myocardique de perfusion par exemple, l'atténuation des photons peut générer des faux positifs et des artéfacts qui cachent des anomalies de perfusion. D'autre part, la reconstruction des images avec les méthodes analytiques peut être réalisée seulement si la carte d'atténuation est uniforme. Donc afin de tenir compte de la non-uniformité de l'anatomie humaine, les méthodes itératives sont préférables [1, 7].

La méthode MLEM et sa version rapide OSEM sont les plus utilisées pour la reconstruction itérative avec la correction de l'atténuation. Ceci est dû à la facilité d'inclure les phénomènes physiques, comme la diffusion et l'atténuation, la modélisation de la réponse géométrique du collimateur et sa compensation pour la non-uniformité de l'atténuation avec une grande précision [15].

Contrairement à la reconstruction tomographique analytique, où la correction de l'atténuation est estimée avant la reconstruction tomographique de l'image, la reconstruction itérative permet de corriger l'atténuation pendant le processus de reconstruction [1]. Si nous reprenons l'*Équation II-22* pour une concentration de l'activité fj au voxel j, un coefficient d'atténuation μ_j du même voxel j à une position u dans l'objet suivant une incidence θ, l'équation devient :

Équation II-25 : $$\boldsymbol{g(s,\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u) e^{-\int_{u}^{+\infty} \mu(u\prime) du'}\, du}$$

Qui peut être écrit sous la forme [7] :

Équation II-26 : $$\boldsymbol{g(s,\theta) = \sum_j f_j F_j(s,\theta)}$$

Où :

$$\boldsymbol{F_j(s,\theta) = \begin{cases} \frac{1}{\mu_i}\left(e^{-\int_{u_{j+1}}^{+\infty} \mu(u) du} - e^{-\int_{u_j}^{+\infty} \mu(u) du} \right) & si\ \mu_j > 0 \\ \mathbf{L_j}\left(e^{-\int_{u_{j+1}}^{+\infty} \mu(u) du}\right) & si\ \mu_j = 0 \end{cases}}$$

$L_j = u_{j+1} - u_j$ est la longueur du rayon à travers le pixel j, ayant la concentration f_j et le coefficient d'atténuation linéique μ_j.

Ces projections atténuées sont comparées par la suite avec les projections mesurées, et la distribution de l'activité estimée est mise à jour suivant le résultat de cette comparaison.

II.5. Références

[1] IAEA, Nuclear Medicine Physics: A Handbook for Teachers and Students, International atomic energy agency Vienna, 2014

[2] Philippe P. Bruyant, Analytic and Iterative Reconstruction Algorithms in SPECT, J Nucl Med 2002; 43:1343–1358

[3] Radon J. (1917). On the determination of functions from their integral values along certain manifolds (traduction anglaise de 1986). IEEE Trans. Med. Imaging 5: 170-176.

[4] Peter F. Sharp, Howard G. Gemmell, and Alison D. Murray (Eds). Practical Nuclear Medicine, Third Edition, Springer–Verlag London Limited 2005

[5] Delphine Lazaro, Validation de la plate-forme de simulation GATE en Tomographie d'Émission Monophotonique et application au développement d'un algorithme de reconstruction 3D complète. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 2003

[6] Alzimami, K.S., Sassi, S.A., Spyrou, N.M. Chapter 17: A Comparison Between 3D OSEM and FBP Image Reconstruction Algorithms in SPECT. Of the book: Ao, SI., Gelman, L. (eds) Advances in Electrical Engineering and Computational Science. Lecture Notes in Electrical Engineering, vol 39. Springer, Dordrecht. 2009

[7] Habib Zaidi, Quantitative Analysis in Nuclear Medicine Imaging. Springer Science Business Media, Inc.2006

[8] J. J. Pedroso de Lima, Nuclear medicine physics, 1st edition, CRC Press 2010

[9] Gopal B. Saha, Basics of PET imaging: Physics, Chemistry, and Regulations, 3rd edition, Springer International Publishing, Switzerland, 2016

[10] Johan Nuyts and Dirk Bequé, Chapter 17: Image Formation. Of the book: AL Baert, K Sartor, C Schiepers (eds), Diagnostic Nuclear Medicine, Springer, 2006

[11] B. F Hutton, I. Buvat and F. J Beekman, Review and current status of SPECT scatter correction, Physics in Medicine and Biology, vol. 56, pp R85-R112, June 2011

[12] IAEA Human Health Reports N°9, Quantitative nuclear medicine imaging: concepts, requirements and methods, International Atomic Energy Agency Vienna, 2014

[13] Jaszczak R.J., Greer K.L., Floyd C.E., Harris C.C. and Coleman R.E. SPECT quantification using compensation for scattered photons. J. Nucl. Med. 25, 893-900, 1984.

[14] Koichi Ogawa, Yasuo Harata, Takashi Ichihara, Atsushi Kubo, and Shozo Hashimoto. A Practical Method for Position-Dependent Compton-Scatter Correction in Single Photon Emission CT IEEE Transactions On Medical Imaging, Vol. 10. No. 3, September 1991

[15] Wernick, Miles N., Aarsvold, John N, Emission tomography: the fundamentals of PET and SPECT. Boston: Elsevier Academic Press; 2004

[16] Andy Welch, Rolf Clack, Frank Natterer, and Grant T. Gullberg. Toward Accurate Attenuation Correction in SPECT Without Transmission Measurements. IEEE Transactions On Medical Imaging, Vol. 16, No. 5, 532-541, OCTOBER 1997

[17] Thomas J. Hebert, S. Sanjay Gopal, and Paul Murphy. A Fully Automated Optimization Algorithm for Determining the 3-D Patient Contour from Photo-Peak Projection Data in SPECT, IEEE Transactions On Medical Imaging, Vol. 14, No. 1, 122-131, March 1995

[18] Jerold W. Wallis, Tom R. Miller and Paul Koppel. Attenuation Correction in Cardiac SPECT without a Transmission Measurement. J NucI Med, vol 36 (3):506-512, 1995

[19] Ri Jaszczak, LT Chang, NA Stein, et al. Whole-body single-photon emission computed tomography using dual large-field-of-view scintillation cameras. Phys Med Biol 24:1123-1143, 1979

[20] Michael Ljungberg, Sven-Erik Strand, Attenuation Correction in SPECT Based on Transmission Studies and Monte Carlo Simulations of Build-Up Functions, J NucI Med, 31:493-500, 1990

[21] Chang L. T., A method for attenuation correction in radionuclide computed tomography. IEEE Trans Nucl Sci 25 : 638-643, 1978.

Chapitre III : Méthode de Monté Carlo et simulation en médecine nucléaire

Introduction

La méthode de Monte Carlo est l'outil le plus populaire de simulation et de modélisation dans les différents domaines de la physique médicale, particulièrement dans l'imagerie médicale. C'est une méthode statistique qui se base sur le tirage des nombres pseudo-aléatoires, suivant des lois probabilistes, ou des fonctions de densité de probabilité (FDP), qui décrivent les processus physiques d'intérêt. La nature stochastique des processus d'émission, de transport, d'interaction des rayonnements ionisants dans la matière et leur détection, fait de MC la méthode la plus adaptée aux différentes applications en physique médicale.

En médecine nucléaire, l'exploitation de cette méthode permet l'évaluation et la caractérisation des appareils nouvellement conçus, le développement des méthodes de reconstruction d'image et de correction (atténuation, diffusion, mouvement respiratoire, …), l'optimisation de l'image et de nouveaux protocoles d'acquisition, ainsi que la description des variables dépendant du temps, comme le mouvement des détecteurs et de la source. Un autre atout fondamental de la MMC est sa capacité de calculer des paramètres physiques difficiles à explorer expérimentalement.

Plusieurs logiciels ont été développés afin de faciliter l'utilisation de la MMC pour la modélisation et la simulation des TEMP et TEP. Dans le présent chapitre quelques plateformes seront présentées. Une mise au point sur les caractéristiques et les composantes de la plateforme de simulation et modélisation GATE (GEANT4 Application for Tomographic Emission), exploité dans ce travail de thèse, sera détaillée.

III.1. Générateurs des nombres aléatoires

Ce générateur représente la partie fondamentale des calculs utilisant la MMC, il représente une étape cruciale pour les simulations. Tous les générateurs sont basés sur des algorithmes mathématiques spécifiques, utilisés pour générer des nombres aléatoires distribués uniformément à partir d'un nombre initial ou « graine ». Une simulation typique utilise des nombres aléatoires entre 10^7 et 10^{12} et une légère déviation peut entraîner des erreurs importantes. Actuellement, les générateurs de nombres aléatoires sont caractérisés par des modèles mathématiques déterministes répétitifs, dont les nombres sont « pseudo-aléatoire ». Toutefois, les incertitudes larges sont causées plus par les approximations dans la formulation

mathématique des modèles de simulation que par le manque du caractère aléatoire dans le générateur [1, 2]. Mathématiquement, la séquence des nombres pseudo-aléatoires utilisée doit respecter les propriétés suivantes :

a. Indépendance : Les séquences des nombres aléatoires doivent être indépendantes en série ;
b. Longue période : La période du générateur doit être longue afin d'éviter la répétition des nombres déjà utilisés dans la simulation ;
c. Uniformité : La séquence doit être uniforme et non biaisée ;
d. Reproductibilité : Pendant la compilation des programmes, il faut répéter le calcul afin de définir l'occurrence des erreurs. Le caractère de reproductibilité est important dans le cas du changement de la machine de calcul ;
e. La vitesse de génération des nombres aléatoires ;
f. Fractionnement : Les séquences générées doivent être capables de se diviser en sous-séquences.

Les générateurs sont divisés en deux catégories : générateurs linéaires de type congruent, et générateurs de type Fibonacci.

Dans le cas du générateur congruent, une série des nombres aléatoires I_n est calculée à partir d'une première graine I_0 selon la formule suivante :

Équation III-1: $$\boldsymbol{I_{n+1} = (aI_n + b) mod (m)}$$

Où a et b sont des constantes, a est le multiplicateur et b est l'incrément, et m est le module, souvent choisi comme la puissance de 2. Si b=0, le générateur est appelé générateur de type congruent multiplicatif. L'utilisation de la même graine génère la même séquence, donc pour comparer différentes simulations il faut changer la graine pour chaque simulation.

Dans le cas du générateur du type Fibonacci, les nombres aléatoires sont calculés selon la méthode suivante :

Équation III-2 $$\boldsymbol{u_n = u_{n-l} \otimes u_{n-k} (m), \quad l > k}$$

Où $\otimes$ peut être un des opérateurs arithmétiques binaires (addition, soustraction, ou multiplication) et m est la puissance de 2 ($m = 2^p$). Ce générateur est caractérisé par sa longue période, sa vitesse de génération des nombres pseudo-aléatoires, sa facilité d'implémentation, et sa réussite aux tests statistiques standards (surtout si k est très long).

III.2. Méthodes d'échantillonnages

Dans toutes les simulations par MMC, des informations initiales sur le processus à simuler doivent être connues. Ces informations sont exprimées par des FDPs. Par exemple dans le cas de la modélisation de l'interaction d'un photon dans la matière, les sections efficaces totales et partielles, représentant la probabilité qu'un photon interagisse dans la matière, font partie des informations à définir afin de déterminer la longueur de la trajectoire du photon dans la matière, et le type d'interaction prédominant. [1, 2]

La FDP est intégrable, et elle peut être normalisée. Afin d'échantillonner une variable stochastique qui suit une FDP particulière, dans l'intervalle uniforme [0-1], les méthodes suivantes peuvent être utilisées.

III.2.1. Méthode directe

La méthode directe est utilisée si la fonction inverse de la distribution cumulative $F^{-1}(x)$ est obtenue facilement. Considérant x comme la quantité physique à sélectionner et *f(x)* la FDP dans le domaine $[x_{min}, x_{max}]$, la fonction de distribution cumulative *F(x)* de la fonction *f(x)* est donnée par :

Équation III-3 :
$$\boldsymbol{F(x) = probabilité\ (u \leq x) = \int_{x_{min}}^{x} f(u)\, du}$$

Puisque *F(x)* est distribuée uniformément sur [0-1], la valeur échantillonnée *x* peut être obtenue en substituant *F(x)* par un nombre aléatoire R et $x = F^{-1}(R)$.

III.2.2. Méthode de rejet

Lorsque l'obtention de la fonction inverse est impossible, la méthode de rejet est utilisée suivant les étapes ci-après [2] :

a. Définir la fonction normalisée $f'(x) = \frac{f(x)}{f_{max}(x)}$, où $f_{max}(x)$ est la valeur maximale de *f(x)* ;

b. Echantillonner deux nombres aléatoires distribués uniformément R_1 et R_2 ;

c. Calculer x en utilisant la formule :

Équation III-4
$$\boldsymbol{x = x_{min} + R_1(x_{max} - x_{min})}$$

d. Si R_2 est inférieur ou égal à $f'(x)$, alors x est accepté comme une valeur échantillonnée, sinon une autre valeur de x sera échantillonnée.

III.2.3. Méthode mixte

Une combinaison des deux méthodes précédentes peut être utilisée afin d'éviter les soucis liés au développement des algorithmes de celles-ci. On considère que la fonction *f(x)* peut être exprimée par une expression linéaire :

Équation III-5 $$\boldsymbol{f(x) = h(x).g(x)}$$

Où $h(x)$ est la fonction inverse et $g(x)$ est légèrement difficile à inverser. Les différentes étapes pour cette méthode sont les suivantes :

- Normaliser $h(x)$ produisant $h'(x)$ de telle façon que l'intégrale de $h'(x)$ sur l'intervalle $[x_{min}, x_{max}]$ soit égale à 1 ;
- Normaliser $g(x)$ produisant $g'(x)$ de telle façon que sa valeur maximale soit égale à 1 ;
- Choisir une valeur de x en appliquant la méthode directe et en considérant $h'(x)$ comme FDP ;
- Appliquer la méthode de rejet sur $g'(x)$ en utilisant la valeur échantillonnée de l'étape précédente. Pour un nombre aléatoire R, si $g'(x) \leq R$, accepter x, sinon refaire l'étape précédente.

III.3. Echantillonnage dans la simulation des interactions des photons avec la matière

III.3.1. Parcours du photon

Le parcours du photon dans la matière doit être calculé pour délimiter les points d'interaction dans le volume traversé. Cette distance dépend de l'énergie du photon, de la composition et de la densité de la matière [1]. La fonction de distribution peut être utilisée afin d'échantillonner la distribution du parcours x du photon dans la matière. Si la fonction de densité de probabilité est donnée par [2] :

Équation III-6 : $$\boldsymbol{p(x) = \mu \exp(-\mu x)}$$

La probabilité qu'un photon traversera une distance ≤ d sera exprimée par :

Équation III-7 : $$\boldsymbol{P(d) = \int_0^d \mu \exp(-\mu x)\, dx = [-\exp(-\mu x)]_0^d = 1 - \exp(-\mu d)}$$

Afin d'échantillonner le parcours, un nombre aléatoire uniforme R est tiré et le problème est résolu pour d.

Équation III-8 : $$\boldsymbol{R = P(d) = [1 - \exp(-\mu d)]}$$

Équation III-9 : $$\boldsymbol{d = -\frac{1}{\mu}\ln(1-R)}$$

III.3.2. Simulation de l'interaction des photons avec la matière

Lorsqu'un photon d'une énergie E traverse la matière, il peut interagir avec celle-ci par l'un des quatre types d'interaction : photoélectrique, diffusion cohérente (Rayleigh), diffusion incohérente (Compton) et création de paire. La section efficace ou probabilité d'interaction de ce photon avec une matière de numéro atomique Z par l'un de ces processus, est exprimée par le coefficient d'atténuation linéique $\mu(cm^{-1})$:

Équation III-10 : $$\mu_{tot} = \mu_{photo} + \mu_{incoh} + \mu_{coh} + \mu_{paire}$$

Pour les énergies utilisées en imagerie médicale (inférieure à 1 MeV) l'effet de création de paire n'est pas considéré, ainsi seul l'effet photoélectrique, la diffusion cohérente, et la diffusion incohérente sont pris en compte dans les simulations.

Pour les problèmes de transport des rayonnements dans la matière, le model de calcul avec la MMC inclut la géométrie et les caractéristiques du matériau traversé afin de modéliser l'efficacité de transport de photon dans la matière.

Plusieurs étapes sont suivies pendant le passage d'un photon dans la matière (un fantôme, le patient et le détecteur). Les rapports relatifs aux coefficients d'atténuation linéique pour l'effet photoélectrique, la diffusion cohérente et non cohérente par rapport à μ_{tot} sont utilisés afin de choisir aléatoirement le processus qui aura lieu à chaque point d'interaction [1- 3] :

- Si $R \leq \frac{\mu_{photo}}{\mu_{tot}}$, l'effet photoéletrique est choisi ;
- Si $R \leq \frac{\mu_{photo}+\mu_{incoh}}{\mu_{tot}}$, l'effet Compton est choisi ;
- Si $R \leq \frac{\mu_{photo}+\mu_{incoh}+\mu_{coh}}{\mu_{tot}}$, l'effet Rayleigh est choisi

III.4. Techniques de réduction de variance

L'émission des photons par une source radioactive est isotrope, ils sont ensuite soit absorbés dans le corps du patient, soit absorbés dans la tête de détection (cristal, collimateur) ou traverse le cristal sans interaction. En revanche en imagerie nucléaire, particulièrement dans le cas de la TEMP, l'efficacité géométrique est faible à cause du petit angle solide défini par le collimateur [1, 2]. Dans une simulation MC, chaque photon émis par la source est suivi individuellement, ainsi le temps de calcul s'allonge afin d'atteindre des résultats statistiquement acceptables. En conséquence, l'intérêt est de restreindre le suivi des photons seulement à ceux qui contribuent

à la formation de l'image, de réduire le temps de calcul des simulations et d'augmenter les statistiques des évènements. Des techniques de réduction de variance ont été développées pour atteindre cet objectif.

Ces techniques reposent sur l'introduction d'un poids qui décrit la probabilité que le photon suit un parcours donné (histoire). Il est calculé pour chaque photon comme le rapport entre la FDP réelle et la FDP estimée et utilisé pour la détermination du résultat final : si un événement se produit, le poids est ajouté au lieu d'incrémenter le compteur d'une unité.

III.5. Logiciels de simulation Monte Carlo utilisés en médecine nucléaire

III.5.1. Les logiciels génériques

Il s'agit des logiciels basés sur MMC et qui sont destinés pour la simulation et la modélisation des processus de détection des rayonnements pour la physique des hautes énergies et/ou la physique médicale. Quelques-unes de ces plateformes sont gratuites alors que d'autres demandent la possession d'une licence. Parmi ces codes on trouve :

- EGS (Electron Gamma Shower) [1, 4] : développé dès 1963 au SLAC National Accelerator Laboratory (Stanford Linear Accelerator Center) afin de simuler les cascades électromagnétiques de haute énergie, ce code représente l'état de l'art de la simulation du transport des rayonnements. Il est très flexible, bien documenté et expérimenté. Il est programmé en MORTRAN, et dit de classe II à cause de sa capacité à traiter individuellement la production des électrons de collision et les photons de bremsstrahlung. Une nouvelle version de EGS nommé EGSnrc permettant une simulation plus précise des interactions des électrons et des positons dans la matière est valable aussi.

-MCNP (Monte Carlo Neutron Photon) [1, 2] : un code à objectif général, utilisé pour la simulation du transport des neutrons, photons et électrons. Il dépend du temps, et la configuration des matériaux est réalisée arbitrairement par une géométrie généralisée : des cellules géométriques limitées par des surfaces de premier et deuxième degré, et un tour elliptique de quatrième degré.

- ITS (Integrated Tiger Series) [2]: Outil fort dans la description de l'état de l'art de la production et du transport des cascades des électrons/photons dans un environnement multidimensionnel et multi-matériaux indépendamment du temps. Il est constitué d'une

collection de programmes partageant une librairie de codes sources qui peut résoudre des problèmes sophistiqués du transport des rayonnements.

-GEANT (GEometry ANd Tracking) [5]: Une plateforme de simulation du passage des particules dans la matière. Initialement développée pour les expériences de la physique des hautes énergies, elle est actuellement utilisée dans les domaines de la physique médicale et dans l'évaluation de l'effet des rayonnements sur les satellites. GEANT fournit les processus physiques, permet la modélisation de la description des interactions électromagnétiques et hadroniques, et inclus les processus optiques et de désintégration.

III.5.2. Les logiciels spécifiques pour la médecine nucléaire

Il s'agit des logiciels destinés principalement pour la simulation et la modélisation des phénomènes et processus en relation avec la médecine nucléaire. Certains sont dédiés pour la TEMP comme MCMATV [6] et SIMIND [7], d'autres ne sont destinés que pour la TEP comme PETSIM [8], Eidolon [9] et PET-EGS [10], et une troisième catégorie de logiciels qui peuvent être utilisés pour la simulation des TEMP et TEP comme SIMSET [11]. Ces codes permettent la simulation du transport des photons dans la matière à travers la géométrie et/ou les voxels des fantômes, alors que les électrons secondaires sont souvent considérés comme absorbés dans leur point d'émission et sont donc non suivis. L'utilisateur peut attacher au logiciel de simulation des programmes écrits indépendamment en C ou FORTRAN. [3, 12]

Un autre logiciel spécifique qui a connu un grand succès dans la simulation des TEMP et TEP est GATE. Il a été utilisé dans notre travail et sera présenté dans la partie suivante.

III.6. Plateforme de simulation GATE : Geant4 Application for Tomographic Emission

Comme l'indique son nom, l'architecture de GATE est basée sur celle de GEANT4. Ce logiciel « open source », initialement dédié pour la simulation des TEMP et TEP, la plateforme GATE a connu une amélioration et un développement pour étendre son utilisation à la simulation en radiothérapie. Seuls les détails d'utilisation de GATE en imagerie nucléaire seront présentés dans cette partie.

III.6.1. Architecture de GATE

GATE a hérité les avantages du logiciel GEANT4 écrit en C++. Il regroupe une centaine de classes constituants une couche très proche du noyau de GEANT4, permettant la gestion du temps, la construction, le positionnement, le mouvement et la visualisation de la disposition des

objets dans l'espace, ainsi que la décroissance radioactive des radioéléments. GATE bénéficie aussi des classes spécifiques facilitant la simulation et la modélisation des systèmes TEMP et TEP, permettant ainsi de spécifier les caractéristiques de ces appareils (résolution spatiale, résolution en énergie, …) afin de rendre la simulation plus réaliste [13].

La facilité de l'utilisation de GATE réside dans l'écriture des scripts interactifs dans un ou plusieurs fichiers macros, ne nécessitant pas une connaissance particulière de la programmation en C ou C++.

III.6.2. Gestion du temps et du mouvement

La synchronisation du temps avec le mouvement des objets modélisés (détecteurs, patients), la décroissance radioactive ainsi que l'évolution du radiotraceur dans l'organisme, représentent des atouts majeurs de la simulation en GATE. Chaque simulation est déterminée par un temps de départ appelé « TimeStart », un temps par projection (le pas de la simulation) « TimeSlice », principalement utilisé pour la simulation d'une acquisition tomographique ou pour découper la simulation en plusieurs intervalles de temps permettant le mouvement des volumes modélisés, et un temps de la fin de la simulation « TimeStop » [13].

III.6.3. Construction de la simulation par GATE

La simulation par GATE suit plusieurs étapes qui contiennent :

- Modélisation des géométries complexes ;

- Détermination du système ;

- Détermination de la physique ;

- Définition de la source ;

- Détermination du format du fichier de stockage des données ;

- Définition du temps.

Dans cette partie nous allons décrire brièvement chaque étape, en insistant sur les parties utilisées dans ce travail de thèse.

III.6.3.1. Définition des géométries

La définition des géométries des composants du model simulé dans GATE représente une étape primordiale dans le suivi du comportement des particules lors de leur déplacement dans la matière.

Elle commence par la détermination du premier volume appelé « World », qui enveloppe toutes les géométries et représente les limites du suivi de l'histoire des particules émises par les sources utilisées. « World » est la seule géométrie prédéfinie dans GATE, ses dimensions doivent être déterminées, néanmoins aucun mouvement n'est permis pour ce volume (pas de rotation ni de translation). Les autres composantes sont considérées comme ses sous-volumes (« daughters » ou « grand-daughters »). [13]

Chaque sous-volume est défini par sa forme, ses dimensions, sa matière de constitution, sa répartition, son emplacement et ses mouvements dans l'espace (translation, rotation, …) ; il doit être attaché à « World » ou au volume qui le précède. Les matières de composition des volumes d'intérêts biologiques (os, eau, tissu, organe spécifiques, …) et physiques (NaI, LYSO, verre, …) sont disponibles dans une librairie de GATE, néanmoins l'utilisateur peut ajouter d'autres matériaux selon le besoin. Il est possible aussi de construire des volumes complexes, constitués de plusieurs matériaux à la fois à partir de leurs densités.

GATE donne la possibilité de visualiser les volumes modélisés afin de vérifier leurs emplacements et d'éviter leur chevauchement.

III.6.3.2. Détermination du système

La notion du « système » dans GATE fait référence au type de de l'appareil ou du système de détection à modéliser. Il met à la disposition de l'utilisateur des modèles prédéfinis et déterminés par des mots-clés afin d'enregistrer l'histoire de la détection des particules. Toutefois, GATE peut être utilisé sans la détermination du type du système mais aucun résultat ne sera extrait dans ce cas. Chaque système est organisé sous forme d'arbre dont chaque composante représente un rôle spécifique avec un ordre d'attachement à un volume spécifique.

Les différents systèmes disponibles dans GATE pour la médecine nucléaire sont [14] :

- « scanner », un système générique utilisé principalement pour les nouveaux appareils. Il donne plus de possibilité en termes des volumes à définir et à modéliser sans restriction d'hiérarchisation à respecter pour les autres systèmes ;
- « SPECTHead » dédié à la gamma caméra TEMP, composé de trois niveaux : « base », « crystal » et « pixel ». C'est le système utilisé dans notre travail ;
- « cylindrialPET » une forme cylindrique de la TEP, composée de plusieurs niveaux déterminés par des mots clés spécifiques à savoir « rsector », « modules », « submodules », « crystal » et « layer » ;

- D'autres systèmes prédéfinis existent aussi comme « CTscanner », « ecat », « CPET » et « OPET ».

Après la modélisation du système, l'étape suivante est de déterminer le volume d'enregistrement ou le « *sensitive detector » (SD)* afin de suivre le trajet de la particule dans la matière. Chaque point d'interaction est enregistré dans le SD et il est référé dans GATE comme *« hit »*. Il existe deux types de SD [14] :

- *crystalSD :* Enregistrement des interactions à l'intérieur des composantes de la matière de détection, notamment le cristal.

- *phantomSD :* Enregistrement et comptage de la diffusion, notamment la diffusion Compton et Rayleigh, à l'intérieur des composantes autres que la matière détectrice.

Si une composante n'est pas attachée à un de ces deux SD, aucun événement ne sera enregistré à son niveau.

III.6.3.3. Détermination de la physique

Le processus physique utilisé dans GATE est dérivé des librairies, « physics-list builder », de GEANT4. Dans le cas des rayonnements électromagnétiques, trois principaux modèles sont fournis : le modèle standard (SEP), utilisé pour la simulation de l'interaction des photons dont l'énergie est entre 1 keV et 100 TeV, le modèle de basse énergie (LEP) dont l'énergie est très faible (250 eV) et peut atteindre 100 GeV, et le modèle Penelope où l'énergie est entre 250 eV and 1 GeV. Le choix du modèle à utiliser dépend de l'énergie des rayonnements et du domaine d'application. Dans le cas de la physique médicale, notamment en médecine nucléaire, les processus (« physic-list builder ») : « emstandard_opt3 », « emlivermore », « empenelope » sont appliqués [14].

Tous les types des interactions des rayonnements avec la matière sont couvert par GATE. La création des particules secondaires, les électrons, les R-X et les R-δ (électrons de faible énergie), est limitée par un seuil en distance où la particule n'est pas générée si la position de sa production est supérieure au seuil [14].

Après cette étape la simulation doit être initialisée afin de construire la géométrie et créer le tableau des sections efficaces.

III.6.3.4. Définition de la source

La source dans GATE est représentée par un volume où la particule simulée est confinée. Elle peut prendre plusieurs formes et les caractéristiques comme la distribution d'émission, l'activité

et la distribution de l'énergie sont déterminées selon le choix de l'utilisateur. La gestion de ces caractéristiques tient profit du module "General Particle Source Module" (GPSM) fournis par GEANT4.

Il existe plusieurs propositions pour définir les sources, que GATE met à disposition des utilisateurs [14] :

- Ion : La source est définie par le numéro atomique, le nombre de masse, la charge électrique (Q), et son énergie d'excitation en keV. Cette méthode est la plus précise et elle permet de simuler la décroissance radioactive du radioélément. Mais son inconvénient réside dans le ralentissement de la simulation,

- Particules simples : tout type de particule (gamma, positon, proton…) peut être utilisé en définissant son énergie, la période physique, ainsi que le type du spectre en énergie. Pour les bêtas + il existe trois types de spectre d'émission prédéfinis, les mots clés suivants sont à ajouter dans le script de simulation : Fluor18, Oxygen15 et Carbon11,

-Sources à émission mixte : où la source émet plusieurs types de particules, seul l'iode 124 est implémenté dans GATE.

La source est confinée à l'intérieur d'un volume géométrique (fantôme, patient, etc), afin de tenir compte de son mouvement

III.6.4. Traitement et stockage des données

Le traitement du signal par GATE est réalisé par le module *digitizer.* Son rôle est de déterminer les observables physiques comme l'énergie, la position et le temps de détection de chaque particule à partir des *hits*. La chaine (Figure III-1) qui compose le *digitizer* permet de [14] :

- En première étape : Additionner tous les *hits* qui ont eu lieu dans le même volume, ceci est réalisé au niveau du *adder,*

- En deuxième étape : Regrouper les impulsions de tous les volumes SD ayant la même profondeur (le même ordre hiérarchique dans la construction du système). Cette étape est réalisée en utilisant le *readout.* Il joue le rôle d'un photomultiplicateur,

- En troisième étape : Définir les deux seuils en énergie E_{min} et E_{max} de la fenêtre d'énergie de détection,

- En quatrième étape : Introduire les caractéristiques de résolution spatiale intrinsèque, et de résolution en énergie afin de simuler le phénomène de scintillation.

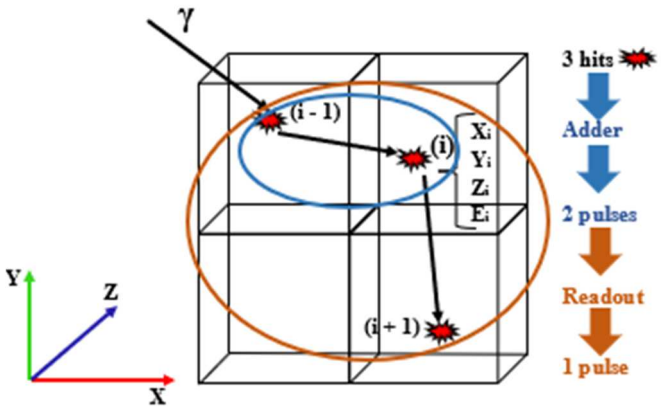

Figure III-1: Le mode de fonctionnement du *adder* et *readout*

Pour la TEP il faut ajouter des informations relatives à la fenêtre des coïncidences.

L'impulsion finale ou *single* est générée à la sortie du *Digitizer*, d'énergie totale E_t à la position ($X_{barycentre}$, $Y_{barycentre}$) de valeurs données respectivement par les équations suivantes :

Équation III-11 : $$\boldsymbol{E_t = \sum_{i=1}^{n} E_i}$$

Et

Équation III-12 **:** $$\boldsymbol{X_{barycentre} = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i E_i}{\sum_{i=1}^{n} E_i}}$$

Équation III-13 : $$\boldsymbol{Y_{barycentre} = \frac{\sum_{i=1}^{n} y_i E_i}{\sum_{i=1}^{n} E_i}}$$

Où i représente chacune des *hits* dont la position est (x_i , y_i) et l'énergie E_i.

GATE fournit divers formats de sauvegarde des données de sortie : ROOT, ASCII, LMF pour tous les systèmes de scanner, Sinogram et ECAT7 pour TEP, Interfile pour TEMP. Ci-après seuls les deux formats que nous avons utilisés dans notre travail seront présentés :

- ROOT : Ce fichier se remplit pendant la simulation, les informations sur les *hits*, *singles* et *coïncidences* (pour la TEP) sont enregistrées dans des répertoires appelé respectivement *Hits, Singles* et *Coïcidences*, pour un éventuel traitement. Néanmoins, l'utilisateur a la possibilité d'inactiver l'enregistrement des données qu'il juge inutile [13].

- ASCII : génère des fichiers textes contenant des informations sur les *hits* appelé gateHits.dat, sur les *singles* appelé gateSingles.dat, sur les *coïncidences* appelé gateCoincidences.dat et un fichier contenant le nombre des évènements simulés appelé gateRun.dat.

III.7. Grille de calcul et la simulation Monte Carlo par GATE

En imagerie nucléaire, la modélisation par MMC exige l'utilisation d'une statistique des évènements détectés suffisamment acceptable pour parvenir à des résultats fiables. Cependant, le temps nécessaire pour atteindre ce but s'avère long avec l'utilisation des ordinateurs ordinaires. Afin de remédier à ce problème, des solutions ont été proposées. La grille de calcul fait partie des infrastructures qui ont connu un succès important pour les calculs intensifs.

La grille de calcul [15] est un super centre de calcul, accordant un accès à divers ressources informatiques de calcul et d'enregistrement et permettant l'amélioration des collaborations nationales et internationales.

Afin de répondre aux demandes de la communauté scientifique marocaine, le Centre National pour la Recherche Scientifique et Technique (CNRST) a mis à disposition des chercheurs marocains le réseau national d'enseignement et de recherche MARWAN [16] (Moroccan Academic and Research Wide Area Network). Ce réseau permet aux chercheurs d'accéder à des infrastructures de calcul de haute performance comme le cluster multi-domaines HPC-MARWAN [17] accessible à distance, et où des logiciels pour différents domaines scientifiques sont installés, notamment GATE. Il est composé de 38 nœuds, avec 1672 CPU Cores, 396 TB de stockage, 10.4 TB de mémoire, et 4 GPUs. Une autre infrastructure de calcul fournie par MARWAN est la grille de calcul marocaine MaGrid [18], dont l'accès à ses services demande une requête de certificat d'utilisation, et d'être affilié à une organisation virtuelle, notamment Magrid ou EUMED. Elle couvre plusieurs domaines d'application comme la physique des hautes énergies, la bio-informatique, l'astrophysique et la physique médicale. De nombreux logiciels sont mis à la disponibilité de l'utilisateur, GATE en fait partie. L'architecture de MaGrid [19] repose sur la connexion de l'utilisateur à une interface utilisateur, représentant le point d'accès à la grille à travers l'intergiciel (middleware) GLite, permettant un accès sécurisé aux ressources, et organisé sous forme de nœuds.

L'utilisation de la grille repose sur la création d'un proxy qui permettra à l'utilisateur d'exécuter ses taches sur l'ensemble de ses éléments [18]. Généralement un proxy ordinaire dure 12 heures, et peut être étendu à une durée de 7 jours en ajoutant une requête. Après l'expiration d'un proxy, si la tache en exécution n'est pas encore finie le résultat sera perdu.

Les taches ou "jobs" sont exécutés dans la grille de calcul en utilisant des fichiers JDL, Jobs Description Language, permettant la détermination des ressources, des requis et prérequis ainsi que les conditions d'exécution et de soumission d'un « job » (voir Annexe II). Chaque fichier

JDL doit être accompagné d'un fichier SH, Bash Shell Script. Après la soumission d'un job, son état peut être vérifié pendant son exécution, ce qui permettra aux utilisateurs de suivre leurs travaux sur la grille, et de rapatrier le résultat à la fin vers un élément de stockage virtuel.

III.8. Conclusion

Dans cette partie la MMC a été décrite. Les logiciels de modélisation basés sur cette méthode ont été brièvement présentés, en distinguant entre ceux génériques et ceux spécifiques pour la médecine nucléaire. La plateforme GATE, exploitée dans ce travail de thèse, a été détaillée avec les différentes étapes à suivre pour construire un modèle de simulation. Le dépouillement de nos simulations a été réalisé dans la grille de calcul MaGrid et HPC-MARWAN, tous les deux mis à disposition des chercheurs par le CNRST. Ces deux infrastructures ont été présentées, avec une mise au point sur la grille de calcul MaGrid. HPC-MARWAN et MaGrid, représentent des outils efficaces permettant de diminuer le temps de simulation tout en augmentant la statistique des événements traités.

III.9. Références

[1] Michael A. King, Michael Ljungberg, Sven-Erik Strand, Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine: Applications In Diagnostic Imaging. Taylor & Francis, 1998

[2] J Coulot, Therapeutic Applications of Monte Carlo Calculations in Nuclear Medicine. IOP Publishing Ltd, 2003

[3] Delphine Lazaro, Validation de la plate-forme de simulation GATE en Tomographie d'Émission Monophotonique et application au développement d'un algorithme de reconstruction 3D complète. Thése de doctorat, Universite Blaise Pascal, Clermont-Ferrand 2003

[4] Andreo P. Monte Carlo techniques in medical radiation physics. Phys Med Biol. 36(7):861-920, 1991 Jul. Erratum in: Phys Med Biol, 37(10):2031-2, 1992 Oct

[5] Yves Lemoigne, Alessandra Caner, Molecular Imaging: Computer Reconstruction and Practice. Springer Dordrecht, 2008

[6] Smith M. F., Floyd, C. E. and Jaszczak, R. J., A vectorized Monte Carlo code for modeling photon transport in SPECT. Med Phys 20: 1121-1127, 1993

[7] Ljungberg M., Chapter 11: The SIMIND Monte Carlo program, of the book: M Ljungberg, S-E Strand, and M A King (Editors) Monte Carlo calculations in nuclear medicine: Applications in diagnostic imaging, , Institute of Physics Publishing, Bristol, pp 145-163, 1998

[8] Thompson C. J., Cantu, J.-M. and Picard, Y., PETSIM: Monte Carlo program simulation of all sensitivity and resolution parameters of cylindrical positron imaging systems. Phys Med Biol 37: 731-749, 1992

[9] Zaidi H., Scheurer, A. H. and Morel, C., An object-oriented Monte Carlo simulator for 3D cylindrical positron tomographs. Comput Methods Programs Biomed 58: 133-145, 1999.

[10] Castiglioni I. et al., Scatter correction techniques in 3D PET: a Monte Carlo evaluation. IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 2053–8, 1999

[11] Lewellen T., Harrison, R. L. and Vannoy, S., Chapter 7: The SIMSET program, of the book: M Ljungberg, S-E Strand, and M A King, (Editors) Monte Carlo calculations in nuclear medicine: Applications in diagnostic imaging, Institute of Physics Publishing, Bristol, pp 77-92, 1998.

[12] H. Zaidi, Chapter 11: Monte Carlo Modeling in Nuclear Medicine Imaging, of the book: H. Zaidi (Ed.), Quantitative Analysis in Nuclear Medicine Imaging, Springer US, New York 358, 2006

[13] S. Jan, GATE: a simulation toolkit for PET and SPECT, Physics in Medicine and Biology, vol. 49, pp 4543-4561, September 2004.

[14] GATE users and installation guide: https://opengate.readthedocs.io/en/latest/index.html

[15] J. Montagnat et al., Medical Images Simulation, Storage, and Processing on the European DataGrid Testbed, Journal of Grid Computing 2: 387–400, 2004

[16] MARWAN, https://www.marwan.ma/index.php/fr/ (consulté en Août 2024)

[17]HPC-MARWAN infrastructure de calcul haute performance, https://hpc.marwan.ma/index.php/fr/ (consulté en Août 2024)

[18] Chaker El Amrani, Othmane Bouhali, Redouane Merrouch, Magrid. The Moroccan Grid Computing Initiative. IADIS International Journal on Computer Science and Information Systems Vol. 4, No. 1, pp. 85-92, 2009

[19] wiki.magrid.ma (consulté en 2019)

Chapitre IV : Modélisation de la SPECT Symbia T6 dans GATE

Introduction

La plateforme de simulation Monte Carlo GATE [1] joue un rôle important dans notre étude. Elle est exploitée pour l'optimisation de la correction de diffusion pour les acquisitions tomographiques au ^{99m}Tc par TEMP et pour la caractérisation de ce système dans le cas des acquisitions de post-injection du ^{223}Ra. Ainsi, avant de se lancer dans les objectifs tracés pour le présent travail de thèse, l'élaboration du modèle du système TEMP et la vérification de la précision et de la fiabilité de sa modélisation dans GATE doivent être effectuées pour les conditions de nos simulations.

La validation du modèle du système TEMP utilisé dans notre étude (Symbia T6 de Siemens) a été accomplie en considérant les collimateurs à trou parallèles disponibles pour les acquisitions tomographiques et dans le cas de radionucléides aux émissions mono-énergétique et poly-énergétique.

Ce chapitre présentera les matériels et méthodes de validation des paramètres de la TEMP utilisés dans cette étude, notamment seront détaillés : la résolution spatiale, la résolution en énergie et la sensibilité. Les résultats de la simulation seront enfin comparés aux mesures expérimentales.

IV.1. Description du système SPECT Symbia T6

Pour les acquisitions expérimentales, nous avons utilisé la gamma caméra à double tête de détection SPECT/CT Symbia T6 Truepoint de Siemens [2] (Figure IV-1), disponible au service de médecine nucléaire du Centre Hospitalo-Universitaire Mohammed VI de Marrakech. Chaque tête de détection est composée d'un cristal scintillant d'iodure de sodium dopé au thallium NaI(Tl) de 0.95 cm d'épaisseur, d'un collimateur à trous parallèles de géométrie hexagonale, et un ensemble de 59 PMTs dont les fenêtres d'entrée ont une géométrie hexagonale (Tableau IV-1 [2]). L'ensemble de la tête est protégé par une épaisseur de Plomb. Trois différents collimateurs, détaillés dans le Tableau IV-2 [2], sont disponibles : basse énergie haute résolution (LEHR), moyenne énergie (ME) et haute énergie (HE). Le champ de vue utile

de chaque tête de détection est 53.3x38.7 cm^2. La table d'examen est composée de fibre de carbone d'une épaisseur de 15 mm.

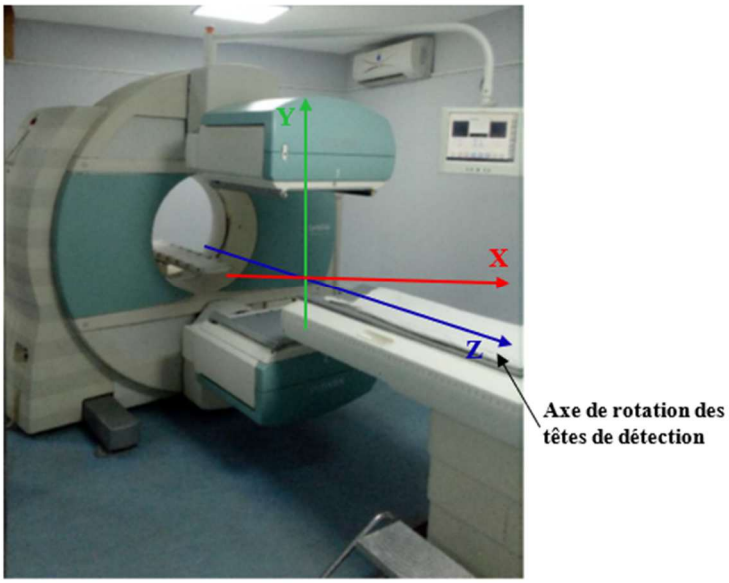

Figure IV-1 : Vue d'ensemble d'un système double tête SPECT/CT Symbia T6 de Siemens, et les axes de positionnement. L'axe Z (en bleu) est l'axe de rotation des têtes de détection de la machine

Tableau IV-1: Caractéristiques du SPECT/CT Symbia T6 de Siemens

Composant	**Caractéristiques**
Cristal	59x44.5 cm^2, 0.95 cm d'épaisseur
PMTs	53 PMTs : 7.6 cm de diamètre, 6 PMTs : 5.1 cm de diamètre
Blindage des têtes	Côtés : 12.7 mm, partie arrière : 9.5 mm

Tableau IV-2: Description des collimateurs LEHR, ME et HE de la gamma camera Symbia T6 TruePoint SPECT/CT. La résolution spatiale du système et la sensibilité sont fournies pour une distance de 10 cm

Collimateur	**Hauteur des trous (mm)**	**Epaisseur des septa (mm)**	**Diamètre des trous (mm)**	**Résolution spatiale (mm)**	**Sensibilité ($coup.s^{-1}.MBq^{-1}$)**
LEHR	24.05	0.16	1.11	7.5 (^{99m}Tc)	91 (^{99m}Tc)
ME	40.64	1.14	2.94	12.5 (^{67}Ga)	124 (^{67}Ga)
HE	59.7	2	4	13.4 (^{131}I)	61 (^{131}I)

Selon les données publiées par le constructeur [2], la résolution spatiale intrinsèque (en l'absence du collimateur) est inférieure à 3.8 mm, et la résolution en énergie est de 9.9 % à

140 keV. Les valeurs de la résolution spatiale et de la sensibilité du système, mesurées à 10 cm de chaque collimateur, sont listées dans le Tableau IV-2 avec les radioéléments de référence.

IV.2. Modélisation dans GATE

La modélisation du dispositif expérimental a été menée sous la plateforme GATE [1]. Le modèle a été limité en termes de données précises des constituants de la tête de détection, comme la composition du collimateur, du guide de lumière et des autres matériaux inter composants. De ce fait, nous nous sommes basés sur les données publiés par le constructeur, comme décrit dans le paragraphe précédent (IV.1), afin de définir le modèle de simulation (Figure IV-2). Toutefois, les tubes photomultiplicateurs ont été modélisés par un compartiment arrière en verre (back-compartment) de 5 cm d'épaisseur comme suggéré dans la littérature [3].

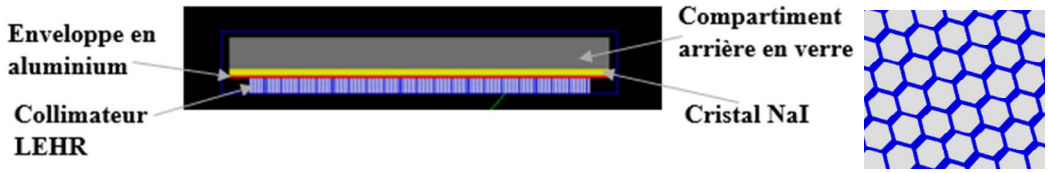

Figure IV-2 : Modélisation dans GATE de la tête de détection du SPECT/CT Symbia T6. A gauche : le model adopté de la gamma caméra TEMP dans GATE. A droite : un agrandissement des trous de forme hexagonale du collimateur

La détermination du processus physique associée au model dans GATE est très importante pour la pertinence des résultats. Nous avons choisi d'utiliser le modèle « emstandard_opt3 » puisqu'il s'agit de simuler des rayonnements électromagnétiques de basse énergie dédiés à l'utilisation dans le domaine médicale. La distance de coupure de production des particules est fixée à 0.01 mm. Afin de modéliser les sources radioactives et pour augmenter la précision de la simulation, nous avons opté pour la définition « ion source » fournie par GATE, où la décroissance radioactive est intégrée.

Les simulations ont été lancé dans la grille de calcul MaGrid [4], et le cluster HPC-MARWAN (hpc.marwan.ma). Pour augmenter la statistique des événements traités et gagner en temps de calcul, les simulations ont été subdivisées en plusieurs « jobs » à temps égaux pour préserver les paramètres du taux de comptage du système. Mersenne Twister, un générateur de nombres pseudo-aléatoires fourni dans GATE, a été utilisé vu sa rapidité.

Les résultats de la simulation ont été enregistrés et analysés en utilisant le logiciel ROOT [5], un logiciel libre (open-source) pour l'enregistrement et l'analyse des données.

IV.3. Validation du modèle du système SPECT/CT Symbia T6

Les facteurs de performances évalués pour la validation du model sont : La résolution en énergie intrinsèque (en l'absence de collimateur), la résolution en énergie du système (en présence du collimateur), la résolution spatiale du système, la sensibilité et la sensibilité tomographique. Les collimateurs objets de la validation sont : LEHR, ME et HE. Deux sources radioactives ont été considérées pour la validation : le ^{99m}Tc (Figure IV-3 [6]) émetteur de photons gamma de faible énergie, et le ^{133}Ba (Figure IV-4 [7]) émetteur de photons X et gamma de différentes énergies (faibles, moyennes et hautes). Les caractéristiques de ces deux radioéléments sont citées dans le Tableau IV-3 [8, 9].

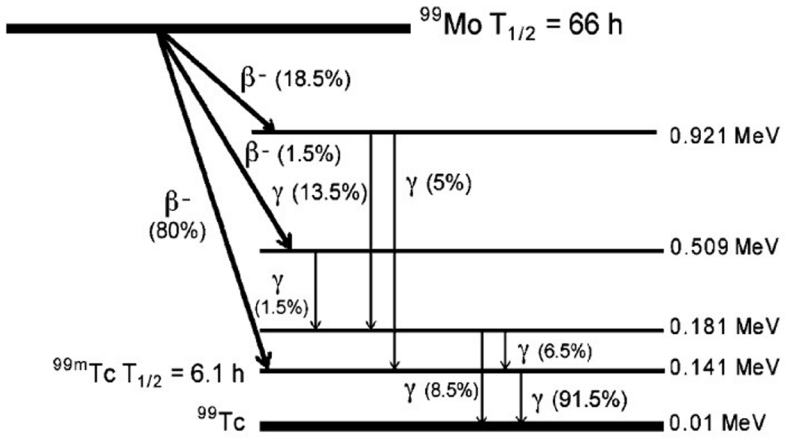

Figure IV-3 : Schéma de désintégration du ^{99}Mo et du ^{99m}Tc

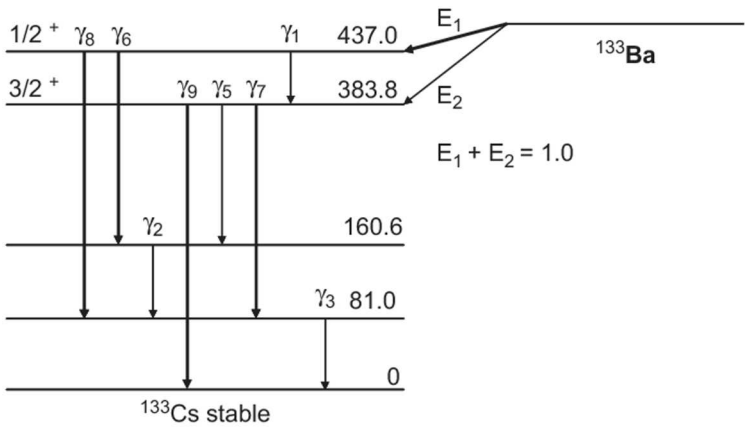

Figure IV-4 : Schéma de désintégration du ^{133}Ba

Tableau IV-3: Energies et intensités des sources radioactives utilisées pour la validation. Les énergies principales sont représentées en gras

Radionuclide	Energies (keV)	Intensités (%)
^{99m}Tc	**140.5**	**89**
^{133}Ba	30.625	33.9
	30.973	62.2
	34.98	11.4
	80.99	**32.9**
	302.85	18.34
	356.01	**62.05**
	383.84	8.94

L'activité nécessaire des radioéléments dépendant des acquisitions expérimentales a été mesurée par un activimètre de type Scintidose de Lemer Pax, dans le respect des règles de radioprotection adoptées au service et requises pour manipuler la radioactivité.

Les conditions expérimentales ont été reproduites par simulation, pour une fenêtre d'énergie de 15% centrée sur 140 keV pour le ^{99m}Tc, soit dans l'intervalle de [129.5-150.5] keV. Par contre, pour le ^{133}Ba une fenêtre d'énergie de 20% centrée respectivement sur 81 keV et 356 keV a été appliquée.

IV.3.1. Spectre en énergie et résolution en énergie

IV.3.1.1. Cas du radioélément ^{99m}Tc

Le spectre en énergie et la résolution en énergie intrinsèque ont été mesurés en utilisant une source de ^{99m}Tc, considérée comme ponctuelle, d'activité de 1.295 MBq et confinée dans un tube en plastique placé dans l'air (Figure IV-5). La source est maintenue par une tige loin de tout matériau diffuseur, à 15 cm de la face du cristal, au centre de champ de vue de la caméra.

La même configuration a été reproduite dans GATE, en considérant la même activité initiale de la source, générant environ 6 millions de photons mono-énergétiques de 140 keV dont 600 milles ont été détectés dans la fenêtre d'énergie considérée. RE a été calculée à partir des données de sortie expérimentales et simulées, en utilisant l'équation suivante :

Équation IV-1 :
$$\boldsymbol{RE}(\%) = \mathbf{100} \times \frac{\boldsymbol{\sigma}}{\boldsymbol{\bar{E}(MeV)}} \times \mathbf{2}\sqrt{(\mathbf{2}\boldsymbol{ln}\mathbf{2})}$$

Avec σ est l'écart type du pic photoélectrique et $\bar{E}$ est l'énergie moyenne sous le pic photoélectrique.

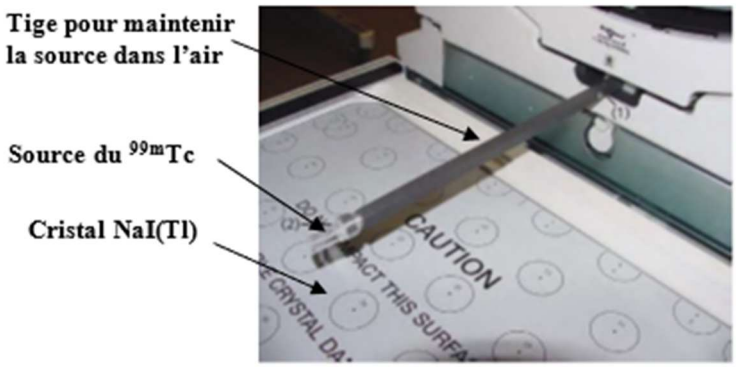

Figure IV-5 : Configuration de la source du ^{99m}Tc pour l'acquisition du spectre en énergie et la détermination de la résolution en énergie intrinsèque

Les spectres en énergie et la résolution en énergie ont été évalués pour les collimateurs LEHR et ME, avec une source linéaire du ^{99m}Tc de 1,4 mm de diamètre interne et 22 cm de longueur, remplie d'une activité de 47,6 MBq, et positionnée à 16 cm du collimateur. La source a été alignée avec l'axe de rotation des têtes de détection de système TEMP. Pour la simulation dans GATE, la même configuration a été reproduite avec la même activité initiale pour les deux collimateurs. Pour le collimateur LEHR, 6 milliards événements ont été générés dont 400 milles ont été détectés, alors que pour le ME, 8 milliards événements ont été générés dont 600 milles photons mono-énergétiques de 140 keV ont été détectés.

IV.3.1.2. Cas du radioélément ^{133}Ba

Le ^{133}Ba a été utilisé pour valider notre modèle dans le cas d'émission multiple de photons. L'activité de la source est de 5,55 MBq, confinée dans un flacon en époxy de 3 cm de diamètre et de 3,3 cm de hauteur. Les spectres en énergie ont été acquis sans collimateur et avec les collimateurs LEHR, ME et HE.

Pour la résolution en énergie simulée, nous avons utilisé la fonction de linéarité, proposée dans GATE, pour une valeur de référence de 9.9% à 140 keV [2]. L'activité initiale de l'expérience a été reproduite en simulation :

- Pour la simulation sans collimateur, environ 4 millions d'événements ont été générés pour un temps de simulation de 6 secondes dont 2 millions photons poly-énergétiques ont été détectés
- Pour la simulation avec le collimateur LEHR, environ 30 millions d'événements ont été générés pour un temps de simulation de 14 secondes, dont 2 millions photons poly-énergétiques ont été détectés

- Pour la simulation avec le collimateur ME, environ 200 millions d'événements ont été générés, pour un temps de simulation de 30 secondes dont 200 milles photons poly-énergétiques ont été détectés
- Pour la simulation avec le collimateur HE, environ 500 millions d'événements ont été générés, pour un temps de simulation de 90 secondes, dont 200 milles photons ont été détectés

Les spectres en énergie et les valeurs de la résolution en énergie mesurés et simulés ont été comparés.

IV.3.2. Sensibilité dans l'air

IV.3.2.1. Cas du radioélément ^{99m}Tc

La sensibilité S du système en présence du collimateur LEHR a été mesurée pour différentes distances, 10 cm (la distance de référence), 20, 30, 40, 50 et 60 cm. La source est une seringue de 1 ml, totalement remplie de 44.59 MBq de ^{99m}Tc au début de la première acquisition. La durée de chaque acquisition est d'une minute. La valeur de S pour chaque distance est calculée par l'équation suivante :

Équation IV-2 : $$\boldsymbol{S(coup.s^{-1}.MBq^{-1}) = (coups \times t^{-1}) \times A^{-1}}$$

Où t est la durée du comptage, et A est l'activité au début de chaque acquisition, corrigée pour la décroissance radioactive de la source entre les mesures.

La sensibilité tomographique a été estimée en utilisant la même source que pour la sensibilité statique, avec 8 projections par tête couvrant un angle de 180°, à une distance de 19.5 cm du centre du collimateur LEHR, une matrice de 128x128 et taille de pixel de 1.8×1.8 mm^2. La valeur a été calculée comme la moyenne des sensibilités sur toutes les projections.

Les paramètres d'acquisition expérimentale ont été introduits dans GATE.

IV.3.2.2. Cas du radioélément ^{133}Ba

La sensibilité a été évaluée par la source du ^{133}Ba utilisée pour la mesure des spectres en énergie, positionnée à 10 cm du collimateur, au centre du champ de vue de la tête de détection. Les événements ont été dénombrés en présence des collimateurs LEHR, ME et HE, sous la fenêtre d'énergie de 20% centrée, séparément, sur 81 keV et 356 keV. La sensibilité a été calculée par l'*Équation IV-2*.

IV.3.3. Résolution spatiale extrinsèque

La résolution spatiale du système avec les collimateurs LEHR ou ME a été mesurée en utilisant une source linéaire du ^{99m}Tc dont le diamètre interne est de 1.4 mm, la longueur est de 22 cm (Figure IV-6) remplie d'une activité de 47.6 MBq. La source a été positionnée à 10 cm ou à 16 cm de la surface du collimateur, en face du centre du champ de vue et alignée avec l'axe de rotation des têtes de détection de système TEMP. Les FELs suivant l'axe des abscisses ont été tracées dans les deux cas.

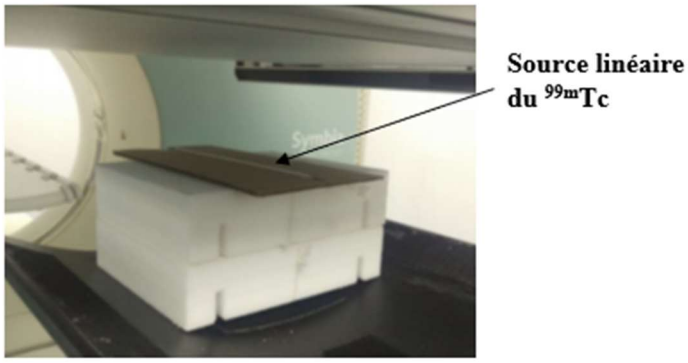

Figure IV-6 : Dispositif expérimental de mesure de la résolution spatiale du système TEMP, en présence du collimateur LEHR, et une source linéaire du ^{99m}Tc

Après un lissage gaussien de la FEL, la valeur de la résolution spatiale (RS) a été obtenue par l'*Équation IV-3* pour la simulation. La RS expérimentale a été déterminée à partir du traitement d'image par le logiciel AMIDE [10]

Équation IV-3 : $$\boldsymbol{RS(mm) = \sigma \times 2\sqrt{(2ln2)}}$$

Avec σ est l'écart type de la FEL.

IV.4. Résultats et discussion

IV.4.1. Spectre en énergie et résolution en énergie

Les spectres en énergie simulés et mesurés du ^{99m}Tc et du ^{133}Ba sont présentés sur les Figure IV-7 et Figure IV-8 respectivement. Les spectres sont normalisés de telle façon que la somme de nombre d'événements contenus dans les intervalles de l'histogramme soit égale à un 1.

Dans l'ensemble, les spectres en énergie mesurés et simulés sont en bon accord. Cependant, des discordances ont été notées aux basses énergies (inférieures à 150 keV), où la réponse du NaI(Tl) est non linéaire [11]. Cet effet n'a pas été pris en considération dans la simulation, il était plus perceptible dans le cas du ^{133}Ba. Pour cette dernière, la non-linéarité de la réponse

était très importante pour le collimateur LEHR, ce qui a probablement entraîné une surestimation de 21% dans la simulation autour de 81 keV. Le même effet a été observé aux énergies hautes (supérieures à 300 keV), où une sous-estimation de 7% a été observée autour de 356 keV, résultant en une surestimation de 13% des photons rétrodiffusés, d'énergie autour de 160 keV, du spectre du ^{133}Ba, et de 44% autour de 100 keV, comme rapporté par M. Morphis et al. [12]. Une surestimation a été remarquée aussi dans le cas du collimateur ME pour les énergies supérieures à 70 keV. Elle a atteint la valeur de 9% autour de 81 keV et 5% autour de 356 keV, par contre elle a atteint une valeur de 16 % autour des énergies de rétrodiffusion. D'autre part, le spectre en énergie simulé du ^{133}Ba avec le collimateur HE a connu une seule surestimation importante de 30% autour de 81 keV. Un autre facteur de désaccord entre les mesures et les simulations est dû au compartiment arrière du système TEMP, modélisé comme un bloc en verre de 5 cm d'épaisseur. Rault E et al [13] suggèrent que dans le cas des hautes énergies, le guide de lumière, le photomultiplicateur et l'électronique associée soient modélisés en détail, pour prendre en considération la fluctuation des gains des PMTs et des photons de rétrodiffusions au niveau de ces composants et détectés dans le cristal.

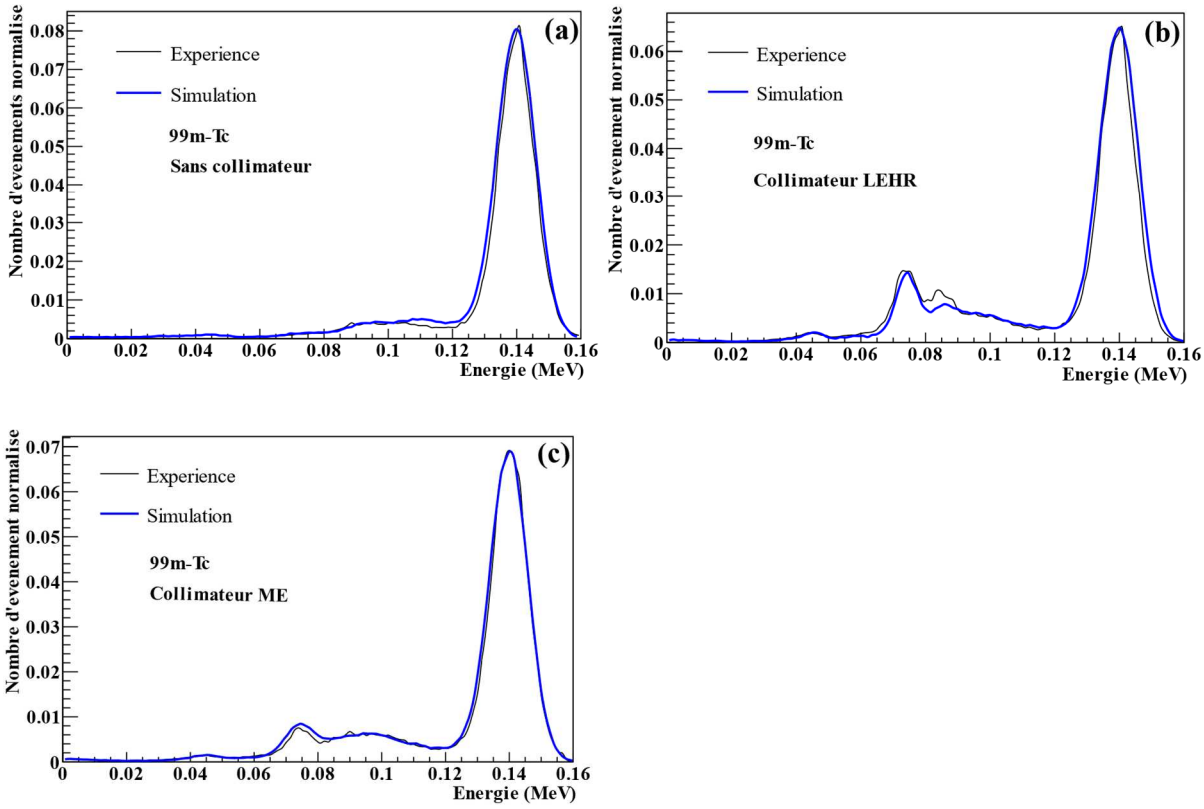

Figure IV-7: Représentation graphique des spectres en énergie, expérimentaux et simulés, d'une source de ^{99m}Tc obtenus avec Symbia T6 (a) en l'absence du collimateur, (b) en présence du collimateur LEHR et (c) en présence du collimateur ME.

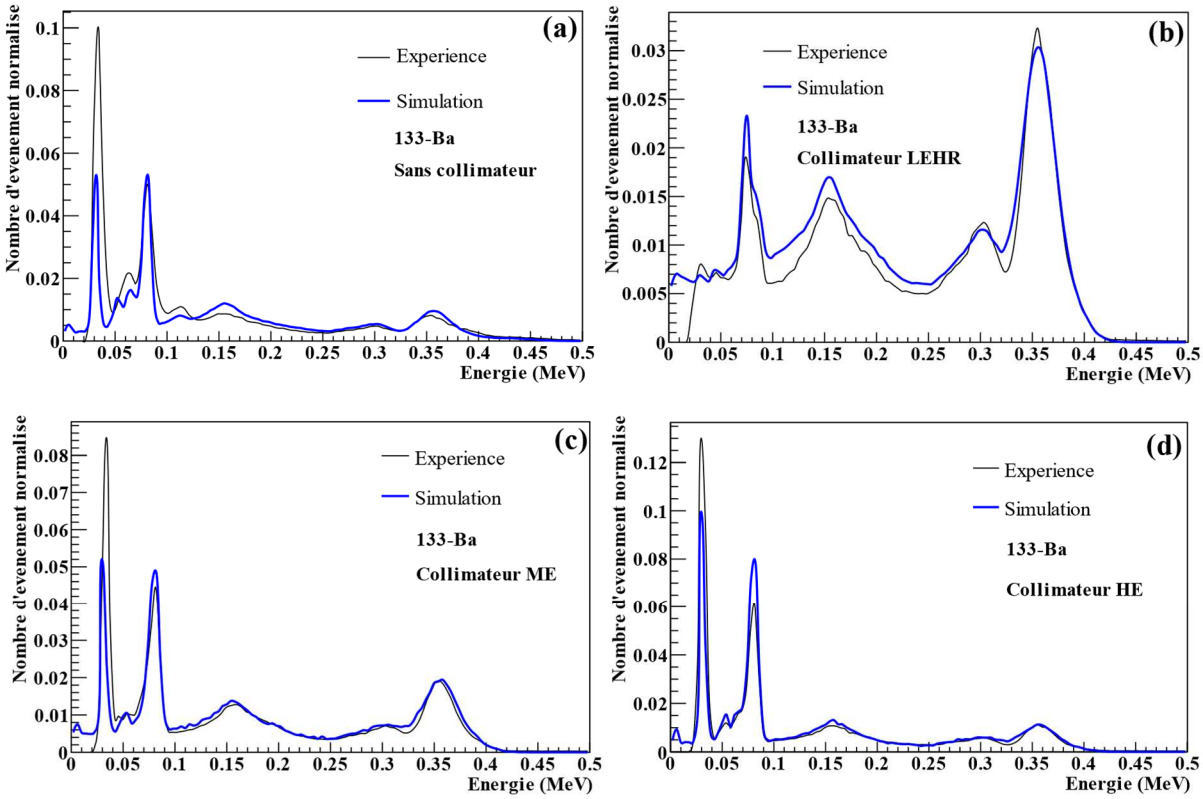

Figure IV-8: Les spectres en énergie mesurés et simulés pour une source de ^{133}Ba (a) en l'absence du collimateur, (b) en présence du collimateur LEHR, (c) en présence du collimateur ME et (d) en présence du le collimateur HE.

En dépit des observations précédentes, les formes des spectres ont été correctement reproduites pour le ^{99m}Tc et le ^{133}Ba et les principaux pics photoélectriques n'ont pas été influencés de manière significative par les effets précités.

Les valeurs de la résolution en énergie intrinsèque et extrinsèque (en présence du collimateur) mesurées et simulées pour le ^{99m}Tc et le ^{133}Ba sont présentées dans le Tableau IV-4.

Les résolutions en énergie simulées concordent avec les valeurs de l'expérience, en particulier pour le ^{99m}Tc, où l'erreur relative est inférieure à 10%. Le même résultat a été obtenu pour le ^{133}Ba, toutefois, l'erreur relative la plus élevée concerne l'acquisition sans collimateur à 81 keV, mais elle reste acceptable (<20%).

Tableau IV-4: Résolution en énergie simulée et mesurée, correspondant aux pics photoélectriques principaux du ^{99m}Tc et du ^{133}Ba

Radionucléide	Collimateur	Résolution en énergie (%)		Erreur relative (%)
		Expérience	Simulation	
^{99m}Tc	Absence du collimateur	9.6	10.4	8.3
	LEHR	9.4	10.2	8.5
	ME	9.6	10.2	6.3
^{133}Ba (à 81 keV)	Absence du collimateur	17	14.7	13.5
	LEHR	21.9	21	4.1
	ME	17.6	16.7	5.1
	HE	14.2	14.1	0.7
^{133}Ba (à 356 keV)	Absence du collimateur	13.9	12.7	8.6
	LEHR	10.8	11.9	10.2
	ME	11.2	12.3	9.8
	HE	11.9	13.2	10.9

IV.4.2. Sensibilité

La variation de la sensibilité, mesurée et simulée, avec la distance source-collimateur dans le cas d'une acquisition au ^{99m}Tc avec le collimateur LEHR, est illustrée par la Figure IV-9.

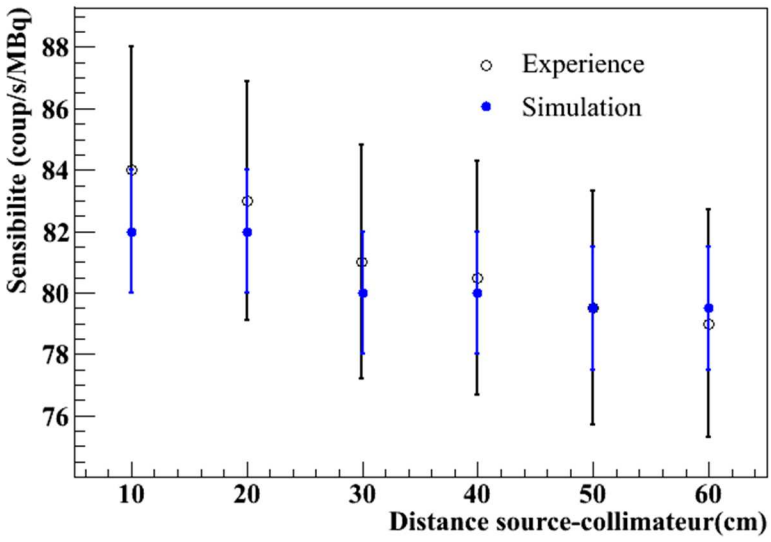

Figure IV-9 : Représentation graphique de la sensibilité (expérimentale et simulée) de la SPECT/CT Symbia T6 Truepoint en fonction de la distance source-collimateur dans le cas d'une acquisition au ^{99m}Tc

Les valeurs de la sensibilité, obtenues expérimentalement et par simulation, sont comparables et varient de la même manière avec la distance source-collimateur. Tenant compte que ces valeurs restent inclues dans les marges d'incertitudes, nous en avons conclu que la sensibilité pour un collimateur à trous parallèles, ne varie pas avec la distance.

La sensibilité tomographique dans le cas d'une acquisition au ^{99m}Tc avec le collimateur LEHR a été calculée comme la moyenne des sensibilités par projection. Elle est de (76±4) $coup.s^{-1}.MBq^{-1}$ pour l'expérience et (68±2) $coup.s^{-1}.MBq^{-1}$ pour la simulation. Les deux valeurs sont acceptables avec une erreur relative de 10.5% par rapport à l'expérience.

Les sensibilités simulées et mesurées pour le ^{133}Ba sont présentées dans le Tableau IV-5. Aux basses énergies (81 keV), la simulation et la mesure sont en concordance pour tous les collimateurs. En revanche, à haute énergie, des désaccords ont été observés, en particulier pour les collimateurs LEHR et HE. Ces désaccords sont principalement dus aux mêmes effets qui ont influencé les spectres en énergie simulés susmentionnés (IV.4.1).

Tableau IV-5: La sensibilité mesurée et simulée pour une source de ^{133}Ba avec une fenêtre d'énergie de 20% centrée sur 81 keV et 356 keV, avec l'erreur relative

Fenêtre d'énergie	Collimateur	Sensibilité ($coup.s^{-1}.MBq^{-1}$)		Erreur relative (%)
		Expérience	Simulation	
81 keV (20 %)	LEHR	1220±122	1172±8	4
	ME	84±8	84±1	0
	HE	52±5	48±1	8
356 keV (20%)	LEHR	6595±660	4809±16	27
	ME	119±12	118±2	1
	HE	35±4	27±1	23

IV.4.3. Résolution spatiale extrinsèque

Les FELs simulées et mesurées pour les collimateurs LEHR et ME, avec une source linéaire du ^{99m}Tc, ont été comparées pour deux distances : à 10 cm et à 16 cm de la surface du collimateur. Les FELs ont été normalisées de telle manière que la somme des événements comptabilisés dans tous les intervalles de l'histogramme soit égale à un. Les résultats sont présentés dans la Figure IV-10.

Nous remarquons que les FEL, pour les deux distances, sont superposées avec une bonne fidélité. Ceci est reflété dans les valeurs de la largeur à mi-hauteur, résumées dans le Tableau IV-6 pour chaque distance. La simulation reproduit l'expérience avec une précision acceptable (erreur relative par rapport à l'expérience inférieure à 10%).

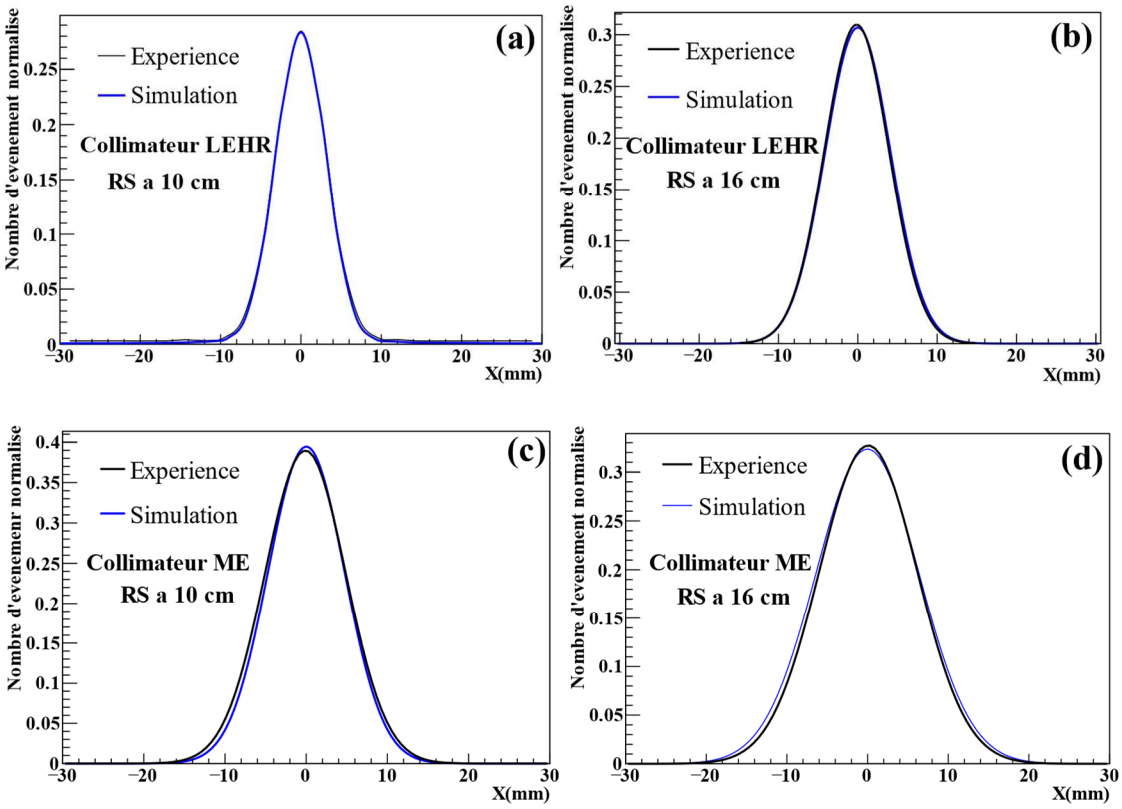

Figure IV-10: Fonctions d'étalement linéiques simulées et mesurées d'une source linéaire du ^{99m}Tc à (a) 10 cm et (b) 16 cm de la surface du collimateur LEHR et à (c) 10 cm et (d) 16 cm du collimateur ME

Tableau IV-6: La résolution spatiale pour une source linéaire du ^{99m}Tc, positionnée à 10 cm et à 16 cm de la surface des collimateurs LEHR et ME, avec l'erreur relative

Distance	Collimateur	Résolution spatiale (mm)		Erreur relative (%)
		Expérience	Simulation	
10 cm	LEHR	7.1	7.2	1.4
	ME	11.9	11	7.6
16 cm	LEHR	9.3	9.4	1.1
	ME	14.7	14.4	2

IV.5. Conclusion

La simulation MC joue un rôle primordial dans l'étude des phénomènes difficiles à déterminer expérimentalement, et dans la réalisation des mesures nécessitant de temps et de matériel qui n'est pas toujours disponible. Néanmoins, l'étape de validation de la simulation est cruciale pour la reproduction fidèle des mesures et du modèle expérimental. Nous avons présenté dans le présent chapitre les résultats de la validation de la modélisation par GATE d'une gamma

caméra SPECT/CT Symbia T6, en vue d'un travail de simulation qui concerne l'optimisation de la correction de diffusion des acquisitions au ^{99m}Tc et la caractérisation de la TEMP pour les scintigraphies post-injection du ^{223}Ra.

Les résultats obtenus pour les facteurs de performances, la résolution en énergie, la résolution spatiale et la sensibilité, sont satisfaisants dans leur globalité. Une bonne concordance entre la simulation et l'expérience a été remarquée pour les deux sources radioactives, ^{99m}Tc et ^{133}Ba, et les collimateurs considérés pour la validation. Des différences ont été relevées dans le cas du ^{133}Ba et qui sont dues principalement à l'approximation de la partie arrière du cristal par un bloc en verre dans le modèle simulé et au manque de détails de la composition des têtes de détection, toutefois les erreurs relatives ne dépassent pas les 20 %, et les pics photoélectriques d'intérêt sont reproduits avec une fidélité acceptable.

IV.6. Références

[1] S. Jan, GATE: a simulation toolkit for PET and SPECT, Physics in Medicine and Biology, vol. 49, pp 4543-4561, September 2004.

[2] Siemens Medical, Symbia TruePoint SPECT.CT: System Specification, Siemens Medical Solutions, 2005.

[3] K. Assié, I. Gardin, P. Véra and I. Buvat, Validation of the Monte Carlo simulator GATE for indium 111 imaging, Physics in Medicine and Biology, vol. 50, pp 3113-3125, June 2005.

[4] C. El Amrani, O. Bouhali and R. Merrouch, MaGrid: the Moroccan grid computing initiative, IADIS International Journal on Computer Science and Information Systems, Vol. 4, No. 1, pp. 85-92, February2009.

[5] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An object-oriented data analysis framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A **389**(1997) 81.

[6] M. Pillai, D. Ashutosh, F. Knapp, Sustained Availability of Tc-99m: Possible Paths Forward. Journal of nuclear medicine : official publication, Society of Nuclear Medicine. 54. 2012

[7]Simpson Bruce R S, van Wyngaardt, W.M., Absolute activity of (133)Ba by liquid scintillation coincidence counting using the 4pi(e,X)-gamma extrapolation technique. Applied radiation and isotopes : including data, instrumentation and methods for use in agriculture, industry and medicine. Vol. 66 6-7, pp 929-33, 2008

[8] Nuclear Data Sheets 145, 25 (2017),

https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=99Tc&unc=NDS (consulté le 16 Avril 2022)

[9] Nuclear Data Sheets 112, 855 (2011),

https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=133Ba&unc=NDS (consulté le 16 Avril 2022)

[10] A. Markus Loening and S. S. Gambhir, AMIDE: A Free Software Tool for Multimodality Medical Image Analysis, Molecular Imaging, Vol. 2, No. 3, pp. 131 – 137, July 2003

[11] Takao Tojo, Nonlinear scintillation response of thin NaI(Tl) crystals. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A238 (1985) 153-159

[12] Morphis, M, van Staden, JA, du Raan, H, Ljungberg, M. Modelling of energy-dependent spectral resolution for SPECT Monte Carlo simulations using SIMIND. Heliyon Volume 7, Issue 2, 2021. https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2021.e06097.

[13] Rault E, Staelens S, Van Holen R, De Beenhouwer J, Vandenberghe S. Accurate Monte Carlo modelling of the back compartments of SPECT cameras. Phys Med Biol. 2011 Jan 7; 56(1):87-104. doi: 10.1088/0031-9155/56/1/006.

Chapitre V : Evaluation de la correction de diffusion en TEMP et amélioration de la quantification

Introduction

La gamma caméra est une machine largement utilisée en médecine nucléaire à des fins diagnostiques. Durant ces dernières années, cet appareil a connu des développements au niveau de ses caractéristiques, la qualité d'image et le service fourni aux patients. Toutefois, les facteurs physiques, notamment la diffusion et l'atténuation, altèrent les performances de cet appareil, principalement la résolution spatiale. Pour remédier à l'effet de ces deux phénomènes physiques sur la qualité de l'image, des méthodes de correction et de compensation ont été développées.

Dans ce chapitre la diffusion et sa correction sont approchées en se basant sur des tests expérimentaux et de simulation par GATE [1] pour des acquisitions au ^{99m}Tc. L'effet de la diffusion sur les caractéristiques de la gamma caméra est évalué. Nous nous intéressons ultérieurement à l'amélioration d'une méthode de correction de la diffusion adoptée en routine clinique dans le cas des acquisitions tomographiques au ^{99m}Tc.

Les matériels et méthodes exploités pour mener ce travail sont détaillés pour chaque étape. Les résultats de la simulation et des mesures sont discutés aussi.

V.1. Effet de la diffusion sur les paramètres de la gamma caméra

Comme présenté dans le chapitre 1, les caractéristiques de la gamma caméra peuvent être influencées par les facteurs limitants physiques. La diffusion est particulièrement considérée comme une source de contamination en TEMP, comme elle transporte des informations erronées sur la distribution spatiale des événements. Dans le cas des études quantitatives, où les valeurs extraites des images acquises dépendent de l'estimation des activités concentrées dans les organes ou les tissus d'intérêts, si la diffusion n'est pas compensée ceci peut entraîner des interprétations erronées et un diagnostic incorrect [2].

Deux catégories de diffusion sont observées : la diffusion cohérente (Rayleigh), et la diffusion incohérente (Compton). La correction de la diffusion concerne essentiellement la diffusion

Compton, étant donné que la diffusion Rayleigh a moins de probabilité d'être observée à cause de son faible angle de déflection qui rend sa distinction des photons primaires négligeable.

Plusieurs études se sont intéressées à l'évaluation de la quantité des photons diffusés pour différentes fenêtres d'énergie [3-6]. Notre intérêt porte sur l'effet de la diffusion Compton sur les paramètres de la gamma caméra pour le ^{99m}Tc avec un collimateur LEHR, particulièrement la résolution spatiale et la résolution en énergie pour une fenêtre d'énergie de 15% centrée sur 140 keV, utilisée en routine clinique. La distinction entre l'effet de la diffusion directe (forward-scattering) et la rétrodiffusion (backscattering) sur ces performances a été considérée.

Notre étude est menée en utilisant les atouts de la simulation par GATE [1], afin de valider notre modèle dans le cas de la présence d'un milieu diffusant et de déduire des paramètres dont l'estimation est difficile par l'expérience, comme la fraction de la diffusion, l'ordre et la contribution de la diffusion dans la fenêtre d'énergie principale utilisée dans les conditions cliniques.

V.1.1. Configuration de l'expérience et de la simulation

Notre étude s'applique à la gamma caméra TEMP/TDM à double tête Symbia T6 TruePoint (Siemens Healthineers) [7], disponible dans le service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech. Les caractéristiques du dispositif comme fournis par le constructeur [7] et sa modélisation dans GATE [1] sont détaillées dans le chapitre 4.

Afin de mettre en place des conditions d'acquisition réalistes pour estimer la diffusion, des plaques en plexiglas (PMMA) de dimensions $30.1 \times 30.1 \times 1\ cm^3$ ont été utilisées pour créer des écrans d'épaisseurs : 0, 2, 4, 6, 8 et 10 cm. Une source linéaire du ^{99m}Tc, avec un diamètre interne de 0.4 cm et d'une longueur de 20 cm, remplie d'une activité de 213.86 MBq a été positionnée à 16 cm de la surface externe du collimateur. Les écrans étaient placés, soit entre la source et le collimateur pour induire la diffusion directe ou derrière la source pour la rétrodiffusion (Figure V-1 et Figure V-2). Les têtes de la gamma caméra ont été configuré en mode L, l'angle formé entre les deux détecteurs est de 90°, et éloignées l'une de l'autre au maximum afin de diminuer l'effet des photons diffusés provenant de la deuxième tête.

Les activités des sources nécessaires pour les acquisitions expérimentales ont été mesurées par un activimètre de type Scintidose de Lemer Pax, dans le respect des règles de radioprotection adoptées dans le service et requises pour manipuler la radioactivité.

Les conditions expérimentales ont été reproduites dans la simulation, en considérant seulement une seule tête, et les fractions de la composition chimique du plexiglas (0.6 du Carbone, 0.08

d'hydrogène, 0.32 d'oxygène), ainsi que sa masse volumique (1.19 gcm^{-3}), ont été ajoutées à la base de données des matériaux dans GATE. Pour le déploiement de la simulation, MaGrid [8] a été utilisée dans les mêmes conditions précitées dans le chapitre 4. Pour une activité initiale de 213.86 MBq, environ 100 millions d'événements ont été générés demandant 17 heures de calcul sur MaGrid par subdivision (temps de simulation de 1 seconde) pour la diffusion directe et 22 heures de calcul pour la rétrodiffusion.

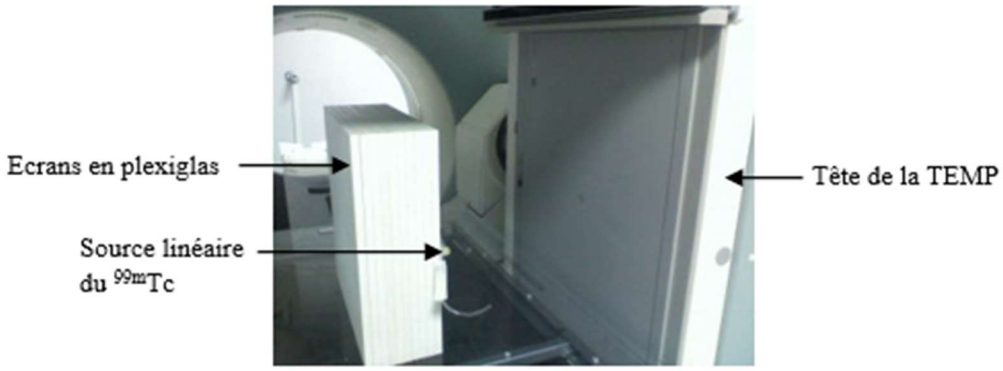

Figure V-1: Configuration expérimentale de la rétrodiffusion avec une source linéaire du ^{99m}Tc

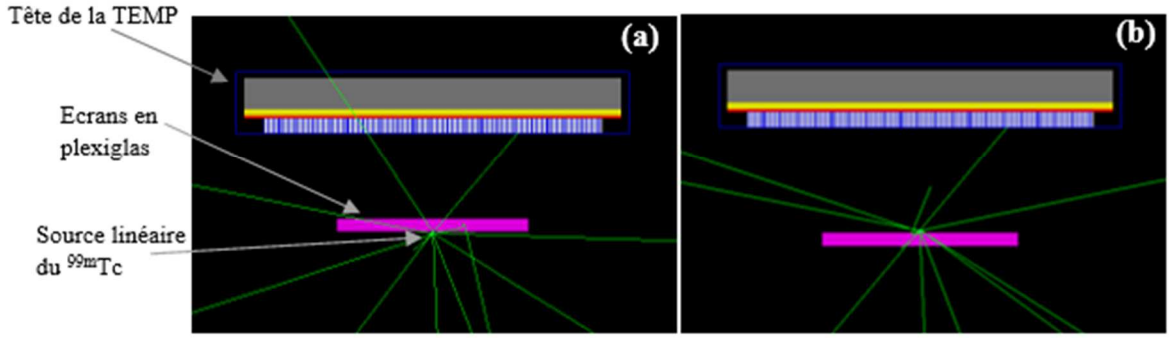

Figure V-2 : Modélisation dans GATE de la diffusion directe (a) et (b) la rétrodiffusion avec l'appareil SPECT/CT Symbia T6

V.1.2.Résolution spatiale

Cet indice de performance a été évalué pour les différentes épaisseurs du plexiglas avec des acquisitions statiques. Comme dans le cas de la validation, la résolution spatiale a été calculée à partir de la FEL suivant l'axe des abscisses pour chaque épaisseur des plaques du PMMA, avec les mêmes équations. Un traitement d'image par le logiciel AMIDE [6] a été réalisé pour les images expérimentales.

Une acquisition additionnelle dans l'air, sans utilisation d'écran, a été effectuée à 10 cm du collimateur.

V.1.3.Fraction et ordre de diffusion

Les valeurs de la SF pour les différentes épaisseurs du PMMA ont été évaluées par simulation uniquement en utilisant l'*Équation V-1*, dont les paramètres sont déduits à partir du pic photoélectrique pour la fenêtre d'énergie considérée dans notre travail.

Équation V-1 : $$\boldsymbol{SF}\ (\%) = \frac{\boldsymbol{C_S}}{\boldsymbol{C_m}}$$

Où C_S est le nombre de photons diffusés et C_m est le nombre total des photons.

Les interactions des photons dans les matériaux traversés ont été suivis de l'émission jusqu'à la détection. Ceci a permis de distinguer l'ordre de diffusion, le nombre des interactions par effet Compton pour chaque photon émis de la source avant détection (ordre 1 correspondant à un photon qui a subi une seule interaction par effet Compton, et ordre 2 correspondant à deux interactions successives).

La fraction pour chaque ordre de diffusion, SF_o, par rapport au nombre total des photons diffusés sous le pic photoélectrique a été estimée en utilisant l'*Équation V-2*, et son effet sur le spectre en énergie a été évalué dans le deux cas de diffusion (direct et rétrodiffusion).

Équation V-2 : $$\boldsymbol{SF_o}\ (\%) = \frac{\boldsymbol{C_o}}{\boldsymbol{C_S}}$$

Où C_o est le comptage par ordre de diffusion et C_S est le nombre total des photons diffusés.

V.1.4.Résolution en énergie et spectre en énergie

La résolution en énergie de la gamma caméra a été estimée pour chaque épaisseur des écrans de PMMA, tenant compte de l'effet de la diffusion directe et de la rétrodiffusion sur sa valeur. Pour mettre en évidence la contribution de l'ordre de diffusion sous le pic photoélectrique, nous avons comparé les spectres en énergie simulées en absence et en présence des écrans en PMMA décrits précédemment.

V.1.5.Résultats et discussion

V.1.5.1. Résolution spatiale

La résolution spatiale dans l'air à 10 cm du collimateur, était de (0.75±0.01) cm dans le cas de la simulation et de (0.78±0.01) cm pour l'expérience. Les deux valeurs correspondent à une erreur relative, par rapport à la valeur du constructeur (0.74 cm) [7], inférieure à 10 % (1.4% pour la simulation et 5.4% pour l'expérience).

La variation de la résolution spatiale en fonction de la position et de l'épaisseur des PMMA est représentée sur la Figure V-3 ((a) sur le trajet des photons primaires entre la source et le détecteur ou (b) à l'arrière de la source radioactive). Elle est du même ordre de grandeur dans les cas de la diffusion directe et de la rétrodiffusion des photons de 140 keV émis par le ^{99m}Tc.

Dans le cas de la diffusion directe, la résolution spatiale se détériore quand l'épaisseur des plaques augmente, résultant à la contribution des photons diffusés dans la formation de l'image. Ses valeurs augmentent et se détériorent de façon linéaire pour les épaisseurs entre 0 et 8 cm pour l'expérience et entre 0 cm et 6 cm pour la simulation. Néanmoins, dans les deux cas la résolution spatiale commence à diminuer après ces deux épaisseurs, surtout à 10 cm d'épaisseur, suite à l'atténuation des photons diffusés dans les plaques avant d'atteindre le détecteur.

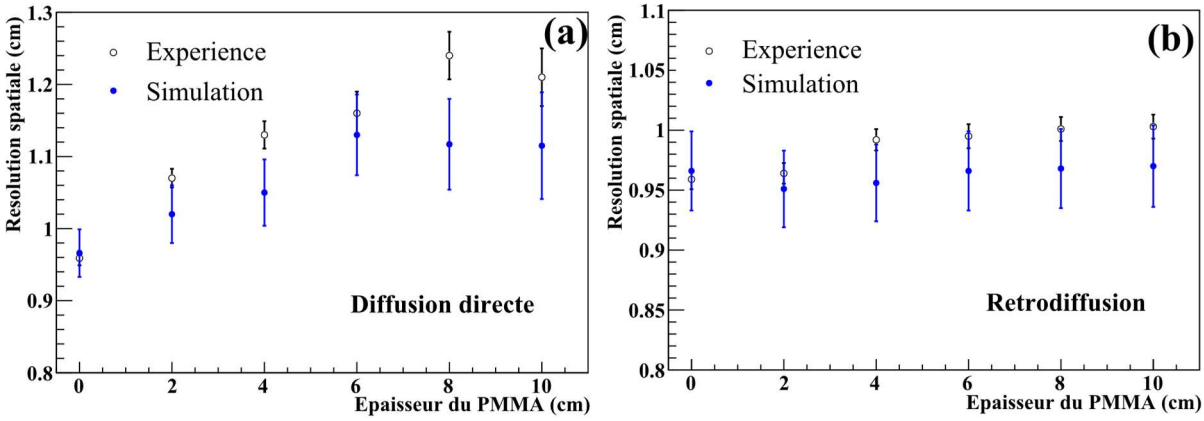

Figure V-3 : Variation de la résolution spatiale expérimentale et de simulation en fonction de l'épaisseur des écrans de plexiglas dans le cas de (a) la diffusion directe et (b) la rétrodiffusion

Nous remarquons aussi que, contrairement à la diffusion directe, la rétrodiffusion n'a pas une grande influence sur la résolution spatiale. Ceci est dû aux photons ayant subi une rétrodiffusion, émis avec un angle qui peut atteindre 180° au sens opposé du détecteur et auront plus de probabilité d'être atténués avant de se rediriger vers le cristal. Ainsi, la contribution des photons primaires est plus importante dans ce cas dans la construction de l'image.

L'influence de la diffusion directe et de la rétrodiffusion sur la fonction d'étalement linéique est présentée dans la Figure V-4 dans le cas de simulation. Cette fonction s'élargit avec l'augmentation de l'épaisseur des plaques dans le cas de la diffusion directe, en revanche elle est presque constante dans le cas de la rétrodiffusion, ce qui reflète nos remarques sur la Figure V-3.

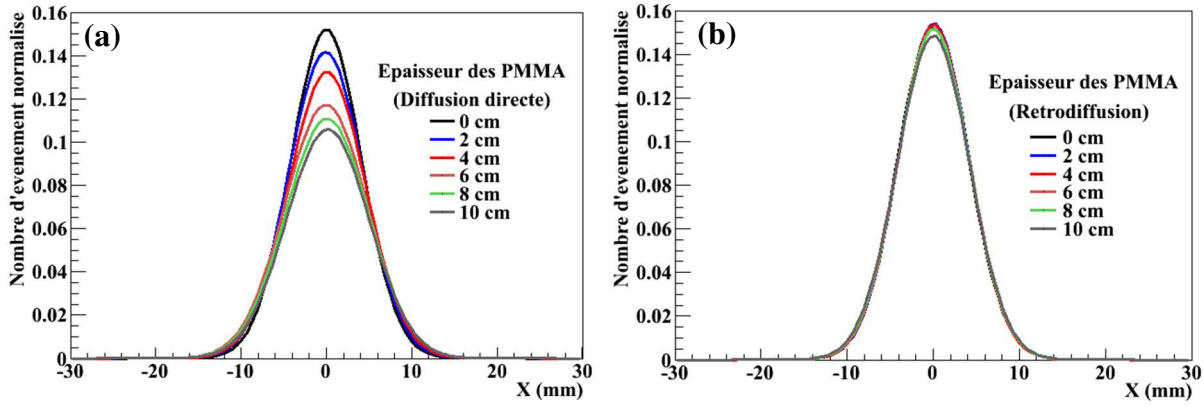

Figure V-4: Représentation graphique de la variation de la fonction d'étalement linéique d'une source linéaire du ^{99m}Tc en fonction de l'épaisseur des écrans du PMMA dans le cas de la diffusion directe (a) et de la rétrodiffusion (b) pour la simulation

V.1.5.2. Fraction et ordre de diffusion

Les résultats de la fraction de diffusion estimée à partir de la simulation sont rapportés dans la Figure V-5. La fraction de diffusion augmente avec l'épaisseur du plexiglas dans le cas de la diffusion directe, ce qui a pour conséquence une dégradation de la résolution spatiale et confirme les résultats de la littérature [3, 4] pour des fenêtres d'énergie de 10% et 20%. Ceci est dû à la diffusion multiple, qui provient de la dégradation d'un photon primaire dans son parcours, et qui peut atteindre l'ordre 4 avant sa détection.

Le Tableau V-1 rapporte les fractions pour chaque ordre de diffusion, par rapport au nombre total des photons diffusés sous le pic photoélectrique.

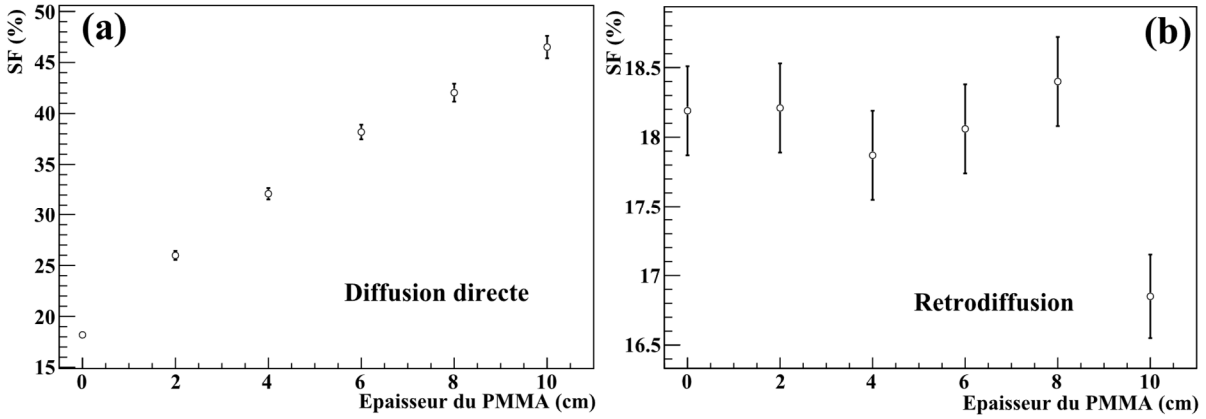

Figure V-5 : Variation de la fraction de la diffusion (SF) avec l'épaisseur des plaques de PMMA pour la diffusion directe (a) et la rétrodiffusion (b)

Tableau V-1 : Variation de la fraction des ordres de diffusion sous le pic photoélectrique de la simulation en fonction de l'épaisseur du plexiglas pour la diffusion directe

Epaisseur des plaques du plexiglas (cm)	SF (#1) (%)	SF (#2) (%)	SF (#3) (%)	SF (#4) (%)	SF (# >4) (%)
0	96.67±2.2	3.27±0.3	0.06±0.04	0	0
2	91.01±2	8.64±0.46	0.29±0.08	0.06±0.04	0
4	86.92±2	12.02±0.6	1.06±0.16	0	0
6	82.64±2	15.81±0.68	1.49±0.2	0.06±0.04	0
8	79.37±2.08	18.14±0.8	2.26±0.26	0.23±0.08	0
10	77.99±2.3	18.69±0.92	3.23±0.4	0.09±0.06	0

Dans le cas de la rétrodiffusion les valeurs de la SF sont comparables. Contrairement à la diffusion directe, les fractions des ordres de diffusion ne connaissent pas une variation significative (Tableau V-2) avec une prédominance du premier ordre de diffusion, mais la diffusion de deuxième ordre commence à augmenter pour des épaisseurs supérieures à 6 cm.

Tableau V-2 : Variation de la fraction des ordres de diffusion sous le pic photoélectrique de la simulation en fonction de l'épaisseur du plexiglas pour la rétrodiffusion

Epaisseur des plaques du plexiglas (cm)	Fraction de diffusion de l'ordre 1 (%)	Fraction de diffusion de l'ordre 2 (%)	Fraction de diffusion de l'ordre 3 (%)	Fraction de diffusion de l'ordre 4 (%)	Fraction de diffusion de l'ordre >4 (%)
0	96.67±2.2	3.27±0.3	0.06±0.04	0	0
2	96.32±2.2	3.62±0.3	0.06±0.04	0	0
4	96.21±2.2	3.69±0.32	0.1±0.06	0	0
6	96.22±2.2	3.69±0.32	0.06±0.04	0.04±0.04	0
8	95.53±2.2	4.39±0.34	0.08±0.04	0	0
10	92.86±2.3	7.14±0.46	0	0	0

V.1.5.3. Spectre en énergie, résolution en énergie et ordre de la diffusion

Les spectres en énergie simulés de l'émission des photons de 140 keV du ^{99m}Tc dans l'air et en présence des écrans du PMMA sont présentés dans les Figure V-6, Figure V-7, et Figure V-8. La distinction des photons diffusés selon leur ordre de diffusion est présentée sur les figures à partir des résultats de la simulation.

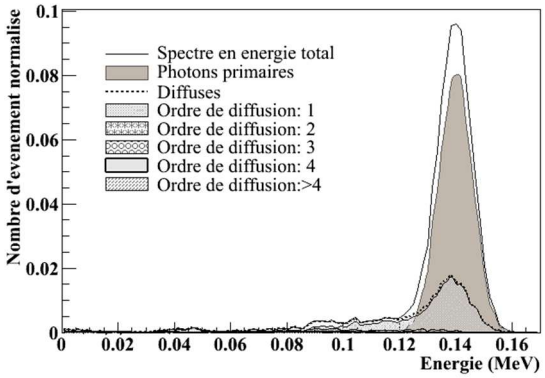

Figure V-6 : Représentation graphique du spectre en énergie simulé de la source du ^{99m}Tc dans l'air, avec une TEMP symbia T6. Les photons diffusés sont distingués selon l'ordre de diffusion

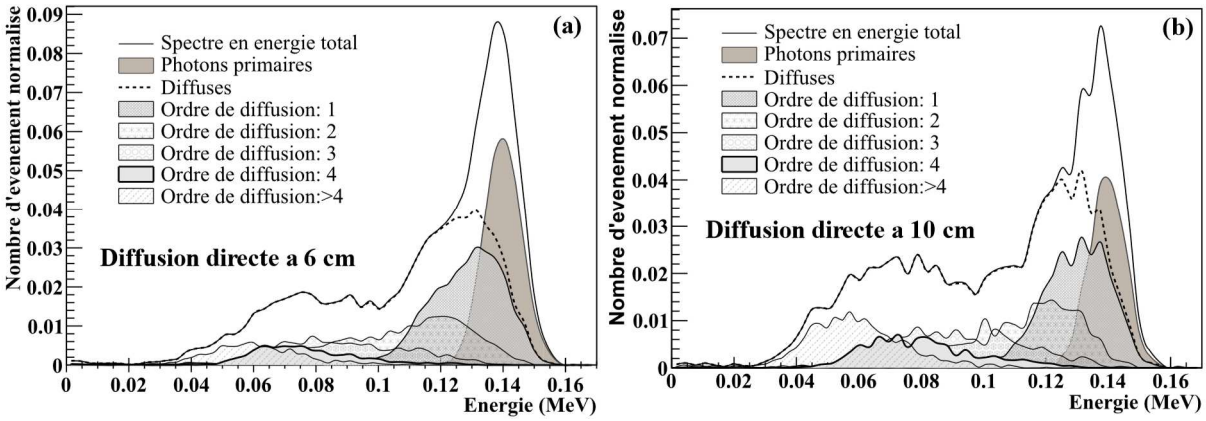

Figure V-7 : Représentation graphique du spectre en énergie simulé de la source du ^{99m}Tc résultant de la diffusion directe à travers des écrans d'épaisseur de 6 cm (a) et 10 cm (b), avec une TEMP symbia T6. Les photons diffusés sont distingués selon l'ordre de diffusion

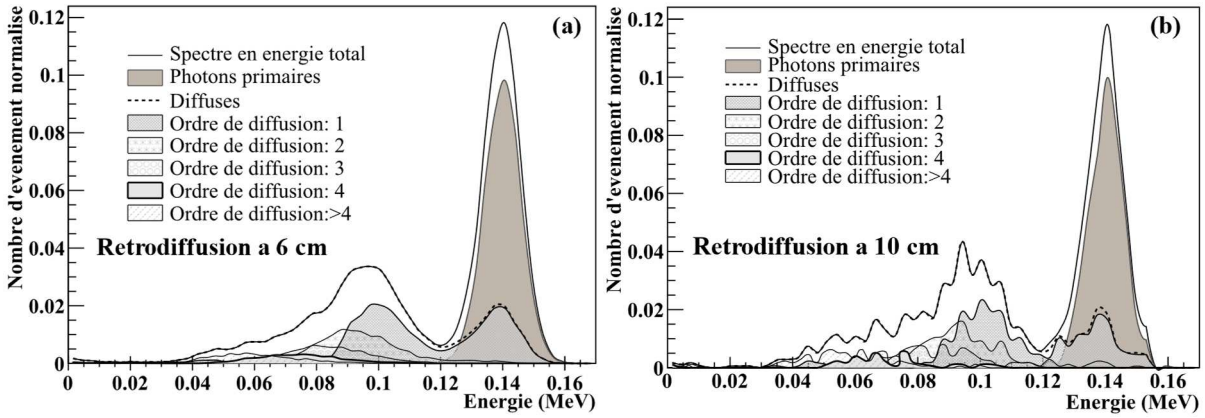

Figure V-8 : Représentation graphique du spectre en énergie simulé de la source du ^{99m}Tc résultant de la rétrodiffusion à travers des écrans d'épaisseur de 6 cm (a) et 10 cm (b), avec une TEMP symbia T6. Les photons diffusés sont distingués selon l'ordre de diffusion

L'utilisation des fenêtres d'énergie centrées sur les 140 keV pour le ^{99m}Tc est la première étape pour restreindre la contribution des photons diffusés dans le pic photoélectrique et en conséquence dans les images. Néanmoins, nous constatons, d'après les Figure V-7 et Figure V-8, qu'une quantité de ces photons est toujours présente sous le pic photoélectrique dû à la résolution en énergie limitée des gamma caméra.

Pour la diffusion directe, la présence des photons diffusés est plus prononcée, et une diminution de la quantité des photons primaires sous le pic photoélectrique est aperçue, avec une augmentation des photons diffusés du premier et second ordre, ainsi que l'étalement du pic photoélectrique. Ceci a été exprimé par la détérioration de la résolution en énergie comme présenté dans la Figure V-9 (a). Les photons Compton ont tendances à se diriger vers l'avant [10], par conséquence, la probabilité de leur détection dans le cristal augmente, résultant en leur contribution importante, 30-40% [11], dans la fraction de diffusion sous le pic photoélectrique.

Dans le cas de la rétrodiffusion (Figure V-9 (b)), les valeurs de la résolution en énergie sont similaires pour toutes les épaisseurs. Ce constat est expliqué par la non détection des photons de rétrodiffusion sous la fenêtre d'énergie principale [129.5-150.5] keV, et même avec un angle de diffusion qui atteint 180°, l'énergie des photons de rétrodiffusion ne dépassent pas 123 keV, non inclus dans cette fenêtre. Cette remarque a été relevé aussi par Pirayesh Islamian, J et al [12], dont l'étude a montré également que le rapport pic sur front Compton diminue quand l'épaisseur du matériau de diffusion augmente.

Le pourcentage des photons du front Compton est proportionnel à l'épaisseur des écrans du PMMA et devient plus important dans les deux cas, rétrodiffusion et diffusion directe, avec l'apparition des photons qui ont subi des diffusions successives. Ce constat concorde avec les résultats obtenus par H.W.A.M. de Jong et al. [3] et Akihiro Kojima et al [4] pour des fenêtres d'énergie de 10% et 20 %.

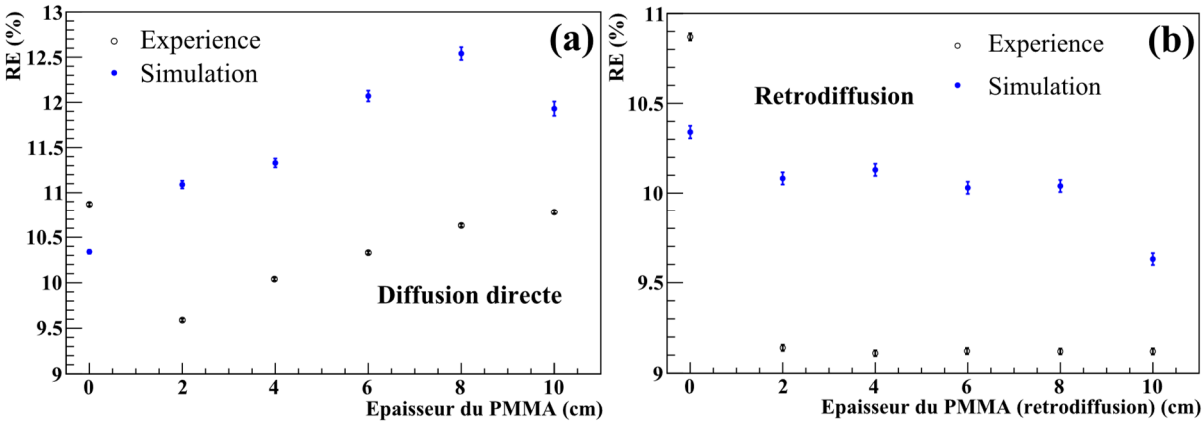

Figure V-9 : Résolution en énergie (RE) en fonction de l'épaisseur des écrans PMMA dans le cas de la diffusion directe (a) et la rétrodiffusion (b) pour la simulation et l'expérience de la détection d'une source de ^{99m}Tc dans la SPECT/CT Symbia T6

V.1.6.Conclusion

Dans cette partie nous avons détaillé les résultats de la validation de notre model dans GATE lors de l'utilisation d'un écran diffusant, ainsi que l'évaluation de l'effet des rayonnements diffusés sur les caractéristiques de la gamma caméra, notamment la résolution en énergie et la résolution spatiale. D'après la majorité des résultats, une concordance entre la simulation et l'expérience est assurée, ce qui permet de considérer que notre modèle est validé.

L'évaluation de l'effet de la diffusion montre que les caractéristiques de la gamma caméra sont directement influencées par la diffusion directe. Alors que dans le cas de la rétrodiffusion nous apercevons que l'effet de diffusion se manifeste sous le front Compton du spectre en énergie. En conséquence, les caractéristiques ne changent pas pour la fenêtre d'énergie centrée sur l'énergie du pic photoélectrique telle que nous l'avons choisie.

Dans le cas des images scintigraphiques acquises des patients, les deux types de diffusion sont présents, et les photons issus de la diffusion directe sont acceptés dans la fenêtre d'énergie principale. Ainsi, la correction de la diffusion est primordiale pour une interprétation correcte des images. Ceci nous amène vers la partie suivante qui discute les paramètres qui influencent la précision de la correction de diffusion dans le cas d'une méthode utilisée dans la routine clinique.

V.2. Effet du choix des paramètres de correction de la diffusion sur la qualité d'image en TEMP pour le ^{99m}Tc

Dans la partie précédente, nous avons discuté l'influence de la diffusion sur les caractéristiques de la gamma caméra, ce qui se reflète sur la qualité d'image. La diffusion fait partie des

paramètres qui limitent la résolution spatiale, occasionnant une perte en contraste et une diminution de la précision des mesures quantitatives des acquisitions tomographiques [13]. Comme présenté dans le chapitre 2, plusieurs méthodes sont proposées afin de compenser la contribution de la diffusion sous le pic-photoélectrique, notamment dans la fenêtre d'énergie principale utilisée pour l'acquisition des images [12, 14, 15].

La technique de Triple Fenêtre d'Energie est relativement populaire parmi les méthodes proposées [16, 17] en raison de la facilité de son implémentation et de ses bons résultats. Avec cette technique, la diffusion est estimée à partir des données acquises dans des fenêtres d'énergie secondaires, adjacentes à la fenêtre d'énergie principale. Cependant, le choix des largeurs et du nombre des fenêtres auxiliaires est primordial pour assurer une bonne estimation des photons diffusés à soustraire.

L'évaluation de l'efficacité de cette méthode a été accomplie auparavant expérimentalement [3, 4] et en utilisant la MMC [5, 18] tenant compte du choix de la fenêtre d'énergie principale. Quand des auteurs recommandent l'application des sous-fenêtres d'énergie étroites [17], d'autres suggèrent d'augmenter leur largeur (15% ou 20% par exemple) [19]. Considérant cette différence dans la largeur recommandée des sous-fenêtres d'énergie, nous avons décidé d'étudier l'influence de leurs paramètres (largeur et nombre) sur l'estimation des photons diffusés sous le pic photoélectrique du ^{99m}Tc. Le but étant d'établir les fenêtres d'énergie auxiliaires qui permettent l'estimation la plus précise des photons diffusés sous le pic photoélectrique pour différents environnements de sources et fantômes.

L'étude a été réalisée en deux étapes. Tout d'abord, des simulations avec GATE ont été menées afin de déterminer la fraction de diffusion sous la fenêtre d'énergie principale pour différentes largeur et nombre des fenêtres d'énergie secondaires. En seconde étape, les fenêtres secondaires choisies, résultant de la simulation ont été appliquées lors des acquisitions tomographiques expérimentales. L'impact de la correction de diffusion avec ces sous-fenêtres sur les caractéristiques quantitatives de l'instrument, tel que le contraste, le rapport signal bruit (SNR), le bruit de fond relatif (RNB), ainsi que l'uniformité tomographique, a été évalué.

V.2.1. Conditions de l'expérience et de la simulation

V.2.1.1. Description de la simulation

Différentes simulations par GATE [1] ont été effectuées dans des environnements différents tenant compte des caractéristiques de Symbia T6 [7]. Pour chaque environnement, deux fractions de diffusion sont déterminées :

- Fraction de diffusion de référence, déduites à partir de la comptabilisation des photons diffusés sous le pic photoélectrique simulé ;
- Fraction de diffusion par TEW, calculées à partir de l'application de la méthode TEW sur les spectres en énergie simulés

Le but est de définir les valeurs comparables de ces deux fractions.

V.2.1.1.1. Modélisation des environnements d'acquisition

La fraction de diffusion dépend de la profondeur de la source à l'intérieur du milieu diffusant [10]. Lors d'une acquisition tomographique, cette profondeur varie pour chaque projection, résultant en une variation de comptage des photons diffusés pour les images acquises. Ainsi notre choix était d'estimer la fraction de diffusion en mode tomographique au lieu du mode statique, habituellement utilisé dans la majorité des études menées sur ce sujet.

Comme les lésions chez les patients sont variables, des acquisitions tomographiques dans quatre conditions différentes ont été effectuées : Sphères froides (non radioactives) dans un environnement chaud (eau radioactive), des sources chaudes (radioactives) dans deux différents milieux froids (air et eau non radioactive) et des sources chaudes dans un milieu chaud.

Les fantômes et les sources suivants ont été exploités :

- Le fantôme de Jaszczak (Figure V-10 et Figure V-11(b)), où seulement deux de ses trois sections ont été utilisés : la partie uniforme de 59 mm de hauteur (où aucun objet n'est inséré), et la partie avec les sphères froides en plexiglas (non radioactives) de différents diamètres (9.5 mm, 12.7 mm, 15.9 mm, 19.1 mm, 25.4 mm, et 31.8 mm). Le fantôme a été rempli avec de l'eau mélangée à une activité de 555 MBq du ^{99m}Tc, générant 450 millions photons de 140 keV et demandant 29 heures de calcul sur MaGrid, pour un temps de simulation de 1 seconde par subdivision ;

- Des sources chaudes (Figure V-11 (a)), composées de deux seringues de 1 et 10 ml avec un diamètre interne de 4 mm et 16 mm, remplies de 7.4 MBq et 74 MBq du ^{99m}Tc respectivement. Trois différents environnements ont été modélisés : dans l'air, dans un fantôme cylindrique rempli d'eau et dans un fantôme cylindrique rempli d'eau mélangée à une quantité du ^{99m}Tc. Dans le dernier cas, le rapport source-fond était de 8:1, avec une activité spécifique de 0.74 MBq/ml. Le nombre de photons générés est de 500 millions, et le calcul dans MaGrid a pris 18 heures (pour un temps de simulation dans l'air de 6 secondes par subdivision) et 22 heures pour la simulation dans l'eau non-radioactif (temps de simulation est de 16 secondes). Dans le cas de la simulation dans l'eau radioactive, 1 milliards photons ont été générés, et le

temps de calcul dans MaGrid était environ 54 heures (temps de simulation est de 2 secondes par subdivision) ;

L'acquisition tomographique a été effectuée avec 128 projections sur un angle de 360°, une matrice de 128×128 et une taille de pixel de 3.3×3.3 mm^2. Les fantômes ont été alignés avec l'axe de rotation des têtes de la TEMP et les acquisitions ont été effectuées avec une orbite circulaire de 22 cm de rayon. Les images ont été acquises avec une fenêtre d'énergie symétrique de 140 keV ± 7.5%.

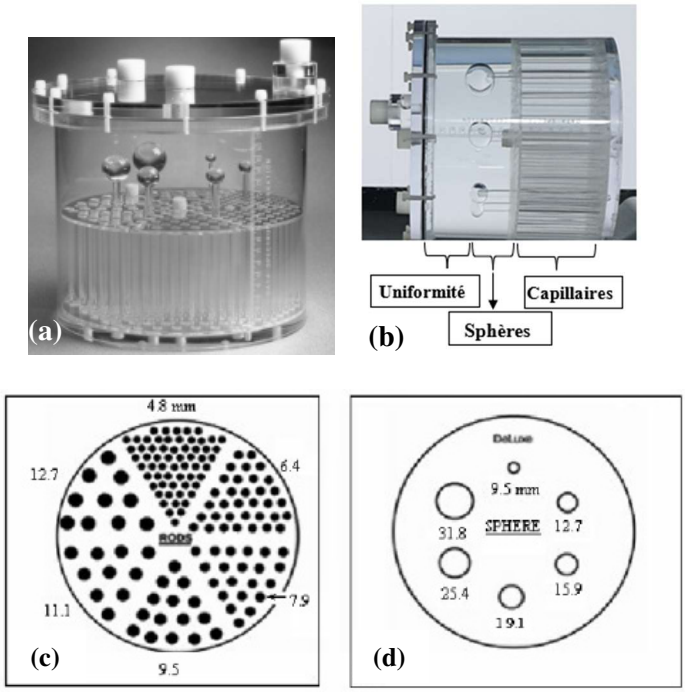

Figure V-10 : Fantôme de Jaszczak (a), la position de ses inserts (b) la taille des six sections de capillaires (c) et des sphères de différentes tailles (d)

V.2.1.1.2. Détermination de la fraction de diffusion

Les événements détectés sous le spectre en énergie, les photons primaires et diffusés, ont été extraits des fichiers ROOT [20], fichiers de sortie de la simulation, et ensuite utilisés pour le calcul de la fraction de la diffusion SF_G, calculée par *Équation V-1* pour la fenêtre d'énergie principale de 15%. SF_G, considérée comme la fraction de diffusion de référence, a été comparée à SF_T (*Équation V-3*), la fraction de diffusion estimée par l'application de TEW sur les spectres en énergie simulés, pour différents nombre et largeurs des fenêtres secondaires.

Équation V-3 : $$\boldsymbol{SF_T = \frac{C_{SC-T}}{C_m}}$$

Avec C_m est le nombre total des photons (diffusés et non-diffusés) dans la fenêtre d'énergie principale, et C_{SC-T} est le nombre des photons diffusés dans la fenêtre principale, estimé à partir de la méthode TEW, pour différentes largeurs des sous-fenêtres d'énergie (1-20%).

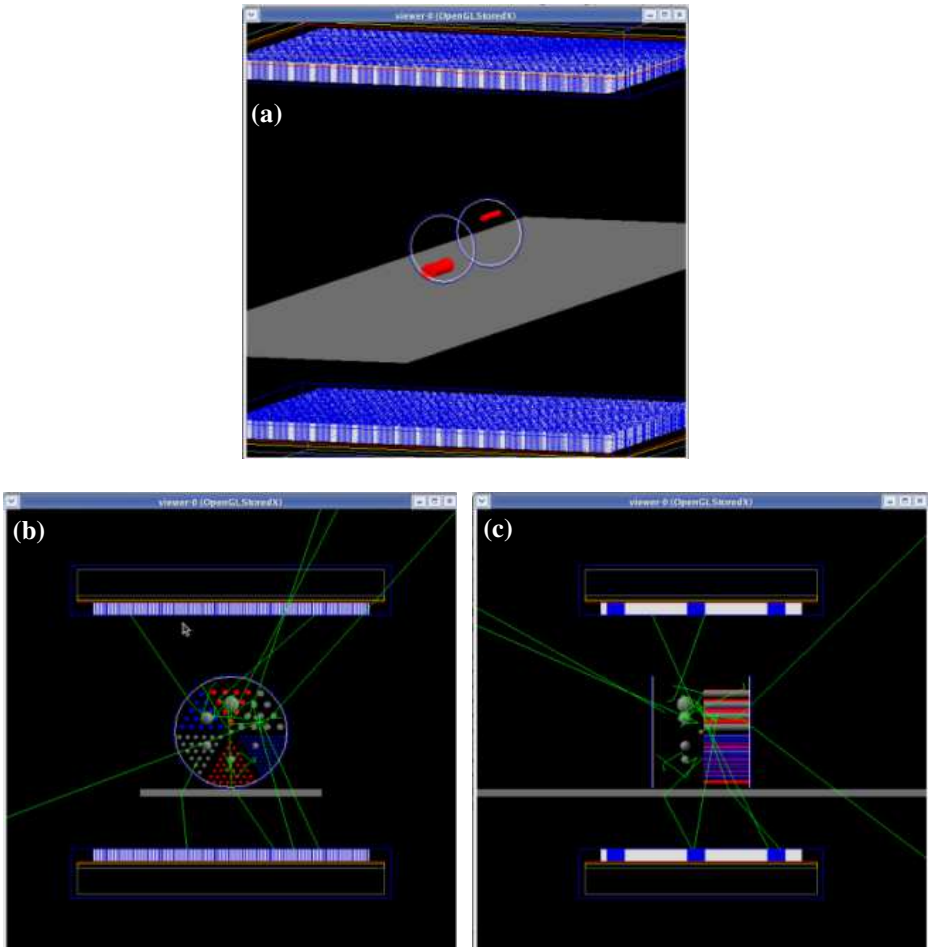

Figure V-11 : Représentation graphique des modèles des configurations de sources et de fantômes sous GATE. (a) Le fantôme avec les sources radioactives (seringues de 1 ml et de 10 ml), et (b) le fantôme de Jaszczak avec ses inserts de face et (c) de profil

Comme présenté dans le Chapitre II, la méthode de Triple Fenêtre d'Energie [18] est basée sur l'estimation du nombre des photons diffusés, C_{SC-T}, par l'application de la règle du trapèze suivant l'*Équation II-19* du Chapitre II.

$$C_{SC-T} = \left[\frac{C_l}{w_l} + \frac{C_r}{w_r}\right] \times \frac{w_m}{2}$$

Nous rappelons que C_l est le nombre total des photons dans la sous-fenêtres gauche de largeur w_l et C_r est le nombre total des photons dans la sous-fenêtres droite de largeur w_r. w_m est la largeur de la fenêtre principale.

L'utilisation de la grille de calcul MaGrid [8] a permis d'augmenter la statistique des événements traités et de réduire la durée de simulation.

V.2.1.2. Description de l'expérience

Les paramètres des fenêtres d'énergie secondaires (nombre et largeur) menant à des quantités similaires de SF_T et SF_G, ont été déterminés à partir des résultats de la simulation.

Les configurations des fenêtres d'énergie secondaires menant à des quantités similaires de SF_T et SF_G obtenues par simulation, ont été adoptées expérimentalement pour la correction de la diffusion. L'influence sur la résolution spatiale tomographique et les paramètres quantitatifs : le contraste, le bruit de fond relatif (RNB), le rapport signal-sur-bruit (SNR) et l'uniformité intégrale tomographique a été évalué ensuite.

V.2.1.2.1. Contraste, SNR et RNB

Les tests expérimentaux ont été réalisés dans les mêmes conditions que le modèle simulé, détaillé dans la section précédente (V.2.1.1). 400000 coups ont été détectés par projection, et la correction de l'uniformité a été appliquée lors des acquisitions.

L'activimètre utilisé pour mesurer les activités est de type Scintidose de Lemer Pax. Les règles de radioprotection adoptées dans notre service et requises pour manipuler la radioactivité ont été suivies pendant les mesures. L'heure de mesure de chaque activité a été enregistrée, et les activités résiduelles dans les seringues vides utilisées pour remplir les fantômes ont été mesurées. Les contrôles de qualité de routine de la TEMP et de l'activimètre ont été effectués préalablement à la réalisation des tests.

La reconstruction d'image a été accomplie sur la station de travail Siemens Syngo en utilisant la méthode Flash3D [21] avec 18 itérations et 8 sous-ensembles, et l'application d'un filtre gaussien de 10 mm de résolution spatiale.

La correction de l'atténuation a été appliquée à partir des données du tomodensitomètre (TDM) couplé à la SPECT/CT Symbia T6, par conversion bilinéaire des unités Hounsfield (HU) en coefficient d'atténuation à 140 keV [22].

Concernant la correction de la diffusion, la méthode TEW a été appliquée avec les sous-fenêtres d'énergie dont les valeurs de SF_G et SF_T, estimées à partir de la simulation, sont comparables.

Les images reconstruites ont été analysées avec le logiciel AMIDE [9]. Des régions d'intérêt (ROI) circulaires ont été tracées autour des spots froids ou chauds, avec un diamètre égal au diamètre physique des sphères froides (Figure V-12 (a)) et des seringues chaudes, dans une

série de cinq coupes. Une ROI carrée de 15×15 pixels a été tracée dans la partie uniforme du fantôme de Jaszczak, comme le montre la Figure V-12 (b).

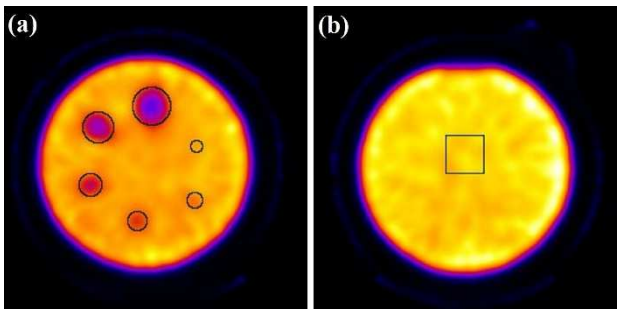

Figure V-12: Représentation des régions d'intérêts (ROIs), tracées en utilisant le logiciel AMIDE, sur des images reconstruites à partir des acquisitions tomographiques du fantôme de Jaszczak. (a) ROIs des sphères froides et (b) ROI de la partie uniforme

Les valeurs statistiques générées par AMIDE ont été exploitées pour calculer le contraste des spots froids C_{cold} et des spots chauds C_{hot} en utilisant respectivement *Équation V-4* et *Équation V-5* [23].

Équation V-4 $$\boldsymbol{C_{cold} = 1 - \frac{N_{min_cold}}{\bar{N}_{bkg}}}$$

Équation V-5 $$\boldsymbol{C_{hot} = \frac{\bar{N}_{hot} - \bar{N}_{bkg}}{\bar{N}_{hot} + \bar{N}_{bkg}}}$$

N_{min_cold} est le nombre de comptage minimal des pixels dans chaque sphère froide, $\overline{N}_{bkg}$ est le nombre de coups moyen des pixels dans le ROI de la partie uniforme du fantôme, et $\overline{N}_{hot}$ est le nombre de coups moyen des pixels dans le spot chaud considéré (images acquises avec les seringues).

Nous avons évalué le RNB et le SNR en utilisant respectivement *Équation V-6* et *Équation V-7*.

Équation V-6 $$\boldsymbol{RNB = \frac{\delta_{bkg}}{\bar{N}_{bkg}}}$$

Équation V-7 $$\boldsymbol{SNR = \frac{|\bar{N}_{spot} - \bar{N}_{bkg}|}{\delta_{bkg}}}$$

$\overline{N}_{spot}$ est le comptage moyen des pixels soit dans une sphère froide, soit dans un spot chaud, et δ_{bkg} est l'écart-type des comptages dans le ROI de la partie uniforme du fantôme.

Pour estimer l'impact des largeurs des sous-fenêtres d'énergie sur l'uniformité intégrale tomographique, nous avons examiné visuellement la qualité des images, et nous avons calculé ses valeurs à partir du ROI de la partie uniforme du fantôme de Jaszczak par :

Équation V-8 $$UI = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}}$$

Avec N_{max} et N_{min} représentent respectivement le comptage maximal et minimal des pixels.

V.2.1.2.2. Résolution spatiale tomographique

Afin d'évaluer l'effet de la correction de la diffusion sur la résolution spatiale tomographique, nous avons acquis des images tomographiques sans et avec la correction de diffusion par la méthode de TEW pour les mêmes sous-fenêtres d'énergie utilisées pour le contraste, le SNR et le RNB. Une source linéaire de 1,4 mm de diamètre interne et 22 cm de longueur, remplie de 55 MBq du ^{99m}Tc, a été placée au centre d'un ensemble de huit plaques de plexiglas d'une épaisseur totale de 7 cm (3.5 cm de part et d'autre de la source), utilisées comme un milieu de diffusion. Six plaques de dimensions 30.1×30.1× 1 cm^3, tandis que deux sont de dimensions 30.1×30.1×0.5 cm^3.

Les plaques ont été positionnées de telle manière que la source linéaire soit alignée avec l'axe central du système. L'acquisition a été réalisée avec une orbite circulaire de 22 cm de rayon, 128 projections sur 360° (64 projections pour chaque tête) avec 20000 coups par projection, dans une matrice de 128×128 et une taille de pixel de 3.3×3.3 mm^2. Une acquisition dans l'air a été également réalisée, elle est considérée comme référence d'appréciation de la correction de diffusion avec la présence des écrans de plexiglas.

La reconstruction de l'image a été exécutée avec les mêmes paramètres que pour la section (V.2.1.2.1).

La FEL, présentée comme le profil des comptes à travers l'axe des abscisses pour les images reconstruites transversales, a été tracée pour chaque cas, et la résolution spatiale a été exprimée comme la LMH de la FEL. La largeur au dixième de la hauteur (LDH) de la FEL reflète l'effet de la diffusion sur la résolution spatiale, ainsi sa valeur a été évaluée également.

V.2.2.Résultats

V.2.2.1. Ordre de diffusion

Les spectres en énergie des acquisitions simulées, avec les ordres d'interaction détaillés des photons diffusés, sont présentés dans la Figure V-13. Les spectres sont normalisés de telle sorte que la somme de tous les intervalles de l'histogramme soit égale à un. Les photons diffusés sous le pic photoélectrique sont principalement de premier et de second ordre, alors qu'au-delà du second ordre les photons sont plus prédominants dans le front Compton du spectre où leur nombre culmine progressivement vers les énergies plus faibles.

Les queues des distributions des photons diffusés s'étendent jusqu'aux hautes énergies. Cependant, à l'issue d'une seule diffusion les photons se retrouvent en majorité sous le pic photoélectrique. Les queues des spectres des photons résultant de deux à trois diffusions successives sont également présentes sous le pic photoélectrique et contribuent au nombre d'événements comptabilisés sous la fenêtre d'énergie principale. Le nombre des photons de deuxième et troisième ordre augmente avec la présence du milieu de diffusion.

Ainsi, la compensation de la diffusion concerne principalement le rejet des photons diffusés de premier et deuxième ordre sous le pic photoélectrique.

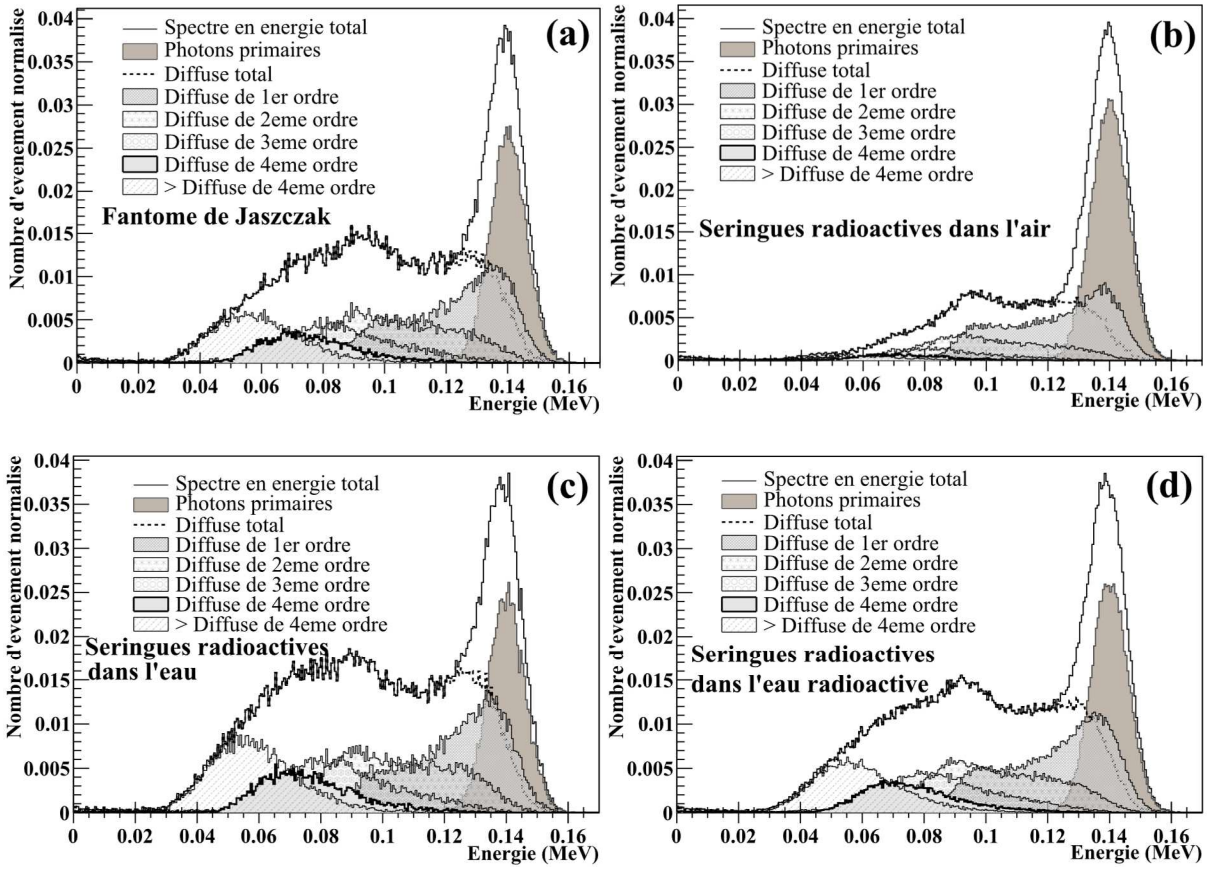

Figure V-13: Spectre en énergie normalisé de la simulation, montrant la contribution des ordres de la diffusion au-delà de quatre, pour les acquisitions avec (a) des sphères froides à l'intérieur du fantôme de Jaszczak ; et avec les seringues chaudes dans (b) l'air, (c) l'eau et (d) un environnement chaud

V.2.2.2. Fraction de diffusion

La fraction de la diffusion a été calculée à partir de la simulation, pour différentes largeurs des sous-fenêtres d'énergie, comprises entre 1 % et 20 % de 140 keV, positionnées de part et d'autre de la fenêtre d'énergie principale ou seulement à sa gauche.

En comparant SF_G et SF_T, les sous-fenêtres d'énergie qui donnent des valeurs de fraction de diffusion similaires pour ces deux paramètres ont été identifiées. Le Tableau V-3 résume ces résultats pour les différentes conditions d'acquisition, y compris le cas d'une large fenêtre secondaire, notamment de 15 % actuellement utilisée pour les acquisitions tomographiques de routine dans notre service.

SF_T a été comparable à SF_G dans deux cas :

- Utilisation de deux fenêtres d'énergie secondaires simultanée : 7 % de largeur à gauche de la fenêtre d'énergie principale et 5 % de largeur à sa droite,

- Utilisation d'une seule fenêtre d'énergie secondaire : 3 % de largeur, positionnée à gauche de la fenêtre d'énergie principale (w_r=0).

Les sous-fenêtres d'énergie larges entraînent une sous-estimation de la diffusion sous le pic photoélectrique. En effet, sur la base des spectres en énergie de la Figure V-13, des sous-fenêtres d'énergie larges incluront des photons diffusés d'ordres supérieurs (>second ordre) dans l'estimation de la SF, ce qui entraîne une augmentation du pourcentage d'erreur par rapport à la diffusion réelle. Par ailleurs, les photons diffusés d'ordre supérieur transportent des informations incorrectes sur la position d'émission, loin des positions des photons considérés sous la fenêtre d'énergie principale.

Tableau V-3: La fraction de diffusion évaluée à partir de la simulation de quatre conditions d'acquisition différentes, sous le pic photoélectrique du spectre en énergie du ^{99m}Tc, pour une fenêtre d'énergie principale de 15 %

Acquisition	**SF_G (%)**	**TEW**					
		Deux sous-fenêtres d'énergie (%)	**SF_T (%)**	**Erreur relative (%) [a]**	**Une sous-fenêtre d'énergie : w_r=0 (%)**	**SF_T (%)**	**Erreur relative (%) [a]**
Sphères froides dans l'eau radioactive	34.5	$w_l = w_r = 15$	26.3	23.8	$w_l = 15$	24.4	29.3
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	34.1	1.2	$w_l = 3$	34.9	1.2
Sources chaudes dans l'air	24.9	$w_l = w_r = 15$	17.4	30.0	$w_l = 15$	15.2	39.0
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	25.2	1.2	$w_l = 3$	25.1	0.8
Sources chaudes dans l'eau	39.2	$w_l = w_r = 15$	31.6	19.4	$w_l = 15$	29.8	24.0
		$w_l = 7, w_r = 5$	40.6	3.6	$w_l = 3$	41.6	6.1
Sources chaudes dans l'eau radioactive	34.6	$w_l = w_r = 15$	26.4	23.7	$w_l = 15$	24.5	29.2
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	34.1	1.5	$w_l = 3$	34.3	0.9

a : erreur relative par rapport à la diffusion de référence (SF_G)

Ainsi, l'utilisation des sous-fenêtres étroites est préférable afin d'estimer le nombre des photons diffusés sous le pic photoélectrique.

V.2.2.3. Contraste, RNB, SNR et uniformité intégrale tomographique

Les images expérimentales ont été acquises dans les quatre conditions de la simulation : des sphères froides dans l'eau radioactive, des sources chaudes dans un fond froid (air ou eau), et des sources chaudes dans l'eau radioactive. Pour l'étude de la fraction de diffusion, la correction de la diffusion par la méthode TEW a été appliquée avec les sous-fenêtres d'énergie : unique w_l = 3 % (w_r = 0 %) et simultanées w_l = 7 % et w_r = 5 %. En outre, et à des fins comparatives, la correction de la diffusion a été appliquée avec la fenêtre secondaire actuellement utilisée dans notre service, w_l = 15% (w_r = 0 %), et les images sans correction de la diffusion ont également été considérées.

La Figure V-14 illustre l'effet de la correction de la diffusion avec trois différentes sous-fenêtres d'énergie sur les images reconstruites de la partie uniforme du fantôme de Jaszczak. Une analyse visuelle des images a été effectuée à la recherche des artefacts pour chaque cas, et la correction de l'uniformité extrinsèque a été appliquée pour optimiser la qualité de l'image.

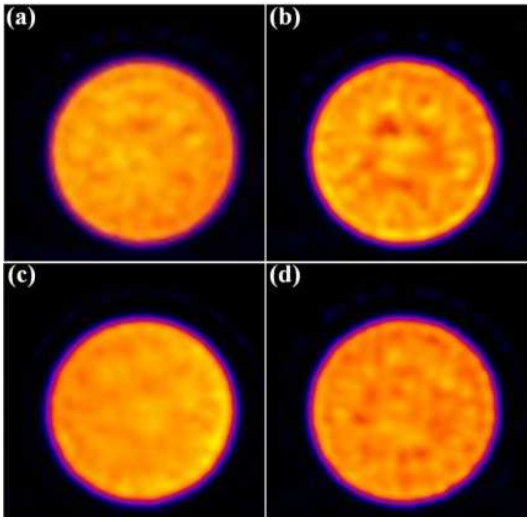

Figure V-14: Les images reconstruites transversales de la partie uniforme du fantôme de Jaszczak, acquis expérimentalement avec SPECT/CT Symbia T6, (a) sans correction de la diffusion, et avec correction de la diffusion par TEW : (b) (w_l = 3% w_r =0), (c) (w_l=15%, w_r = 0) et (d) (w_l = 7%, w_r = 5%)

Une analyse quantitative par AMIDE des images de la Figure V-14, a permis d'extraire les valeurs de l'uniformité intégrale extrinsèque tomographique et du RNB, rapportées dans le Tableau V-4. Les valeurs sont acceptables et se situent dans l'intervalle des quantités

recommandées par l'AAPM TG 4 [23]. Cependant, avec une sous fenêtre d'énergie étroite de w_l = 3% (w_r = 0%), une faible UI a été observée avec une valeur de RNB la plus élevée.

En revanche, pour une large fenêtre d'énergie secondaire, w_l = 15% (w_r = 0%), la valeur de l'uniformité est meilleure et l'image est moins bruitée, d'où un meilleur RNB. Sans correction de la diffusion, la valeur de l'uniformité intégrale reste acceptable.

Tableau V-4: Uniformité intégrale tomographique et RNB, calculés à partir de la partie uniforme du fantôme de Jaszcsak, pour différentes conditions de correction de la diffusion

Correction de la diffusion	Largeur de la sous fenêtre (%)	Uniformité intégrale (%)	RNB (%)
Sans correction	0	12.1	5
TEW (une seule sous-fenêtre)	3	29.1	10
TEW (une seule sous-fenêtre)	15	10.4	3
TEW (deux sous-fenêtres)	w_l = 7, w_r =5	19.2	7

La Figure V-15 montre l'effet de la largeur et du nombre des sous-fenêtres d'énergie sur la qualité des images reconstruites à partir des acquisitions tomographiques. Pour le fantôme de Jaszczak, cinq des six sphères froides sont visibles pour toutes les fenêtres secondaires considérées, et la plus petite sphère visible correspond à un diamètre de 12,7 mm. Une bonne qualité d'image, en comparaison avec les autres images, est observée dans le cas des sous-fenêtres simultanées w_l= 7% et w_r = 5%. La même remarque peut être observée dans le cas des sources chaudes dans l'eau et des sources chaudes dans l'eau radioactive, où les formes des spots sont mieux définies que dans les autres cas.

Nous avons évalué quantitativement la qualité de l'image en se basant sur le contraste, le RNB et le SNR. Le Tableau V-5 résume les résultats obtenus. Les valeurs du contraste sont comprises entre 72 % et 87 % dans le cas de la plus grande sphère froide visible, et entre 20 % et 36 % pour la plus petite sphère froide visible. Il n'y a pas de différence importante entre les valeurs du contraste avec ou sans correction de la diffusion par la méthode TEW. Néanmoins, les images les plus bruitées ont été obtenues avec w_l=3 % (w_r = 0%), où le RNB a augmenté de 98% et le SNR a diminué de 47%.

Dans le cas d'un grand spot chaud (seringue de 10 ml remplie du ^{99m}Tc) dans l'air, le contraste moyen est de 99,7%, alors qu'il est de 96,3 % pour le petit spot chaud (seringue de 1 ml remplie

du ^{99m}Tc). Pour les sources chaudes dans l'eau, le contraste moyen est de 99,6 % pour le grand spot chaud et de 97,2 % pour le petit spot chaud. Dans ces deux cas, air et eau non radioactive, les valeurs du contraste sont assez similaires avec une légère différence pour les petits spots chauds. En utilisant un fond (eau) radioactif avec des sources radioactives, le contraste varie entre 82,6 % et 84,0 % pour le grand spot chaud, et entre 11,8 % et 15,3 % pour le petit spot chaud. Les valeurs du contraste sont comparables pour les grands spots chauds, mais une amélioration de 24 % est constatée pour le petit spot en utilisant les sous-fenêtres d'énergie simultanées w_l = 7 % et w_r = 5 %.

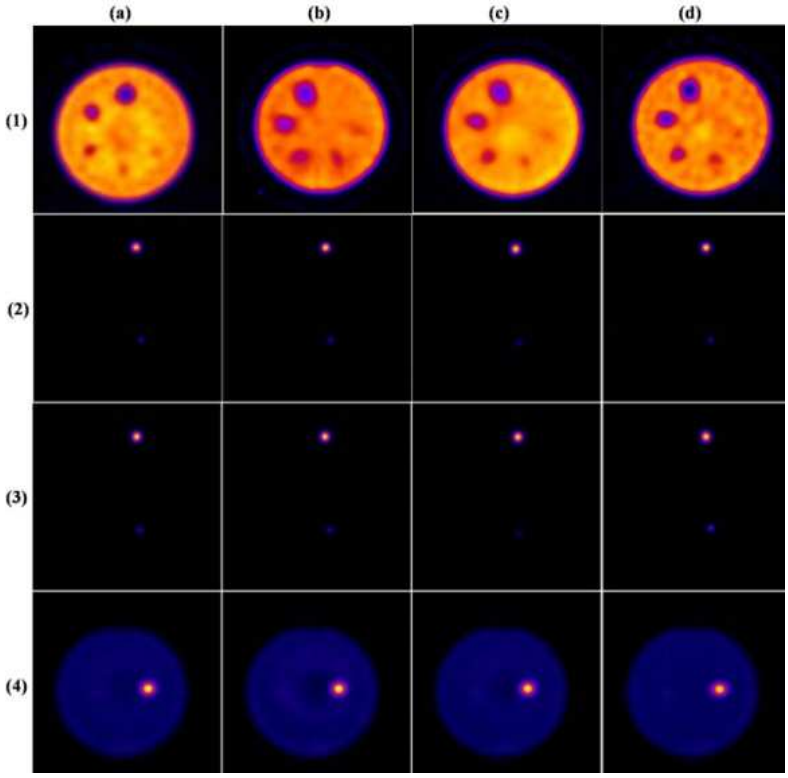

Figure V-15: Les images reconstruites transversales des acquisitions tomographiques expérimentales avec SPECT/CT Symbia T6 : (1) les sphères froides dans l'eau radioactive(^{99m}Tc), et les sources chaudes dans (2) l'air, (3) l'eau, et (4) l'eau radioactive ; (a) sans correction de la diffusion, et avec la correction de la diffusion TEW de (b) (w_l = 3%), (c) (w_l = 15%), et (d) (w_l = 7%, w_r = 5%).

En absence d'un milieu diffusant, acquisition dans l'air, les valeurs du contraste et du SNR sont optimales pour une sous-fenêtre d'énergie très étroite, c'est-à-dire w_l = 3% (w_r = 0%). Néanmoins, les sous-fenêtres d'énergie simultanées w_l = 7 % et w_r = 5 %, en présence d'un milieu diffusant non radioactif, améliorent le SNR jusqu'à 219% et 430% respectivement pour le gros spot chaud et le petit spot chaud dans l'eau. Cette amélioration atteint 17 % pour le gros point chaud, et 46 % pour le petit point chaud, dans un environnement radioactif, et elle est combinée à de meilleures valeurs du RNB. Nos résultats confirment que la méthode TEW

donne de meilleurs résultats avec des sources chaudes dans des milieux faiblement radioactif, et qu'un bon choix du nombre et de la largeur des sous-fenêtres d'énergie améliore la correction de la diffusion.

Tableau V-5: Les valeurs du contraste, du RNB et du SNR correspondant à différentes conditions d'acquisition et largeurs des sous-fenêtres d'énergie.

Condition d'acquisition		Sous-fenêtres d'énergie (%)	Contraste (%)	RNB (%)	SNR
Sphères froides dans un milieu radioactif	La plus grande sphère visible	0	85	5	12.6
		$w_l = 3$	86	10	6.6
		$w_l = 15$	72	3.4	17.1
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	87	7.7	8.8
	La plus petite sphère visible	0	23		3
		$w_l = 3$	36		3
		$w_l = 15$	20		4.7
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	23		2.5
Sources radioactives dans l'air	Le plus grand spot visible	0	99.6		224.2
		$w_l = 3$	99.8		1841.4
		$w_l = 15$	99.6		349
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	99.7		274
	Le plus petit spot visible	0	97.8		37.5
		$w_l = 3$	98.3		261.8
		$w_l = 15$	90.7		11.4
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	98.6		45.9
Sources radioactives dans l'eau	Le plus grand spot visible	0	99.5		615.2
		$w_l = 3\%$	99.7		560.6
		$w_l = 15\%$	99.5		805.1
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	99.8		1961
	Le plus petit spot visible	0	97		120.9
		$w_l = 3$	97		90
		$w_l = 15$	95.5		74.2
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	99.5		641
Sources radioactives dans un milieu radioactif	Le plus grand spot visible	0	83	3.1	319
		$w_l = 3$	82.6	6.5	145.6
		$w_l = 15$	83.3	3.6	278
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	83.6	2.7	374
	Le plus petit spot visible	0	12.4		9
		$w_l = 3$	11.8		4.1
		$w_l = 15$	12.4		7.9
		$w_l = 7$, $w_r = 5$	15.3		13.2

V.2.2.4. Résolution spatiale tomographique

La Figure V-16 présente les résultats de quatre fonctions d'étalement linéique (FEL) avec correction de l'atténuation, en fonction des paramètres des sous-fenêtres d'énergie utilisées pour la correction de la diffusion ; et normalisées par rapport aux comptages maximaux pour chaque acquisition. Les valeurs de la LMH et de la LDH sont listées dans le Tableau V-6 pour la

résolution spatiale dans l'air et pour chaque nombre et largeur des fenêtre d'énergie adjacentes à la fenêtre d'énergie principale. Elles ont été évaluées avec et sans correction d'atténuation.

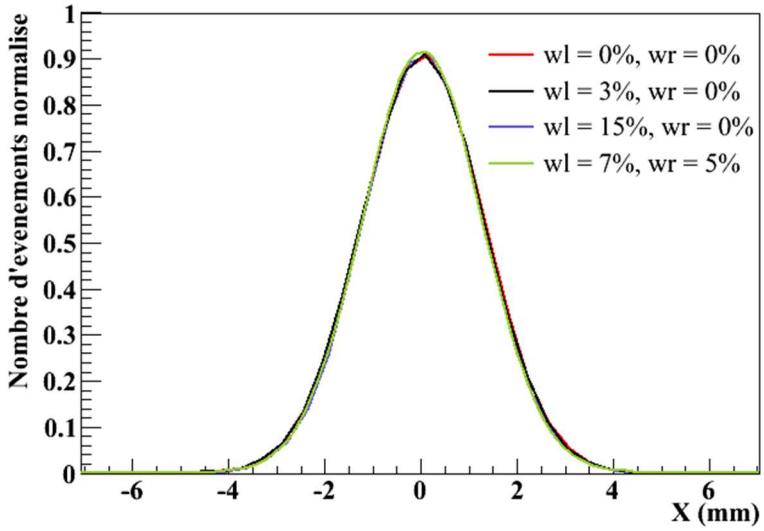

Figure V-16: Les fonctions d'étalement linéiques expérimentales à travers l'axe des X des images reconstruites transversales d'une source linéaire pour différentes sous-fenêtres d'énergie utilisées pour la correction de la diffusion.

Tableau V-6: Les valeurs de la résolution spatiale (RS) tomographique dans l'air et dans un milieu diffusant, sans et avec correction de la diffusion pour différentes sous-fenêtres d'énergie, avec correction d'atténuation (CA) et sans correction d'atténuation (Sans CA)

Sous-fenêtre d'énergie	RS (CA) (mm)	RS (Sans CA) (mm)
Dans l'air (w_l=0%, w_r=0%)	LMH : 9.718±0.002	10.714±0.003
	LDH : 17.712±0.004	19.527±0.006
w_l=0%, w_r=0%	LMH : 9.888±0.001	10.648±0.005
	LDH : 18.024±0.003	19.407±0.009
w_l=3%, w_r=0%	LMH : 9.867±0.002	10.778±0.007
	LDH : 17.985±0.004	19.645±0.013
w_l=15%, w_r=0%	LMH : 9.758±0.002	10.630±0.005
	LDH : 17.786±0.003	19.37±0.01
w_l=7%, w_r=5%	LMH : 9.746±0.002	10.607±0.006
	LDH : 17.764±0.003	19.332±0.011

En général, la combinaison de la correction de la diffusion et celle de l'atténuation améliore les valeurs de la LMH et de la LDH. Cette dernière reflète l'impact de la diffusion sur la FEL, plus elle s'étale vers la base plus le diffusé est important dans l'acquisition. Néanmoins, les valeurs de la LDH n'ont pas changé en ajoutant les écrans du plexiglas, et la résolution spatiale dans l'air ne s'est pas dégradée à cet effet.

V.2.3.Discussion

La méthode de Triple Fenêtre d'Energie est connue comme la méthode de correction de la diffusion la plus précise dans la routine clinique [24]. Néanmoins, le choix de la largeur exacte des fenêtres d'énergie secondaires présente un dilemme. Une largeur incorrecte peut entraîner une sous-estimation ou une surestimation du comptage de la diffusion sous le pic photoélectrique, entrainant une estimation imprécise des données des images acquises [13] et des résultats de quantification erronés avec des images bruitées [25, 26].

Dans la présente étude, nous avons évalué la précision de la méthode de correction de la diffusion TEW, en fonction du choix de la largeur et du nombre des sous-fenêtres d'énergie, pour une fenêtre d'énergie principale symétrique de 15 %, centrée sur 140 keV. Les spectres en énergie distingués par les ordres des photons diffusés, obtenus à partir de la simulation par MC, ont révélé que les photons Compton diffusés de premier et deuxième ordre contribuent à la formation du pic photoélectrique. Les photons diffusés du premier ordre atteignent leur summum sous le pic photoélectrique. Cependant, les photons diffusés des ordres supérieurs atteignent progressivement leur pic vers le front Compton, contribuent peu sous le pic photoélectrique, en particulier les photons diffusés du deuxième et troisième ordre dans le cas d'une acquisition dans un milieu radioactif. Ce phénomène a été expliqué par Floyd et al. [5] par la combinaison de deux propriétés. Au préalable, les faibles angles de diffusion entraînent une petite perte d'énergie, et en conséquence, certains photons diffusés sont inclus dans la fenêtre d'énergie principale. Deuxièmement, la limitation de la résolution en énergie de la TEMP conduit à la détection des photons diffusés avec des énergies aussi élevées que celles des photons non diffusés.

La fraction de diffusion est un facteur important pour évaluer la sensibilité du système TEMP aux photons diffusés [13]. Elle dépend de la résolution en énergie et donc de la fenêtre d'énergie principale. Toutefois, une bonne résolution en énergie ne se traduira pas par une faible fraction de diffusion si le choix de la fenêtre d'énergie principale n'est pas correct. D'autre part, l'utilisation d'une fenêtre d'énergie étroite peut être utile mais n'éliminera pas les diffusions de premier ordre puisqu'elles contribuent au pic photoélectrique et diminuent vers les faibles énergies du front Compton.

Pour la fenêtre d'énergie principale de 15 % utilisée en routine clinique, les valeurs de la SF ont été estimées à partir de la simulation. Elles varient principalement en fonction du milieu. Par exemple, malgré la présence de sources froides ou chaudes dans un milieu radioactif, la valeur

de la SF reste comparable. Par contre, avec un fond froid (l'eau par exemple), les valeurs changent et la fraction de diffusion devient plus importante.

Une bonne concordance entre l'estimation de la fraction de diffusion de référence et celle calculée par TEW à partir de la simulation a été acquis dans deux cas : une sous-fenêtre de 3% positionnée à gauche de la fenêtre d'énergie principale (la sous-fenêtre d'énergie de droite est égale à 0), et deux sous-fenêtres d'énergie simultanées avec 7 % à gauche et 5 % à droite de la fenêtre d'énergie principale. De ce fait, des sous-fenêtres d'énergie étroites sont indispensables pour obtenir une estimation précise de la fraction de diffusion à soustraire du pic photoélectrique. En revanche, des sous-fenêtres larges provoqueront l'inclusion des photons diffusés d'ordres supérieurs (plus que 2 ordres de diffusion) dont la contribution sous le pic photoélectrique est très faible, et qui fournit des informations erronées sur la position d'émission des photons du corps du patient. En outre, une large sous-fenêtre d'énergie entraîne une sous-estimation du nombre des diffusions sous le pic photoélectrique, ce qui influence directement les études de quantification avec la TEMP.

A. Kojima et al. [15] ont montré dans leur étude que pour le ^{99m}Tc, l'utilisation de deux sous-fenêtres d'énergie pour la correction de la diffusion n'est pas nécessaire, puisque la fenêtre secondaire droite ne contient pas des informations significatives sur les photons diffusés. Cependant, notre évaluation a montré que la correction avec deux sous-fenêtres d'énergie simultanées, notamment w_l = 7 % et w_r = 5 %, peut améliorer quantitativement la qualité de l'image. Cette amélioration est particulièrement importante en présence d'un fond radioactif ou d'un milieu de diffusion froid, l'eau par exemple, à travers la soustraction du bruit et l'obtention d'un meilleur contraste, une meilleure uniformité et un meilleur rapport signal-sur-bruit, le but de toute étude d'optimisation. D'autre part, une sous-fenêtre d'énergie très étroite, notamment w_l = 3% et w_r = 0%, peut conduire à un meilleur contraste pour des sphères froides ou une source chaude dans l'air, mais elle diminue le rapport signal-bruit et augmente le RNB.

Sans la correction de la diffusion, les résultats obtenus étaient admissibles, mais les facteurs d'amélioration peuvent atteindre 400 % pour le SNR avec la correction de la diffusion.

La résolution spatiale est un facteur important dans la quantification de la TEMP. Cependant, elle peut être dégradée en raison de multiples facteurs, tels que la diffusion et l'atténuation. Dans la section V.1 de ce chapitre, nous avons conclu que la résolution spatiale est davantage influencée par l'épaisseur du milieu de diffusion, la distance source-collimateur et la diffusion directe plutôt que la rétrodiffusion. Dans la section actuelle, nous avons évalué l'effet de la correction de la diffusion sur la résolution spatiale tomographique, en fonction de la largeur des

sous-fenêtres d'énergie. Puisque l'effet de la diffusion sur la résolution spatiale est évalué à partir des valeurs LDH [11], nous avons conclu, à partir des valeurs obtenues, que la correction de la diffusion a un faible impact sur les valeurs de la LDH, notamment sur la résolution spatiale. Cette conclusion peut être justifiée par, pour la même distance source-collimateur, et la même épaisseur du milieu diffusant, la résolution spatiale n'a pas été significativement affectée par la diffusion puisque les valeurs de LDH n'étaient pas supérieures à $1.86 \times LMH$, comme suggéré dans [13].

V.2.4.Conclusion

L'objectif de cette étude était d'améliorer la qualité des images tomographiques reconstruites, en étudiant l'influence de la largeur et du nombre des sous-fenêtres d'énergie sur la précision de la correction de la diffusion par la méthode de Triple Fenêtre d'Energie appliquée sur les acquisitions au ^{99m}Tc.

Nous avons confirmé que les résultats produits par une large sous-fenêtre d'énergie, telle que 15 %, utilisée au service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech, sont acceptables pour les paramètres quantitatifs évalués dans ce travail. Néanmoins, des sous-fenêtres d'énergie plus étroites ont permis d'améliorer la qualité de l'image et ses paramètres quantitatifs, en particulier les fenêtres simultanées $w_l = 7\ \%$ et $w_r = 5\ \%$, positionnées de part et d'autre de la fenêtre d'énergie principale de 15 %.

Le présent travail est un premier pas pour la réalisation d'autres études avec d'autres radioéléments, tel que l'^{131}I, et pour des organes spécifiques comme le cœur ou le cerveau, où les acquisitions tomographiques sont nécessaires

V.3. Références

[1] S. Jan, GATE: a simulation toolkit for PET and SPECT, Physics in Medicine and Biology, vol. 49, pp 4543-4561, September 2004.

[2] P. Ritt, H. Vija and J. Hornegger, Absolute quantification in SPECT, European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging, vol. 38, Issue 1 Supplement, pp 69-77, May 2011

[3] H.W.A.M. de Jong, F.J. Beekman, M. Ljungberg and P.P. van Rijk, The influence of backscatter material on Tc-99m and Tl-201linesource responses, Physics in Medicine and Biology, vol. 44, pp. 665-679, 1999.

[4] Akihiro Kojima, Masanori Matsumoto and Mutsumara Takahashi, Experimental analysis of scattered photons in Tc-99m imaging with a gamma camera. Annals of Nuclear Medicine, vol. 5, N° 5, pp 139-144, 1991.

[5] CE Floyd, RJ Jaszczak, CC Harris, et al., Energy and spatial distribution of multiple order Compton scatter in SPECT: a Monte Carlo investigation, Phys. Med. Biol. 29 1217, 1984.

[6] H. Zaidi, Scatter modeling and compensation in emission tomography. European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging, vol. 31, Issue 5, pp 761-782, May 2004.

[7] Siemens Medical, Symbia TruePoint SPECT.CT: System Specification, Siemens Medical Solutions, 2005.

[8] C. El Amrani, O. Bouhali and R. Merrouch, MaGrid: the Moroccan grid computing initiative, IADIS International Journal on Computer Science and Information Systems, Vol. 4, No. 1, pp. 85-92, February 2009.

[9] A. Markus Loening and S. S. Gambhir, AMIDE: A Free Software Tool for Multimodality Medical Image Analysis, Molecular Imaging, Vol. 2, No. 3, pp. 131 – 137, July 2003

[10] N. J. Carron. An Introduction to the passage of energetic particles through matter. Taylor & Francis Group, LLC, 2007.

[11] B. F Hutton, I. Buvat and F. J Beekman, Review and current status of SPECT scatter correction, Physics in Medicine and Biology, vol. 56, pp R85-R112, June 2011.

[12] J. Pirayesh Islamian, M. T. Bahreyni Toossi, M. Momennezhad, S. R. Zakavi, and R. Sadeghi. Monte Carlo Study of the Effect of Backscatter Materail Thickness on ^{99m}Tc Source Response in Single Photon Emission Computed Tomography. Iranian Journal of Medical Physics, 10(1), 69-77. 2013

[13] Quantitative nuclear medicine imaging concepts, requirements and methods, IAEA Human Health Reports No. 9, © IAEA, Vienna, 2014.

[14] K. F. Koral, X. Q. Wang, W. L. Rogers et al., SPECT Compton-Scattering correction by analysis of energy spectra. J. Nucl. Med. 29, 195, 1988.

[15] A. Kojima, A. Tsuji, Y. Takaki et al., Correction of scattered photons in ^{99m}Tc imaging by means of a photopeak dual-energy window acquisition. Ann. Nucl. Med. 6, 153, 1992.

[16] K. Ogawa, Y. Harata, T. Ichihara et al., A practical method for position-dependent Compton-scatter correction in single-photon emission CT. IEEE Trans. Med. Imaging 10, 408, 1991.

[17] K. Ogawa, Simulation study of triple-energy-window scatter correction in combined Tl-201, Tc-99m SPECT. Ann. Nucl. Med. 8, 277, 1994.

[18] Y. Narita, S. Eberl, H. Iida et al., Monte Carlo and experimental evaluation of accuracy and noise properties of two scatter correction methods for SPECT. Phys. Med. Biol. 41, 2481, 1996.

[19] V. Changizi, A. Takavar, A. Babakhani et al., Scatter correction for heart SPECT images using TEW method. J. Appl. Clin. Med. Phys. 9, 136, 2008.

[20] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An object-oriented data analysis framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A **389,** 81, 1997.

[21] E. Hawman, A. H. Vija, R. Daffach et al., Flash 3D Technology: Optimizing SPECT Quality and Accuracy, Whitepaper Flash 3D, Siemens Medical Solutions 1, 2003.

[22] J. S. Fleming, A technique for using CT images in attenuation correction and quantification in SPECT. Nucl. Med. Commun. 10, 83, 1989.

[23] L. S. Graham, F. H. Fahey, M. T. Madsen et al., Quantitation of SPECT performance: Report of Task Group 4, Nuclear Medicine Committee. Med. Phys. 22, 401, 1995.

[24] A. Seret, D. Nguyen and C. Bernard, Quantitative capabilities of four state of the art SPECT-CT cameras. EJNMMI Res. 2, 1, 2012.

[25] H. Zaidi, Chapter 11: Monte Carlo Modeling in Nuclear Medicine Imaging, of the book: H. Zaidi (Ed.), Quantitative Analysis in Nuclear Medicine Imaging, Springer US, New York 358, 2006.

[26] M. N. Asl, A. Sadremomtaz and A. Bitarafan-Rajabi, Evaluation of six scatter correction methods based on spectral analysis in ^{99m}Tc SPECT imaging using SIMIND Monte Carlo simulation. J. Med. Phys. 38, 189, 2013.

Chapitre VI : Caractérisation de la TEMP par simulation Monte Carlo pour une scintigraphie post-injection du ^{223}Ra

Introduction

Les radionucléides émetteurs β^-, tels que l'^{131}I et l'^{90}Y, sont utilisés depuis plusieurs décennies en radiothérapie métabolique curative et palliative. L'objectif est de transférer une dose de rayonnement in-situ des cellules malades (cancer ou pathologie bénigne), en épargnant les tissus sains environnants. Les radionucléides émetteurs α ont commencé à gagner en intérêt dans ce but. Leurs principaux avantages sont une courte portée dans les tissus (environ 0,03 mm) [1] ainsi qu'un transfert linéique d'énergie (TLE) élevé (50-230 keV.μm^{-1}) [2], ce qui engendre des lésions complexes de l'ADN dans le noyau des cellules cancéreuses [3].

Le ^{223}Ra est l'un des émetteurs α qui ont prouvé leur efficacité dans le traitement palliatif des métastases du cancer de la prostate et une amélioration de la qualité de vie des patients traités [4-6]. Ce radionucléide a une longue demi-vie de 11,4 jours et se désintègre en émettant des particules alpha d'énergie moyenne de 5,64 MeV. Des photons X et γ sont émis en conséquence, avec des énergies multiples entre 80 keV et 700 keV, représentant moins de 2% de ses émissions (95.3% des émissions sont des alphas, 3.6% des β^- et 1.1% des photons gamma et X) [7]. Les énergies des photons dont l'intensité est supérieure à 1 % sont listées dans le Tableau VI-1 [8] et le schéma de désintégration de ^{223}Ra est présentée dans la Figure VI-1 [8] avec les niveaux d'énergie pour les particules alpha et les photons gamma dont l'intensité est supérieure à 1 %.

La scintigraphie de post-injection du ^{223}Ra, en utilisant les X et gamma émis, est nécessaire pour la vérification des sites de fixation du produit radiopharmaceutique dans la zone ciblée. Néanmoins, la faible activité administrée aux patients (55 kBq/kg), exige une durée d'acquisition relativement importante afin de récolter des données suffisantes pour une qualité d'image acceptable et diminuer la contribution des photons diffusés.

De ce fait, la sélection des fenêtres d'énergie et du collimateur adéquat pour l'acquisition de l'image est primordiale. Des études antérieures ont conclu que le collimateur HE fourni de bons

résultats [9], tandis que pour d'autres auteurs le collimateur ME est meilleur [10, 11]. Le choix des fenêtres d'énergie principales varie également : alors que certains auteurs suggèrent l'utilisation d'une seule fenêtre d'énergie de 20 % centrée sur 82 keV [9-11], d'autres proposent d'effectuer l'acquisition avec plusieurs fenêtres d'énergie simultanées (deux ou trois fenêtres) centrées sur les énergies des photons ayant les intensités les plus élevées [12].

Compte tenu des divergences précitées, nous avons choisi d'évaluer le choix des fenêtres d'énergie et du collimateur adaptés aux scintigraphies de post-injection du ^{223}Ra. Ce travail est entrepris dans la perspective d'introduire le traitement palliatif des métastases du cancer de la prostate au ^{223}Ra, dans la gamme des soins fournis par le service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech.

La MMC est un outil performant qui permet de considérer différents aspects et de mettre en œuvre l'expérience en l'absence de ses composantes, dans notre cas l'indisponibilité actuelle du ^{223}Ra. Par conséquent, l'étude sera menée par simulation et elle portera sur l'évaluation des performances de la TEMP tenant compte de trois énergies principales des photons du ^{223}Ra (82 keV, 154 keV et 270 keV) et pour les trois collimateurs : LEHR, ME et HE.

Tableau VI-1: Energies et intensités des photons X et gamma du ^{223}Ra. Les énergies principales sont en gras

Emissions	Energies (keV)	Intensités (%)
R-X	11.7	22.5
R-X	**81.069**	**14.7**
R-X	**83.787**	**24.3**
R-X	94.247	2.94
R-X	94.868	5.6
R-X	97.53	2.1
Gamma	144.235	3.47
Gamma	**154.208**	**6.02**
Gamma	**269.463**	**13.3**
Gamma	323.871	3.64
Gamma	338.282	2.601

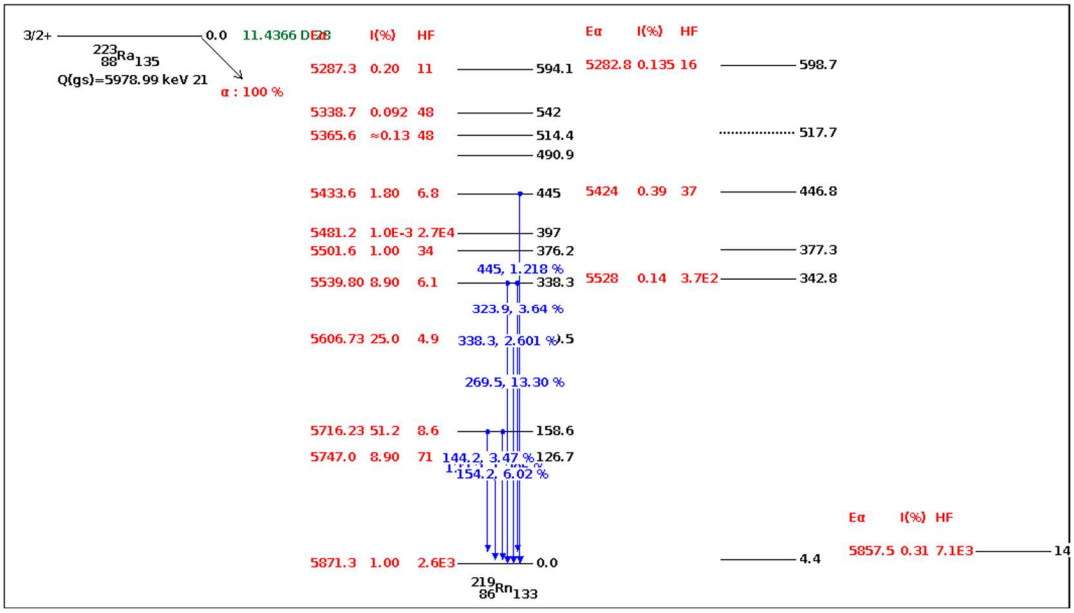

Figure VI-1 : Schéma de désintégration de ^{223}Ra, en bleu les niveaux d'énergie des photons gamma, et en rouge les niveaux d'énergie des particules alpha

VI.1. Modélisation sous GATE des performances de la TEMP pour les acquisitions au ^{223}Ra

Notre étude s'applique à la gamma caméra TEMP/TDM à double tête Symbia T6 TruePoint (Siemens Healthineers) [13], disponible dans le service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech. Les caractéristiques du dispositif comme fournis par le constructeur [13] sont détaillées au Chapitre IV. Le modèle élaboré de la TEMP par GATE [14] et sa validation expérimentale dans le cas de source mono-énergétique (^{99m}Tc) en présence des collimateurs LEHR et ME, puis dans le cas de source poly-énergétique (^{133}Ba) et collimateurs disponibles (LEHR, ME et HE), sont présentés aussi au Chapitre IV.

L'objectif de la présente évaluation est de définir à travers la simulation par GATE, les fenêtres d'énergie et le collimateur adéquats pour la collecte de photons émis par le ^{223}Ra et l'acquisition d'images. Les caractéristiques évaluées sont le spectre en énergie du ^{223}Ra, la résolution en énergie, la fraction de diffusion, la résolution spatiale et la sensibilité. Ces performances ont été évaluées en considérant les fenêtres d'énergie 10%, 15% et 20%, centrées sur 82 keV, 154 keV et 270 keV, tenant compte des collimateurs LEHR, ME et HE.

VI.1.1. Spectre en énergie, sensibilité et fraction de diffusion

Une source de ^{223}Ra d'activité 5,5 MBq mélangée à de l'eau, confinée dans un flacon de 3 cm de diamètre et 3,3 cm de hauteur a été modélisée (Figure VI-2). Pour un temps de simulation de 1 seconde, elle génère 5.5 millions photons primaires, ce qui a demandé environ deux heures de calcul sur le HPC-MARWAN avec sa configuration actuelle (section III.7 du Chapitre III).

Cette source est placée au centre du champ de vue de la tête de la gamma caméra et à 15 cm de la surface du collimateur. La fonction de linéarité, suggérée dans GATE, a été utilisée pour évaluer la résolution en énergie pour une valeur de référence de 9,9% à 140 keV [13]. Le spectre en énergie a ensuite été simulé ainsi que la sensibilité et la fraction de diffusion correspondants.

La SF a été calculée pour chaque fenêtre d'énergie et pour chaque collimateur. Rappelons l'équation de calcul de la diffusion (*Équation V-1*, Chapitre V) :

$$\boldsymbol{SF}\ (\%) = \frac{\boldsymbol{C_S}}{\boldsymbol{C_m}}$$

Où C_S est le nombre des photons diffusés dans la fenêtre d'énergie et C_m est le comptage total des photons diffusés et primaires dans la fenêtre d'énergie

La sensibilité a été calculée pour chaque fenêtre d'énergie et chaque collimateur par l'*Équation IV-2* du Chapitre IV.

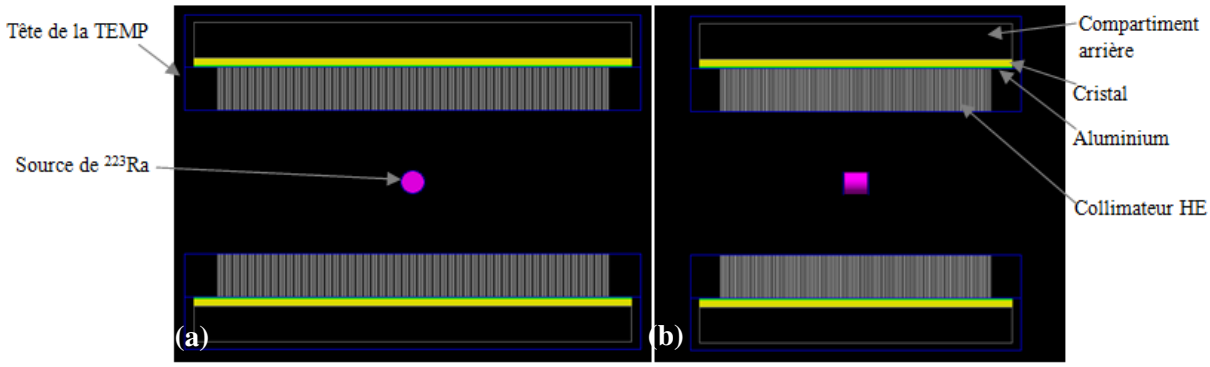

Figure VI-2: Modèle et configuration de SPECT Symbia T6 (exemple du collimateur HE), adoptés pour la simulation par GATE du spectre en énergie des photons émis suite à la désintégration du ^{223}Ra, (a) vue de face, (b) vue de profil

VI.1.2. Résolution spatiale

Une source linéaire du ^{223}Ra de 1,4 mm de diamètre interne et de 22 cm de longueur, remplie d'une activité de 47,6 MBq, placée au centre du champ de vue, à 10 cm de la surface du collimateur a été modélisée pour évaluer la résolution spatiale (Figure VI-3). La source génère

20 millions photons primaires pour un temps de simulation de 1 seconde par subdivision, ce qui nécessite environ 13 heures pour le calcul sur le cluster HPC-MARWAN pour le collimateur LEHR, et environ 10 heures pour ME et HE. Les valeurs de la LMH ont été déduites à partir des FELs pour chaque fenêtre d'énergie et collimateur considérés dans notre étude à l'aide de l'*Équation IV-3* du Chapitre IV :

$$\boldsymbol{RS(mm) = \sigma \times 2\sqrt{(2ln2)}}$$

Où σ est la valeur de l'écart type de la FEL.

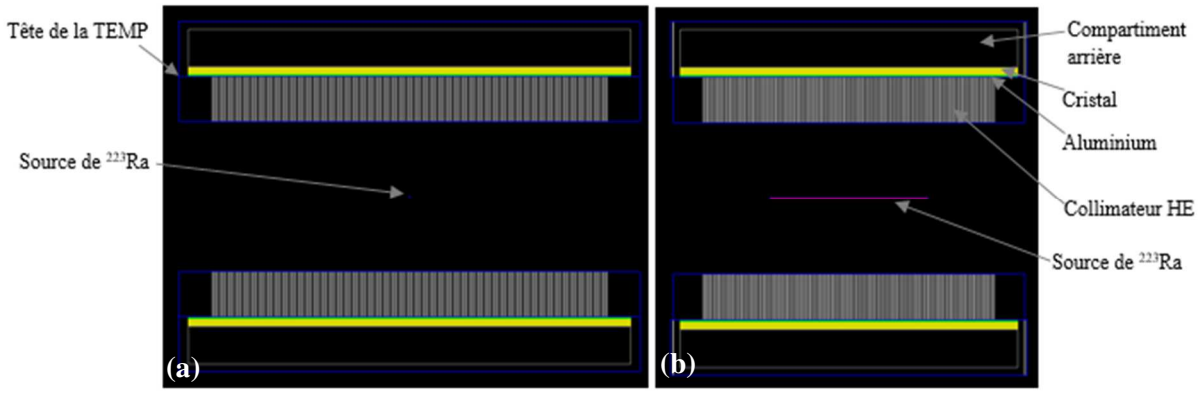

Figure VI-3 : Modèle et configuration adoptés pour la simulation par GATE de la résolution spatiale de SPECT Symbia T6 (exemple du collimateur HE), déterminée à travers une source linéaire du ^{223}Ra, (a) vue de face, (b) vue de profil

VI.2. Résultats

VI.2.1. Spectre en énergie et fraction de diffusion

Les spectres en énergie d'émission de la source du ^{223}Ra, simulés pour chaque collimateur, sont illustrés par la Figure VI-4. Les ordres de diffusion des photons émis suite à la désintégration de la source sont aussi détaillés sur le spectre.

Les pics photoélectriques avec les intensités les plus élevées sont distingués pour tous les collimateurs. Les photons avec des énergies proches, tels que 81,1 keV (15%) et 83,8 keV (24,7%), sont dénombrés sous le même pic photoélectrique au vu du pouvoir de résolution en énergie limité de la TEMP.

La fraction des photons diffusés de premier et deuxième ordre augmente avec la valeur de l'énergie. Toutefois, au-delà du deuxième ordre, la proportion diffusée est maximale dans le domaine des basses énergies, où la contribution de la diffusion Compton sous les pics photoélectriques de 81 keV et 154 keV est plus prononcée.

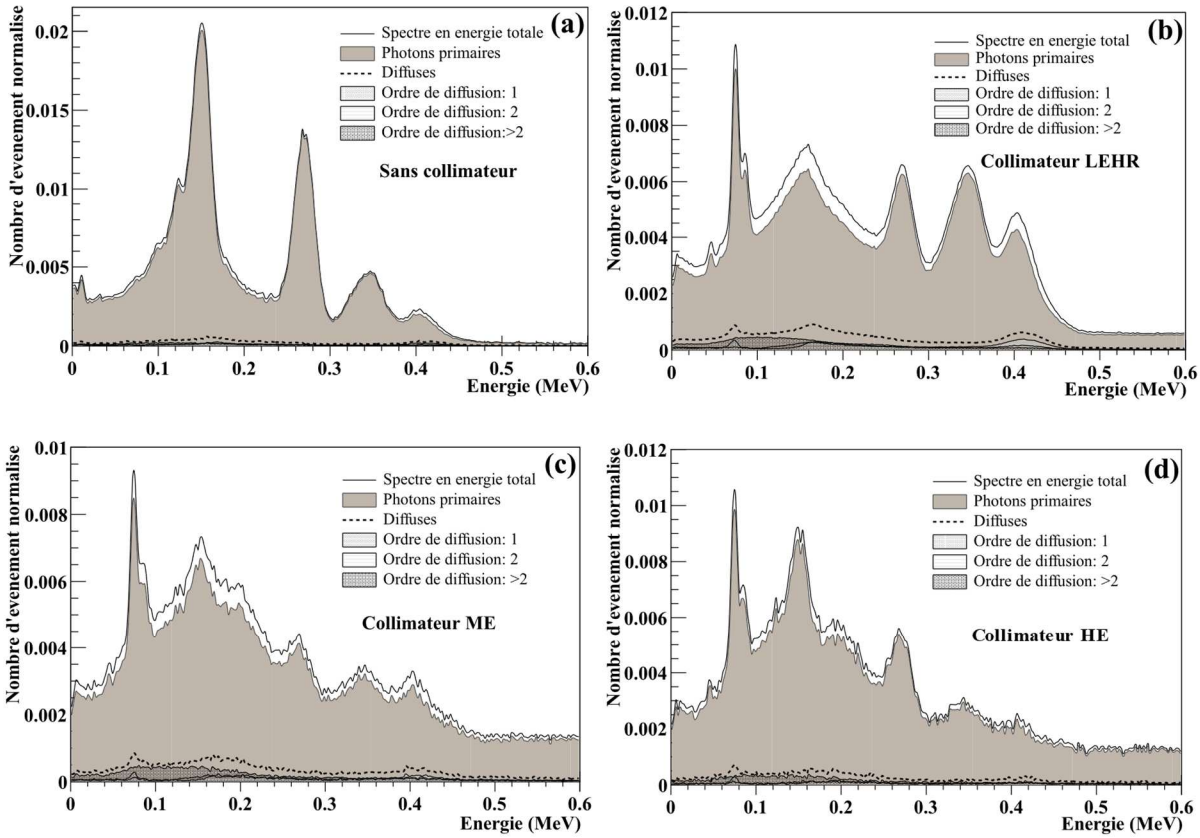

Figure VI-4: Représentation graphique des spectres en énergie simulés de la source volumique de ^{223}Ra, collectés par SPECT-CT Symbia T6 de Siemens, (a) en l'absence de collimateur, (b) en présence du collimateur LEHR, (c) en présence du collimateur ME et (d) en présence du collimateur HE et indication de l'ordre de diffusion des photons primaires

Le Tableau VI-2 résume les valeurs de la fraction de diffusion en l'absence et en présence des collimateurs, pour les différentes fenêtres d'énergie considérées dans notre étude. Les fractions de diffusion sous les pics photoélectriques, associées aux énergies photoniques émises lors de la désintégration du ^{223}Ra, augmentent en présence des collimateurs, contrairement au cas de l'absence du collimateur où les valeurs sont faibles. Néanmoins, elles restent relativement faibles pour les fenêtres d'énergie considérées, et varient entre 6,1% et 11% pour le collimateur LEHR, entre 6,7% et 8,8% pour le collimateur ME et entre 3,4% et 6,1% pour le collimateur HE. La portion la plus importante des photons diffusés correspond aux fenêtres d'énergie centrées sur 154 keV dans le cas du collimateur LEHR, ceci est lié principalement aux multiples interactions Compton des photons d'énergie supérieure à 150 keV, comme le montre la Figure VI-4 (b). Le rapport entre les photons diffusés et les photons primaires pour ce collimateur est 9.3% en moyenne pour les trois fenêtres d'énergie considérées (10%, 15% et 20%) à 82 keV, 13.2% en moyenne à 154 keV, et 6.8% en moyenne à 270 keV. La majorité des photons primaires de cette énergie traversent le collimateur LEHR sans interagir. Pour le collimateur

ME, les valeurs de la fraction de diffusion étaient relativement comparables pour toutes les fenêtres d'énergie, toutefois les fractions les plus élevées sont autour de 154 keV. La même remarque était observée pour le rapport entre les photons diffusés et les photons primaires, qui est de 9.4% en moyenne. Le meilleur résultat de la SF pour toutes les fenêtres d'énergie considérées a été obtenu avec le collimateur HE, et a atteint 3,4 % pour une fenêtre d'énergie de 10 % centrée sur 270 keV.

Tableau VI-2: Fraction de diffusion calculée sous les fenêtres centrées sur les principales énergies du ^{223}Ra, en l'absence et en présence des collimateurs LEHR, ME et HE

Fenêtre d'énergie		**Fraction de diffusion (%)**			
		Absence du collimateur	**LEHR**	**ME**	**HE**
82 keV	10%	3.8±0.3	6.1 ±0.1	6.7 ± 0.2	5.2 ± 0.3
	15%	4.2±0.3	6.8 ± 0.1	7.3 ± 0.2	5.4 ± 0.3
	20%	4.9±0.3	7.9 ± 0.1	8.3 ± 0.2	6.1 ± 0.3
154 keV	10%	2.3±0.1	10.1 ± 0.1	8.2 ± 0.2	4.9 ± 0.3
	15%	2.5±0.1	10.3 ± 0.1	8.4 ± 0.2	5.3 ± 0.2
	20%	2.8±0.1	11.0 ± 0.1	8.8 ± 0.2	5.8 ± 0.2
270 keV	10%	1.4±0.1	5.4 ± 0.1	6.7 ± 0.2	3.4 ± 0.2
	15%	1.8±0.1	6.3 ± 0.1	7.7 ± 0.2	4.1 ± 0.2
	20%	2.1±0.1	6.8 ± 0.1	7.8 ± 0.1	4.6 ± 0.2

Les remarques précitées se sont reflétées sur la résolution en énergie comme le montre le Tableau VI-3. L'utilisation d'un collimateur permet de distinguer les pics photoélectriques d'énergie inférieure à 150 keV du ^{223}Ra, notamment à 82 keV, contrairement à l'acquisition sans collimateur. A cette énergie, la résolution en énergie est la même pour les collimateurs LEHR et ME, mais elle s'améliore avec l'utilisation du collimateur HE. Autour de 154 keV, la résolution en énergie atteint sa valeur la plus faible, ce qui s'explique par la grande quantité de photons diffusés autour de cette énergie pour les trois collimateurs. L'effet de la pénétration septale peut aussi être constaté à 154 keV pour le collimateur LEHR, et il diminue avec l'utilisation des collimateurs ME ou HE, dont les septa sont plus épais. En utilisant le collimateur HE, la valeur de la résolution en énergie est comparable à la résolution en énergie intrinsèque. L'impact des collimateurs ME et HE est similaire autour de 270 keV.

Tableau VI-3: La résolution en énergie correspondant aux principaux pics photoélectriques, déduite du spectre simulé d'une source de ^{223}Ra en l'absence et en présence des collimateurs LEHR, ME ou HE.

Energie (keV)	Résolution en énergie (%)			
	Absence du collimateur	LEHR	ME	HE
82 keV	-	30	30	21
154 keV	30.6	62	41	32
270 keV	13.6	21	19	18

VI.2.2. Sensibilité

La sensibilité a été évaluée en fonction de la fenêtre d'énergie, pour les trois énergies principales des photons du ^{223}Ra, et du type de collimateur. Les résultats sont présentés dans le Tableau VI-4. Le collimateur LEHR a engendré les valeurs de sensibilité les plus élevées, comprises entre 1067 $coup.s^{-1}.MBq^{-1}$ et 2895 $coup.s^{-1}.MBq^{-1}$, alors que ce paramètre a atteint les valeurs les plus faibles avec le collimateur HE, entre 14 $coup.s^{-1}.MBq^{-1}$ et 34 $coup.s^{-1}.MBq^{-1}$. Pour les trois collimateurs, les meilleures valeurs de la sensibilité ont été obtenues dans le cas d'une fenêtre d'énergie de 20%, suivie de 15%.

Tableau VI-4: La sensibilité simulée de la SPECT-CT Symbia T6 de Siemens, pour le comptage des photons émis d'une source du ^{223}Ra, en présence des collimateurs LEHR, ME et HE et avec l'application des fenêtres d'énergie centrées sur 82 keV, 154 keV et 270 keV

Fenêtre d'énergie		Sensibilité ($coup.s^{-1}.MBq^{-1}$)		
		LEHR	ME	HE
82 keV	10%	1068±2	44±1	14±1
	15%	1375±2	58±1	18±1
	20%	1539±2	65±1	20±1
154 keV	10%	1324±2	61±1	21±1
	15%	1957±2	90±1	30±1
	20%	2261±3	103±1	34±1
270 keV	10%	1786±5	57±1	20±1
	15%	2291±5	77±1	26±1
	20%	2895±6	102±1	32±1

VI.2.3. Résolution spatiale

Les valeurs de la résolution spatiale déduites à partir des LMH, comme décrit dans la partie VI.1.2 du ce chapitre, sont résumées dans le Tableau VI-5 pour les trois fenêtres d'énergie et les trois collimateurs étudiés dans notre travail. Ces grandeurs correspondantes aux collimateurs HE et ME sont équivalentes pour les trois fenêtres d'énergie. Ces collimateurs ont fourni de meilleurs résultats par rapport au collimateur LEHR, et tous les deux peuvent être utilisés pour l'acquisition des images avec le ^{223}Ra. Pour le collimateur LEHR, la résolution spatiale est

influencée par la pénétration septale et la forte contribution des photons diffusés dans la partie basse du spectre en énergie. Cet effet est apparent au niveau des valeurs de la résolution spatiale calculées à 82 keV.

En outre, une comparaison entre la résolution spatiale mesurée avec une source linéaire du ^{99m}Tc à 10 cm du collimateur ME, 1.19 cm, pour une fenêtre d'énergie de 15% centrée sur 140 keV (Chapitre IV), et la valeur obtenue avec le ^{223}Ra en présence du même collimateur et pour la même fenêtre d'énergie centrée sur 154 keV, montre une similarité des valeurs, en raison de la capacité de ce collimateur d'atténuer les photons de rétrodiffusion. Cependant, avec le collimateur LEHR, l'influence des photons de rétrodiffusion est importante pour le ^{223}Ra et leur contribution à la fenêtre d'énergie influence négativement la résolution spatiale. Par conséquent, et tenant compte uniquement de la résolution spatiale, le collimateur LEHR n'est pas recommandé pour l'acquisition des images avec le ^{223}Ra.

Tableau VI-5: Résolution spatiale simulée à 10 cm des collimateurs LEHR, ME et HE pour différentes fenêtres d'énergie du ^{223}Ra

Fenêtre d'énergie		**LMH (cm)**		
		LEHR	**ME**	**HE**
82 keV	10%	2.4±0.8	1.4±0.4	1.5±0.5
	15%	2.9±1.3	1.6±0.5	1.6±0.6
	20%	3.1±1.4	1.8±0.7	1.6±0.5
154 keV	10%	1.9±0.4	1.3±0.2	1.5±0.2
	15%	1.9±0.3	1.3±0.2	1.6±0.2
	20%	1.8±0.2	1.3±0.2	1.6±0.2
270 keV	10%	1.4±0.1	1.3±0.2	1.5±0.2
	15%	1.5±0.1	1.3±0.2	1.4±0.2
	20%	1.5±0.1	1.3±0.2	1.5±0.2

VI.3. Discussion

Le ^{223}Ra est un radionucléide émetteur α, utilisé en radiothérapie métabolique pour le traitement palliatif des métastases du cancer de la prostate. L'acquisition des images après son injection est nécessaire pour la vérification de la bio-distribution et de la concentration du radiopharmaceutique dans les sites ciblés. Par conséquent, le choix des paramètres techniques d'acquisition des images est essentiel pour obtenir des images interprétables.

Cette étude a pour objectif de déterminer la configuration adéquate en termes d'énergie, de choix des fenêtres et de collimateur pour l'acquisition d'images par le moyen de photons émis par le radioisotope ^{223}Ra. Les fenêtres d'énergie de 10%, 15% et 20%, centrées sur les pics photoélectriques des énergies aux intensités les plus élevées (82 keV, 154 keV et 270 keV), ont

été considérées pour une estimation précise de l'aire des pics. Les facteurs de performances évalués pour la caractérisation de la TEMP en vue d'acquérir les images scintigraphiques de post-injection du ^{223}Ra sont la fraction de diffusion, la résolution en énergie, la sensibilité et la résolution spatiale. Ils ont été estimés pour chaque fenêtre d'énergie et chaque collimateur : LEHR, ME et HE,

Avec l'intention d'intégrer prochainement le traitement palliatif au ^{223}Ra dans le service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech, et tenant compte des atouts que la simulation MC fournie pour la réalisation des évaluations qui peuvent prendre beaucoup de temps expérimentalement, l'étude a été menée par simulation MC à l'aide de la plateforme GATE. La validation expérimentale du modèle, adopté pour notre travail et reproduit dans GATE, a été réalisée préalablement à l'aide d'une source de ^{133}Ba, dont les énergies photoniques sont comparables à celles du ^{223}Ra (Chapitre IV).

Les fractions de diffusion sous les pics photoélectriques du ^{223}Ra ont été évaluées pour les trois fenêtres d'énergie. Sans utilisation du collimateur, la contribution des photons diffusés sous le pic photoélectrique est faible par rapport au nombre important des photons primaires comptabilisés. Par contre, en introduisant le collimateur dans la gamma caméra, les fractions de diffusion commencent à augmenter de valeurs. À 82 keV, l'utilisation du collimateur HE a engendré de faibles fractions en comparaison avec les autres collimateurs. La réponse du collimateur LEHR a cette énergie était également acceptable et l'influence de l'effet de la pénétration septale n'a pas été remarquée. Cependant, à des énergies plus élevées, en particulier à 154 keV, cet effet était observé en présence du collimateur LEHR et le nombre des photons diffusés a augmenté sensiblement, cinq fois la SF en l'absence du collimateur, sous les trois fenêtres d'énergie considérées avec une contribution notable des photons d'ordre de diffusion supérieur à deux, dont le nombre augmente vers les basses énergies du spectre. L'augmentation du nombre des photons diffusés sous les fenêtres d'énergie centrées sur 154 keV est dû aussi aux photons de rétrodiffusion des gamma de 270 keV, dont l'énergie maximale de 160 keV est comprise dans ces fenêtres. Ainsi, les collimateurs HE et ME, dont les fractions de diffusion sont les plus faibles, sont plus indiqués pour l'acquisition des images avec moins d'effet de diffusion.

La sensibilité a été calculée pour chaque collimateur et chaque fenêtre d'énergie. Le collimateur LEHR présente la meilleure sensibilité, ceci est dû à plusieurs facteurs comme la pénétration septale des photons émis de la source du ^{223}Ra, le grand nombre des photons Compton et les rayons X caractéristiques des septa du collimateur détectés sous le pic photoélectrique à 82 keV.

A haute énergie, les collimateurs avec des trous longs et étroits, et des septa épais sont plus appropriés. Le collimateur LEHR n'est donc pas adapté à la mesure des photons de haute énergie émis par le ^{223}Ra. Le collimateur ME offre une meilleure sensibilité que le collimateur HE pour toutes les fenêtres d'énergie considérées. Néanmoins, les fenêtres d'énergie centrées sur 154 keV offrent une meilleure sensibilité, en comparaison des intervalles centrés sur 82 keV et 270 keV, pour les deux collimateurs.

Les collimateurs ME et HE présentent les meilleures valeurs de la résolution spatiale pour toutes les fenêtres d'énergie considérées. La variation de ces valeurs en fonction de la fenêtre d'énergie et de l'énergie du pic photoélectriques était faible (0,5 cm pour le collimateur ME et 0,2 cm pour le collimateur HE), alors qu'elle était importante pour le collimateur LEHR (1,7 cm). Par conséquent, et étant donné que les valeurs étaient similaires pour les collimateurs HE et ME, les deux collimateurs peuvent être utilisés pour la scintigraphie de post-injection du ^{223}Ra, avec un avantage pour le collimateur ME.

En considérant une combinaison d'une faible fraction de diffusion, une bonne sensibilité et une haute résolution spatiale comme des conditions d'acquisition d'images de bonne qualité, nous pouvons conclure que le collimateur ME est le plus approprié pour une scintigraphie de post injection au ^{223}Ra. Le collimateur HE peut être utilisé comme un choix alternatif.

Des études antérieures suggèrent que l'utilisation d'un collimateur ME [11] ou d'un collimateur HE [9], avec une fenêtre d'énergie de 20% centrée sur 82 keV, est mieux adaptée pour l'acquisition des images de post-injection du ^{223}Ra. Cependant, d'autres suggèrent l'acquisition simultanée avec des fenêtres d'énergie centrées sur les trois énergies principales avec un collimateur ME [11] ou HE [12]. Tenant compte du temps étendu recommandé pour l'acquisition des images pour augmenter la sensibilité [11], une situation difficile pour des patients généralement faibles, nous suggérons l'utilisation d'un collimateur ME, ou d'un collimateur HE comme choix alternatif, avec des fenêtres d'énergie multiples : 82 keV (20 %), 154 keV (20 %) et 270 keV (20 %) ou 82 keV (20 %), 154 keV (15 %) et 270 keV (15 %) en second choix.

VI.4. Conclusion

Le spectre en énergie, la fraction de diffusion, la sensibilité et la résolution spatiale font partie des caractéristiques techniques à prendre en considération lors du choix d'un collimateur pour une étude scintigraphique. Dans ce travail, nous avons choisi d'évaluer ces paramètres par simulation afin d'examiner la détection du ^{223}Ra en TEMP.

La meilleure combinaison pour les facteurs de performances évalués a été trouvée dans le cas du collimateur ME, pour des fenêtres d'énergie simultanées de 82 keV (20 %), 154 keV (20 %) et 270 keV (20 %), ou le collimateur HE correspondant aux mêmes fenêtres d'énergie comme un choix alternatif. Par conséquent, nous recommandons l'utilisation de ces configurations dans le but d'acquérir des images scintigraphiques de post-injection du ^{223}Ra de bonne qualité.

VI.5. Références

[1] S.R. Cherry, J. Sorenson, M. Phelps, Physics in Nuclear Medicine, fourth ed., Saunders Elsevier, Philadelphia, 2003.

[2] Pouget JP, Constanzo J. Revisiting the Radiobiology of Targeted Alpha Therapy. Front Med (Lausanne). 2021 Jul 27; 8:692436. doi: 10.3389/fmed.2021.692436

[3] Bannik, K., Madas, B., Jarzombek, M. et al. Radiobiological effects of the alpha emitter Ra-223 on tumor cells. Sci Rep 9, 18489 (2019). https://doi.org/10.1038/s41598-019-54884-7

[4] Faria T, Mendes F, Cruz R. Radiopharmaceutical Ra-223 Prostate Cancer Treatment: Where we are and where we are going. British Journal of Cancer Research. 2018: 1:2

[5] van der Zande K, Oyen WJG, Zwart W, Bergman AM. Radium-223 Treatment of Patients with Metastatic Castration Resistant Prostate Cancer: Biomarkers for Stratification and Response Evaluation. Cancers (Basel). 2021 Aug 27;13(17):4346. doi: 10.3390/cancers13174346

[6] Badrising, S.K., Louhanepessy, R.D., van der Noort, V. et al. Integrated analysis of pain, health-related quality of life, and analgesic use in patients with metastatic castration-resistant prostate cancer treated with Radium-223. Prostate Cancer Prostatic Dis 25, 248-255 (2022). https://doi.org/10.1038/s41391-021-00412-6

[7] Lawrence T. Dauer, Matthew J. Williamson, John Humm et al. Radiation safety considerations for the use of $^{223}RaCl_2$ DE in men with castration-resistant prostate cancer. Health Phys. 106(4): 494–504. 2014 April ; doi:10.1097/HP.0b013e3182a82b37.

[8] Nuclear Data Sheets 175, 1 (2021), https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=223Ra&unc=NDS (consulté le 16 Avril 2022)

[9] Owaki, Y., Nakahara, T., Kosaka, T. et al. Ra-223 SPECT for semi-quantitative analysis in comparison with Tc-99m HMDP SPECT: phantom study and initial clinical experience. EJNMMI Res 7, 81 (2017). https://doi.org/10.1186/s13550-017-0330-z

[10] Hindorf C, Chittenden S, Aksnes AK, Parker C, Flux GD. Quantitative imaging of ^{223}Ra-chloride (Alpharadin) for targeted alpha-emitting radionuclide therapy of bone metastases. Nucl Med Commun. 2012 Jul; 33(7):726-32. doi: 10.1097/MNM.0b013e328353bb6e.

[11] Takahashi, A., Miwa, K., Sasaki, M. and Baba, S. (2016), A Monte Carlo study on ^{223}Ra imaging for unsealed radionuclide therapy. Med. Phys., 43: 2965-2974. https://doi.org/10.1118/1.4948682

[12] Benabdallah N, et al. Practical considerations for quantitative clinical SPECT/CT imaging of alpha particle emitting radioisotopes. Theranostics 2021; 11(20):9721-9737. doi:10.7150/thno.63860

[13] Symbia T Series: System Specifications, Siemens AG (2013).

[14] Assié K, Gardin I, Véra P, Buvat I. Validation of the Monte Carlo simulator GATE for indium 111 imaging. Phys Med Biol. 2005 Jul; 50(13): 3113-25.

Conclusion générale

La diffusion Compton, phénomène d'interaction des rayonnements avec la matière qui engendre la dégradation de l'énergie et la déviation de la trajectoire des photons primaires, fait partie des facteurs limitants des performances de la TEMP. Le présent travail de thèse avait pour objectif d'évaluer l'effet de la diffusion sur les performances de la TEMP et la pertinence de sa correction pour la qualité des images scintigraphiques acquises au ^{99m}Tc, ainsi que la caractérisation de la TEMP pour l'acquisition des images de post-traitement au ^{223}Ra, tenant compte de la diffusion aussi. Notre motivation est de produire des images facilement interprétables, et en conséquence d'améliorer la qualité du service fourni aux patients.

L'influence de la diffusion s'étend à la détermination incorrecte de la position d'émission des photons dans le corps du patient, la détérioration de la résolution spatiale et de la résolution en énergie, et la dégradation des caractéristiques quantitatives de la qualité d'image tomographique tel que le contraste et le rapport signal-sur-bruit. La simulation Monté Carlo permet la modélisation précise des phénomènes physiques, notamment la diffusion. Notre intérêt était de tirer profit de cet avantage majeur pour estimer les conséquences de la diffusion sur la résolution en énergie et la résolution spatiale en présence d'un milieu diffuseur, tenant compte, séparément, de la diffusion directe et la rétrodiffusion. Aussi, les atouts de la simulation MC nous ont assisté dans l'optimisation de la méthode de correction Triple Fenêtre d'Energie (TEW), implémentée en routine clinique du service de médecine nucléaire du CHU Mohammed VI de Marrakech, pour les acquisitions tomographiques au ^{99m}Tc. La méthode TEW repose sur l'exploitation des fenêtres d'énergie secondaires, adjacentes à la fenêtre d'énergie principale, pour dénombrer les photons diffusés sous la fenêtre principale et les soustraire du comptage total des photons sous cette fenêtre. Néanmoins, le choix des largeurs et du nombre des fenêtres secondaires reste primordial pour assurer une estimation précise de la contribution des photons diffusés sous la fenêtre d'énergie principale d'acquisition. Notre évaluation concernait la détermination des paramètres des sous-fenêtres adaptés à l'acquisition tomographique des images scintigraphiques au ^{99m}Tc.

Un autre avantage des simulations MC est le pouvoir de modéliser des manipulations, visualiser et corriger de nouvelles configurations, sans avoir recours à des tests expérimentaux consommateurs du temps ou qui demandent du matériel des fois indisponible. Ainsi, nous avons

initié la caractérisation de la TEMP dans le cas de l'acquisition des scintigraphies de post-traitement au ^{223}Ra, en considération de la fraction de diffusion, la résolution en énergie, la résolution spatiale et la sensibilité. Ce travail fait partie des étapes d'une éventuelle introduction du traitement palliatif des métastases osseuses issus du cancer de la prostate au service de médecine nucléaire.

La gamma caméra TEMP a fait l'objet du présent travail de thèse. Son principe de fonctionnement, sa composition et les modes d'acquisition des images permissibles dans ce système ont été rappelés dans le premier chapitre. Les caractéristiques et les limites d'imagerie en TEMP ont été aussi détaillés dans ce chapitre.

Le deuxième chapitre a abordé les méthodes de reconstruction tomographique en TEMP, avec une explication de la différence entre les deux catégories, analytique et itérative. Ce chapitre a approché aussi des méthodes de correction de la diffusion et de l'atténuation.

La méthode Monte Carlo, exploitée en grande partie dans la réalisation de la présente étude, a été présentée dans le chapitre III. Les logiciels génériques et spécifiques à la médecine nucléaire ont été discutés aussi. Les fonctionnalités de GATE, la plateforme de modélisation et de simulation dédiée principalement à l'imagerie d'émission et choisie pour l'élaboration de nos évaluations, avec les moyens de dépouillement des simulations, la grille de calcul MaGrid et le HPC-MARWAN, ont été avancés également dans ce chapitre.

La modélisation par la plateforme GATE du système TEMP considéré pour notre travail, la SPECT-CT Symbia T6 Truepoint de Siemens, a été élaborée dans le chapitre IV. Le modèle développé dans GATE, à partir des données publiées par le constructeur, a été validé en comparant les résultats de simulation aux données expérimentales des facteurs de performance : la résolution en énergie, la résolution spatiale et la sensibilité. Les mesures de validation ont été conduits pour les trois collimateurs LEHR, ME et HE, avec deux radionucléides, le ^{99m}Tc pour la modélisation de la détection des sources mono-énergétiques de basse énergie et le ^{133}Ba afin de modéliser la réponse de la TEMP à une source poly-énergétique émettrice des photons de basses, moyennes et hautes énergies. Globalement, les résultats des mesures expérimentales ont été reproduits avec un bon accord dans GATE. En effet, une concordance entre les spectres en énergie des émissions du ^{99m}Tc et du ^{133}Ba a été remarquée, et les pics photoélectriques étaient correctement reproduits. Néanmoins, des surestimations aux basses énergies et des sous-estimations aux hautes énergies ont été notées dans le spectre en énergie des émissions du ^{133}Ba, surtout avec l'utilisation du collimateur LEHR. En utilisant des collimateurs avec des septa plus épais, collimateur ME et collimateur HE, cet effet diminue significativement,

particulièrement autour des photons de hautes énergies. Ce problème est dû principalement à la non-linéarité de réponse des scintillateurs NaI(Tl), et à la modélisation approximative du compartiment arrière de la tête de détection par un bloc de verre. Pour la résolution spatiale, la simulation a fourni des résultats reproduisant les données expérimentales, avec une erreur relative ne dépassant pas les 10 % pour les distances et collimateurs considérés. Par contre, la sensibilité simulée au ^{133}Ba a été influencée par les mêmes problèmes précités pour le spectre en énergie, mais ses valeurs restent acceptables.

L'étape de validation a permis la mise en œuvre d'un modèle précis de simulation de la SPECT/CT Symbia T6 dans GATE, assurant ainsi la continuité du travail d'amélioration de la qualité d'image.

Les critères d'optimisation de la méthode TEW de correction de diffusion pour les acquisitions tomographiques au ^{99m}Tc, ont été expliqués dans le chapitre V. Préalablement, l'effet de la diffusion sur les performances de la gamma caméra a été évalué. Les détails et les résultats de cette estimation ont été abordés dans la première partie de ce chapitre. Nous avons montré que la diffusion directe a plus d'effet sur la résolution spatiale et la résolution en énergie, et la fraction de diffusion devient plus importante sous le pic photoélectrique quand l'épaisseur du milieu diffuseur augmente. Par contre, la rétrodiffusion contribue sensiblement au comptage sous le front Compton que sous le pic photoélectrique.

La méthode de TEW a été analysée en but d'améliorer les conditions de son utilisation en routine clinique pour la correction de la diffusion. Différentes configurations, de sources et fantômes, ont été considérées afin de reproduire les lésions et les milieux qui les entourent (radioactifs et non radioactifs). Les résultats de la simulation ont permis de mettre en évidence les fenêtres d'énergie secondaires qui fournissent une estimation précise des fractions de diffusion. Ces sous-fenêtres ont été adoptées pour évaluer expérimentalement les paramètres quantitatifs : le contraste, le rapport signal-sur-bruit, le bruit de fond relatif et l'uniformité intégrale tomographique. Notre évaluation a montré que les sous-fenêtres étroites génèrent une estimation précise des fractions de diffusion sous le pic photoélectrique, toutefois l'utilisation d'une seule fenêtre secondaire très étroite peut engendrer des artéfacts. Ainsi, le cas idéal pour l'estimation précise des photons diffusés sous le pic photoélectrique par la méthode TEW est l'application de deux sous-fenêtres simultanément : 7% à gauche et 5% à droite de la fenêtre d'énergie principale, qui donne aussi de meilleurs résultats des performances quantitatives.

La caractérisation de la réponse de la TEMP à la source poly-énergétique du ^{223}Ra est développée dans le chapitre VI. Cette étude a été menée par simulation, en évaluant la fraction

de diffusion sous les pics photoélectriques des émissions photoniques du ^{223}Ra, la résolution en énergie, la résolution spatiale et la sensibilité pour différentes fenêtres d'énergie principales et collimateurs. Le but était de définir la fenêtre d'énergie et le collimateur qui génèrent une bonne combinaison entre ces paramètres : faible SF, meilleures résolution spatiale et résolution en énergie, et une sensibilité relativement élevée. Pour notre étude, cette combinaison été fournie en présence du collimateur ME, avec des fenêtres d'énergie simultanées de 82 keV (20 %), 154 keV (20 %) et 270 keV (20 %). Une conjonction alternative est l'utilisation du collimateur HE avec les mêmes fenêtres d'énergie.

Le présent travail de thèse est un début pour l'évaluation de la correction de la diffusion. Il peut être complété par l'étude de l'influence de la diffusion sur les performances de la gamma caméra dans le cas des photons de hautes énergies utilisés en médecine nucléaire, tel que 364 keV de l'^{131}I. Une évaluation de l'effet de la diffusion dans le cas des radioéléments à émission poly-énergétique, comme le ^{223}Ra, est importante, particulièrement que les fronts Compton des énergies caractéristiques sont inclus dans les pics photoélectriques. L'optimisation de la méthode de correction TEW est à évaluer aussi pour ces énergies.

La caractérisation du système TEMP pour les acquisitions scintigraphiques de post-traitement aux ^{223}Ra est à compléter par l'évaluation dans le cas des acquisitions tomographiques.

Annexe I: Exemple des ‘scripts’ d’un fichier Macro dans GATE

➢ Exemple de définition du collimateur LEHR

```
# Définir les dimensions du collimateur, son matériau et sa position
dans l’espace

/gate/collimator_LEHR/geometry/setXLength 61.64 cm
/gate/collimator_LEHR/geometry/setYLength 2.405 cm
/gate/collimator_LEHR/geometry/setZLength 47.04 cm
/gate/collimator_LEHR/placement/setTranslation   0. −3.63  0. cm
/gate/collimator_LEHR/setMaterial Lead
/gate/collimator_LEHR/vis/setColor green
/gate/collimator_LEHR/vis/forceWireframe
#
# Insérer le premier trou du collimateur
##
/gate/collimator_LEHR/daughters/name hole
/gate/collimator_LEHR/daughters/insert hexagone
/gate/hole/geometry/setHeight 2.405 cm
/gate/hole/geometry/setRadius 0.0555 cm
/gate/hole/placement/setRotationAxis 1 0 0
/gate/hole/placement/setRotationAngle 90 deg
/gate/hole/setMaterial Air
/gate/hole/vis/setColor magenta
/gate/hole/vis/forceSolid
#
# Répéter le trou suivant une distribution cubique
##
/gate/hole/repeaters/insert cubicArray
/gate/hole/cubicArray/setRepeatNumberX 242
/gate/hole/cubicArray/setRepeatNumberY 1
/gate/hole/cubicArray/setRepeatNumberZ 304
/gate/hole/cubicArray/setRepeatVector 0.2199  0.  0.127 cm
##
## Répéter le trou suivant un vecteur linéaire
##
/gate/hole/repeaters/insert linear
/gate/hole/linear/setRepeatNumber 2
/gate/hole/linear/setRepeatVector 0.10995  0.  0.0635  cm
```

Exemple de définition des sphères du fantôme de Jaszczak dans GATE :

```
#  Définir les dimensions du cylindre du fantôme de Jaszcak

/gate/world/daughters/name Jaszcsak
/gate/world/daughters/insert cylinder
```

```
/gate/Jaszcsak/geometry/setRmax   11.12 cm
/gate/Jaszcsak/geometry/setRmin 0. cm
/gate/Jaszcsak/geometry/setHeight 19.24 cm
/gate/Jaszcsak/placement/setTranslation 0. 0. 0. cm
/gate/Jaszcsak/setMaterial Plastic
/gate/Jaszcsak/vis/setColor blue
/gate/Jaszcsak/vis/forceWireframe
```

 # Définir les caractéristiques du remplissage d’eau

```
/gate/Jaszcsak/daughters/name phantom2
/gate/Jaszcsak/daughters/insert cylinder
/gate/phantom2/geometry/setRmax   10.8 cm
/gate/phantom2/geometry/setRmin 0. cm
/gate/phantom2/geometry/setHeight 18.6 cm
/gate/phantom2/placement/setTranslation 0. 0. 0. cm
/gate/phantom2/setMaterial Water
/gate/phantom2/vis/setColor white
/gate/phantom2/vis/forceWireframe

# 31.8 mm Sphere
/gate/phantom2/daughters/name sphere31
/gate/phantom2/daughters/insert sphere
/gate/sphere31/placement/setTranslation 0.0 5.4 3.08 cm
/gate/sphere31/geometry/setRmax 1.59 cm
/gate/sphere31/setMaterial Plastic
#/gate/sphere31/vis/forceWireframe
/gate/sphere31/vis/setColor black

# 25.4 mm Sphere Exterior
/gate/phantom2/daughters/name sphere25
/gate/phantom2/daughters/insert sphere
/gate/sphere25/placement/setTranslation -4.67 2.7 3.08 cm
/gate/sphere25/geometry/setRmax 1.27 cm
/gate/sphere25/setMaterial Plastic
/gate/sphere25/vis/setColor gray

# 19.1 mm Sphere Exterior
/gate/phantom2/daughters/name sphere19
/gate/phantom2/daughters/insert sphere
/gate/sphere19/placement/setTranslation -4.67 -2.7 3.08 cm
/gate/sphere19/geometry/setRmax 0.955 cm
/gate/sphere19/setMaterial Plastic
/gate/sphere19/vis/setColor gray

# 15.9 mm Sphere Exterior
/gate/phantom2/daughters/name sphere15
/gate/phantom2/daughters/insert sphere
/gate/sphere15/placement/setTranslation 0.0 -5.4 3.08 cm
/gate/sphere15/geometry/setRmax 0.795 cm
/gate/sphere15/setMaterial Plastic
/gate/sphere15/vis/setColor gray

# 12.7 mm Sphere Exterior
/gate/phantom2/daughters/name sphere12
/gate/phantom2/daughters/insert sphere
/gate/sphere12/placement/setTranslation 4.67 -2.7 3.08 cm
```

```
/gate/sphere12/geometry/setRmax 0.635 cm
/gate/sphere12/setMaterial Plastic
/gate/sphere12/vis/setColor gray

# 9.5 mm Sphere Exterior
/gate/phantom2/daughters/name sphere9
/gate/phantom2/daughters/insert sphere
/gate/sphere9/placement/setTranslation 4.67 2.7 3.08 cm
/gate/sphere9/geometry/setRmax 0.475 cm
/gate/sphere9/setMaterial Plastic
/gate/sphere9/vis/setColor gray
```

Annexe II: Exemple des fichiers JDL et SH pour MaGRID

Afin de soumettre un « job » dans la grille de calcul MaGrid, un fichier JDL doit être préparé, contenant la description des taches pour leur exécution dans la grille : le logiciel à utiliser, les fichiers d'entrée et de sortie, les besoins spécifiques, etc …

Exemple d'un fichier JDL pour la simulation avec GATE, ayant un fichier de sortie ROOT:

```
Type = "job";
JobType = "normal";
Executable = "simul_0.sh";
StdOutput = "jobSimul_0.out";
StdError = "jobSimul_0.err";
InputSandbox = {
"simul_0.sh",
"symbia_J_vf.tar.gz"
};
OutputSandbox = {
"jobSimul_0.err",
"jobSimul_0.out",
"symbia_J_vf/test_J_vf_500ms_long_0.root"
};
Requirements = other.GlueCEUniqueId ==
"ce1.cnrst.magrid.ma:8443/cream-pbs-magrid";
MyProxyServer="myproxy.ct.infn.it";
```

Chaque fichier JDL est accompagné d'un fichier d'entrée SH.

Exemple de fichier SH:

```
source $VO_MAGRID_SW_DIR/setenv_gate_v5.0.1.sh
source $VO_MAGRID_SW_DIR/setenv_root_v5.14.00.sh
tar -xvf symbia_J_vf.tar.gz
cd symbia_J_vf/
time Gate -a deg 5.625 -a file test_J_vf_500ms_long_0 -a time1
500.000000 -a time_start 0.000000 -a time2 500.000000 symbia.mac
echo
echo $PWD
echo
echo Simulation finished!
```

Annexe III : Exemple de fichier ‘slurm‘ de soumission des simulations MC par GATE dans HPC-MARWAN

HPC-MARWAN est un cluster fourni par le CNRST au profit des chercheus marocain. Il est composé de 38 nœuds, avec 1672 CPU Cores, 396 TB de stockage, 10.4 TB de mémoire, et 4 GPUs.

La soumission d’un job en HPC-MARWAN requiert la préparation d’un script ‘slurm’ adapté à la plateforme ou le logiciel à utiliser. Ci-après est un exemple d’un fichier de soumission pour l’exécution d’une simulation avec la plateforme GATE version 9.0:

```
#!/bin/bash
#SBATCH -J Gate9.0
#SBATCH --partition=mediumq
#SBATCH --time=2-00:00:00
#SBATCH -o /data/h.saikouk/%x-%j.out
#SBATCH -e /data/h.saikouk/%x-%j.err
#load modules
ml geant4-10.6.3-gcc-10.2.0-hnmbqxe
ml root-6.24.06-gcc-10.2.0-wlnwzc5
ml gate-9.0-gcc-10.2.0-jyekk37
#prepare working dir
export WORK_DIR=/data/h.saikouk/FRONT-SR-10cm_$SLURM_JOB_ID
mkdir -p $WORK_DIR
cp $PWD/FRONT-MARW/* $WORK_DIR
echo "Running gate in $WORK_DIR"
cd $WORK_DIR
time Gate symbia_tc99mLEHR+Intrinsic.mac
echo "Done"
```

Résumé

La méthode de Monte Carlo (MMC) constitue un outil primordial dans le développement et l'optimisation des performances de l'imagerie en médecine nucléaire. En exploitant la simulation Monte Carlo (MC), notre travail a pour objectif d'optimiser l'application de la méthode de correction de diffusion, Triple Fenêtre d'Energie (TEW), sur les images tomographiques en tomographie par émission monophotonique (TEMP) acquises au ^{99m}Tc, et de définir les paramètres adéquats pour l'acquisition des images de TEMP au ^{223}Ra.

La modélisation du système TEMP adopté dans notre évaluation, SPECT/CT Symbia T6 de Siemens, a été réalisée à l'aide de GATE. La simulation a été validée par des tests expérimentaux avec une bonne concordance.

L'étude de l'effet de la diffusion sur les performances de la TEMP au ^{99m}Tc a confirmé l'impact important de la diffusion directe sur la qualité des images. Par ailleurs, nous avons conclu que pour optimiser la correction de la diffusion par la méthode TEW, des sous-fenêtres étroites sont plus appropriées pour générer des estimations plus précises du nombre des photons diffusés sous le pic photoélectrique, et améliorer la quantification des images tomographiques.

La caractérisation de la TEMP pour l'acquisition des images de post-injection du ^{223}Ra, a montré que des fenêtres d'énergies relativement larges et des collimateurs avec des septa épais sont les plus adaptés à ce type d'acquisition.

Mots-clefs : Tomographie par Emission Monophotonique (TEMP), Monte Carlo, GATE, ^{99m}Tc, ^{223}Ra, correction de diffusion, Triple Fenêtre d'Energie (TEW)

Abstract

Monte Carlo simulations represent an essential tool for developing and optimizing the performances of devices in nuclear medicine imaging. Using the assets of this method, the purpose of our work is to optimize the application of the Triple Energy Window method (TEW) on the single photon emission computed tomography (SPECT) images acquired with ^{99m}Tc, and to define the suitable parameters for the image acquisition with ^{223}Ra photons.

The SPECT system adopted for our study, SPECT/CT Symbia T6 from Siemens, was modeled using GATE platform. The simulation was validated by experimental tests with a good agreement.

A preliminary investigation confirmed the significant impact of forward scattering on the SPECT parameters and image quality with ^{99m}Tc. Then, the evaluation of the scatter correction with TEW method was performed. We concluded from the optimization of the TEW method that narrow sub-energy windows provide more accurate scatter fraction estimation under the photopeak, and the quantification of the tomographic images is enhanced.

Characterization of SPECT for ^{223}Ra post-injection scintigraphy has shown that relatively large energy windows coupled to a collimator with thick septa are more adapted for this kind of image acquisition.

Keywords: Single photon emission computed tomography (SPECT), Monte Carlo, GATE, ^{99m}Tc, ^{223}Ra, scatter correction, Triple Energy Window (TEW)