

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>viii</b>
<b>Liste des acronymes et des unités utilisés</b>	<b>x</b>
<b>Remerciements</b>	<b>xii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Le rayonnement diffusé en tomodensitométrie</b>	<b>4</b>
1.1 Mise en contexte . . . . .	4
1.2 Tomodensitométrie . . . . .	4
1.3 Problématique du rayonnement diffusé . . . . .	10
1.4 Survol des différentes méthodes de correction du rayonnement diffusé . . . . .	12
<b>2 Méthodologie</b>	<b>15</b>
2.1 Simulations Monte Carlo . . . . .	15
2.2 GPUMCD . . . . .	17
2.3 Adaptation de GPUMCD pour une application en imagerie . . . . .	18
2.4 Geant4 . . . . .	19
2.5 Physique sous-jacente à GPUMCD et à Geant4 . . . . .	20
2.6 Développement mathématique de la correction calculée par rapport aux données brutes . . . . .	22
2.7 Structure du programme . . . . .	23
2.8 Sources et fantômes utilisés dans les simulations . . . . .	25
2.9 Paramètres de simulation . . . . .	31
2.10 Incertitudes et calculs des erreurs . . . . .	31
2.11 Rapport signal sur bruit . . . . .	32
2.12 Cartes graphiques . . . . .	32
<b>3 Validation de la physique de GPUMCD aux énergies diagnostiques</b>	<b>33</b>
3.1 Introduction . . . . .	33

3.2	Sections efficaces totales des photons . . . . .	34
3.3	Algorithmes de la diffusion Compton . . . . .	41
3.4	Algorithmes de la diffusion Rayleigh . . . . .	51
3.5	Comparaison de GPUMCD avec Geant4 pour différents matériaux (densités)	55
3.6	Simulations complètes . . . . .	55
3.7	Conclusion . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Étude de méthodes d'optimisation du temps d'exécution</b>	<b>58</b>
4.1	Traçage de rayon . . . . .	58
4.2	Lissage du rayonnement diffusé . . . . .	59
4.3	Réduction du nombre de pixels sur le détecteur . . . . .	69
4.4	Interpolation et symétrie . . . . .	76
4.5	Réduction de la voxelisation du fantôme . . . . .	79
4.6	Temps de simulation . . . . .	80
4.7	Prochaines étapes . . . . .	82
4.8	Conclusion . . . . .	82
	<b>Conclusion</b>	<b>84</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>88</b>

# Liste des tableaux

3.1	Source des sections efficaces dans Geant4 et GPUMCD pour chaque interaction	35
3.2	Comparaison du nombre d'interactions entre GPUMCD et Geant4 . . . . .	38
3.3	Comparaison de la composition atomique de l'os dans GPUMCD et de l'os selon l'ICRU . . . . .	40
3.4	Temps d'exécution pour la simulation d'une géométrie simple pour les modèles Geant4 et GPUMCD de diffusion Compton . . . . .	48
4.1	Erreur relative du filtre gaussien pour différentes géométries, angle d'acquisition et nombre de photons simulés . . . . .	64
4.2	Erreur relative moyenne et RSB par rapport à une simulation du pelvis d'un milliard de photons sur un détecteur de 384x384 . . . . .	74
4.3	Comparaison des temps de simulations pour différentes tailles de détecteur . . .	76
4.4	Comparaison des temps de simulation pour le thorax et le pelvis . . . . .	80
4.5	Temps de simulation pour le pelvis et le thorax pour des simulations de basse et haute qualité . . . . .	81

# Liste des figures

1.1	Imageur kV d'un accélérateur linéaire . . . . .	5
1.2	Schéma des interactions des photons . . . . .	7
1.3	Probabilités d'interaction dans les tissus mous et durs . . . . .	7
1.4	Relation entre l'énergie transférée par le photon et l'angle de diffusion ( $\cos\theta$ ) . . . . .	8
1.5	Schématisation du rayonnement diffusé dans la TDM . . . . .	10
1.6	TDM avec géométrie en éventail et conique) . . . . .	12
1.7	Catphan) . . . . .	14
2.1	Schéma de la méthodologie utilisée pour la correction . . . . .	19
2.2	Visualisation d'une simulation générée par Geant4 . . . . .	25
2.3	Spectre d'une source polyénergétique 120 kVp . . . . .	25
2.4	Visualisation générée par Geant4 d'une simulation de géométrie simple . . . . .	26
2.5	fantôme anthropomorphique de Geant4 . . . . .	27
2.6	Géométries de patients . . . . .	27
2.7	Pelvis d'un patient (antéropostérieur) . . . . .	28
2.8	Pelvis d'un patient (médiolatéral) . . . . .	28
2.9	SPR d'un pelvis d'un patient (antéropostérieur) . . . . .	29
2.10	Thorax d'un patient (antéropostérieur) . . . . .	30
2.11	Thorax d'un patient (médiolatéral) . . . . .	30
2.12	SPR du thorax d'un patient (antéropostérieur) . . . . .	30
3.1	Comparaison des sections efficaces totales entre les modèles de Geant4 et GPUMCD . . . . .	39
3.2	Comparaison des profils de rayonnement diffusé pour une géométrie simple entre les modèles G4KleinNishinaModel et G4KleinNishinaCompton . . . . .	43
3.3	Comparaison des profils du rayonnement diffusé Compton pour une géométrie simple pour les modèles Geant4 et GPUMCD . . . . .	45
3.4	Distribution énergétique de la diffusion Compton pour une géométrie simple pour l'ensemble des modèles Geant4 et GPUMCD . . . . .	46
3.5	Distribution angulaire de la diffusion Compton pour une géométrie simple pour les modèles Geant4 et GPUMCD . . . . .	47
3.6	Comparaison des profils du rayonnement diffusé . . . . .	47
3.7	Comparaison de l'effet de l'énergie de liaison de la diffusion Compton sur l'énergie déposée dans un patient . . . . .	48
3.8	Courbes de distribution du nombre d'interactions par photon . . . . .	49
3.9	Comparaison des profils du rayonnement diffusé Rayleigh pour les modèles Geant4 et GPUMCD . . . . .	52

3.10	Comparaison des profils du rayonnement diffusé pour le fantôme numérique pour les modèles Geant4 et GPUMCD . . . . .	53
3.11	Ratio de l'énergie déposée de la diffusion Rayleigh dans une simulation GPUMCD par rapport à une simulation Geant4 . . . . .	54
3.12	Erreur relative de GPUMCD par rapport Geant4 de l'énergie déposé en fonction de la densité pour les trois types d'interaction . . . . .	55
3.13	Comparaison des profils du rayonnement diffusé pour le thorax numérique pour les modèles Geant4 et GPUMCD . . . . .	56
4.1	Rayonnement primaire d'un pelvis par traçage de rayons et simulation Monte Carlo . . . . .	59
4.2	Simulations Monte Carlo de $10^7$ , $10^8$ et de $10^9$ du rayonnement diffusé lissé pour le pelvis d'un patient acquis en médiolatéral . . . . .	61
4.3	Simulations Monte Carlo de $10^7$ , $10^8$ et de $10^9$ du rayonnement diffusé lissé pour le pelvis d'un patient acquis en antéropostérieur . . . . .	62
4.4	Erreur relative du rayonnement diffusé lissé du thorax d'un patient acquis en antéropostérieur avec $10^9$ , $10^8$ et $10^7$ photons . . . . .	63
4.5	Profils lissés du rayonnement diffusé du pelvis d'un patient acquis en antéropostérieur avec $10^9$ , $10^8$ et $10^7$ photons . . . . .	64
4.6	Simulations Monte Carlo de $10^7$ , $10^8$ et de $10^9$ du rayonnement diffusé lissé pour le thorax d'un patient acquis en médiolatéral . . . . .	65
4.7	Simulations Monte Carlo de $10^7$ , $10^8$ et de $10^9$ du rayonnement diffusé lissé pour le thorax d'un patient acquis en antéropostérieur . . . . .	66
4.8	Erreur relative du rayonnement diffusé lissé du thorax d'un patient acquis en antéropostérieur avec $10^9$ , $10^8$ et $10^7$ photons . . . . .	67
4.9	Profils lissés du rayonnement diffusé du thorax d'un patient acquis en antéropostérieur avec $10^9$ , $10^8$ et $10^7$ photons . . . . .	68
4.10	Comparaison avec un filtre passe-bas dans le domaine de Fourier . . . . .	68
4.11	Simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé acquis en antéropostérieur du pelvis d'un patient pour différentes tailles de détecteur . . . . .	70
4.12	Simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé acquis en médiolatéral du pelvis d'un patient pour différentes tailles de détecteur . . . . .	71
4.13	Erreurs relatives de simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé acquis en antéropostérieur du pelvis d'un patient pour différentes tailles de détecteur . . . . .	72
4.14	Erreurs relatives de simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé acquis en médiolatéral du pelvis d'un patient pour différentes tailles de détecteur . . . . .	73
4.15	Erreurs relatives moyennes d'une simulation avec interpolation de 10 millions de photons par projection du thorax d'un patient et le thorax simulé . . . . .	77
4.16	Différence en % entre deux images de rayonnement diffusé acquises à $180^\circ$ . . . . .	79

# Liste des acronymes et des unités utilisés

## Acronymes

<b>CBCT</b>	<i>Cone beam computed tomography</i> (tomodensitomètre avec faisceau conique en français)
<b>CT</b>	<i>Computed tomography</i> (tomodensitométrie calculée par ordinateur en français)
<b>CPU</b>	<i>Central Processing Unit</i> (processeur central en français)
<b>CUDA</b>	<i>Compute Unified Device Architecture</i>
<b>FDK</b>	Algorithme développé par Feldkamp, David et Kress
<b>Geant4</b>	<i>GEometry ANd Tracking</i>
<b>GPU</b>	<i>Graphics Processing Unit</i> (processeur graphique en français)
<b>GPUMCD</b>	<i>GPU Monte Carlo dose</i>
<b>kVp</b>	<i>Peak Kilovoltage</i> (unité de tension maximale en français)
<b>LLNL</b>	<i>Lawrence Livermore National Laboratory</i>
$\mu$	Coefficient d'atténuation
<b>NIST</b>	<i>National Institute of Standards and Technology</i>
<b>TDM</b>	Tomodensitométrie

## Unités

<b>cm</b>	centimètre
<b>keV</b>	kilo électron-volt
<b>m</b>	mètre
<b>mm</b>	millimètre
<b>min</b>	minute
<b>s</b>	seconde



# Remerciements

Ce travail complété dans le cadre de ma maîtrise en physique n'aura pas été possible sans le support de nombreuses personnes. Dans un premier temps, je voudrais remercier mon directeur de recherche Philippe Després pour m'avoir donné l'occasion de faire cette maîtrise et pour m'avoir guidé et fourni les moyens de la compléter. J'aimerais remercier Daniel Maneval pour m'avoir aidé dans la validation de la physique et Dmitri Matenine pour m'avoir assisté dans le développement de la correction et la compréhension de la partie imagerie médicale. J'aimerais également remercier Charles Joachim Paquet pour m'avoir assistée dans la partie programmation. J'aimerais aussi remercier Julia Mascolo-Fortin pour avoir répondu à mes questions.

Évidemment, je n'aurais pu faire ce travail sans l'ensemble du groupe de recherche en physique médicale qui m'ont offert des réponses autant scientifique que sur le déroulement de la maîtrise en général en plus d'être devenus mes amis. J'aimerais aussi remercier le Département de radio-oncologie du CHU de Québec ainsi que l'Université Laval, et tout particulièrement, le Département de physique, de génie physique et d'optique qui m'ont offert la formation nécessaire à l'accomplissement de cette maîtrise. J'aimerais également remercier ma famille et mes amis pour m'avoir apporté le soutien moral et accompagné tout au long de ce travail.



# Introduction

Les dernières décennies ont été marquées par de grandes avancées technologiques dans le domaine de la radiothérapie et de l'imagerie médicale. Ces révolutions ont été possibles entre autres grâce à l'amélioration de la puissance des ordinateurs, ce qui a permis d'utiliser des méthodes mathématiques qui étaient jusqu'à ce moment impossibles à appliquer en un temps cliniquement acceptable. Avec l'avènement de modalités d'imagerie de haute résolution, la puissance de calcul des ordinateurs et l'amélioration de l'ingénierie des accélérateurs ont permis d'optimiser la dose à la tumeur et surtout de réduire significativement la dose administrée aux tissus sains avoisinant la tumeur.

La radiothérapie n'est pas encore optimale et de nombreux développements se poursuivent. De nombreux facteurs limitent encore la précision des traitements. Quelques exemples de ces limitations sont le positionnement réel du patient par rapport au traitement planifié, les changements anatomiques tels qu'une réduction de la tumeur et la présence de facteurs temporels tels que la respiration. L'imagerie kV joue un rôle important dans ces facteurs limitatifs, et ce, surtout pour l'implémentation d'un plan de traitement qui s'adapte aux changements anatomiques du patient.

L'imagerie est essentielle pour effectuer un traitement du cancer par radiothérapie. Dans un but d'obtenir une dose maximale à la tumeur et minimale aux tissus sains près de la tumeur, l'imagerie permet de calculer et de planifier le traitement qui sera administré par l'appareil. Pour ce faire, une image tridimensionnelle de haute résolution des tissus humains est utilisée. Cela peut être obtenu avec des modalités d'imagerie telles que la tomодensitométrie (TDM) qui mesure la densité des tissus grâce à la radiation (rayons X).

Aujourd'hui, l'amélioration de la TDM passe par l'optimisation du ratio entre la dose radiative et le bruit dans l'image. Actuellement, la tomодensitométrie à géométrie conique (CBCT *Cone Beam CT*) est utilisée au début d'une fraction du traitement pour positionner le patient et pour vérifier qu'il n'y a pas eu des changements anatomiques depuis le début du traitement. Dans un cas un changement anatomique important, le plan de traitement doit être recalculé. Un intérêt grandissant porte sur le CBCT en raison de la possibilité de replanifier entre les traitements en utilisant ces images ce qui permettrait de s'ajuster continuellement aux changements anatomiques tels qu'une réduction de la taille de la tumeur. Toutefois, pour ce

faire, la densité des tissus doit être la plus exacte possible. Le manque de justesse des densités avec le CBCT limite encore son utilisation dans la replanification en cours de traitement [1].

L'avancement technologique du CBCT passe principalement par deux méthodes : l'amélioration des composantes physiques telles que le détecteur et le traitement mathématique des images comme la correction du bruit et l'amélioration des algorithmes de reconstruction 3D.

Le présent projet porte sur le développement d'une technique de traitement des projections. Plus précisément, cette méthode est appelée correction du rayonnement diffusé. L'objectif est de recréer numériquement l'acquisition d'images CBCT grâce à un simulateur de transport de particules. À partir de cette simulation, il est possible d'estimer le rayonnement diffusé et de le soustraire des projections initiales. Le rayonnement diffusé est une source de bruit dans les projections et la soustraction de ce bruit permet donc d'améliorer la qualité de la reconstruction.

Plus précisément, les simulations Monte Carlo permettent de simuler un système complexe qui peut être réduit à une série de petits événements bien connus [2]. Dans ce cas-ci, un petit événement est une interaction. Dans un milieu donné, on peut estimer raisonnablement les probabilités qu'une particule interagisse et décrire son interaction. L'intérêt du Monte Carlo est de créer une représentation statistique d'un faisceau de particules traversant un milieu en utilisant les probabilités d'interactions et un grand nombre de particules.

En répétant pour quelques millions à quelques milliards de particules, une bonne estimation du passage d'un faisceau de rayons X à travers un patient peut être obtenue. Le nombre de photons simulés dépend de la géométrie simulée, de l'information à laquelle on s'intéresse et de la précision du signal recherchée. Par exemple, pour le cas du pelvis provenant d'images cliniques étudié dans ce projet, si on s'intéresse au rayonnement diffusé sur le détecteur, une simulation entre 10 et 100 millions de particules pour générer une projections permet d'obtenir pour une erreur moyenne de 1 à 5 % par pixel. Par contre, il faut utiliser une simulation de plus d'un milliard de particules pour obtenir une image primaire avec suffisamment de détails pour être capable de discerner visuellement les organes.

Grâce à cette simulation numérique où il est possible de différencier les photons ayant interagi de ceux n'ayant pas interagi, on obtient une estimation du signal primaire et du signal diffusé. Le signal primaire correspond à un signal non bruité qui est le signal idéal pour faire des reconstructions. Le signal diffusé entraîne du bruit dans les reconstructions pour les algorithmes actuellement utilisés en clinique. En connaissant le ratio de ces signaux pour chaque pixel d'une image acquise, on peut corriger les images brutes en soustrayant le signal bruité.

Le principal défaut des simulateurs Monte Carlo est le temps de calcul. En raison d'un nombre important de particules qui doivent être simulées, une simulation non optimisée peut prendre des heures voire des jours. Pour effectuer une reconstruction, il faut quelques centaines de

projections. Un simulateur Monte Carlo optimisé sur carte graphique qui a été développé par le Groupe de recherche en physique médicale du CHU de Québec permet d'effectuer la correction pour une reconstruction en quelques minutes. Cette plateforme nommée GPUMCD pour GPU Monte Carlo dose a été développée pour la radiothérapie externe et la curiethérapie [3, 4, 5]. Pour ce projet, elle a été adaptée pour l'imagerie médicale. En plus de la parallélisation des calculs sur GPU, plusieurs stratégies sont utilisées pour améliorer les temps de calcul.

D'abord, le chapitre 1 présente différents concepts : la tomodesitométrie, les interactions entre les photons et la matière et la problématique du rayonnement diffusé. Ensuite, un survol des différentes méthodes de correction du rayonnement diffusé est fait. Le chapitre 2 présente la méthodologie utilisée. Les plateformes logicielles utilisées sont décrites. Le concept de simulations Monte Carlo est abordé plus en détails ainsi que son rôle dans la modélisation de la physique. Finalement, la structure de l'application est expliquée ainsi que tous les détails sous-jacents.

Avant de développer la correction, une première étape consiste à valider la physique sous-jacente à GPUMCD pour une application en imagerie médicale. Pour ce faire, le simulateur de particules Geant4 (GEometry ANd Tracking) développé par le CERN [6] qui a été validé et qui constitue la référence dans le domaine a été utilisé pour valider GPUMCD. Cette validation est discutée en détails dans le chapitre 3.

La seconde étape consiste à optimiser chacun des paramètres de la simulation tels que le nombre de photons simulés en considérant la qualité de la correction et le temps de calculs. En effet, puisqu'on désire utiliser cette correction en clinique, la correction doit être calculée en quelques minutes au maximum. De plus, quelques stratégies ont été étudiées telles que l'interpolation ou l'utilisation de la symétrie du corps humain pour réduire les temps d'exécution. Le chapitre 4 présente l'analyse de ces paramètres et stratégies. Plus précisément les stratégies et paramètres étudiés sont l'algorithme de Siddon [7] pour la génération du signal primaire, le lissage du signal diffusé, l'interpolation entre les projections simulées, la réduction du nombre de pixels sur le détecteur et du nombre de voxels dans le patient et la symétrie de la géométrie.

# Chapitre 1

## Le rayonnement diffusé en tomодensitométrie

Ce chapitre présente la mise en contexte et décrit quelques concepts, soit la tomодensitométrie, la physique des photons et la problématique du rayonnement diffusé. Finalement, une revue littéraire est faite sur les différentes techniques de correction du rayonnement diffusé.

### 1.1 Mise en contexte

En préparation d'un traitement, un volume tomодensitométrique est acquis avec un scanner CT qui a une meilleure résolution que le tomодensitomètre à faisceau conique (CBCT). Ce volume est utilisé pour la planification du traitement. Le jour du traitement, les technologues utilisent l'imageur kV de l'accélérateur pour vérifier le positionnement du patient et surveiller les changements anatomiques. L'imageur kV est composé d'un CBCT et d'un panneau plat qui est utilisé à des énergies diagnostiques généralement inférieure à 150 keV. La qualité des images CBCT est toutefois limitée par le rayonnement diffusé des rayons X qui ont pour effet de bruyier l'image et de causer un biais dans le calcul des densités des tissus humains.

### 1.2 Tomодensitométrie

La tomодensitométrie offre plusieurs avantages par rapport aux autres types d'imagerie. L'imagerie par résonance magnétique (IRM) est une autre modalité utilisée pour la planification en radiothérapie. Elle permet d'obtenir des informations complémentaires à la TDM pour certains types de tumeurs. L'avantage d'utiliser les rayons X avec la TDM est d'obtenir directement la densité des tissus, une information essentielle pour planifier les traitements en radiothérapie. De plus, la TDM permet d'obtenir des images rapidement à plus faible coût et comportant moins de distorsions que dans le cas de l'IRM [8]. Toutefois, l'IRM permet une meilleure différenciation des tissus et le patient n'est pas irradié [8]. Le temps de reconstruction de l'image

tridimensionnelle est presque instantané pour la TDM (avec les algorithmes cliniques) et pour la plupart des images en IRM. Le temps d'acquisition varie entre une seconde et une minute pour la TDM, alors que les acquisitions IRM durent le plus souvent entre 15 minutes et 1 heure.

Un sous-type de cette technologie est la TDM par faisceau conique avec un détecteur plat, appelée CBCT du terme en anglais *Cone Beam CT*. Ce type d'imager est une option de l'accélérateur, l'appareil de radiothérapie. Cette modalité d'imagerie intervient au début d'un certain nombre de traitements pour valider le positionnement du patient et surveiller les changements anatomiques du patient. La figure 1.1 présente l'imager de l'accélérateur.

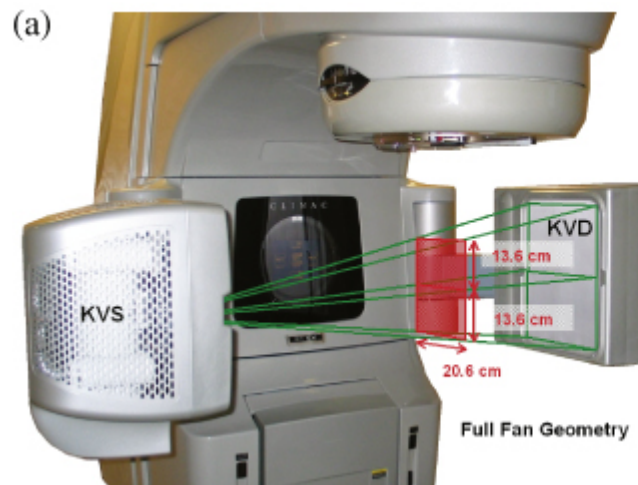


FIGURE 1.1 – Imager kV d'un accélérateur linéaire : source de rayons X avec un faisceau conique et détecteur plat [9].

La visualisation 3D classique du patient est cependant limitée par le chevauchement d'organes. En 1921, le Dr A. Bocages amène l'idée d'imagerie par coupes utilisées par le CBCT permettant une meilleure visualisation des organes [10]. Des coupes sont définies selon l'axe axial du corps humain. Il est alors possible de visualiser une tranche du corps de quelques millimètres selon le plan sagittal sans voir les organes de la couche immédiatement avant et immédiatement après. Grâce au développement de la TDM, il est possible de faire une imagerie 3D sans chevauchement.

Une image de TDM ou CBCT contient des nombres CT, aussi appelés unités Hounsfield (HU), qui représentent la densité des tissus de chaque région du patient décrits par l'équation 1.1 où  $\mu$  correspond à l'atténuation linéaire dans un tissu ou dans l'eau [11]. Un nombre CT de 0 correspond à de l'eau. Le signal détecté provient de photons primaires et de photons diffusés. Le signal provenant des photons diffusés par rapport au signal non bruité dit primaire varie grandement en fonction de la géométrie. Par exemple, dans le cas d'un pelvis, le rayonnement diffusé est aussi important que le rayonnement primaire (discuté à la figure 2.9). L'objectif est de retirer ce signal non négligeable du rayonnement diffusé pour améliorer la reconstruction.

Le signal provenant de photons diffusés crée entre autres des artefacts dit « cupping » [12] qui a comme effet de réduire la densité calculée au centre du volume.

$$\text{Nombre CT} = 1000 \times \frac{\mu_{\text{tissu}} - \mu_{\text{eau}}}{\mu_{\text{eau}}} \quad (1.1)$$

Les premiers prototypes fonctionnels de tomодensitométrie ont été créés au début des années 1970 [8]. Cormack et Hounsfield sont les principaux créateurs de ces prototypes. Cette invention leur a valu un prix Nobel de médecine en 1979[13]. Toutefois, l'utilisation de cette technologie fut limitée par des temps de calcul très longs résultant de la reconstruction 3D. L'amélioration des ordinateurs ainsi que des algorithmes de reconstruction d'image permirent une utilisation clinique de ces appareils. Aujourd'hui, une acquisition de projections prend quelques secondes et la reconstruction est quasi instantanée.

Pour obtenir une reconstruction provenant d'un CBCT, une série de projections sont acquises typiquement sur 360°. Une projection correspond à l'image sur le détecteur qui est similaire à une radiographie. À partir de cet ensemble de projections, une reconstruction 3D est effectuée. La reconstruction permet de visualiser le patient par une série de tranches 2D. Les informations contenues dans l'image correspondent à l'atténuation des rayons X dans la matière.

Les images obtenues correspondent à l'énergie déposée dans le détecteur, mais les reconstructions présentent cette information généralement en termes d'atténuation. L'équation 1.2 présente la relation entre l'énergie ou l'intensité  $I$  sur le détecteur et l'atténuation  $\mu l$ . L'atténuation totale correspond au coefficient d'atténuation linéaire  $\mu$  fois la distance parcourue  $l$ .

$$I = I_0 \exp -\mu l \quad (1.2)$$

### 1.2.1 Interactions des photons avec la matière

Dans l'imagerie par CBCT, les photons ionisants ont une énergie incidente entre 10 keV et 125 keV [11]. Trois interactions sont possibles pour des photons de cette énergie : la diffusion Compton, l'effet photoélectrique et la diffusion Rayleigh. Ces interactions sont schématisées à la figure 1.2. Les électrons ne seront pas discutés puisqu'ils ne sont pas modélisés pour accélérer le temps de calculs. Les électrons n'ont pas une énergie suffisante pour atteindre le détecteur et contribuer aux images cliniques. Les deux principales interactions produites dans le patient sont la diffusion Compton et l'effet photoélectrique. Selon l'énergie du photon et le type de matériau l'un ou l'autre prédomine. La figure 1.3 présente la prédominance des interactions en fonction de l'énergie et du type de matériau.

Lors de la diffusion Compton, un photon incident interagit avec un électron d'un atome. L'énergie du photon incident est partiellement transférée et l'électron est mis en mouvement. Le photon incident perd de l'énergie ; sa trajectoire est modifiée et sa longueur d'onde augmente.

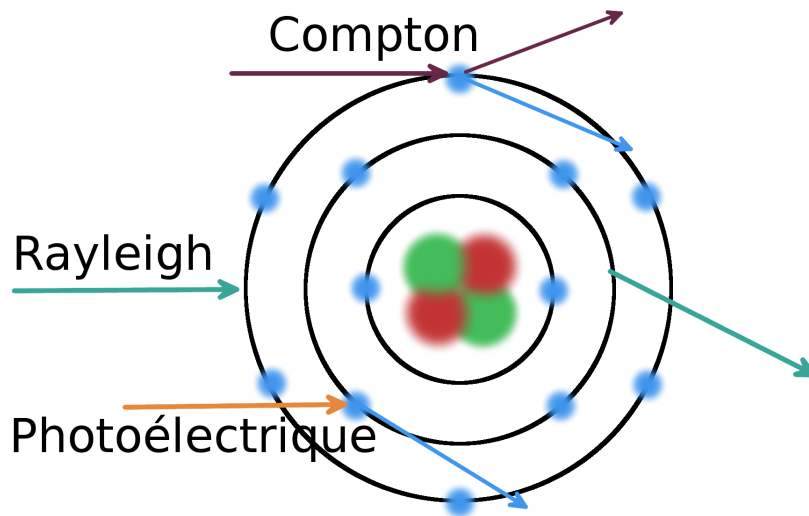


FIGURE 1.2 – Schéma de la diffusion Compton et Rayleigh et de l'effet photoélectrique.

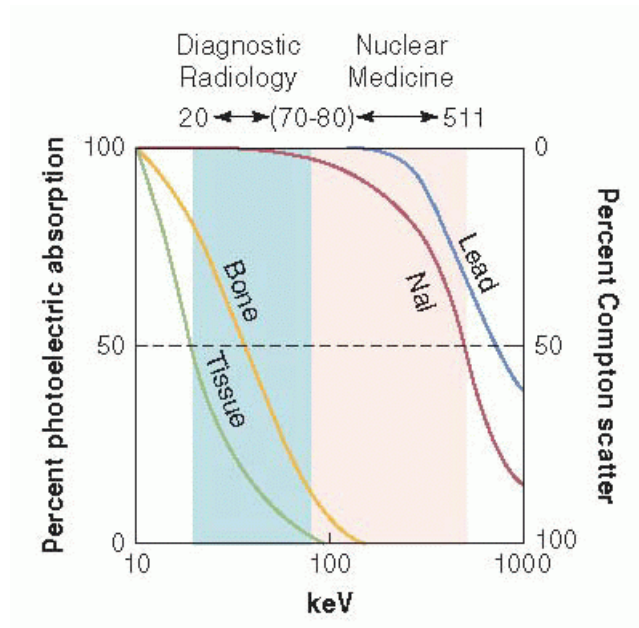


FIGURE 1.3 – Probabilités d'interaction pour la diffusion Compton et pour l'effet photoélectrique dans les tissus mous ou dans les tissus durs [11].

Il s'agit de l'interaction qui se produit dans la plus grande proportion pour des photons de basse énergie (énergie moyenne de 60 keV) dans un corps humain. L'atome est alors ionisé puisqu'il perd un électron. En deçà de 20 keV, le photoélectrique devient plus important, mais ne produit pas de rayonnement diffusé puisque le photon est totalement absorbé et l'électron est d'énergie trop faible pour atteindre le détecteur et déposé de la dose. Pour cet intervalle d'énergie, l'énergie du photon incident est majoritairement transférée au photon diffusé lors des premières interactions tel que représenté sur la figure 1.4. En effet, pour un photon de 60 keV dans l'eau l'énergie maximale transférée à l'électron est d'environ 11,5 keV où la correction de l'énergie de liaison n'est pas considérée (voir la courbe K-N Compton de la figure 1.4). Cette correction de l'énergie de liaison est davantage discutée dans la section 3.3.3. Un photon peut subir plus d'un événement de diffusion Compton (diffusion de deuxième degré et d'ordre supérieur) et son énergie finale peut être suffisante pour atteindre le détecteur et ainsi causer des biais dans la reconstruction. La diffusion Compton prédomine dans les tissus mous aux énergies radiodiagnostiques.

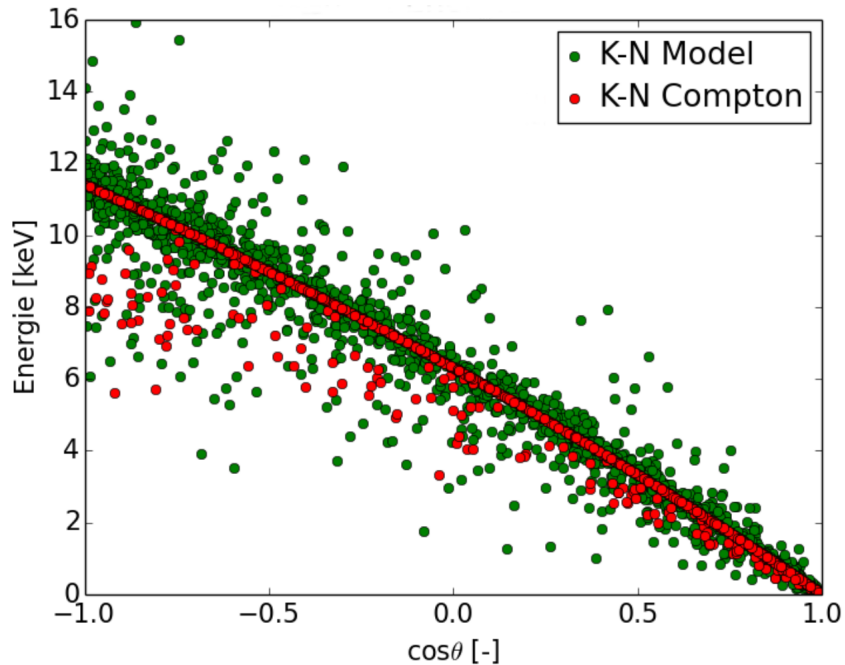


FIGURE 1.4 – Relation entre l'énergie transférée par le photon et l'angle de diffusion ( $\cos\theta$ ). La figure a été générée avec deux modèles de Geant4 Standard : Klein-Nishina sans correction (K-N Compton) et avec correction (K-N Model), pour une simulation simple d'un faisceau pinceau de 60 keV sur un cube d'eau de 1 cm. Pour la courbe K-N Compton, les points sur la courbe principale correspondent à des interactions de premier degré (première interaction pour les photons primaires) alors que les points sous la courbe correspondent à des interactions de second degré (ou de degré supérieur). La même proportion d'interactions de second degré ou supérieur est représentée pour la courbe K-N Model. 1000 points sont représentés pour chaque courbe.

L'effet photoélectrique correspond à l'absorption totale d'un photon par un électron suivie



par la désexcitation de l'atome. Un photon incident d'énergie égale ou supérieure à l'énergie de liaison d'un électron peut extraire l'électron de l'atome. L'émission d'un électron crée un espace sur une couche atomique et occasionne l'excitation de l'atome si cet espace est créé sur une couche inférieure. Dans ce cas, l'atome peut émettre un ou plusieurs photons ayant une énergie totale égale ou inférieure à l'énergie de liaison de l'électron émis. Ce phénomène correspond à une cascade d'électrons. Les couches électroniques inférieures d'un atome doivent être complètement remplies en raison de la forte énergie de liaison. Par conséquent, si l'électron extrait n'est pas sur la couche d'énergie de liaison la plus faible par rapport aux autres électrons, un électron d'une couche supérieure prendra sa place produisant ainsi un effet photoélectrique. Lorsqu'un électron passe de la couche supérieure à une couche inférieure, un photon est émis. Si la couche nouvellement incomplète n'est pas la dernière couche électronique de l'atome, alors le phénomène se répètera. L'émission d'un électron d'Auger (électron faiblement lié) plutôt que d'un rayon X caractéristique est également possible.

Les principaux éléments composant le corps humain ont un numéro atomique de  $Z \leq 20$ . Pour le calcium ( $Z = 20$ ), la couche atomique  $K$  ayant la plus forte liaison a une énergie de liaison de 4,04 keV et dans le cas de l'eau cette énergie tombe 0,54 keV [14]. Un photon de 4 keV a une forte probabilité d'être absorbé avant de sortir du patient. L'émission de ces photons est donc négligée. Si des matériaux de  $Z$  supérieurs étaient simulés, il serait nécessaire de déterminer si l'émission de rayons X caractéristiques et d'électrons Auger est significative. L'effet photoélectrique prédomine dans les tissus durs (os) pour des énergies inférieures à 40 keV et dans les tissus mous inférieurs à 20 keV.

Lors de la diffusion Rayleigh, le photon ne transmet pas d'énergie. Lorsque le photon incident interagit avec un atome, ce dernier est excité, mais aucune particule n'est émise. Le photon est absorbé, tous les électrons de l'atome excité oscillent en phase, puis un photon est émis avec une trajectoire modifiée, mais son énergie est conservée [11]. L'angle de diffusion est généralement très faible. De ce fait, l'énergie est suffisante pour causer des biais sur la projection. Toutefois, la diffusion Rayleigh est moins probable. Elle ne représente qu'entre 5% et 10% de toutes les interactions dans le corps du patient aux énergies du radiodiagnostic.

La section efficace totale est une grandeur physique permettant de définir la probabilité d'interaction. Elle peut s'appliquer à une interaction spécifique ou à l'ensemble des interactions. La section efficace différentielle définit la probabilité qu'un photon diffuse à un angle solide. Ces deux paramètres varient pour chaque matériau et pour chaque énergie. Basées sur un long historique de recherches théoriques et expérimentales dans les années 1900, des équations permettent de calculer les sections efficaces totales et différentielles [15].

Trois principaux organismes ont tabulés les valeurs de sections efficaces totales pour les photons. Ces bases de données sont XCOM, EPDL97 et SANDIA et couvrent des gammes d'énergie similaires. Dans le cadre de ce projet, pour ces trois bases de données, seules les sections

efficaces totales pour la diffusion Rayleigh, pour la diffusion Compton et pour l'effet photo-électrique ont été analysées, et ce, pour des énergies inférieures à 200 keV.

### 1.3 Problématique du rayonnement diffusé

Le rayonnement diffusé réduit la qualité de l'image reconstruite puisqu'elle cause un biais lors de la reconstruction, ce qui se traduit par une image plus floue avec des estimations de densité erronées systématiquement. Dans le cas d'une diffusion Compton, le photon va diffuser et sa trajectoire sera modifiée ce qui entraîne deux types de biais lors de la reconstruction soit un biais dans son parcours et une augmentation de l'énergie déposée dans le détecteur. Les algorithmes les plus répandus en clinique ne modélisent pas directement le problème de la diffusion. Des pré-traitements approximatifs des projections sont actuellement faits en clinique.

Dans un algorithme de reconstruction, pour chaque pixel du détecteur, un trajet linéaire directe est tracé entre le pixel et la source (voir, figure 1.5). Sachant le spectre d'énergie de la source, la distance entre la source et le détecteur et l'énergie déposée dans le détecteur, il est possible de calculer l'atténuation et ainsi la densité du milieu traversé. Cependant, si le photon diffuse, il dévie de son parcours initial et son parcours estimé sera erroné.

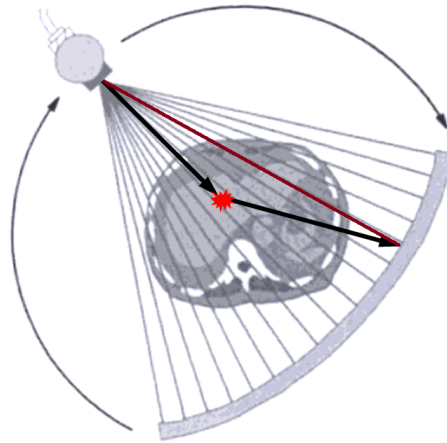


FIGURE 1.5 – Schématisation d'une acquisition de projection par TDM, avec un événement de diffusion. Les parcours en noir et en rouge représentent la différence de parcours entre un photon qui diffuse (noir) et le parcours supposé par l'algorithme de reconstruction (rouge). Adapté de Bushberg et al. [11].

Les algorithmes de reconstruction se basent sur le rayonnement primaire (photons n'ayant pas interagi) pour reconstruire le volume 3D et calculer les densités [16]. Puisque les algorithmes de reconstruction ne modélisent pas un rayonnement diffusé, ils assumeront un signal primaire plus élevé qu'en réalité, ce qui est équivalent à dire que le milieu traversé était moins atténuant (un signal primaire plus élevé) [17, 12, 18, 19, 20]. Puisque les images en nombre CT

représentent l'atténuation, les HU seront plus faibles. Avec une correction du rayonnement diffusé, soit la soustraction de ce signal, les nombres CT auront une valeur plus élevée. L'effet est plus important au centre que sur les extrémités de la géométrie reconstruite puisque l'atténuation est généralement plus importante (distance parcourue plus grande dans le volume) et il y a un effet cummulatif du rayonnement diffusé.

L'effet du rayonnement diffusé est connu depuis les années 80 [17, 12]. Toutefois les corrections du rayonnement diffusé sont encore limitées dans les protocoles cliniques en raison d'une part des temps de calcul encore élevés et d'une autre part que les images CBCT de haute précision sont un besoin récent pour la radiothérapie adaptative [21]. Les méthodes de correction actuellement utilisées sont souvent des approches empiriques et rapides, elles-mêmes biaisées. Par exemple, la correction peut correspondre à seulement la soustraction d'une constante sur toute l'image [22]. Toutefois, des méthodes développées récemment peuvent potentiellement offrir de meilleures correction. La méthode Monte Carlo est la plus appropriée, car elle permet d'estimer la rayonnement diffusé en modélisant la physique et la géométrie spécifique [23, 24]. Cependant elle est aussi la plus lente à calculer des approches. Les différentes approches sont discutées dans la section 1.4. À partir d'une simulation Monte Carlo d'un examen par tomographie à densitométrie, le rayonnement diffusé est estimée par une modélisation de la physique, puis soustraite des projections brutes. Cette technique est appelée projecteur Monte Carlo. Ce projecteur doit comporter quelques éléments indispensables : une source, un patient et un détecteur. La source a un spectre d'émission typique (voir la figure 3.7). Le patient doit être voxelisé et chaque voxel est composé d'un matériau qui comporte des caractéristiques précises, soit la densité massique et la composition atomique, qui permettent de calculer les sections efficaces.

Il est également possible d'éliminer le rayonnement diffusé par des méthodes mécaniques qui sont davantage discutées dans la section 1.4. Le design du CBCT permet une application limitée de ces méthodes mécaniques contrairement aux CT. Les deux principaux problèmes liés au design sont la géométrie conique du faisceau et la difficulté à utiliser des grilles anti-diffusion. En effet, dans un CT, un faisceau en forme d'éventail est utilisé (voir figure 1.6). Cette géométrie offre l'avantage d'éliminer le rayonnement diffusé dans une dimension. La projection d'un faisceau en forme d'éventail sur le détecteur correspond à une ligne. Puisque la trajectoire d'un photon diffusé est modifiée, il y a de fortes chances que le photon atteigne le détecteur dans une région à l'extérieur de la ligne et il est donc possible de retirer le signal diffusé en raison de sa localisation. De plus, des méthodes simples permettent d'estimer rapidement le signal diffusé basé sur le signal du rayonnement diffusé détecté à l'extérieur du faisceau primaire. Pour ce faire, un détecteur plus large que le faisceau primaire est irradié. Le second problème est une perte significative du signal qui peut atteindre 30% avec une grille anti-diffusé sur le détecteur [23]. Cette seconde stratégie consiste à bloquer les photons qui ne proviennent pas en ligne directe avec la source.

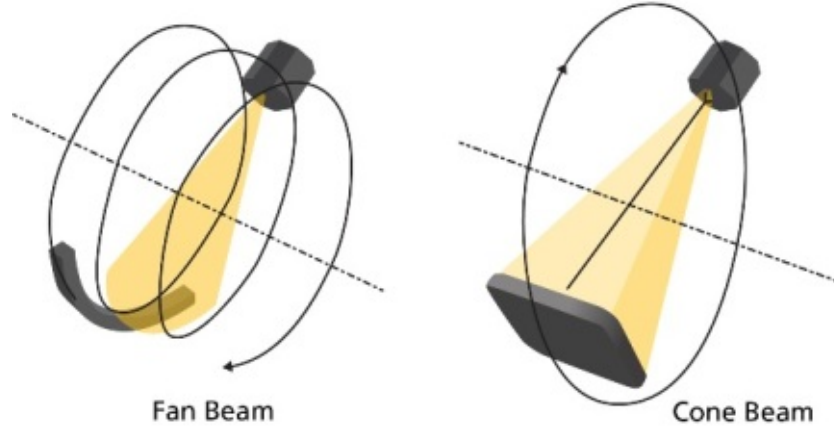


FIGURE 1.6 – TDM avec géométrie en éventail (gauche) et conique (droite) [25].

## 1.4 Survol des différentes méthodes de correction du rayonnement diffusé

Pour soustraire le rayonnement diffusé, il existe deux types de méthode : mécanique et mathématique. Une méthode mécanique consiste à utiliser un dispositif physique pour absorber le rayonnement diffusé avant qu’il n’atteigne le détecteur alors qu’une méthode mathématique consiste à appliquer des algorithmes sur une projection acquise pour soustraire le rayonnement diffusé [26].

Deux méthodes mécaniques ont été développées et appliquées dans la TDM [27, 28, 29]. La première méthode mécanique est l’utilisation d’une grille anti-diffusé et la seconde est l’ajout d’un espace rempli d’air entre le patient et le détecteur. La grille peut être stationnaire ou en mouvement. Cette méthode permet de diminuer la quantité de radiation diffusée atteignant le détecteur, elle absorbe toutefois une fraction des photons n’ayant pas diffusé, réduisant le signal utile. Cette méthode est utilisée entre autres pour les scanners CT. La seconde option est l’ajout d’un espace d’air où la radiation diffusée pourra quitter le champ de vue du détecteur. Cette méthode permet de réduire le rayonnement diffusé sans diminuer le contraste. Les dimensions d’un TDM limite cet espace d’air entre 20 et 50 cm [23]. Toutefois, pour ajouter un tel espace, il faut soit que le patient se rapproche de la source et donc la dose de radiation au patient augmente ou soit que le détecteur soit éloigné et le signal diminue selon  $1/r^2$ .

Une autre méthode à l’étude est l’utilisation de panneaux radio-opaques. Quelques groupes de recherche [30, 31] proposent d’utiliser un tel panneau sous forme de grille entre la source et le patient. Ce panneau a pour rôle de bloquer partiellement le faisceau primaire. Par conséquent, la zone du détecteur située sous le panneau ne contient que des photons diffusés. Le panneau est ajouré par des stries et 50% de l’aire du détecteur est bloquée. Le panneau se déplace dans le plan de l’acquisition, ce qui permet d’acquérir une projection complète malgré le panneau. À partir de ces données, il serait possible d’interpoler ces données sur tout le détecteur. Cette

technique a démontré de bons résultats avec une correction des nombres CT de l'ordre du 95% [30].

Les méthodes numériques de correction du rayonnement diffusé sont nombreuses telles que l'estimation par une valeur constante, la simulation Monte Carlo, la théorie de la convolution-soustraction [26] et la déconvolution par transformées de Fourier [26]. Certaines méthodes peuvent donner des valeurs négatives d'énergie déposée par les photons n'ayant pas diffusé, ce qui est en pratique impossible. Ou encore, d'autres méthodes se basent plutôt sur des calculs statistiques tels que des techniques de maximum de variance Gaussien, Bayésien ou de Poisson dans le but d'estimer la diffusion [23]. Ces techniques utilisent les projections et non le volume reconstruit pour les calculs et peuvent entraîner l'amplification du bruit [23]. L'avantage des techniques mathématiques par rapport aux méthodes mécaniques est la conservation du signal utile et le fait qu'elles ne nécessitent pas l'ajout de composantes physiques [1].

Rührnschopf et Klingensbeck ainsi que Nuyts ont analysé de nombreuses techniques de réduction du rayonnement diffusé et ils sont venus à la conclusion que la meilleure méthode est l'estimation par calculs Monte Carlo [23, 24, 32]. Cette stratégie est très efficace, mais les calculs sont longs. Une simulation complète d'une TDM nécessite souvent des heures voire des jours si un super-ordinateur n'est pas utilisé [33, 34]. Plusieurs auteurs se sont penchés sur des stratégies pour accélérer la simulation Monte Carlo. La plus intéressante en raison de sa simplicité et de son efficacité est de trouver le nombre minimal de photons et de projections en fonction d'une erreur cliniquement acceptable. Bootsma a conclu qu'une simulation d'un million de photons par projection était suffisante comparativement aux simulations d'un milliard de photons actuellement utilisées dans un contexte où on s'intéresse uniquement au rayonnement diffusé (le rayonnement primaire est simulé par traçage de rayons) pour une géométrie de Catphan. Le Catphan représenté à la figure 1.7 est un fantôme utilisé pour évaluer la performance de l'imagerie CBCT [35, 36]. Il a aussi conclu que la simulation d'une projection à toutes les 15 projections suivi d'une interpolation pour les autres projections permettrait d'obtenir un résultat très proche d'une simulation contenant uniquement des projections simulées [37, 34]. Watson a obtenu des résultats similaires avec une projection de 10 millions de photons [33]. D'autres auteurs se sont penchés sur des techniques de calcul pour accélérer la simulation Monte Carlo. Des résultats intéressants ont été obtenus avec des techniques de réduction de variance [38, 39, 40, 41].

Les simulations Monte Carlo sont toutefois limitées par plusieurs facteurs. D'abord, puisque la simulation nécessite un volume reconstruit, la première itération est effectuée avec le volume reconstruit sans correction du rayonnement diffusé et donc les densités des matériaux dans la simulation ne sont pas exactes [42]. Pour contrer ce problème, un processus itératif doit être utilisé pour corriger les densités du volume simulé. De plus, la simulation Monte Carlo a pour but de recréer le plus précisément possible la réalité. Pour obtenir des résultats les plus exacts possibles, un modèle complexe doit être implémenté pour chaque élément de la simulation. Par

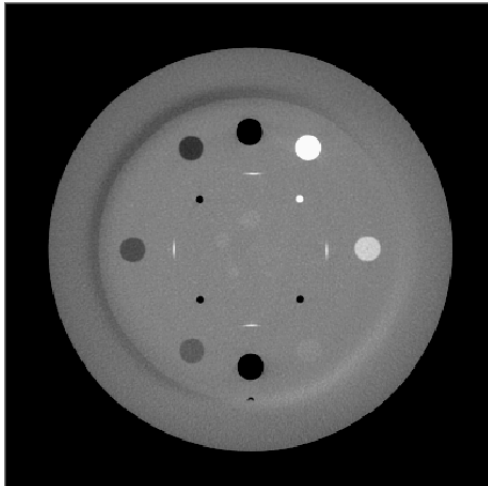


FIGURE 1.7 – Image d’une reconstruction d’un Catphan [35].

exemple, d’autres corrections doivent être ajoutées telles que le durcissement de faisceau [42]. Malgré les approximations utilisées dans les simulations, cette méthode est plus exacte que les autres [23, 24, 32].

D’autres groupes de recherche travaillent sur la même technique, soit une simulation Monte Carlo pour estimer le rayonnement diffusé. Par exemple, Rune *et al.* [22] a utilisé un logiciel similaire à Geant4. Ils ont obtenu des résultats avec une incertitude statistique de 2% seulement. Ils sont toutefois confrontés au même problème, soit le temps de simulation. Ils ont réussi à réduire par méthode statistique leur simulation à 2 heures par projection. Bien qu’il s’agisse d’une nette amélioration par rapport à leur précurseur qui avait besoin de 430 heures pour une projection, ce délai est beaucoup trop long pour une utilisation clinique [22].

# Chapitre 2

## Méthodologie

La correction du rayonnement diffusé a été implémentée avec la plateforme GPUMCD et validée avec Geant4. La première partie de ce chapitre décrit les plateformes utilisées et la physique sous-jacente. La section 2.7 décrit la structure utilisée pour l'implémentation logicielle et les stratégies utilisées pour accélérer les calculs. Les sections subséquentes décrivent les analyses effectuées.

### 2.1 Simulations Monte Carlo

La simulation Monte Carlo [43, 44] est une méthode mathématique probabiliste. Son principal objectif est d'estimer l'état d'un système macroscopique à partir d'une formulation probabiliste des propriétés microscopiques d'un système. Autrement dit, l'état d'un système complexe (production du rayonnement diffusé dans un corps humain) peut être estimé en moyennant un grand nombre d'événements indépendants (photons). Chacun de ces événements indépendants constituent généralement eux-mêmes une série de petits événements (interactions). Une telle simulation est donc utilisée pour des situations complexes dont la détermination d'une équation déterministe est trop complexe.

Par exemple, pour le rayonne du diffusé, Joseph et Spital ont essayé de déterminer des équations déterministes pour calculer le rayonnement diffusé, mais ils se sont limités au rayonnement diffusé de premier ordre (les photons ne peuvent interagir qu'une fois) [45]. Cependant, l'approximation que le photon n'interagit qu'une fois est insuffisante puisqu'il subit plutôt de l'ordre de 10 interactions dans le patient [46]. C'est en partie en raison de cette diffusion multiple que le Monte Carlo est nécessaire.

Dans le cas d'une simulation Monte Carlo d'un faisceau de particules interagissant avec la matière, le système macroscopique correspond à l'ensemble des particules simulées. Chaque particule est indépendante d'une autre. Les éléments microscopiques correspondent aux interactions avec la matière. La simulation d'une interaction se déroule en deux étapes simples.

D'abord, en connaissant la nature de la matière et les caractéristiques de la particule dont son énergie, il est possible de générer par Monte Carlo un pas pour chaque type d'interaction. Ce pas correspond à la distance que la particule va parcourir avant d'interagir. Ce pas est calculé à partir d'un modèle physique basé entre autres sur la courbe de décroissance exponentielle. L'interaction choisie correspond au plus petit pas parmi une série de pas représentant toutes les actions possibles de la particule. Les probabilités d'interaction (sections efficaces) ont été longuement étudiées et des courbes de probabilités existent. La seconde étape consiste à définir les paramètres de l'interaction comme l'angle de diffusion, l'énergie transférée ou la génération d'une nouvelle particule. La particule est suivie jusqu'aux limites géométriques de la simulation ou jusqu'à ce qu'elle soit complètement absorbée (énergie nulle) par la matière.

La simulation Monte Carlo a deux principaux désavantages, soit la production de bruit stochastique et le temps d'exécution. Elle n'est intéressante que pour des situations complexes qui ne peuvent être décrites par des équations déterministes. Une bonne utilisation du Monte Carlo consiste à modéliser les courbes de probabilités cumulées pour chaque événement indépendant par une équation analytique. Les courbes de probabilités cumulées représentent l'ensemble des événements possibles. Si une équation analytique permet de décrire cette courbe, alors on obtient directement le résultat avec un nombre aléatoire. Dans certains cas, les courbes de probabilités cumulées sont trop complexes pour être décrites par une équation. Plusieurs autres méthodes peuvent être utilisées dont la méthode d'acceptation-rejet qui est utilisée dans Geant4 et GPUMCD entre autres pour calculer l'angle de diffusion suite à une interaction Compton ou Rayleigh.

La méthode d'acceptation-rejet [47] consiste à modéliser une courbe de probabilité cumulative qui enveloppe la courbe qu'on désire d'écrire. Graphiquement, cette courbe va couvrir une surface plus grande que la courbe d'intérêt. Le but est de contraindre la génération d'événement à un espace solutions plus restreint. Un événement sera généré à partir de la courbe qui enveloppe, puis il sera comparé à une condition pour savoir s'il respecte la courbe d'intérêt. Si cette condition est acceptée, alors le résultat est conservé, sinon, il est rejeté. Cette étape sera répétée jusqu'à ce que la valeur soit retenue et respecte la condition. Plus la courbe qui enveloppe est proche de la courbe d'intérêt, davantage d'événements seront retenus.

Un des problèmes de la simulation Monte Carlo est que la génération de nombres aléatoires à partir d'un ordinateur est en réalité impossible sans utiliser des paramètres externes. C'est pour cette raison que les générateurs numériques de nombres aléatoires génèrent plutôt des nombres pseudo-aléatoires. Ces générateurs se réfèrent à des algorithmes qui initialisent une « graine aléatoire » pour créer des simulations différentes. La graine détermine la séquence de nombres pseudo-aléatoires. Une méthode couramment utilisée est de déterminer la valeur de la graine à partir du temps actuel avec une très grande précision qui joue le rôle de paramètre externe. Par conséquent deux simulations effectuées à deux moments différents n'auront pas la même génération de nombres aléatoires.



## 2.2 GPUMCD

GPUMCD est un simulateur Monte Carlo du transport des particules à travers la matière qui a été développé par Sami Hissoiny pour calculer la dose déposée dans le patient lors de la radiothérapie et dont la première version a été publiée en 2010 [3, 5]. Cette plateforme programmée en CUDA et en C++ a été créée pour pallier le problème des temps d'exécution trop longs des simulations Monte Carlo. Le temps d'exécution ne permettait pas une utilisation clinique bien que les simulations Monte Carlo représentent la meilleure estimation pour les calculs de dépôt de dose. GPUMCD utilise des processeurs graphiques (GPU) pour accélérer le temps d'exécution en utilisant le concept de parallélisation des calculs. Une seconde stratégie, l'algorithme Woodcock, permet de réduire significativement le temps de calculs à la condition qu'aucun matériau de haute densité soit simulé. Cet algorithme est expliqué dans la section 2.5. GPUMCD a par la suite été adapté et validé pour la curiethérapie [4]. Dans les années subséquentes, plusieurs adaptations ont été faites tel que l'ajout de la diffusion Rayleigh [48]. GPUMCD a donc été validé pour le dépôt de dose en radiothérapie et en curiethérapie.

Contrairement à Geant4 qui utilisent une combinaison de valeurs tabulées et de paramétrisations, GPUMCD ne calcule pas ses propres sections efficaces totales pour les interactions. Elles doivent être fournies au programme et elles sont interpolées selon le logarithme de l'énergie et le logarithme de la section efficace totale. Une fois interpolées, les sections efficaces totales de chaque matériau sont mises en mémoire dans les textures CUDA. Les textures CUDA sont optimisées pour un mode lecture seulement où qu'on peut spatialement localiser une donnée en utilisant le système de coordonnées propres à CUDA. De plus, les textures supportent les interpolations linéaires, ce qui permet d'accéder rapidement à une donnée se situant entre deux valeurs entrées [49].

Les bases de données ne contiennent pas directement les sections efficaces différentielles. Elles sont calculées à partir d'un algorithme implémentées dans GPUMCD et adapté à la simulation Monte Carlo avec la méthode d'acceptation-rejet. Autrement dit, les sections efficaces différentielles sont dérivées par Monte Carlo à partir de l'énergie et de la composition du matériau de manière à respecter les courbes de probabilités cumulatives alors que les sections efficaces totales sont obtenues directement avec les bases de données. Le chapitre 3 aborde en détails la question de sections efficaces totales et différentielles

Lors d'une simulation complète, GPUMCD initialise d'abord la géométrie. Dans ce cas-ci, il s'agit de lire un fichier contenant l'ensemble des voxels et leur densité. Un matériau est associé à chaque voxel en fonction de sa densité. Par la suite, selon les matériaux choisis, les informations relatives telles que les sections efficaces de chaque matériau sont lues et mises en mémoire. Puis, GPUMCD va traiter séquentiellement des sous-ensembles de photons. Au sein d'un même sous-ensemble, la simulation de photons est faite en parallèle. L'utilisation d'un sous-ensemble de photons permet de trouver un point optimal entre traiter simultanément

les photons pour certaines fonctions spécifiques et conserver en mémoire ces photons. Ici, un paramètre d'un million de photons est initialisé pour chaque sous-ensemble de la simulation. Un sous-ensemble d'un million de particules est donc simulé entièrement en parallèle et cette étape est répétée jusqu'à atteindre le nombre total de photons désirés. Finalement, les données sont compilées et analysées.

Un kernel sur la carte graphique correspond à une fonction telle que le transport d'un photon effectuée en parallèle par des fils d'exécution (*thread* en anglais) selon une grille prédéterminée. Cette grille définit le nombre total de fils d'exécution et combien seront exécutés en parallèle. Chaque fil d'exécution est indépendant des autres. Puisqu'une partie de la mémoire est partagée pour sommer les résultats, des balises sont programmées pour éviter qu'un fil d'exécution écrive en même temps qu'un autre.

## 2.3 Adaptation de GPUMCD pour une application en imagerie

La dernière version de GPUMCD a été utilisée pour l'application en imagerie, soit celle qui a été développée pour la curiethérapie [48]. La figure 2.1 présente l'implémentation pour l'imagerie qui est expliquée plus en détails dans la section 2.7. Le code original permet d'utiliser des sources internes et de calculer la dose déposée dans chaque voxel du patient simulé. Toutefois, la dernière version qui inclut la diffusion Rayleigh n'a été validée que pour des applications en curiethérapie. Une erreur dans l'implémentation de l'algorithme de diffusions Rayleigh qui n'avait pas d'effets significatifs en curiethérapie, en raison entre autres des courtes distances (environ 10 cm et moins) et du type de source simulée, s'est révélée avoir un effet non négligeable en imagerie médicale.

Quelques adaptations ont été faites pour une application en imagerie médicale. D'abord, une source externe conique a été implémentée incluant l'ajout d'un spectre d'énergie. De plus, un détecteur placé à l'extérieur du patient a été programmé pour produire des images d'énergie diffusée et d'énergie primaire. Finalement, la physique des photons d'énergie inférieure à 200 keV a été vérifiée pour une application en imagerie médicale. Cela correspond à la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh et l'effet photoélectrique. Les électrons ne sont pas simulés puisqu'ils sont absorbés avant d'atteindre le détecteur. Il en est de même pour les rayons caractéristiques qui ont des énergies que de quelques keV ou tout autre phénomène de désexcitation de l'atome. Dans un cas où ils atteindraient le détecteur, leur énergie est trop faible pour contribuer significativement à la dose déposée.

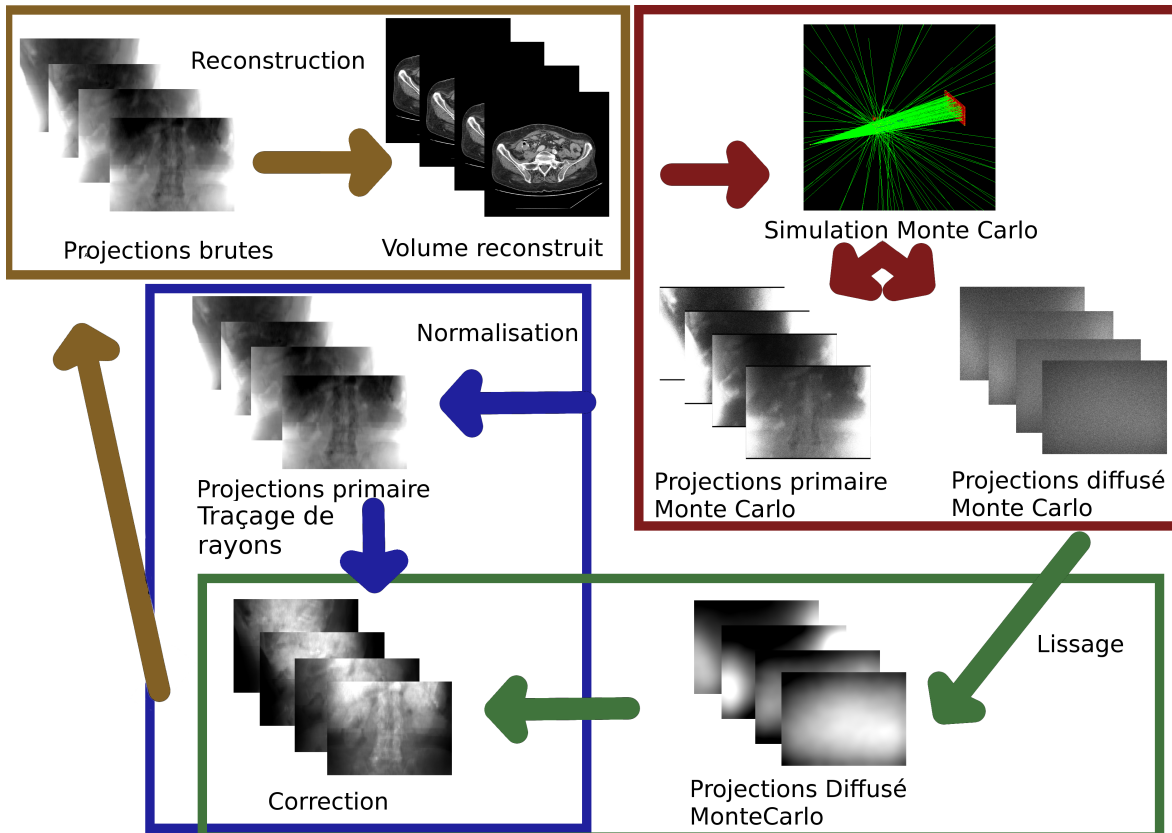


FIGURE 2.1 – Schéma de la méthodologie utilisée pour corriger le rayonnement diffusé.

## 2.4 Geant4

Geant4 [6] est une plateforme logicielle qui permet de simuler le passage de particules dans la matière. La première version de Geant4 a été rendue publique en 1998. Depuis, chaque année, des centaines de collaborateurs travaillent en continu pour améliorer ce logiciel et élargir son champ d'application. La version 10.02 a été utilisée pour cette étude. Geant4 a été validé pour des applications en physique médicale [50, 51, 52]. Quelques modèles physiques sont recommandés dont le modèle Standard électromagnétique option 3 pour des applications en imagerie. Toutefois, les modèles d'interaction et les sections efficaces de Geant4 Livermore (électromagnétique) sont un meilleur choix tels que détaillé dans les sections subséquentes.

Un programme Geant4 doit contenir quelques éléments de base : une géométrie, un modèle physique, une source et l'analyse de la simulation. Dans la géométrie, la grandeur de l'environnement simulé est définie, ainsi que tous les éléments matériels tels qu'un fantôme et un détecteur. Geant4 propose de nombreux modèles de géométrie pouvant aller de la sphère jusqu'à un fantôme anthropomorphique. Il est également possible de modifier un modèle existant ou d'en créer un nouveau. La source peut prendre plusieurs formes telles qu'un faisceau ou une source de curiethérapie. En TDM, la source est un faisceau polyénergétique collimé. Finale-

ment, Geant4 s'occupe de produire la simulation et d'effectuer tous les calculs Monte Carlo. Il faut toutefois indiquer les éléments à analyser au cours de la simulation. Par exemple, on peut s'intéresser à l'énergie déposée dans le corps humain lors d'une thérapie en radio-oncologie, alors qu'en TDM on s'intéresse à l'énergie déposée dans le détecteur.

Lors d'une simulation, Geant4 commence par créer les éléments fixes tels que le modèle physique ainsi que la géométrie. Ensuite, la simulation commence. Une simulation se subdivise en évènements. Lors d'un évènement une particule ou un groupe de particules est créé, il interagit avec le milieu et les données reliées à ce groupe de particules sont collectées. Cette opération est répétée de multiples fois. Une simulation contient des particules primaires et des particules secondaires. Les particules primaires sont celles créées par la source alors que les particules secondaires sont celles créées suite à une interaction. Par exemple, un photon peut interagir avec un atome et un électron est mis en mouvement. Le photon est une particule primaire même après l'interaction et l'électron est une particule secondaire. Cette définition est toutefois différente de celle utilisée en imagerie : un photon primaire est un photon émis par la source et qui n'a eu aucune interaction dans le volume du patient. Un photon émis par la source qui a diffusé est un photon diffusé.

Un évènement contient des « tracks » et des « steps ». Une « track » est associée à chaque particule créée. Il peut s'agir d'une « track » primaire ou d'une « track » secondaire. Un « step » correspond à une distance parcourue incluant la prochaine interaction (incluant le transport). Le transport correspond à un changement de voxel. La « track » n'est pas un historique des interactions de la particule, mais elle décrit l'état final de la particule. Elle est actualisée à la fin de chaque « step ». Lors d'une interaction, il est possible d'aller chercher l'information avant, pendant et après le « step ». Par exemple, on pourrait s'intéresser au changement d'énergie d'une particule. La méthode « pre-step » permet d'obtenir les caractéristiques de la particule avant son interaction et la méthode « post-step » s'intéresse aux caractéristiques après l'interaction. Plutôt que d'utiliser des « step », il est également possible d'utiliser un volume sensible où l'ensemble des interactions (« hits ») sont collectées. Cette seconde méthode est plus appropriée quand on s'intéresse à l'interaction en soit et alors que la méthode du « step » est plutôt utilisée pour suivre le changement d'état du photon.

## 2.5 Physique sous-jacente à GPUMCD et à Geant4

Geant4 calcule pour chaque interaction une longueur  $l$  qui représente la longueur du pas, soit la distance que le photon parcourt avant la prochaine interaction. Les longueurs sont calculées pour chaque interaction et la longueur la plus courte pour toutes les interactions est choisie, puisque physiquement cela correspond à la première interaction que la particule subit. Pour calculer cette longueur, le libre parcours moyen  $\lambda$  (longueur d'interaction) qui considère plusieurs facteurs dont l'énergie du photon, le type d'interaction et le milieu est d'abord calculé

avec

$$\lambda = \frac{1}{\rho \sum_i \frac{x_i \sigma_i}{m_i}} \quad (2.1)$$

où le milieu est défini par la densité  $\rho$ , le nombre d'isotopes  $i$ , la masse des isotopes  $m_i$ , la fraction des isotopes  $x_i$  et la section efficace  $\sigma_i$  qui est reliée à la probabilité d'interaction pour un type d'interaction spécifique. La seconde étape est de calculer le nombre de libres parcours moyens  $n_\lambda$  que le photon va parcourir par Monte Carlo. Cette étape est indépendante du matériau et de l'énergie. Sachant que les probabilités d'interactions des photons respectent une exponentielle décroissante, la courbe de probabilités cumulatives allant de 0 à 1 est dénotée par

$$P(x) = 1 - e^{-x} \quad (2.2)$$

$P(x)$  est déterminé par la génération d'un nombre aléatoire  $\eta$  et  $x$  correspond à  $-n_\lambda$ , le nombre de libres parcours moyens, soit

$$n_\lambda = -\ln \eta \quad (2.3)$$

Pour connaître la distance du pas  $l$ , il suffit de multiplier  $n_\lambda$  par  $\lambda$ . Geant4 répète ce calcul pour chaque interaction avec des nombres aléatoires différents. La longueur  $l$  la plus courte devient alors la longueur du pas. Une dernière interaction possible est le transport. Si la distance entre le point « pre-step » et une frontière géométrique est plus courte que la plus courte longueur  $l$ , alors la particule n'interagit pas : elle est transportée jusqu'à la frontière. Une frontière géométrique correspond par exemple à un changement de voxel dans le patient.

Finalement, pour une particule donnée les probabilités d'interaction calculées par Monte Carlo sont conservées jusqu'à ce que l'interaction se produise, mais son pas est recalculé après chaque interaction. Plus spécifiquement, une fois le phénomène physique choisi, la longueur du pas choisi  $\delta x$  est soustraite de  $n_\lambda$  de toutes les autres interactions tel que

$$n'_\lambda = n_\lambda - \frac{\delta x}{\lambda} \quad (2.4)$$

Ces calculs sont toutefois très lents. Pour cette raison, GPUMCD utilise plusieurs stratégies pour accélérer les calculs [3, 48]. Il utilise entre autres l'algorithme de Woodcock qui permet de réduire le nombre de pas. Dans cet algorithme le facteur limitatif n'est pas la dimension d'un voxel, mais le parcours minimal qu'un photon peut parcourir dans cette géométrie en considérant le pire cas, c'est-à-dire la section efficace totale du matériau de densité maximale.

La densité maximale correspond au matériau utilisé dans la simulation ayant la plus haute densité. Autrement dit, l'algorithme va calculer le libre parcours moyens en sommant les sections efficaces de la diffusion Rayleigh, Compton et de l'effet photoélectrique pour un voxel de densité maximale. Cela permet de réduire grandement le nombre de pas et il ne s'agit pas d'une approximation. Toutefois, l'algorithme Woodcock pourrait être plus lent dans un cas où un matériau de densité très élevée pourrait calculer un pas inférieur à la dimension du voxel. Il augmenterait donc le nombre de pas par rapport au cas où l'algorithme Woodcock n'est pas utilisé.

## 2.6 Développement mathématique de la correction calculée par rapport aux données brutes

L'objectif de ce projet est d'obtenir des projections en énergie corrigées  $E(\text{corrigée})$ , soit la correction des projections brutes  $E(\text{brute})$  en soustrayant le signal provenant du rayonnement diffusé  $E(\text{diffusée})$ .

$$E(\text{corrigée}) = E(\text{brute}) - E(\text{diffusée}) \quad (2.5)$$

Les algorithmes de reconstruction utilisés par le groupe de recherche [53] utilisent les projections données en atténuation  $\mu l$  plutôt qu'en énergie déposée. En utilisant l'équation 1.2, il est possible de convertir l'énergie déposée dans le détecteur correspondant à l'atténuation totale, soit l'atténuation linéaire  $\mu$  fois la distance parcourue  $l$  dans le milieu atténuation.

$$\frac{E}{E_0} = \exp(-\mu l) \quad (2.6)$$

Où  $E/E_0$  est le ratio d'énergie déposée par rapport à l'énergie émise par la source et  $\mu l$  correspond aux projections en atténuation. On désire également un résultat final (correction) en atténuation. En substituant l'énergie brute et corrigée par les projections en atténuation dans l'équation 2.5, on obtient l'équation 2.7

$$\exp(-\mu l_{\text{corrigée}}) = \exp(-\mu l_{\text{brute}}) - \frac{E_{\text{diffusée}}}{E_0} \quad (2.7)$$

Il n'est pas nécessaire de connaître exactement l'énergie totale  $E_0$  émise par la source réelle pour produire les données brutes. En effet, les données brutes en atténuation correspondent au ratio d'énergie détectée soit la somme du rayonnement primaire et diffusé par rapport à l'énergie émise par la source, soit

$$\exp(-\mu l_{\text{brute}}) = \frac{E_{\text{brute}}}{E_0} \quad (2.8)$$

On veut connaître l'énergie diffusé dans les données brutes. On s'intéresse alors à l'énergie relative soit le ratio d'énergie du rayonnement diffusé déposée dans le détecteur par rapport à l'énergie totale (primaire  $E_P$  et diffusée  $E_S$ ), ce qui peut être estimé par Monte Carlo  $MC$ . On obtient

$$E_{\text{diffusée}} = E_{\text{brute}} \cdot \frac{E_{S(MC)}}{E_{S(MC)} + E_{P(MC)}} \quad (2.9)$$

À partir des deux équation précédentes, on peut réécrire l'équation 2.7 telle que

$$\exp(-\mu l_{\text{corrigée}}) = \exp(-\mu l_{\text{brute}}) - \exp(-\mu l_{\text{brute}}) \cdot \frac{E_{S(MC)}}{E_{S(MC)} + E_{P(MC)}} \quad (2.10)$$

En mettant en évidence  $\exp(-\mu l_{\text{brute}})$ , on obtient 1 – ratio diffusé, ce qui correspond au ratio du rayonnement primaire  $E_{P(MC)}$  sur l'énergie totale  $E_{S(MC)} + E_{P(MC)}$ .

$$\exp(-\mu l_{\text{corrigé}}) = \exp(-\mu l_{\text{brute}}) \cdot \frac{E_{P(MC)}}{E_{S(MC)} + E_{P(MC)}} \quad (2.11)$$

En isolant les données corrigées, on obtient l'équation 2.12. La correction correspond donc au dernier terme et c'est ce résultat qu'on obtient avec le programme. Puisque le négatif a déjà été considéré, il suffit d'additionner les images résultantes du programme aux projections brutes pour les corriger.

$$\mu l_{\text{corrigé}} = \mu l_{\text{brute}} - \log \left( \frac{E_{P(MC)}}{E_{S(MC)} + E_{P(MC)}} \right) \quad (2.12)$$

## 2.7 Structure du programme

Pour calculer la correction, GPUMCD estime par simulation numérique le ratio d'énergie primaire sur l'énergie totale pour chaque projection acquise. Pour ce faire, trois ensembles de projections sont générées. Deux ensembles proviennent du simulateur Monte Carlo (primaire et diffusé) et l'un provient du traçage de rayons (primaire). Le rayonnement diffusé est également lissé avec un filtre gaussien.

La simulation Monte Carlo produit des projections bruitées (bruit stochastique). Pour pallier ce problème, des projections obtenues par traçage de rayons [7] sont utilisées pour estimer l'énergie primaire. Le traçage de rayons est une méthode déterministe qui ne produit pas de bruit stochastique. Elle est exacte peu importe le volume utilisé. Cette méthode permet de déterminer l'énergie primaire sans bruit. Toutefois, pour comparer les données du traçage de rayons par rapport à celles du rayonnement diffusé par Monte Carlo, les projections calculées par traçage de rayons sont normalisées par les projections de primaires obtenues par Monte

Carlo. Cette normalisation est la multiplication des projections calculées par traçage de rayons par un facteur pour obtenir la même énergie moyenne sur une région utile. Cette région correspond à la partie centrale du détecteur couverte par la géométrie puisque les images reconstruites sont tronquées. Le but est d'éviter les données dans l'air qui pourraient biaiser le résultat.

Quant aux projections de diffusé, elles sont lissées pour diminuer le bruit et le nombre de particules simulées. Un lissage gaussien bidimensionnel est utilisé décrit par l'équation 2.13. Le filtre gaussien joue un rôle de filtre passe-bas [54]. Le filtre ne peut être utilisé sur des projections primaires en raison de leurs détails qui sont représentés par des hautes fréquences, mais il est adapté pour le rayonnement diffusé qui correspond à une géométrie simple (voir la section 2.8 qui peut être représentée que par des basses fréquences.

$$G(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp \frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2} \quad (2.13)$$

Pour accélérer l'implémentation du filtre gaussien, pour chaque pixel donné, le lissage n'est pas calculé sur l'image entière, mais sur une surface de dimension  $2\sigma + 1$  autour du pixel à lisser. Autrement dit, lorsque la valeur du pixel est recalculée en moyennant sur les pixels voisins selon un poids respectant la distribution gaussienne, la sommation des poids dépasse 95% de la courbe gaussienne. Les poids sont normalisés pour respecter une aire sous la courbe de 1. Le  $\sigma$  optimal a été évalué à 22 pixels dans la section 4.2. Ainsi, le lissage est calculé sur une zone de 45x45 pixels plutôt que sur la projection entière dont la dimension par défaut utilisée dans ce travail est 384x384 pixels.

Une fois les ensembles de projections primaires et diffusées finaux obtenus, il est possible d'estimer la portion d'énergie diffusée sur l'énergie totale. Le schéma 2.1 représente la structure du programme.

Lors de certaines simulations (voir section 4.4), une interpolation bilinéaire avec les texture-CUDA a été faite suite à la simulation Monte Carlo pour générer un plus grand nombre de projections rapidement. L'interpolation était en 2D où l'une des dimensions représentait une ligne du détecteur et l'autre dimension correspondait à l'angle. Autrement dit, l'interpolation est faite sur le sinogramme.

La simulation Monte Carlo nécessite une étape préalable soit la reconstruction des projections brutes en un volume 3D. Puisque la première reconstruction est faite avec des projections non corrigées, la simulation Monte Carlo ainsi que le traçage de rayons calculent des résultats biaisés par les erreurs de densité dans la reconstruction. Idéalement, ce processus serait fait de manière itérative. À chaque itération, le volume reconstruit est recalculé avec les projections corrigées par l'itération précédente jusqu'à la correction et la reconstruction tendent vers un résultat.



## 2.8 Sources et fantômes utilisés dans les simulations

Deux sources et quatre fantômes ont été utilisées dans les simulations pour la validation de la physique et pour la correction. La première source est un faisceau pinceau et la seconde est un faisceau conique tel qu'illustré sur la figure 2.2. Puisque le faisceau conique a été programmé dans un référentiel cartésien, il irradie sur une base rectangulaire plutôt que circulaire avec un flux uniforme sur une surface plane. La source est monoénergétique ou polyénergétique selon le spectre de la figure 2.3. Le spectre a été généré avec le logiciel *Spectrum processor SRS-78* avec un filament de tungstène, un angle de l'anode de  $14^\circ$  et atténué avec 2,70 mm d'aluminium, [55, 56].

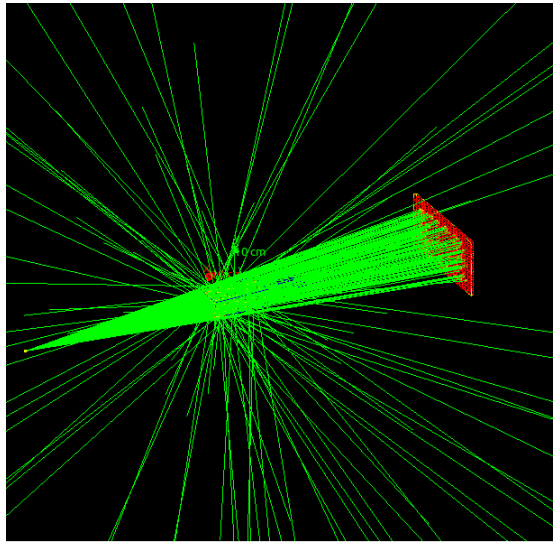


FIGURE 2.2 – Visulation d'une simulation générée par Geant4 composée d'une source, d'un cube et d'un détecteur.

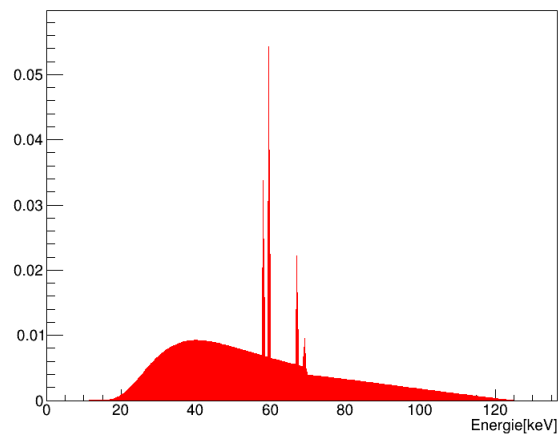


FIGURE 2.3 – Spectre normalisé par l'aire sous la courbe d'une source polyénergétique 110 kVp.

Pour l'ensemble des simulations Monte Carlo présentées dans cette section, un milliard de

photons ont été simulés sur des projections de 384x384 pixels. Pour les projections provenant du thorax clinique, les projections ont été tronquées après la simulation pour correspondre au volume simulé qui était tronqué.

Le premier fantôme est celui d'un cube d'eau de dimension de 1 cm (voir figure 2.4). Il s'agit de la géométrie la plus simple utilisée pour valider la physique.

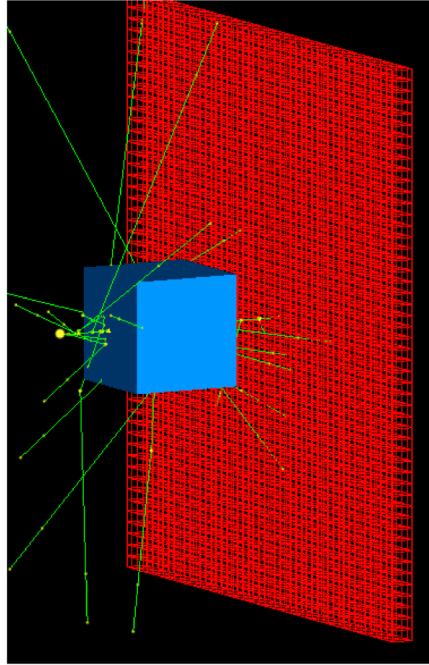


FIGURE 2.4 – Visualisation générée par Geant4 d'un simulation de géométrie simple : un cube de 1 cm, un détecteur pixélisé, un faisceau pinceau et une distance source-détecteur de 2 cm.

Les trois autres fantômes correspondent à une partie du corps humain. Une géométrie provient d'un fantôme numérique alors que les deux autres proviennent d'images cliniques d'un patient. Le fantôme numérique correspond au fantôme anthropomorphe de Geant4 (voir figure 2.5). Ce fantôme a été choisi puisqu'il s'approche d'une géométrie réelle d'un corps humain, mais il est simplifié par rapport aux géométries provenant de patients. De plus, sa composition exacte est connue. La partie du thorax a été sélectionnée. Ce fantôme n'a toutefois pas de poumons.

Des données cliniques de deux patients ont également été utilisés dans quelques simulations. Le premier correspond à une acquisition CBCT d'un thorax alors que le second patient correspond à une acquisition avec un scanneur CT d'un pelvis (voir figure 3.7). Le thorax a été reconstruit avec un algorithme itératif 4D [57]. Le pelvis a été reconstruit avec l'algorithme FDK utilisé en clinique [16].

Le thorax et le pelvis présentent tous les deux des caractéristiques importantes pour l'étude de la physique et du rayonnement diffusé. Le pelvis a un volume plus important et il est de densité moyenne plus élevée en raison de la présence des os du bassin. Il s'agit d'une des parties du

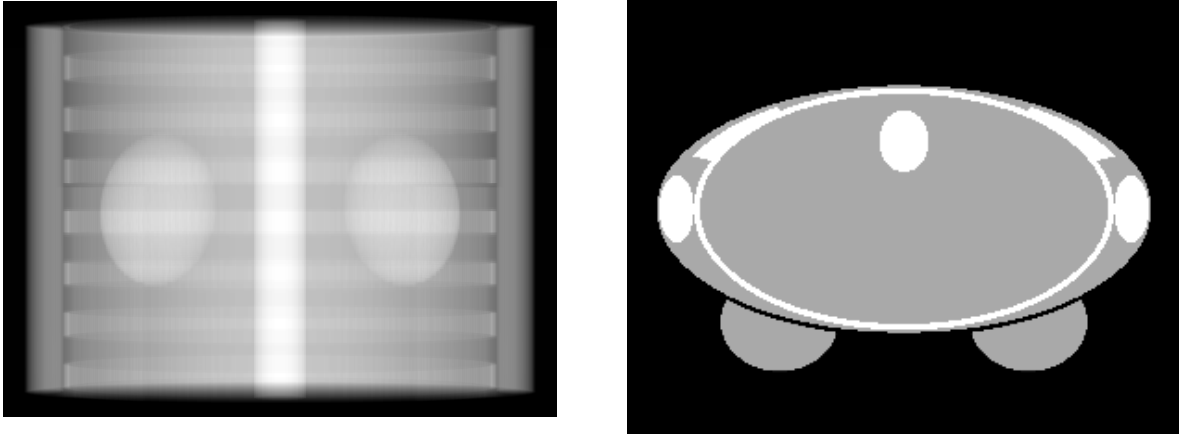


FIGURE 2.5 – Vue d’une projection (gauche) et d’une tranche (droite) du fantôme numérique utilisé dans des simulations complexes soit le thorax du fantôme anthropomorphe de Geant4. La projection a été obtenue par traçage de rayons, il s’agit donc d’image d’atténuation alors que la tranche correspond aux densités. L’image de gauche montre des seins (ovales de matière plus atténuante), ce qui est confirmé par l’image en coupe.

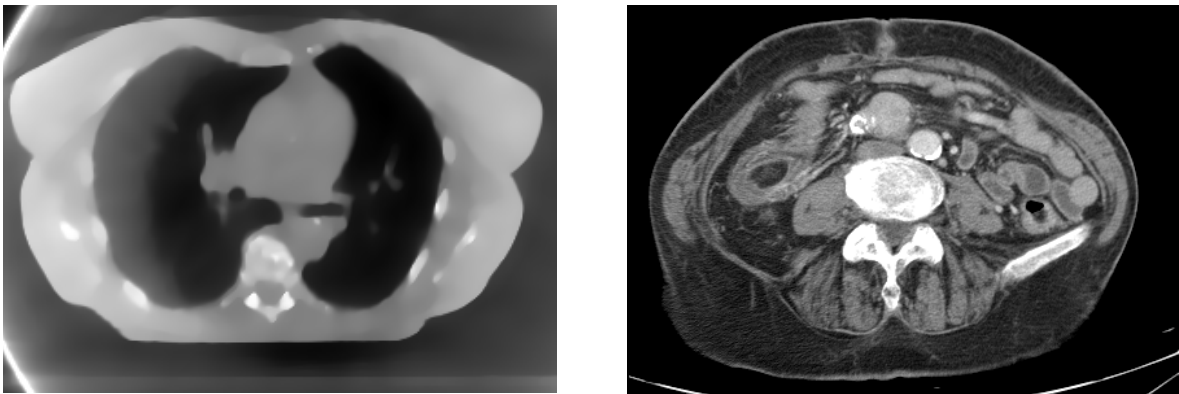


FIGURE 2.6 – Tranches de reconstructions de patients. Thorax acquis avec un CBCT (gauche) et pelvis acquis avec un scanner CT (droite). Les valeurs de gris correspondent aux densités.

corps avec la plus grande quantité de diffusion Compton générée. La diffusion Compton est la principale composante du rayonnement diffusé. Les figures 2.7 et 2.8 montrent une projection de primaire acquise par traçage de rayons et le rayonnement diffusé correspondant calculé par Monte Carlo avec un milliard de photons primaires. Ces deux ensembles d’images ont été acquis perpendiculairement.

La figure 2.7 montre une image du rayonnement diffusé typiquement représenté en imagerie médicale. Toutefois, on remarque qu’avec une acquisition en médiolatéral l’énergie diffusée déposée dans le détecteur a une forme très différente (voir 2.8). D’abord, l’atténuation en médiolatéral est plus importante qu’en antéropostérieur en raison de l’épaisseur du patient et de la nature des tissus de densité plus élevée. À une certaine hauteur, le faisceau passe à travers trois structures osseuses (colonne vertébrale et deux fois les os des hanches). Conséquemment,

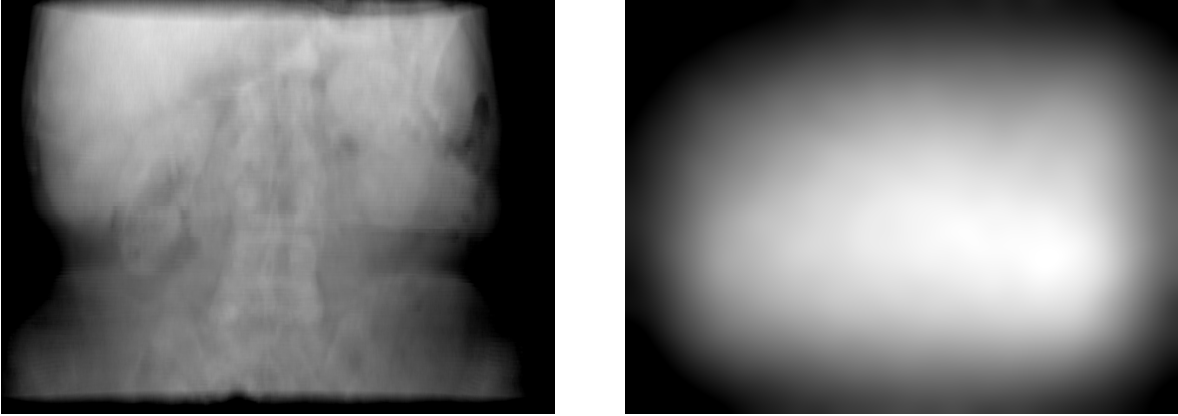


FIGURE 2.7 – Projections d’un pelvis provenant d’une simulation avec la reconstruction de données cliniques d’un scanner CT. Projection du rayonnement primaire obtenue par traçage de rayons (gauche) et du rayonnement diffusé par Monte Carlo (droite). Les deux images ont été acquises avec un faisceau antéropostérieur.

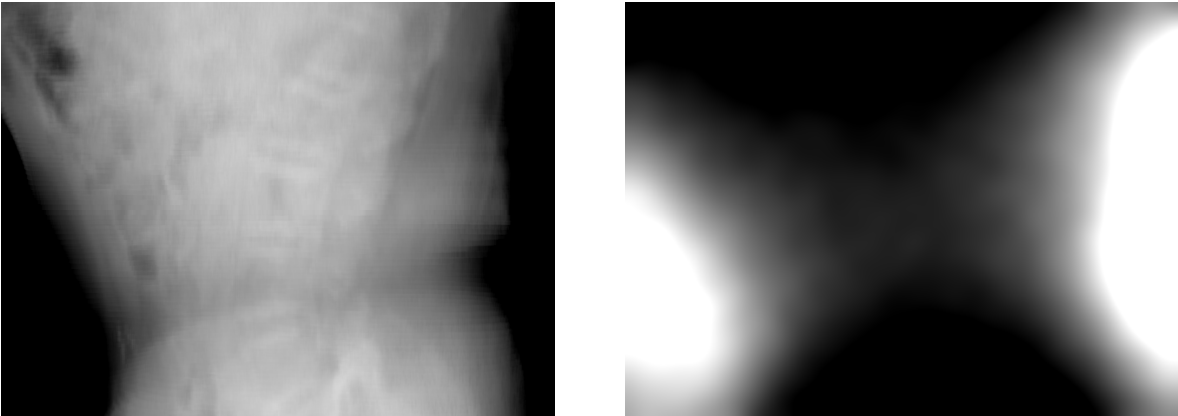


FIGURE 2.8 – Projections d’un pelvis provenant d’une simulation avec la reconstruction de données cliniques d’un scanner CT. Projection du rayonnement primaire obtenue par traçage de rayons (gauche) et du rayonnement diffusé par Monte Carlo (droite). Les deux images ont été acquises avec un faisceau médiolatéral.

la génération du rayonnement diffusé est plus élevée. Il y a une réabsorption importante de ce rayonnement au centre de la géométrie, mais le rayonnement diffusé peut en partie s’échapper par les côtés et atteindre le détecteur. Il y a moins de réabsorption sur les côtés qu’au centre. Bref, le rayonnement diffusé varie peu à de petits angles, mais entre deux projections perpendiculairement, la forme peut grandement varier. L’effet de l’angle dans une correction est étudié plus en détail dans la section 4.4. Un effet similaire est observé avec le thorax provenant d’un patient (voir figures 2.10 et 2.11).

La figure 2.9 montre le ratio d’énergie diffusée sur l’énergie primaire communément appelé SPR de l’anglais *Scatter-to-Primary Ratio*. Cette image a été générée par Monte Carlo (GPUMCD) avec un milliard de photons. Le bruit sur l’image de SPR provient principalement du primaire

généralisé par Monte Carlo puisque le rayonnement diffusé a été lissé avec un filtre gaussien ( $\sigma = 22$ ). On observe le ratio est d'environ 1 au centre de la géométrie. Autrement dit, la portion d'énergie totale détectée correspond à 50% d'énergie primaire et 50% d'énergie diffusée pour une telle acquisition. Le diffusé n'est donc pas négligeable.

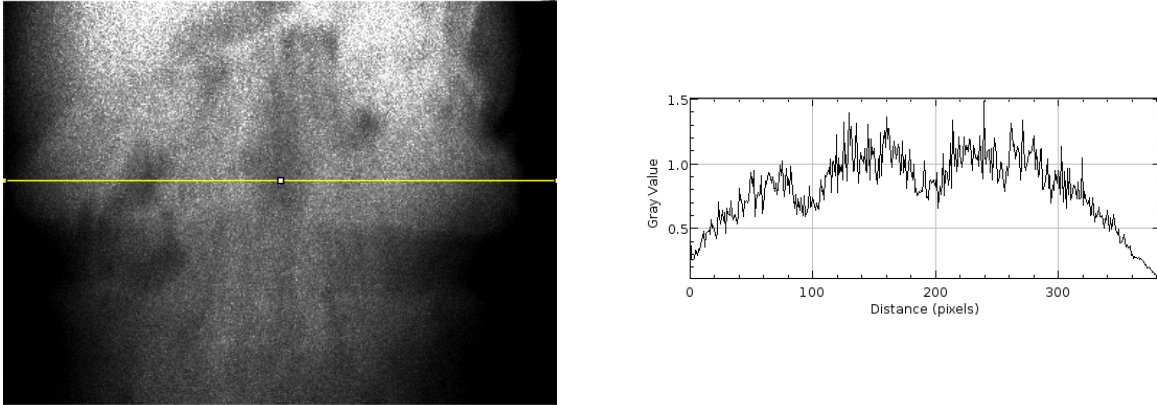


FIGURE 2.9 – Projection d'un pelvis provenant d'une simulation avec la reconstruction de données cliniques d'un scanner CT. La projection est en ratio de l'énergie diffusée sur l'énergie primaire générée par Monte Carlo (gauche) et le profil représenté par la ligne jaune (droite). L'image a été acquise avec un faisceau antéropostérieur.

Le thorax provenant de données cliniques présente un autre intérêt dans l'étude du rayonnement diffusé. D'un point de vue d'atténuation, les poumons sont deux sphères de très faible densité  $0,4 \text{ g/cm}^3$  et la cage thoracique crée une alternance entre le tissu mou d'environ  $1 \text{ g/cm}^3$  et l'os trabéculaire de plus haute densité  $1,45 \text{ g/cm}^3$ . Cette géométrie permet de vérifier la correction du rayonnement diffusé dans un volume où les variations de densité sont importantes.

Les figures 2.10 et 2.11 montrent les images du rayonnement primaire et du rayonnement diffusé acquises perpendiculairement pour le thorax. L'anisotropie du rayonnement diffusé en fonction de l'angle est encore une fois présente. À  $90^\circ$ , on peut noter l'effet des poumons et du coeur sur le rayonnement diffusé.

Finalement, le SPR a également été calculé de la même manière pour cette dernière géométrie (voir figure 2.12). Le SPR est d'environ 0,2 au niveau des os et de 0,05 au niveau des poumons. La proportion de rayonnement diffusé est donc significativement plus faible que dans le cas du pelvis. Dans ce cas-ci, le diffusé contribue entre environ 10% à 30% alors qu'il était de 50% voire plus dans le cas du pelvis.

La géométrie du cube et la géométrie du fantôme numérique sont utilisées pour valider la

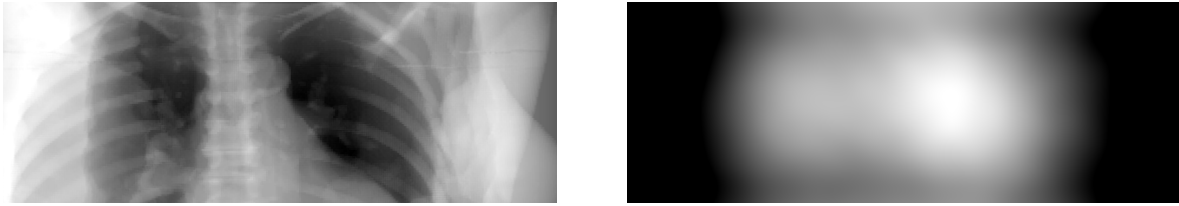


FIGURE 2.10 – Projections d’un thorax provenant d’une simulation avec la reconstruction de données cliniques d’un CBCT. Projection du rayonnement primaire obtenue par traçage de rayons (gauche) et du rayonnement diffusé par Monte Carlo (droite). Les deux images ont été acquises avec un faisceau antéropostérieur.

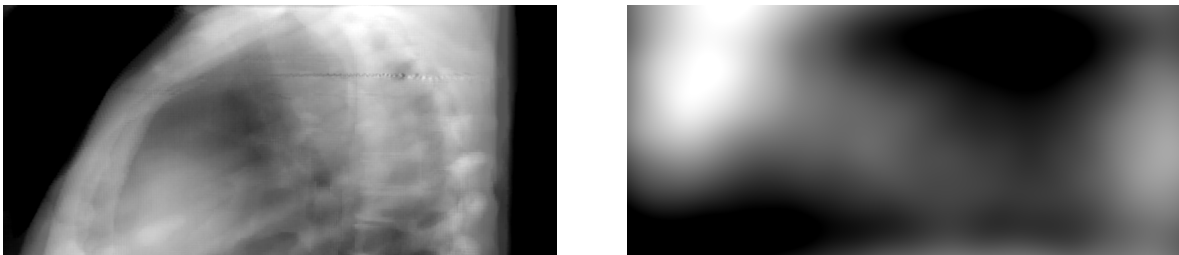


FIGURE 2.11 – Projections d’un thorax provenant d’une simulation avec la reconstruction de données cliniques d’un CBCT. Projection du rayonnement primaire obtenue par traçage de rayons (gauche) et du rayonnement diffusé par Monte Carlo (droite). Les deux images ont été acquises avec un faisceau médiolatéral.

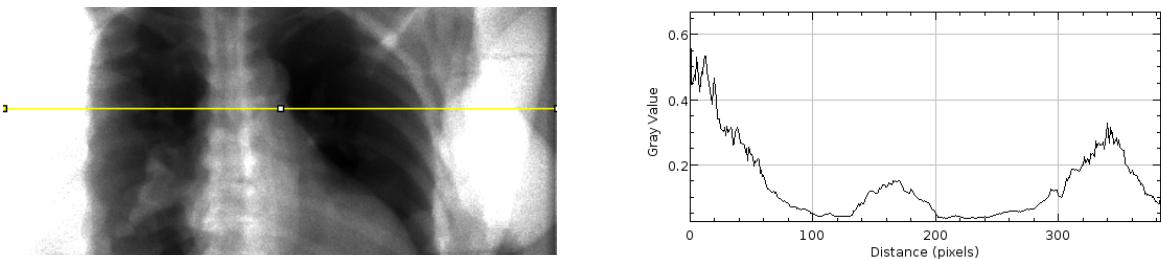


FIGURE 2.12 – Projection d’un thorax provenant d’une simulation avec la reconstruction de données cliniques d’un CBCT. La projection est en ratio de l’énergie diffusée sur l’énergie primaire générée par Monte Carlo (gauche) et le profil représenté par la ligne jaune (droite). L’image a été acquise avec un faisceau antéropostérieur.

physique. Le fantôme numérique est aussi utilisé pour évaluer la correction. Quant aux deux dernières géométries de patient, elles sont utilisées pour comparer des modèles de la physique de Geant4 et observer l'effet de différents paramètres sur le calcul du rayonnement diffusé.

## 2.9 Paramètres de simulation

Deux principaux types de simulation ont été faites : simulation avec géométrie simple et simulation avec géométrie complexe. Par défaut, une simulation avec une géométrie simple correspond au cube d'eau de 1 cm<sup>3</sup> avec un faisceau pinceau monoénergétique de 100 millions de photons de 60 keV. Le détecteur est constitué de 256x256 pixels carrés de dimension de 0,25 mm. Lorsque seule la diffusion Rayleigh est activée, les pixels de dimensions 0,05 mm en raison de l'angle de diffusion très faible. La distance entre la source et le détecteur est de 2 cm avec le cube parfaitement centré entre les 2.

Pour la simulation dite de géométrie complexe, de base, la source polyénergétique est celle décrite précédemment. Elle est simulée pour être uniforme sur une surface plane (et non sphérique) en raison du détecteur plat. Le nombre de photons varie entre 10 millions et un milliard de photons. Le détecteur est constitué de 384x384 pixels carrés de 1,0343 mm. La surface du détecteur est conservé pour les autres tailles de détecteur sauf pour le cas de 1024x768 pixels dont les pixels ont une dimension de 0,38786 mm. Le détecteur se situe à 52,5 cm et la source à 100 cm du centre du patient.

## 2.10 Incertitudes et calculs des erreurs

Les incertitudes des simulations Monte Carlo pour l'énergie déposée sont calculées avec l'équation suivante [58].

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left( \frac{\sum_{i=1}^N X_i^2}{N} - \left( \frac{\sum_{i=1}^N X_i}{N} \right)^2 \right)} \quad (2.14)$$

Dans le cas d'une simulation en nombre de coups (nombre de photons détectés), la loi de poisson est respectée. L'écart-type pour une distribution ayant une moyenne de  $N$  devient

$$\sigma = \sqrt{N} \quad (2.15)$$

Les erreurs relatives sont toujours calculés par rapport à la valeur de références telles que

$$E(\%) = 100 \times \frac{\text{valeur référence} - \text{valeur expérimentale}}{\text{valeur référence}} \quad (2.16)$$

## 2.11 Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit (RSB) a été calculé sur les projections. Pour calculer le SB, les images  $t(x, y)$  ont toutes été normalisées par rapport à la taille et au nombre de photons simulés, puis comparées à une image de référence  $r(x, y)$  d'un milliard de photons de 384x384 pixels considérée comme étant une image sans bruit. Les images ont été lissées par un filtre gaussien. D'abord, les images ont été redimensionnées à 384x384 pixels par une interpolation bilinéaire, puis chaque image a été multipliée par un scalaire pour obtenir le même signal primaire par pixel que celui de l'image de référence. Le RSB a ensuite été calculé selon l'une des équations suivantes [59]

$$SNR [-] = \frac{\sum_0^{n_x-1} \sum_0^{n_y-1} [r(x, y)]^2}{\sum_0^{n_x-1} \sum_0^{n_y-1} [r(x, y) - t(x, y)]^2} \quad (2.17)$$

$$SNR [dB] = 10 \log_{10} \left[ \frac{\sum_0^{n_x-1} \sum_0^{n_y-1} [r(x, y)]^2}{\sum_0^{n_x-1} \sum_0^{n_y-1} [r(x, y) - t(x, y)]^2} \right] \quad (2.18)$$

## 2.12 Cartes graphiques

Pour l'ensemble des simulations, une carte NVIDIA GTX 970m a été utilisée. Cette carte graphique contient 1280 CUDA cores, fréquence de 924 MHz et une interface PCI-Express 3.0. La mémoire standard est de type GDDR5 avec une largeur de bus de 192-bits [60].

La carte NVIDIA TITAN X a été utilisée pour la section 4.6 sur les temps d'exécution. Cette carte graphique a une architecture GPU de type Pascal, contenant 3584 CUDA cores, fréquence de 1417 MHz et une interface PCI-Express 16x. La mémoire standard est de 12GB et de type GDDR5x avec une largeur de bus de 384-bits et une vitesse de 10 Gbps [61].



## Chapitre 3

# Validation de la physique de GPUMCD aux énergies diagnostiques

### 3.1 Introduction

Dans un premier temps, la physique de GPUMCD a été comparée à celle de Geant4 pour valider la production d'images de rayonnement diffusé. L'objectif est d'obtenir la même génération de rayonnement diffusé pour une géométrie complexe. Deux caractéristiques ont été étudiées soit le nombre d'interactions (sections efficaces) et les algorithmes du rayonnement diffusé (Rayleigh et Compton), et ce, pour différents matériaux.

Trois interactions physiques sont possibles pour les photons à basse énergie ( $<150$  keV) : la diffusion Compton, la diffusion Rayleigh et l'effet photoélectrique. Les électrons ne sont pas simulés puisque leur parcours moyen dans l'air est de 5,6 cm et dans l'eau de 5,9  $\mu\text{m}$  où les distances sont calculées à partir de l'approximation du ralentissement continu (CSDA, *Continuous Slowing Down Approximation*) à 60 keV, l'énergie moyenne d'un faisceau de rayons X aux énergies diagnostiques (110 kVp) [62]. Puisque plus de 20 cm séparent le patient et le détecteur, les électrons sont absorbés avant d'atteindre le détecteur et ne contribuent donc pas à l'énergie détectée. L'algorithme de l'effet photoélectrique est grandement simplifié puisque les électrons et les rayons caractéristiques ne sont pas simulés.

La première étape consiste à déterminer le meilleur modèle de Geant4 et les meilleures bases de données pour les sections efficaces totales. Trois modèles ont été analysés : le modèle dit Standard, Livermore et Penelope. Quant aux bases de données de sections efficaces totales, EPDL97 [63], XCOM [64] et SANDIA [65] ont été étudiées. Par une revue littéraire, il a été possible d'identifier que le modèle Livermore et EPDL97 étaient les plus exacts [66, 67, 68, 69, 70] et que le modèle Standard était le plus proche en terme de physique de celui de GPUMCD. GPUMCD utilise la base de données XCOM. Ces deux modèles ont été retenus pour la suite. Lors de la deuxième étape, les algorithmes de diffusion Rayleigh et de diffusion

Compton ont été comparés pour les deux modèles Geant4 et celui de GPUMCD. De plus, les sections efficaces de ces deux modèles de Geant4 et de GPUMCD ont été comparées dans des simulations simples de GPUMCD. Le modèle de Monash dans Geant4 a aussi été utilisé pour étudier l'algorithme de diffusion Compton puisqu'il s'agit du modèle le plus exact dans Geant4 [2, 3].

Lors de la simulation, un photon est dit diffusé s'il a subi une des deux interactions suivantes dans le patient : la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh. Si l'interaction correspond à l'effet photoélectrique, le photon est alors considéré absorbé localement et ne contribue pas à l'image sur le détecteur. Dans ce cas la fluorescence est négligée, ce qui est une excellente approximation en absence de matériaux de numéro atomique  $Z$  élevé [62].

## 3.2 Sections efficaces totales des photons

Les bases de données contiennent les sections efficaces totales et différentielles. Toutefois, GPUMCD utilise uniquement les sections efficaces totales. Les sections efficaces différentielles sont calculées par GPUMCD. Le calcul des sections efficaces différentielles est abordé dans les sections 3.3 et 3.4. L'objectif de cette section est de déterminer la base de données la plus exacte et précise dans un contexte de simulation Monte Carlo pour l'imagerie médicale. Les énergies d'intérêt sont de 1 à 200 keV.

### 3.2.1 Bases de données

La première base de données des sections efficaces est le XCOM et a été produite par le National Institut of Standards and Technology (NIST) [64]. Les bases de données contiennent les sections efficaces pour la diffusion Compton et Rayleigh, pour l'effet photoélectrique et la production de paires pour des énergies allant de 1 keV à 100 GeV. Il est également possible de l'utiliser pour des composants et des mélanges avec l'équation 3.1 où  $\mu/\rho$  représente la section efficace et  $f$  la fraction massique [62]. L'incertitude sur les sections efficaces n'est pas bien connue, mais serait de l'ordre de 1% à 10% pour les énergies d'intérêts [68].

$$\frac{\mu}{\rho_{mix}} = \frac{\mu}{\rho_A} \cdot f_A + \frac{\mu}{\rho_B} \cdot f_B + \dots \quad (3.1)$$

La deuxième base de données est l'Evaluated Photon Data Library, version 1997 (EPDL97) développée par le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) [63]. Cette base de données contient les sections efficaces pour tous les éléments ayant un  $Z$  de 100 ou moins pour des énergies allant de 1 eV jusqu'à 100 GeV. Elle ne contient pas de données pour des mélanges ou des composants, mais elles peuvent être calculées grâce à l'équation 3.1. Selon LLNL, l'incertitude sur les sections efficaces est de 2% pour les énergies d'intérêt.

La troisième base de données est SANDIA et elle a été développée par Sandia National Laboratories en se basant sur des approximations analytiques et empiriques [65]. Elle contient les sections efficaces pour l’effet photoélectrique et pour la diffusion Compton. La diffusion Rayleigh n’y est pas tabulée. Elle tabule pour des valeurs d’énergie allant de quelques centaines de 1 keV à 1 GeV [68]. L’incertitude sur les sections efficaces n’est pas bien connue, mais elle serait de l’ordre du 10% [68].

### 3.2.2 Bases de données dans Geant4

Puisque Geant4 est utilisé comme référence pour valider GPUMCD, une comparaison a été effectuée entre les sections efficaces de GPUMCD et celles des principaux modèles de Geant4. Trois modèles ont été retenus qui correspondent aux modèles permettant de faire des simulations à basse énergie. La table 3.1 résume la provenance des sections efficaces totales pour la diffusion Rayleigh, Compton et l’effet photoélectrique. GPUMCD utilise les données provenant du XCOM pour les trois interactions [48].

TABLE 3.1 – Bases de données des sections efficaces utilisées par les trois modèles Geant4 (Standard, Penelope et Livermore) et par GPUMCD pour les interactions de diffusion Rayleigh, Compton et de l’effet photoélectrique pour des énergies inférieures à 200 keV. La paramétrisation est une équation analytique qui se base à la fois sur une modèle physique et empirique [68].

Modèles	Compton	Rayleigh	Photoélectrique
G4 Standard	Paramétrisation	EPDL97	SANDIA
G4 Penelope	Paramétrisation	Paramétrisation	EPDL89
G4 Livermore	EPDL97	EPDL97	EPDL97
GPUMCD	XCOM	XCOM	XCOM

Geant4 Penelope utilise également la formule de Klein-Nishina, mais seulement pour des énergies supérieures à 5 MeV. En deçà de cette énergie, ce modèle utilise une paramétrisation plus exacte qui considèrerait les énergies de liaison atomique ainsi que l’élargissement de Doppler [2]. Avant 2010, le modèle Penelope dans Geant4 utilisait une intégration numérique d’une paramétrisation analytique qui ne considère pas les facteurs de forme et les fonctions de diffusion anormale [68]. Depuis 2010, les facteurs de forme sont pris en compte dans la paramétrisation [2]. L’effet photoélectrique utilise une paramétrisation basée sur les coefficients EPDL89 [2].

### 3.2.3 Revue littéraire sur les bases de données et les modèles Geant4

Cette section est une revue littéraire des sections efficaces totales et différentielles provenant des modèles Geant4 et des bases de données.

## Diffusion Rayleigh

Pour le calcul des sections efficaces de la diffusion Rayleigh, XCOM utilise des facteurs de forme relativistes de Hubbell [71], calculés à partir de la formule de Thomson et des fonctions de diffusion de Hartree-Fock. EPDL calcule les sections efficaces à partir de la diffusion Thomson, des facteurs de forme non relativistes ainsi que les facteurs anomaux de diffusion calculés par Cullen [72] à partir de la dispersion relativiste [73]. Pour un  $Z$  supérieur ou égal à 7, EPDL97 utilise les mêmes facteurs, mais non-relativistes [74, 75]. En théorie, les facteurs relativistes sont un meilleur choix, mais en comparant avec de multiples expériences, Hubbell a conclu qu'en pratique le choix non-relativiste est plus approprié [66, 67]. Bref, Hubbell recommande les facteurs de forme non-relativistes pour des calculs de transport de photons en se basant sur des données expérimentales et donc qu'EPDL97 est plus exact. Idéalement, Hubbell recommande aussi d'utiliser la méthode la matrice  $S$  (*scattering matrix*) relativiste de second d'ordre [15, 76]. La matrice  $S$  permet de passer d'un état non diffusé à un état diffusé en se basant sur un modèle théorique plus précis que les autres modèles et qui utilise moins d'approximations.

Batič [69] est venu aux mêmes conclusions qu'Hubbell. Il a d'abord validé que la méthode de matrice  $S$  était la meilleure,  $77\pm 6\%$  de réussite dans un test statistique en considérant les sections efficaces différentielles et presque  $100\%$  de taux de réussite pour les sections efficaces totales en comparant les données expérimentales est un  $p < 0,01$ . En comparaison, Penelope et EPDL97 obtiennent un taux de réussite de  $38\pm 6\%$  pour les sections efficaces différentielles et  $97\%$  de réussite pour les sections efficaces totales (EPDL97) comparées à la matrice  $S$ . Le NIST diverge d'un facteur 1,1 à 5,2 écart-types avec les mesures de sections efficaces totales et a un taux de réussite de seulement  $28 \pm 5\%$  avec la matrice  $S$ . EPDL97 est donc recommandé également par Batič et, dans un cas idéal, la matrice  $S$  serait utilisée.

## Diffusion Compton

Le XCOM et EPDL calculent les sections efficaces pour la diffusion Compton à partir de la formule de Klein-Nishina et des fonctions de diffusion non-relativistes de Hartree-Fock [74, 15]. Le calcul des sections efficaces de SANDIA utilise également la formule de Klein-Nishina, mais des approximations sont utilisées pour simplifier les calculs, selon si les énergies sont inférieures ou supérieures à 10 MeV [65].

Selon le traitement mathématique très similaire décrit par le NIST et le LLNL, les deux bases de données respectives devraient permettre d'obtenir des résultats similaires. Selon Cirrone [68], les différentes bases de données et de modèles sont en accord statistiquement sauf Geant4 Penelope pour certains matériaux à basse énergie. Weidenspointner [70] a comparé les sections efficaces de la diffusion Compton provenant des trois modèles Geant4 nommés précédemment (Livermore, Penelope et Standard). Il a conclu qu'en comparant avec les données expérimentales que Livermore et Penelope permettent d'obtenir une bonne correspondance avec un taux d'efficacité de  $0,82\pm 0,02$ . Quant au modèle Klein-Nishina (Geant4 Standard),

le taux de réussite était plutôt de  $0,54 \pm 0,03$  ce qui est significativement plus faible que les autres. En observant les sections efficaces différentielles pour différentes énergies et pour différents éléments, la divergence avec les données expérimentales est également significative.

En somme, les bases XCOM et EPDL97 permettent d'obtenir des résultats similaires alors que les modèles de Geant4 Standard et Geant4 Penelope divergent, et ce, principalement à faible énergie. Le modèle Geant4 Standard a le taux de réussite le plus faible pour les différentes interactions et conditions. Les modèles Livermore et Penelope ne sont pas significativement différents et sont ceux qui donnent le meilleur taux de réussite. Aucune de ces trois bases de données (EPDL97, SANDIA e XCOM) ne considère les liaisons atomiques puisque les liaisons atomiques affectent seulement les sections efficaces différentielles. Elles ont prises en compte par les modèles de Geant4 dans le calcul des sections efficaces différentielles décrit dans les sections subséquentes [2].

### Effet photoélectrique

Finalement, les sections efficaces de l'effet photoélectrique calculées par le XCOM ont été obtenus par Scofield qui a fait un calcul de décalage de phase pour un potentiel central et le modèle atomique de Hartree-Slater [77]. Quant au EPDL, c'est plutôt les calculs de Kissel qui sont utilisés, mais ces calculs sont basés sur les sections efficaces de Scofield [77] pour les énergies près des énergies des couches atomiques. Loin de ces énergies, les sections efficaces de Hubbell sont utilisées [78, 77, 79]. SANDIA calcule les sections efficaces pour l'effet photoélectrique en se basant sur un modèle de la force réciproque de l'énergie du photon composé de quatre coefficients d'abord estimés théoriquement pour chaque élément. Puis, ces coefficients sont ajustés avec un lissage basé sur des courbes expérimentales des sections efficaces totales à haute énergie [65].

Les meilleures avancées pour l'effet photoélectrique proviennent des calculs de Scofield [67]. Également, Chantler propose une nouvelle méthode prometteuse [80] qui n'a pas encore été pleinement intégrée aux bases de données [67, 15]. Les trois bases de données sont en désaccord statistiquement autour des énergies des couches atomiques [68]. Malgré toutes les recherches effectuées, les sections efficaces sont encore peu précises (10% à 20% d'incertitudes) autour des énergies des couches atomiques et il faudrait poursuivre les recherches [15].

#### 3.2.4 Comparaison de GPUMCD avec les modèles Geant4

La première étape est de valider la correspondance entre la section efficace totale  $\sigma$  et le nombre d'interactions  $N$  pour une simulation GPUMCD dans le but de vérifier que d'un point de vue programmation que GPUMCD traite correctement les sections efficaces. En supposant que le ratio  $\sigma/N$  pour une simulation Geant4 avec les sections efficaces de Geant4 Livermore est bon, le même ratio pour chaque modèle est comparé à Livermore. Une valeur de 1 signifie que la correspondance est respectée. La géométrie simulée est très simple : une source pinceau

monoénergétique de 60 keV d'un milliard de photons primaires, un cube de 1 cm fait d'eau, d'os ou d'air et une distance source-détecteur de 2 cm. La figure 2.4 montre une image de cette simulation effectuée sur Geant4. Le détecteur ne fut pas utilisé pour acquérir des données puisque seul le nombre d'interactions dans le cube fut analysé. La table 3.2.4 présente les résultats obtenus.

TABLE 3.2 – Ratio  $\frac{\sigma/N}{\sigma/N}$  où le numérateur correspond au modèle étudié et le dénominateur correspond au modèle Geant4 Livermore pour un cube d'os, d'eau et d'air.

	<b>Photoélectrique</b>	<b>Rayleigh</b>	<b>Compton</b>
	$\frac{\sigma/N}{\sigma/N}$	$\frac{\sigma/N}{\sigma/N}$	$\frac{\sigma/N}{\sigma/N}$
<b>Air</b>			
GPUMCD	0,9996±0,0005	1,0000±0,0005	1,0000±0,0002
G4 (stand.)	0,9997±0,0005	1,0003±0,0006	1,0000±0,0002
G4 (Penel.)	0,9999±0,0005	1,0006±0,0006	0,9999±0,0002
<b>Eau</b>			
GPUMCD	1,000±0,001	1,000±0,001	1,000±0,006
G4 (stand.)	0,9998±0,0006	0,9997±0,0006	0,9997±0,0002
G4 (Penel.)	0,9997±0,0006	0,9998±0,0006	1,0001±0,0002
<b>Os</b>			
GPUMCD	1,0091±0,0002	1,0000±0,0006	1,0001±0,0004
G4 (stand.)	0,9998±0,0002	0,9998±0,0003	1,0004±0,0001
G4 (Penel.)	1,0000±0,0002	0,9996±0,0003	1,0002±0,0001

La table 3.2.4 montre qu'il y a effectivement une excellente correspondance entre les sections efficaces et le nombre d'interactions. Les quelques différences qui peuvent être notées sont bien en deçà de l'incertitude lors d'une simulation Monte Carlo complexe qui peut être de l'ordre du 10%. On peut donc en conclure qu'en validant seulement les sections efficaces totales, que le nombre d'interactions sera aussi validé.

Lors de la comparaison des sections efficaces, une différence de la composition atomique a été notée entre l'os ICRU selon le rapport 46 [81] et de l'os défini dans GPUMCD qui devait correspondre également du rapport 46 de l'IRCU selon la documentation disponible [48]. La table 3.3 présente ces différences.

Cette différence de composition a causé une erreur non négligeable de l'ordre de 8% pour des énergies supérieures à 50 keV sur les sections efficaces. La figure 3.1 présente l'ensemble des sections efficaces pour les trois interactions et les trois matériaux. Pour l'os, une courbe des sections efficaces du XCOM a été ajoutée avec la composition atomique corrigée.

Les sections efficaces de Geant4 Standard sont les plus divergentes de toutes les bases de données surtout pour l'effet photoélectrique qui semble avoir un changement dans le modèle mathématique à 100 keV. Puisque Geant4 Standard utilise Geant4 Livermore pour la diffusion

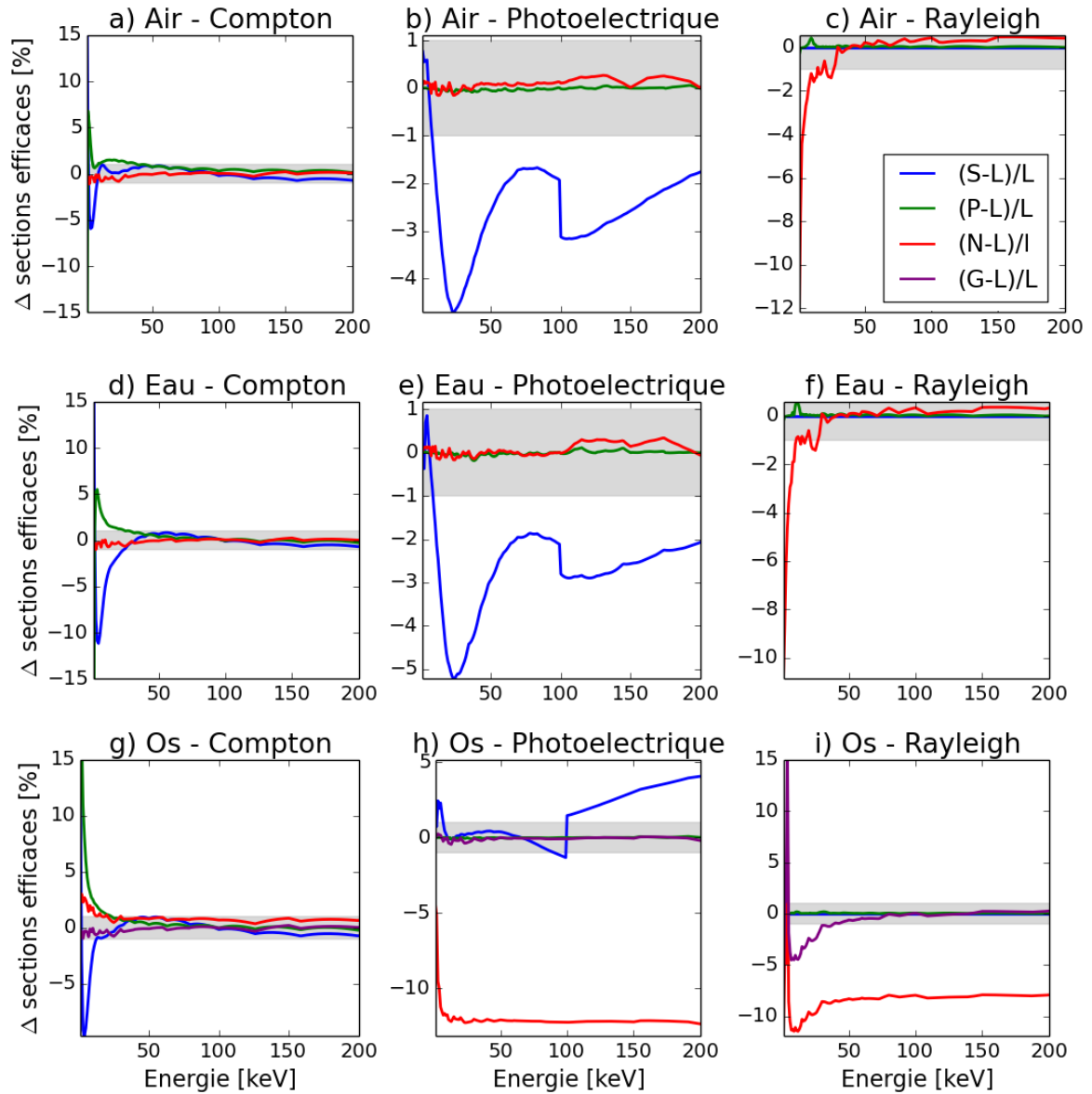


FIGURE 3.1 – Courbes d’erreur relative par rapport à Geant4 Livermore (L) des sections efficaces totales de Geant4 Standard (S, bleue), Geant4 Penelope (P, vert), NIST (N, rouge) et NIST avec la composition atomique corrigée de l’os (G, mauve) normalisées. La bande grise représente l’intervalle de  $\pm 1\%$ . G4\_BONE\_COMPACT\_ICRU a été utilisé dans les simulation avec Geant4. (a) Diffusion Compton dans l’air. (b) Effet photoélectrique dans l’air. (c) Diffusion Rayleigh dans l’air. (d) Diffusion Compton dans l’eau. (e) Effet photoélectrique dans l’eau. (f) Diffusion Rayleigh dans l’eau. (g) Diffusion Compton dans l’os. (h) Effet photoélectrique dans l’os. (i) Diffusion Rayleigh dans l’os.

TABLE 3.3 – Comparaison de la composition atomique de l’os dans GPUMCD et de l’os selon l’ICRU (décembre 2016) en fraction massique.

	Compact Bone ICRU [%]	Compact Bone GPUMCD [%]
H	6,4	7,0
C	27,8	34,5
N	2,7	2,8
O	41,0	36,8
Mg	0,2	0,1
P	7,0	5,5
S	0,2	0,2
Cl	0,0	0,1
Ca	14,7	12,9

Rayleigh, les résultats sont effectivement identiques. La littérature ne recommande pas Geant4 Standard [68]. Cette base de données est donc éliminée pour la correction de la diffusion dans les images CBCT.

Les sections efficaces de Geant4 Penelope sont très similaires à Geant4 Livermore. Pour la diffusion Rayleigh, les résultats obtenus sont effectivement similaires puisque les deux utilisent EPDL, soit EPDL97 pour Geant4 Livermore et EPDL89 pour Geant4 Penelope. Des différences de l’ordre du 5% à 10% sont notées à basse énergie (<10 keV) pour la diffusion Compton. Quant à l’effet photoélectrique, malgré la différence dans le calcul des sections efficaces, les résultats sont dans les incertitudes statistiques, voire presque identiques.

Finalement, le XCOM permet d’obtenir des résultats très similaires à Geant4 Livermore pour l’air et l’eau. Seules quelques différences de l’ordre du 2 % à 5% ont été notées pour la diffusion Rayleigh à basse énergie (<10 keV). La différence de composition de l’os améliore grandement les résultats qui étaient de l’ordre de 10% de différence avec les autres bases de données. Cette erreur chute pour l’effet photoélectrique à moins de 1% et à 5% pour la diffusion Rayleigh. Selon Batič[69], EPDL97 serait plus exact que XCOM.

### 3.2.5 Conclusion

Les sections efficaces définies dans les différentes bases de données contiennent encore aujourd’hui des marges d’erreur non négligeables de l’ordre de 5%. Quatre ensembles de sections efficaces ont été comparées : Geant4 Livermore (EPDL97), Geant4 Standard, Geant4 Penelope et XCOM.

Selon la littérature [66, 67, 68, 69, 70], les sections efficaces d’EPDL97 (Livermore) sont les plus exactes lorsqu’elles sont comparées aux données expérimentales. Les sections efficaces du modèle Standard de Geant4 sont le moins exactes. Celles de Geant4 Penelope et du XCOM sont



très similaires à Geant4 Livermore sauf pour des faibles énergies ( $<10$  keV) où quelques différences ont été notées. En considérant l'incertitude statistique, EPDL97 et le XCOM pourrait être utilisées. La composition de l'os dans GPUMCD ne correspond pas à la documentation.

Pour la correction d'image CBCT, les sections efficaces de Geant4 Livermore sont utilisées en raison de la littérature scientifique. L'utilisation des sections efficaces du XCOM entraîneraient peu de différence par rapport à celles de Geant4 Livermore.

### 3.3 Algorithmes de la diffusion Compton

La diffusion Compton correspond à la principale interaction des photons dans l'eau pour des énergies d'imagerie médicale et à la principale composante de rayonnement diffusé collecté sur le détecteur. Cette section a pour objectif de survoler les différentes théories et les différents modèles disponibles pour calculer les sections efficaces partielles qui sont calculées par Monte Carlo dans Geant4 et de les comparer aux résultats obtenus avec GPUMCD. Les algorithmes utilisés pour calculer les sections efficaces différentielles dans Geant4 sont plus complexes que ceux des bases données.

#### 3.3.1 Algorithmes de la diffusion Compton

Les algorithmes pour calculer les sections efficaces partielles de la diffusion Compton se séparent en trois groupes. Le premier correspond au calcul de la section efficace différentielle basée sur la simple différentiation en fonction de l'angle solide. Il s'agit de la formule de Klein-Nishina. Dans le second groupe, les algorithmes utilisent les modèles de la double différentiation qui considèrent aussi l'énergie de liaison de l'électron dans le calcul de la section efficace différentielle. Les algorithmes de diffusion utilisés en Monte Carlo dérivent généralement du modèle de Ribberfors sur l'approximation de l'impulsion. Le troisième groupe contient les modèles basés sur la triple différentiation qui considèrent également la direction de l'électron, ce qui permet d'éviter de contraindre la direction de l'électron dans le plan défini par le photon incident et le photon diffusé [82].

La principale méthode utilisée dans les simulateurs Monte Carlo consiste à dériver l'énergie du photon et sa direction avec l'équation de Klein-Nishina en considérant l'électron libre, puis la direction et l'énergie de l'électron sont calculées en considérant une couche atomique spécifique déterminée par la génération d'un nombre aléatoire. Si l'énergie de l'électron est supérieure à l'énergie de liaison, le calcul du photon diffusé est retenu, sinon un nouveau calcul est fait.

#### Équations mathématiques et corrections dans Geant4

Le modèle de Klein-Nishina [83] décrit par l'équation 3.2 correspond au modèle physique utilisé dans Geant4 (Standard et Livermore) et dans GPUMCD [2, 3]. Ce modèle considère un photon d'énergie initiale de  $E_0$  qui interagit avec un électron libre de masse  $m_e$  et de rayon  $r_e$ .

Puisque l'électron est considéré libre, l'énergie de liaison de l'électron n'est pas considérée dans ce modèle et l'énergie cinétique de l'électron diffusé correspond à la perte d'énergie du photon ( $E_1 - E_0$ ) lors de l'interaction. Cette approximation est valable seulement si l'énergie de recul de l'électron est beaucoup plus grande que l'énergie de liaison. Une correction considérant l'énergie de liaison de l'électron affecte les images produites par rayonnement diffusé pour des photons de 300 keV et moins dans de l'eau.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_0} Z \left[ \frac{1}{\varepsilon} + \varepsilon \right] \left[ 1 - \frac{\varepsilon \sin^2 \theta}{1 + \varepsilon^2} \right] \quad (3.2)$$

où  $\varepsilon = E_1/E_0$ . La correction de l'effet de couche atomique consiste à aussi considérer l'énergie de liaison  $E_b$ . L'énergie de liaison est calculée en estimant la probabilité d'interaction avec chaque couche électronique d'un matériau donné et par Monte Carlo la couche avec laquelle l'électron interagit est choisie. L'énergie cinétique  $T_{corr}$  de l'électron diffusé est calculée à partir de la distribution énergétique de l'équation 3.3.

$$F(T) = \exp(-T_{corr}/E_b)/E_b \quad (3.3)$$

L'énergie cinétique  $T_{corr}$  doit respecter la condition suivante  $T_{corr} + E_b \leq E_{KN}$  où  $E_{KN}$  est l'énergie transférée du photon à l'électron. S'il y a un rejet, toutes les étapes sont répétées incluant l'échantillonnage sur la section efficace différentielle. Cette correction affecte significativement une image. Par exemple, on observe que pour une simulation avec un faisceau de 60 keV qui interagit avec un voxel d'eau, qu'un angle de diffusion de  $0^\circ$  est peu probable (voir figure 3.2).

### 3.3.2 Modélisation dans Geant4

Cinq modèles de la diffusion Compton dans Geant4 ont été analysés. Deux proviennent de la physique Standard, un de la physique de Livermore, un de la physique de Penelope et le dernier a été développé par l'Université Monash. Geant4 Standard offre deux modèles pour calculer les sections efficaces différentielles (les deux utilisent la même base de données pour les sections efficaces totales). L'Université de Monash utilise la base de données de Geant4 Livermore pour ses sections efficaces totales [82, 2].

Le premier modèle de Geant4 Standard correspond à une simple implémentation de la méthode Monte Carlo de composition et rejet pour l'échantillonnage de l'équation de Klein-Nishina. Il s'agit du modèle G4KleinNishinaCompton. Ce modèle correspond à l'implémentation de GPUMCD. Le second modèle, G4KleinNishinaModel, applique la correction de l'électron libre grâce à l'implémentation d'une seconde boucle *while* qui vérifie si l'énergie de l'électron émis est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron.

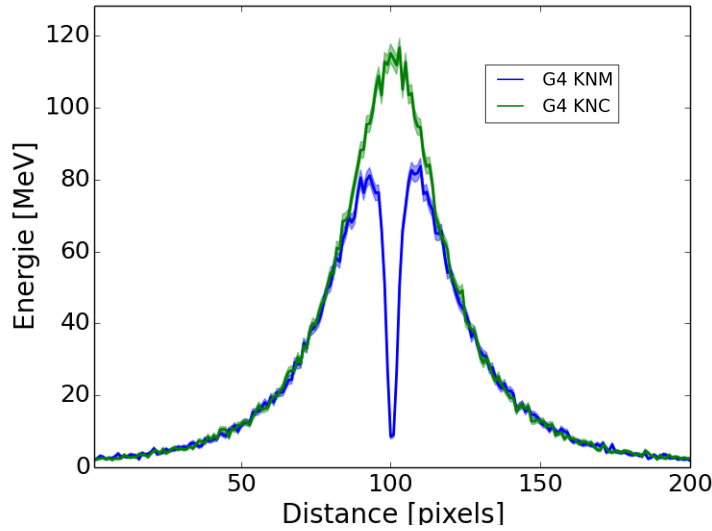


FIGURE 3.2 – Profils en énergie du rayonnement diffusé sur le détecteur d’une simulation d’un faisceau pinceau de 60 keV sur un voxel d’eau. Les modèles G4KleinNishinaModel et G4KleinNishinaCompton ont été utilisés. L’écart-type est représenté par l’enveloppe en transparence autour de la ligne.

Le modèle G4LivermoreComptonModel utilise le même processus que Geant4 Standard, mais il prend aussi en considération la fonction de diffusion et les facteurs de forme atomique de Hubbell après le calcul de la section efficace différentielle. En raison de ce calcul supplémentaire, à basse énergie, les sections efficaces différentielles divergent [2], ce qui a aussi été relevé dans la comparaison des bases données dans la section 3.2.1. Cela n’a toutefois pas d’impact sur la production d’image par Monte Carlo pour des énergies radio-diagnostiques comme il le sera démontré dans la section 3.6. Les différences d’un modèle à l’autre sont à l’intérieur de l’incertitude statistique.

Geant4 Penelope, dans son modèle G4PenelopeComptonModel, utilise plutôt une équation dérivée du modèle de l’impulsion atomique relativiste [84]. Une correction est ajoutée pour considérer l’élargissement Doppler et les effets de liaison [85].

Le dernier modèle est G4LowEPCComptonModel qui calcule la section efficace par triple différentiation. Ce modèle a été développé par l’Université Monash et correspond à une adaptation du modèle de Ribberfors [86] pour permettre une modélisation de l’électron émis dans un espace tridimensionnel qui n’est plus contraint par le plan défini par le photon incident et le photon diffusé [82, 2].

Selon Weidenspointner [70], le modèle de Geant4 Standard sans correction montre des différences avec les autres modèles pour les sections efficaces différentielles surtout pour des angles de diffusion près de  $0^\circ$  tel qu’il a été noté dans la section précédente. Toutefois, de nombreuses

variantes sont notées dans le calcul de l'électron émis en termes d'énergie transférée, mais surtout dans le calcul de sa direction.

Les deux meilleurs modèles avant la version 10.2 de Geant4 sont G4LivermoreComptonModel et G4PenelopeComptonModel qui sont des modèles de double différentiation [82]. Depuis la version 10.2 de Geant4, le modèle G4LowEPCComptonModel de l'Université Monash a été ajouté et est devenu le meilleur modèle [87]. La principale différence du modèle théorique entre les modèles précédents (Livermore et Penelope) avec ce lui de l'Université de Monash est que ce dernier modèle est moins contraignant dans le calcul de la direction de l'électron et correspond à un modèle de triple différentiation [82, 87].

La figure 3.3 présente les profils de diffusion pour une géométrie simple d'un cube d'eau (voir figure 2.4) pour l'ensemble des modèles Geant4 énumérés ainsi que pour l'algorithme de GPUMCD. Lors de la simulation seule la diffusion Compton était activée. La figure 3.4 et 3.5 montrent la distribution énergétique correspondant à l'énergie transférée par le photon et la distribution angulaire respectivement pour l'ensemble des interactions ayant lieu dans le cube d'eau de la simulation correspondante.

Autre que la variabilité provenant de la correction de l'énergie de liaison, peu de différences sont notées. En effet, pour les quatre modèles de Geant4 qui corrigent pour l'énergie de liaison, les distributions angulaires et énergétiques sont très proches. De petites différences sont notées entre 10 et 12 keV, mais ces différences n'entraînent pas de différences significatives sur les profils d'énergie diffusée.

La correction a toutefois un effet important sur la géométrie d'un simple cube d'eau. Puisque la diffusion à un angle de  $0^\circ$  est presque impossible, cela entraîne une modification significative du profil de diffusé et légère augmentation du rétrodiffusé. Cet effet est davantage analysé dans la section suivante pour des géométries complexes.

Les temps de simulation pour les cinq modèles Geant4 et pour GPUMCD ont été comparés (voir table 3.4). Pour quatre des cinq modèles de Geant4, la différence par rapport à la simulation de Geant4 Livermore est inférieure à 1%. Seule la simulation avec Geant4 Standard non corrigée (Klein-Nishina Compton) est plus rapide. Toutefois, la différence est de seulement 3% par rapport à Geant4 Livermore et de 2% par rapport à Geant4 Standard corrigé (Klein-Nishina Model). Bien que l'ajout de la correction est peu performante algorithmiquement, le temps de simulation est peu affecté dans un cas de simulation avec une géométrie simple soit un faisceau pinceau monoénergétique de  $10^8$  photons sur un cube d'eau de  $1 \text{ cm}^3$  puisque le rejet causé par une énergie plus faible que l'énergie de liaison de l'électron est rare.

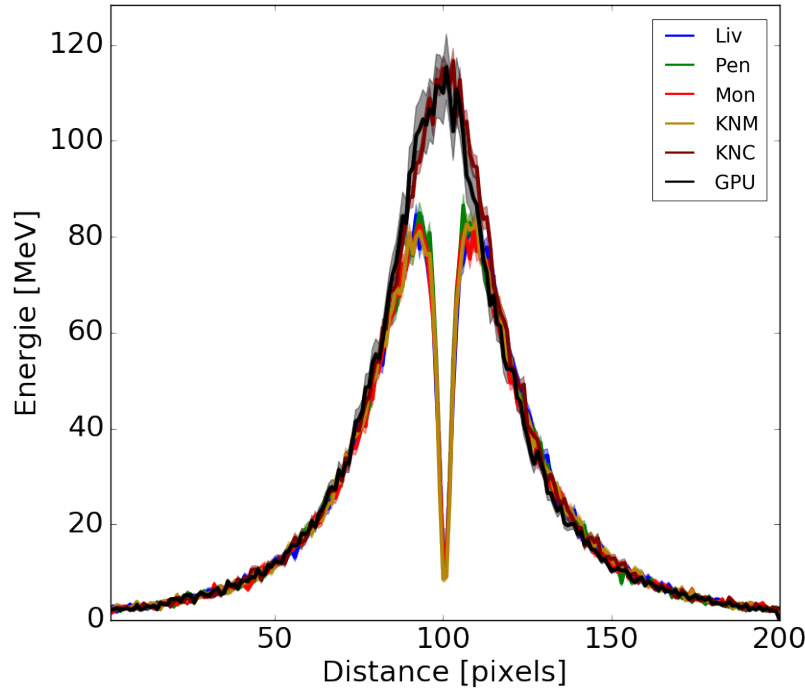


FIGURE 3.3 – Profils en énergie du rayonnement diffusé sur le détecteur d’une simulation d’un faisceau pinceau de 60 keV sur un voxel d’eau. L’interaction Compton est la seule interaction simulée. L’écart-type est représenté par l’enveloppe en transparence autour de la ligne. Les courbes représentées correspondent aux modèles suivants : GPUMCD (GPU), G4 Klein-Nishina Compton (KNC), G4 Klein-Nishina Model (KNM), G4 Livermore (LIV), G4 Penelope (PEN) et G4 Monash (MON).

### 3.3.3 Effet de la correction de l’énergie de liaison de l’électron

L’objectif de cette section est de vérifier si l’effet de la correction observé dans une simulation simple est également observable dans une simulation complexe. Les modèles de Geant4 Standard ont été évalués pour une géométrie complexe soit un thorax numérique qui correspond au fantôme anthropomorphique de Geant4 ainsi qu’un thorax et un pelvis provenant de données cliniques de patients. Les autres modèles de Geant4 ont également été comparés dans le cas de la simulation provenant du patient numérique.

Le fantôme anthropomorphique de Geant4 a été choisi pour une analyse avec les cinq modèles de Geant4 en raison de sa simplicité par rapport un patient. Pour la simulation un faisceau conique de 110 kVp a été utilisé. Un milliard de photons primaires ont été simulés à la source. La distance entre la source et le détecteur est de 152,5 cm. Seule la diffusion Compton était activée lors de ces simulations. Les profils de l’énergie diffusée sont représentés sur la figure 3.6.

Comme il a été noté précédemment, la correction de l’énergie de liaison de l’électron a un effet sur l’énergie que le photon transmet à l’électron et sur le calcul de sa direction après diffusion.

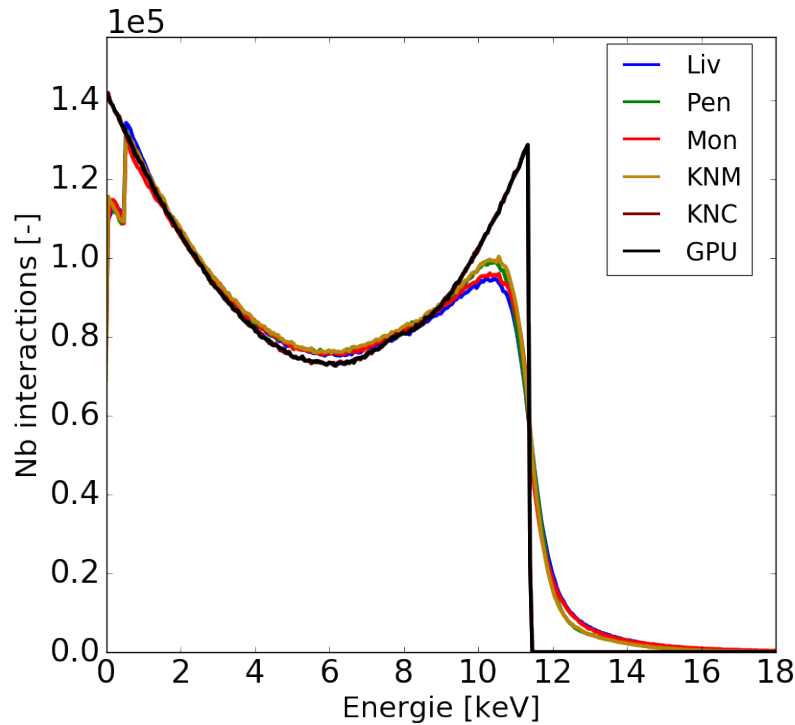


FIGURE 3.4 – Distribution énergétique de l'énergie transférée des photons vers le milieu par interaction pour l'ensemble des interactions Compton ayant lieu dans le cube d'eau d'une simulation d'un faisceau pinceau de 60 keV. L'écart-type est représenté par l'enveloppe en transparence autour de la ligne. Les courbes représentées correspondent aux modèles suivants : GPUMCD (GPU), G4 Klein-Nishina Compton (KNC), G4 Klein-Nishina Model (KNM), G4 Livermore (LIV), G4 Penelope (PEN) et G4 Monash (MON).

La figure 1.4 présentée dans la section 1.2.1 montre que l'angle de diffusion est directement proportionnel à l'énergie transférée à l'électron (K-N Compton). Avec la correction (K-N Model), cette relation n'est plus parfaitement proportionnelle.

Le nombre d'interactions n'est toutefois pas modifié puisque les sections efficaces totales sont les mêmes. La variation de la distribution énergétique telle qu'illustrée sur la figure 3.4 n'affecte pas significativement l'image de rayonnement diffusé produite sur le détecteur. La principale raison expliquant les différences observées de profils du rayonnement diffusé correspond à la modification de l'angle de diffusion. En effet, la correction de l'énergie de liaison augmente le nombre de photons rétrodiffusés et diminue donc le nombre de photons qui atteint le détecteur. Une diminution de l'énergie déposée sur le détecteur par les photons diffusés est de l'ordre de de 12% en moyenne.

Une comparaison de l'effet de la correction de l'énergie de liaison a été également faite pour les deux autres géométries complexes soit un thorax et un pelvis provenant d'un patient. Des profils de l'énergie diffusée ont été comparés pour le modèle Standard de Geant4 avec et sans

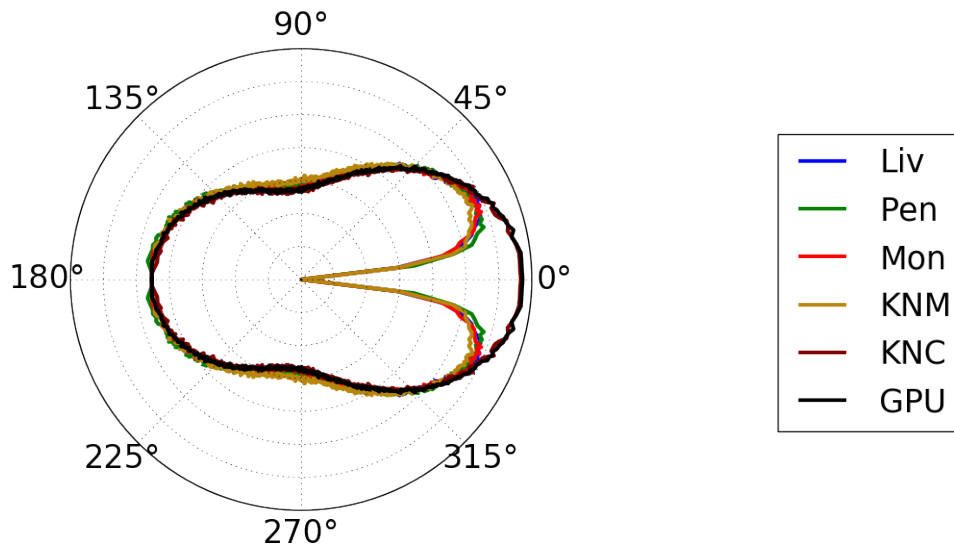


FIGURE 3.5 – Distribution angulaire des photons pour l'ensemble des interactions Compton ayant lieu dans le cube d'eau d'une simulation d'un faisceau pinceau de 60 keV. L'écart-type est représenté par l'enveloppe en transparence autour de la ligne. Les courbes représentées correspondent aux modèles suivants : GPUMCD (GPU), G4 Klein-Nishina Compton (KNC), G4 Klein-Nishina Model (KNM), G4 Livermore (LIV), G4 Penelope (PEN) et G4 Monash (MON).

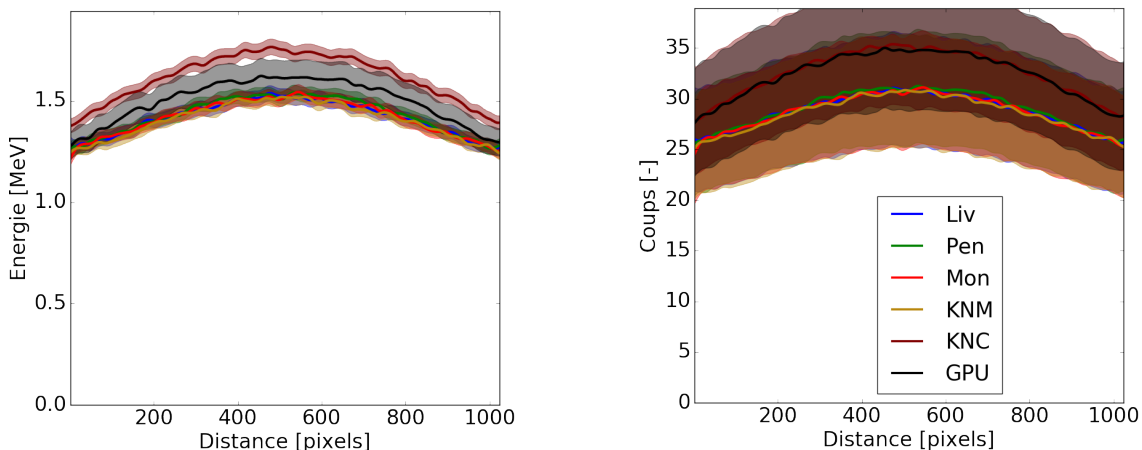


FIGURE 3.6 – Comparaison des profils de l'énergie diffusée pour une image acquise sur le détecteur avec la géométrie du thorax numérique. Un faisceau conique avec un spectre de 110 kVp a été utilisé pour une simulation d'un milliard de photons. Les cinq modèles de Geant4 ainsi que le modèle de GPUMCD ont été comparés. L'interaction Compton est la seule interaction simulée. Un filtre gaussien de  $\sigma = 10$  pixels a été utilisé. L'écart-type est représenté par l'enveloppe en transparence autour de la ligne. Les courbes représentées correspondent aux modèles suivants : GPUMCD (GPU), G4 Klein-Nishina Compton (KNC), G4 Klein-Nishina Model (KNM), G4 Livermore (LIV), G4 Penelope (PEN) et G4 Monash (MON).

TABLE 3.4 – Temps de calcul normalisés par la simulation d’une géométrie simple par la simulation de Geant4 Livermore pour l’ensemble des modèles testés avec Geant4 (Standard non corrigé (KNC), Standard corrigé (KNM), Livermore, Penelope et Monash) ainsi que pour la simulation avec GPUMCD.  $10^8$  photons ont été simulés.

Modèles	Temps [%]
GPUMCD (GPU)	0,0154
G4 Klein-Nishina Compton (KNC)	97,2
G4 Klein-Nishina Model (KNM)	99,3
G4 Livermore (LIV)	100
G4 Penelope (PEN)	99,3
G4 Monash (MON)	101

correction. La figure 3.7 présentent les profils de l’énergie diffusée pour les deux géométries.

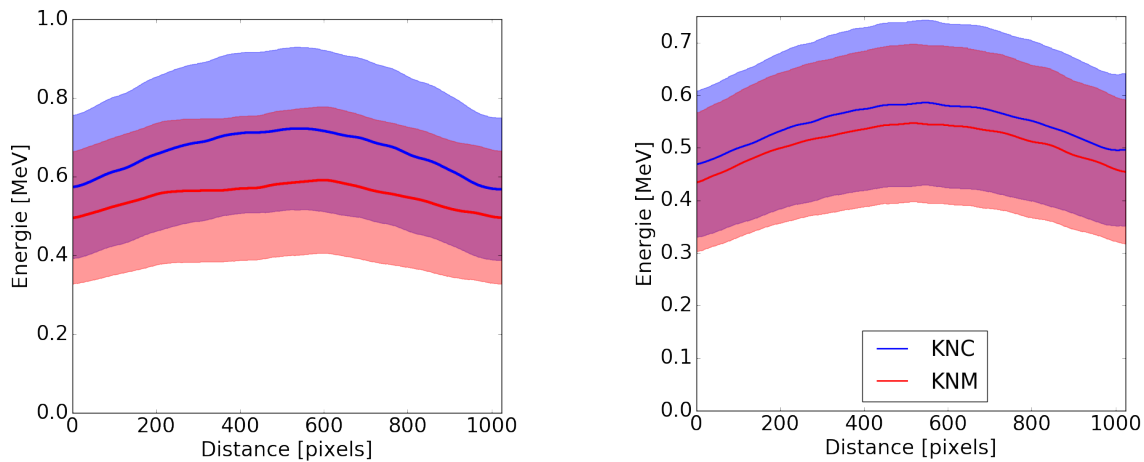


FIGURE 3.7 – Différence de l’énergie diffusée déposée dans le détecteur pour une simulation complexe d’un thorax provenant de données cliniques d’un patient (gauche) et d’un pelvis de patient (droite) pour les deux modèles de Geant4 avec correction (KNM) et sans correction (KNC). Un faisceau conique avec un spectre de 110 kVp a été utilisé pour une simulation d’un milliard de photons. Un filtre gaussien de  $\sigma = 10$  pixels a été utilisé. L’écart-type est représenté par l’enveloppe en transparence autour de la ligne.

Ces deux géométries présentent des variations plus importantes dans la production de diffusion. En effet, dans la première géométrie, puisque le faisceau traverse principalement du tissu de poumons qui a une faible densité ( $0,4 \text{ g/cm}^3$ ) le nombre de photons diffusés est beaucoup plus faible que dans la seconde géométrie qui contient les os des hanches qui ont une densité beaucoup plus élevée ( $1,82 \text{ g/cm}^3$ ).

Une des principales différences entre ces deux géométries est la diffusion multiple d’un même photon qui est beaucoup plus importante dans la géométrie du pelvis en raison de sa densité



moyenne plus élevée. Ainsi, un même photon subira un plus grand nombre d'interactions (voir figure 3.8) et sa direction sera donc modifiée un plus grand nombre de fois. La correction qui considère l'énergie de liaison de l'électron modifie uniquement la direction et non le nombre d'interactions. En raison de sa caractéristique directionnelle, l'effet de la correction sur la direction devient moins important plus le nombre d'interactions augmente. Cela explique la différence avec l'algorithme non corrigé qui est de seulement 5% dans le cas du pelvis alors qu'elle est de 15% dans le cas du thorax.

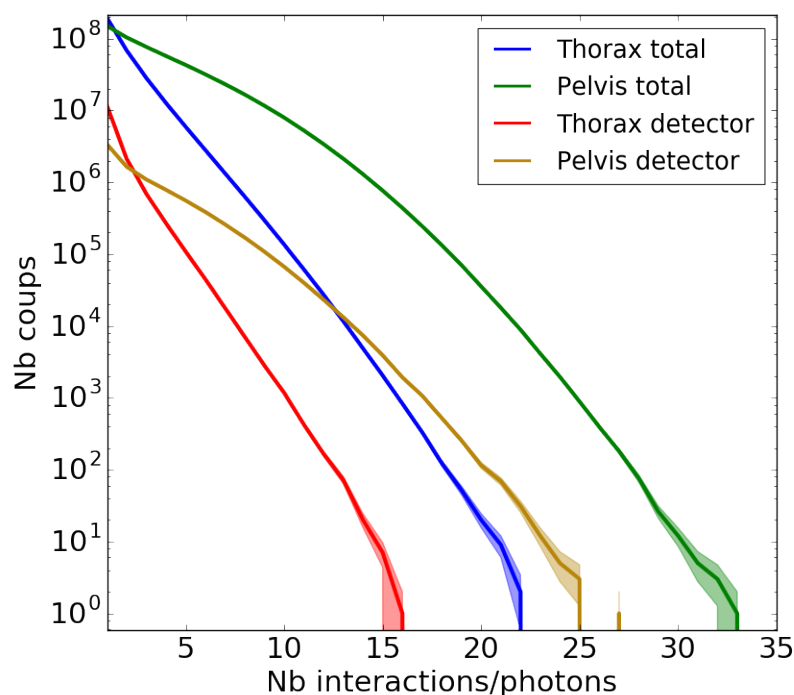


FIGURE 3.8 – Courbes de distribution du nombre d'interactions par photon pour un thorax et un pelvis provenant de données cliniques de patients lors d'une simulation d'un milliard de photons. Pour chaque géométrie, une courbe représente la distribution pour la simulation complète incluant les photons absorbés par le patient et alors que la seconde courbe représente la distribution uniquement pour les photons ayant atteint le détecteur. L'écart-type est représenté par l'enveloppe en transparence autour de la ligne.

La correction ne modifie pas la section efficace totale et la correction limite seulement la diffusion pour des angles très près de  $0^\circ$ . Le calcul de ces photons qui ne respectent pas la correction repassent dans le même algorithme que celui en absence de correction et ils sont redistribués parmi les angles de diffusion permis. Comme il a été observé sur les profils 3.7, la forme du profil de diffusé est peu modifié, mais son aire sous la courbe est plus faible entre 5% (pelvis) et 15% (poumons) puisque le rétrodiffusé est plus important et, donc, moins de photons atteignent le détecteur.

Cet effet n'avait pas été observé dans des applications de curiethérapie [48], ce qui concorde

avec les résultats précédents puisque l'effet de direction est moindre avec une source qui projette sur une sphère. Puisque la source projette sur toutes les directions et non dans une direction précise, une erreur de direction est en partie compensée par les photons voisins. La correction est donc nécessaire uniquement dans un cas où un faisceau est simulé plutôt qu'une source de curiethérapie.

La correction est toutefois peu performante d'un point de vue programmation. Elle nécessite l'implémentation d'une boucle *while* (formule de Klein-Nishina) dans une seconde boucle *while* (correction de l'énergie de liaison). Cette méthodologie peu optimale dans un objectif de rapidité de temps de calculs augmente significativement le temps de simulation. Une augmentation de l'ordre de 10% pour le temps de simulation a été observée lorsqu'un milliard de photons étaient simulés dans le pelvis d'un patient comparativement à 3% pour la simulation dans un cube présentée à la table 3.4.

### 3.3.4 Comparaison de GPUMCD avec les modèles de Geant4

Dans le cas d'une simulation simple soit un faisceau pinceau sur un cube d'eau, la diffusion Compton de GPUMCD correspond exactement à celle de Geant4 Standard sans correction comme le montre les figures 3.3, 3.4 et 3.5. Par contre, dans le cas d'une simulation complexe avec le thorax numérique, des divergences sont notées dans les profils de rayonnement diffusé lorsque les profils représentent l'énergie déposée dans le détecteur. Par contre, lorsque le nombre de coups est comptabilisé, les résultats sont dans les incertitudes pour Geant4 et GPUMCD (voir figure 3.6).

Plusieurs autres tests non présentés dans ce travail ont été faits tels que la validation de l'algorithme Woodcock dans une géométrie simple comportant quelques hétérogénéités, mais il n'a toutefois pas été possible d'identifier la cause exacte. De plus, les distributions énergétiques et angulaires dans le patient sont identiques pour la simulation complexe en considérant les incertitudes statistiques d'une simulation Monte Carlo.

L'ensemble de ces tests ont toutefois souligné quelques problèmes qui semblent venir de Geant4. Pour comparer Geant4 à GPUMCD, la génération de particules secondaires a été désactivée. De plus, seules les interactions (Compton, Rayleigh et photoélectrique) ont été conservées et analysées une à la fois. Aucun autre phénomène de désexcitation de l'atome n'était activé dans la *PhysicsList*. Par contre, il semblerait que d'autres phénomènes physiques soient quand même conservés. Par exemple, une simulation avec un faisceau conique monoénergétique sur un volume d'eau contenant trois voxels d'os a été faite pour l'effet photoélectrique. En analysant la dose déposée dans l'eau, il a été noté une augmentation de la dose dans les voxels avoisinants l'os incluant ceux derrière le voxel de l'os. Selon l'information fournie par l'historique de Geant4 (*steps* et *hits*), cette énergie déposée provenait de photons primaires suite à un effet photoélectrique. Dans un autre test, l'algorithme de l'effet photo-

électrique a même été modifié où la génération de l'électron été mise en commentaire et tous autres phénomènes de désexcitation de l'atome. Malgré cela, la dose dans les voxels voisins de l'os restait très élevée. Dans le cas de GPUMCD, aucune augmentation de dose n'a été notée dans les voxels avoisinants et une diminution de la dose a été notée dans les voxels d'eau situés derrière ceux d'os.

Cette analyse semble supposer que la différence en énergie et en coups provient possiblement de la programmation de l'application de Geant4 utilisée pour ce travail, mais la cause n'a jamais été identifiée.

### 3.3.5 Conclusion

En raison de la simplicité et de la rapidité de l'algorithme de Klein-Nishina en absence de correction, la version de GPUMCD fut conservée. Toutefois, cet algorithme surévalue le diffusé entre 5% et 15% en fonction de la géométrie. Comparativement, selon Rune et al [22], sa correction utilisant les simulations Monte Carlo a une incertitude statistiques de l'ordre du 2% d'incertitude. Le rayonnement diffusé généré par GPUMCD correspond à Geant4 Standard sans correction pour une simulation simple et pour une simulation complexe. Toutefois, dans le dernier cas, cela est valable uniquement lorsque le rayonnement diffusé est comptabilisé en nombre de coups et non en énergie déposée. La cause exacte n'a pas été identifiée.

## 3.4 Algorithmes de la diffusion Rayleigh

Bien que la diffusion Rayleigh est moins importante que la diffusion Compton, elle correspond à 12,5% des interactions pour un photon de 30 keV dans l'eau [62]. L'objectif de cette partie est de valider l'algorithme de Rayleigh qui calcule les sections efficaces différentielles en se basant sur les modèles Geant4 et la littérature.

### 3.4.1 Algorithmes de la diffusion Rayleigh dans Geant4

Pour la diffusion Rayleigh, seulement deux modèles de Geant4 ont été étudiés puisque la physique Standard de Geant4 n'offre pas son propre modèle et utilise celui de Livermore. Par conséquent, seuls les modèles G4LivermoreRayleighModel et G4PenelopeRayleighModel ont été étudiés. La figure 3.9 présente entre autres les profils de rayonnement diffusé pour ces deux modèles.

### Équations mathématiques dans Geant4

La section efficace différentielle de la diffusion de Rayleigh (voir équation 3.4 consiste à multiplier la section efficace différentielle de Thomson avec le carré du facteur de forme de Hubbell  $FF^2$  e. La section efficace de Thomson dépend de l'angle de diffusion et est valable pour un

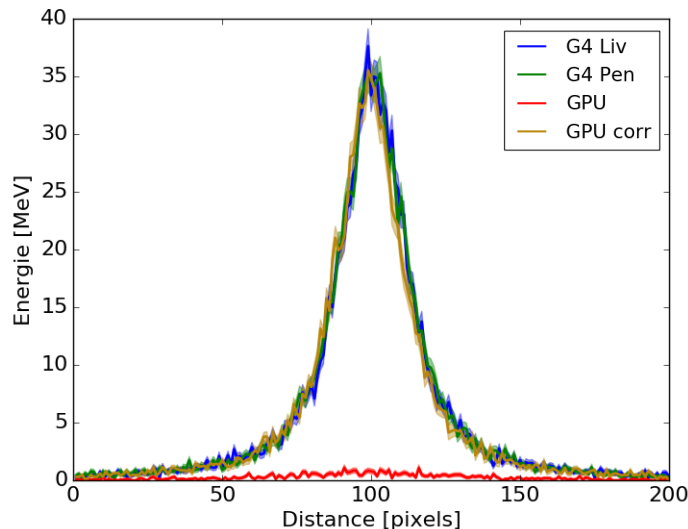


FIGURE 3.9 – Comparaison des profils en énergie du rayonnement diffusé Rayleigh de GPUMCD non corrigé (GPU) et corrigé (GPU corr) sur le détecteur d’une simulation d’un faisceau pinceau de 60 keV sur un voxel d’eau. Les modèles G4Livermore (G4 Liv) et G4Penelope (G4 Pen) ont été utilisés comme référence. L’écart-type est représenté par l’enveloppe en transparence autour de la ligne.

électron au repos. Le facteur de forme de Hubbell dépend de l’angle de diffusion, de l’énergie du photon ainsi que du  $Z$  du matériau [2].

$$P(E, \theta) = [1 + \cos^2\theta] \times FF^2(q) \quad (3.4)$$

où  $q = 2E \sin(\theta/2)$  et  $1 + \cos^2\theta$  correspond à l’équation de la diffusion Rayleigh. Les facteurs de forme introduisent la dépendance en énergie du photon et contiennent une correction anormale qui prend en considération les variations près des énergies des couches atomiques. Le modèle Penelope utilise la même équation et les mêmes facteurs de forme.

### 3.4.2 Revue littéraire des algorithmes et des modèles de Geant4

Telle qu’énoncée dans la section 3.2.3, la meilleure méthode pour calculer les sections efficaces différentielles consiste à utiliser la matrice  $S$ . Toutefois, en raison du temps de calculs élevé et de la complexité des algorithmes, l’équation 3.4 est utilisée dans les simulateurs Monte Carlo de transport de photons. Les modèles Penelope et Livermore présentent les mêmes résultats en considérant l’incertitude sur les calculs [69].

Les deux modèles ont été comparés avec une géométrie simple du cube (voir figure 3.9) et une géométrie complexe du thorax numérique (voir figure 3.10). Les graphiques présentent les profils du rayonnement diffusé des images obtenues sur le détecteur. Aucune différence

significative n'a été notée entre les deux modèles peu importe la complexité de la simulation. Les deux modèles de Geant4 ne présentent pas de différences significatives.

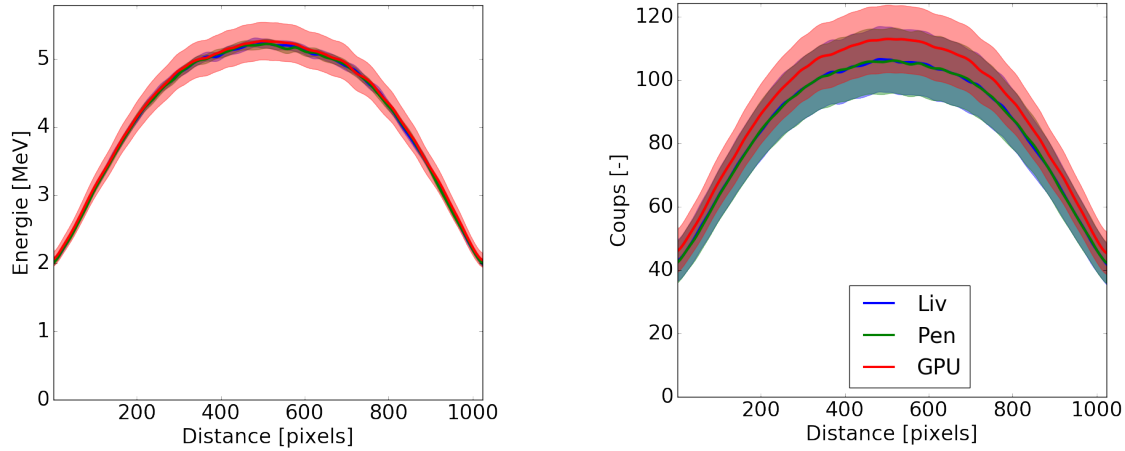


FIGURE 3.10 – Comparaison des profils en énergie du rayonnement diffusé Rayleigh de GPUMCD (GPU) avec la correction de la boucle *while* avec les deux modèles Geant4. Profils en énergie sur le détecteur d'une simulation d'une source CBCT sur le fantôme numérique de Geant4. Les modèles G4Livermore (Liv) et G4Penelope (Pen) ont été utilisés comme référence. L'écart-type est représenté par l'enveloppe en transparence autour de la ligne.

### 3.4.3 Comparaison de GPUMCD avec les modèles de Geant4

L'implémentation de l'algorithme de diffusion Rayleigh utilise la méthode de rejet. Un nombre aléatoire est généré de manière uniforme entre 0 et 1 qui correspond au  $\cos\theta$  et est comparé à la condition de rejet. Toutefois, une erreur dans la condition de la boucle *while* permettait d'accepter le  $\cos\theta$  à toutes les fois. La distribution angulaire était donc répartie uniformément entre  $-90^\circ$  et  $90^\circ$  plutôt que d'être dirigée vers l'avant (voir figure 3.9). L'angle de diffusion est supposé être très faible dans la très grande partie des interactions.

Il n'a pas été possible de simplement corriger cette condition. La condition de rejet utilisée dans GPUMCD se base sur les facteurs de forme provenant d'une base de données externe (NIST). La condition de rejet de la boucle *while* a été calculée à partir d'une équation provenant d'une autre source que les facteurs de forme. Toutefois, les facteurs de forme utilisés dans l'équation n'ont pas les mêmes unités que les facteurs de forme provenant de la base de données. L'erreur semble provenir lors de cette étape de conversation, mais la documentation n'était suffisante pour corriger cette étape.

Pour pallier ce problème, l'algorithme de Geant4 Livermore a été implémenté dans GPUMCD. GPUMCD utilisait une table de facteur de forme provenant du NIST pour chaque matériau. Geant4 Livermore génère à chaque interaction ses propres facteurs de forme à partir de la composition atomique de chaque matériau et d'une série de facteurs définis pour chaque atome.

Pour ce faire, lors de chaque interaction, Geant4 calcule la probabilité d’interagir avec chaque atome et choisit par Monte Carlo un atome. En raison de la complexité de ce dernier calcul, une estimation des probabilités d’interaction avec chaque matériau a été générée à partir de Geant4 pour une seule énergie correspondant à 30 keV. Cette énergie a été choisie puisque la diffusion Rayleigh est beaucoup plus importante à basse énergie et que les probabilités d’interaction avec les différents atomes d’un matériau varient peu à basse énergie.

Les deux désavantages de cette correction sont la nécessité de générer les tables de probabilités d’interaction avec Geant4 et la dépendance en énergie. La première solution est de développer une application simple de Geant4 pour générer ces tables en fonction de l’énergie et du matériau. La seconde solution est de corriger la condition de la boucle *while* et d’utiliser les données du NIST.

La figure 3.11 montre le ratio de l’énergie déposée dans le détecteur de la simulation GPUMCD sur celle de Geant4 Livermore. On note qu’en augmentant l’énergie, l’erreur devient plus importante pour une simulation d’un faisceau monoénergétique. En considérant une source réelle de CBCT selon le spectre d’énergie de la figure 2.3, on obtient un ratio de  $1,0 \pm 0,1$ . Bien que l’erreur relative soit plus grande en augmentant l’énergie, la probabilité qu’il y ait une diffusion Rayleigh pour une énergie supérieure à 30 keV est beaucoup plus rare et contribue peu au résultat final. Donc, l’approximation d’utiliser les probabilités d’interaction à 30 keV est adaptée pour une utilisation en imagerie médicale.

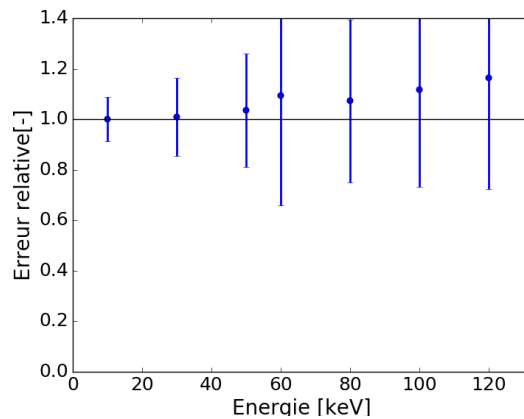


FIGURE 3.11 – Ratio de l’énergie déposée dans le détecteur de la simulation GPUMCD sur celle de Geant4 Livermore pour la diffusion Rayleigh en fonction de l’énergie du faisceau pinceau pour la simulation d’un cube d’eau. Seule la diffusion Rayleigh est activée.

### 3.4.4 Conclusion

Une erreur de condition de rejet (boucle *while*) a été identifiée dans l’algorithme de GPUMCD. La condition est calculée à partir d’un facteur de forme qui ne correspond pas exactement à ceux donnés par le NIST et il n’a pas été possible d’identifier la conversion manquante. Par

conséquent, les facteurs de forme du NIST ont été remplacés par un algorithme qui calcule directement le facteur de forme en fonction de chaque matériau. C'est l'algorithme de Livermore implémenté dans Geant4 qui a été choisi. Avec cette implémentation, les résultats de GPUMCD correspondent à ceux de Geant4 Livermore et Penelope.

### 3.5 Comparaison de GPUMCD avec Geant4 pour différents matériaux (densités)

Une étude a été faite entre une simulation Geant4 avec le modèle Standard non corrigé (Klein-Nishina Compton) et avec GPUMCD en utilisant les sections efficaces générées par Geant4 Standard non corrigé. La figure 3.12 montre les résultats pour la simulation d'un cube d'eau avec un faisceau pinceau monoénergétique de 60 keV. On observe en général une similarité en considérant les barres d'erreur. La diffusion Rayleigh à basse densité semble diverger quelque peu et pourrait être améliorée en considérant des probabilités d'interaction à différentes énergies et non seulement qu'à 30 keV.

Des divergences importantes sont notées avec l'air. Toutefois, en raison du très faible nombre d'interactions dans ce milieu, le problème n'a pas été davantage investigué puisque l'air n'influence pas significativement la simulation Monte Carlo.

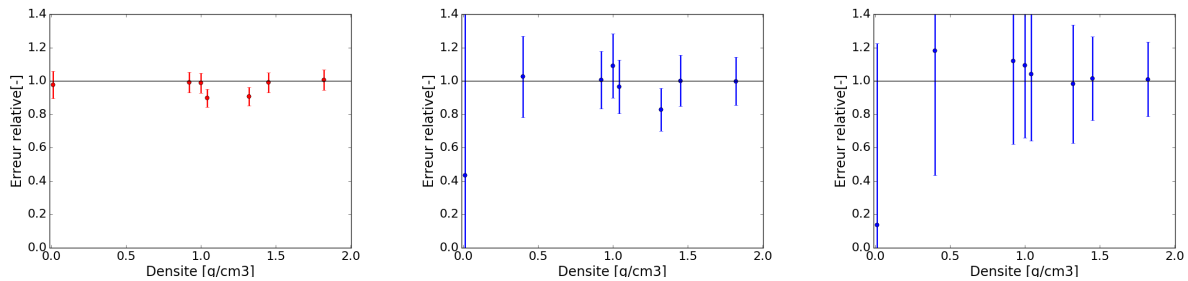


FIGURE 3.12 – Erreur relative de GPUMCD par rapport Geant4 de l'énergie déposée dans le fantôme (effet photoélectrique) ou dans le détecteur (diffusion Compton et Rayleigh) en fonction de la densité pour l'effet photoélectrique (gauche), la diffusion Compton (centre) et la diffusion Rayleigh (droite).

### 3.6 Simulations complètes

Finalement, une simulation avec l'ensemble des trois interactions a été faite avec le thorax provenant du fantôme numérique. La figure 3.13 montre les résultats obtenus pour cette simulation.

Les résultats ne sont pas parfaits. En effet, la courbe GPUMCD devrait être superposée à celle du modèle Geant4 Standard non corrigé (KNC). L'erreur est de l'ordre de 10% ce qui est une nette amélioration par rapport aux premières observations avant les corrections qui étaient

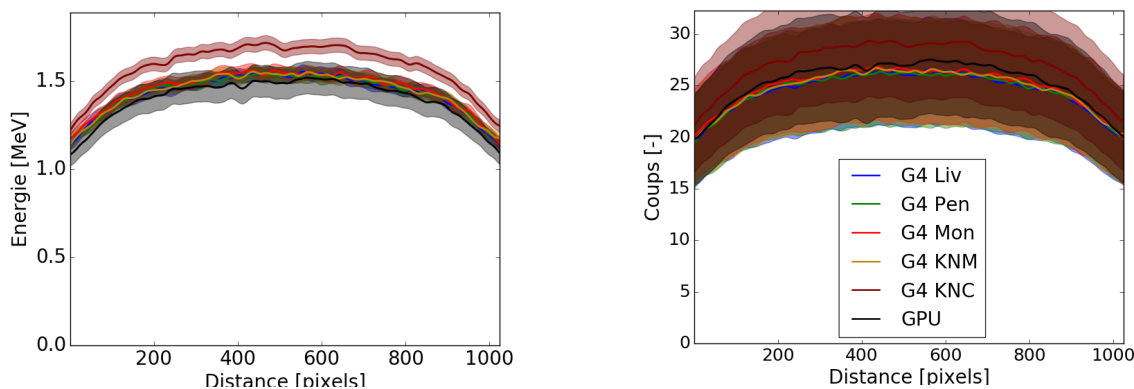


FIGURE 3.13 – Comparaison des profils de l’énergie diffusée pour une image acquise sur le détecteur avec la géométrie du thorax numérique. Un faisceau conique avec un spectre de 110 kVp a été utilisé pour une simulation d’un milliard de photons. Les cinq modèles de Geant4 ainsi que le modèle de GPUMCD ont été comparés. Toutes les interactions ont été simulées. Un filtre gaussien de  $\sigma = 10$  pixels a été utilisé. L’écart-type est représenté par l’enveloppe en transparence autour de la ligne.

de plus de 100%. Ces corrections permettent donc d’utiliser GPUMCD dans un contexte d’imagerie médicale.

Cette simulation montre également que le choix des bases données des sections efficaces affecte très peu le résultat final. En effet, il n’y a pas de différences significatives entre Penelope, Livermore, Monash et Geant4 Standard avec correction malgré les différences de l’ordre de quelques pourcentages notées précédemment. Par conséquent, l’exactitude et la précision des sections efficaces totales n’est pas l’élément principal à considérer dans la justesse des simulations Monte Carlo.

Les différences qui persistent sont entre autres la différence entre l’énergie et le nombre de coups. Le ratio entre les deux ne coordonne pas avec Geant4 sans correction. Il s’agit d’une erreur qui nécessite encore des investigations.

### 3.7 Conclusion

Quatre éléments ont été évalués pour valider la physique : les sections efficaces totales, l’algorithme de diffusion Compton, l’algorithme de diffusion Rayleigh et les matériaux.

Tout d’abord, une étude de la littérature sur les sections efficaces totales a permis de déterminer que la meilleure base de données est Livermore, mais Penelope et XCOM sont très similaires à Livermore. Le modèle Standard de Geant4 n’était toutefois pas aussi exact. Tel que démontré avec les simulations complexes, le choix des sections efficaces totales entre les différentes bases de données ne joue pas un rôle important dans une simulation complexe. Tous les modèles permettaient d’obtenir les mêmes profils du rayonnement diffusé. Une erreur a été trouvée et



corrigée dans les bases de données de GPUMCD qui correspondait à une erreur de composition de l'os qui ne correspondait pas à la référence citée (ICRU) dans les travaux antérieurs [48].

L'algorithme pour le calcul des sections efficaces différentielles de la diffusion Compton a été analysé avec cinq modèles de Geant4 pour déterminer l'effet d'une correction de l'énergie de liaison sur les simulations. Dans un cas de géométrie de patients (thorax et pelvis), une différence de 5% à 15% a été relevée. Cette correction n'a pas été implémentée, mais serait essentielle pour améliorer la justesse des simulations Monte Carlo. Même si le même algorithme est utilisé entre GPUMCD et Geant4 sans correction, une faible erreur persiste en énergie entre les deux simulations qui n'a pas été identifiée. Cette erreur n'est toutefois pas présente en nombre de coups.

Deux modèles Geant4 soit Penelope et Livermore ont été utilisés pour analyser l'algorithme pour le calcul des sections efficaces différentielles de la diffusion Rayleigh de GPUMCD. Une erreur a été relevée et corrigée dans GPUMCD. Pour ce faire, l'algorithme de Geant4 a été implémenté. Geant4 calcule les facteurs de forme pour chaque matériau alors que l'ancienne version de GPUMCD utilisait celle du NIST. Il ne s'agit toutefois pas d'une stratégie idéale puisque les facteurs de forme sont valables que pour une énergie (30 keV). La première option est d'utiliser la bonne fonction de rejet pour les facteurs de forme du NIST. La seconde option écrire une application qui permet d'aller chercher directement les probabilités d'interaction pour un composé. Grâce à cette correction, les images de rayonnement diffusé de GPUMCD sont à l'intérieur des incertitudes en énergie et en coups par rapport aux deux modèles Geant4. On note toutefois une tendance à diverger en termes de coups bien que cela soit à l'intérieur des incertitudes.

D'ordre général, l'énergie déposée dans le détecteur et dans le fantôme pour GPUMCD et Geant4 concordait pour les différentes densités. Seul l'air divergeait significativement, mais en raison du faible nombre d'interactions ce milieu n'a pas d'effet significatif sur la simulation. L'approximation d'une seule énergie (30 keV) dans la diffusion Rayleigh montre une tendance divergente pour les faibles densités.

## Chapitre 4

# Étude de méthodes d'optimisation du temps d'exécution

Puisque la simulation Monte Carlo est limitée par le temps d'exécution, plusieurs méthodes et optimisations ont été implémentées pour réduire le nombre de photons et le nombre de projections simulés. Les méthodes étudiées sont : le traçage de rayon, le lissage par filtre gaussien, la réduction du nombre de pixels du détecteur, la réduction du nombre de voxels de la géométrie simulée, l'interpolation des projections et la symétrie des projections.

Les images de rayonnement diffusé ont été évaluées en fonction d'une référence qui correspond à une simulation Monte Carlo d'un milliard de photons avec un lissage gaussien. Il s'agit d'une référence souvent utilisée dans la littérature [34]. Pour évaluer la qualité des images de rayonnement diffusé, un seuil de 2% a été choisi pour des images considérées de haute qualité et de 5% pour des images considérées de basse qualité. Entre deux projections d'un milliard de photons, on peut observer des variations entre les pixels allant jusqu'à 2% après lissage. Toutefois, l'erreur moyenne est presque nulle avec un faible écart-type. Le 5% est un chiffre choisi arbitrairement sachant que la physique n'est pas parfaite et que les erreurs peuvent se cumuler.

### 4.1 Traçage de rayon

Puisqu'il n'existe pas de méthode déterministe pour calculer le rayonnement diffusé, la simulation Monte Carlo est nécessaire. Ce n'est pas le cas avec le calcul de l'énergie primaire. En effet, il est possible de calculer l'énergie primaire en calculant l'atténuation entre la source et le détecteur pour chaque pixel. L'algorithme de Siddon [7] est utilisé. Cette méthode consiste à multiplier le coefficient d'atténuation  $\mu$  d'un voxel donné par la distance  $l$  traversée dans ce voxel. Selon l'équation 1.2, l'atténuation  $\mu l$  peut être décrite en terme d'énergie déposée.

Les projections doivent pouvoir remplir deux rôles : être interprétable visuellement (qualitatif)

et permettre le calcul de dose (quantitatif). Pour obtenir des projections avec suffisamment de détails pour être interprétables, le nombre de photons simulés doit dépasser le milliard voire plus de 10 milliards pour des régions anatomiques comme le pelvis. Ce nombre de photons dépend également de la taille du détecteur qui varie généralement entre 384x384 pixels et 1024x1024 pixels. Avec un milliard de photons, il est possible d’avoir une projection de rayonnement primaire de 384x384 pixels qui est interprétable dans le cas du thorax provenant de données cliniques d’un patient. Sachant que le nombre de photons peut être diminué entre 10 et 100 millions de photons selon les régions pour le calcul du rayonnement diffusé, le calcul du primaire par Monte Carlo est un facteur limitatif important.

Pour cette raison, le primaire est plutôt généré par traçage de rayons et normalisé par le primaire généré par Monte Carlo. Pour une projection de 1024x768 pixels, la génération d’une projection par traçage de rayon permet de sauver un facteur temps de l’ordre de 1000 par rapport à une simulation Monte Carlo d’un milliard de photons sur GPU. La figure 4.1 présente la différence entre ces deux méthodes. Malgré le temps de simulation élevé, une simulation Monte Carlo d’un milliard de photons est trop bruitée pour être utilisée. Il faudrait augmenter davantage le nombre de photons simulés. Le ratio du temps de simulation du Monte Carlo sur le temps de simulation du traçage de rayons pour cette géométrie spécifique est 3600.

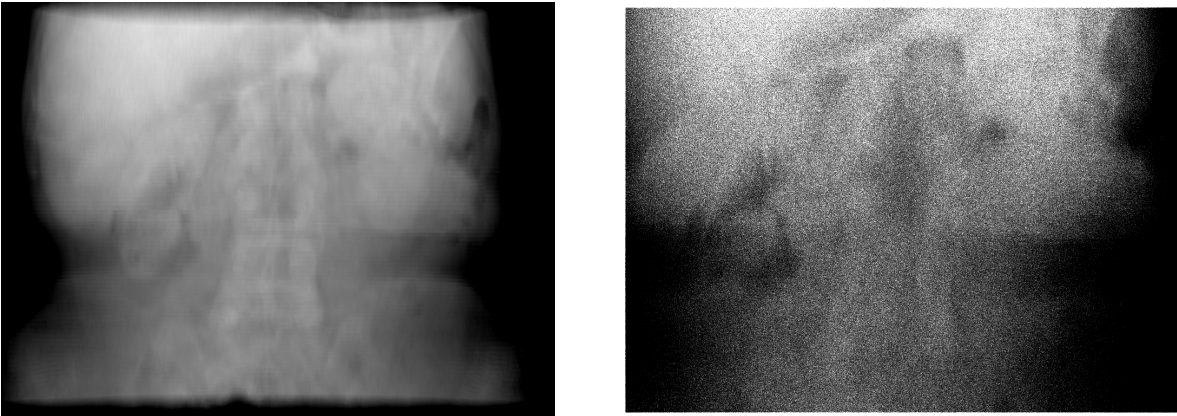


FIGURE 4.1 – Pelvis d’un patient obtenu avec un scanner TDM. Projection obtenue par traçage de rayons (gauche) et par simulation Monte Carlo d’un milliard de photons (droite). Les deux images de 1024x768 pixels représentent l’atténuation et ont été acquises en antéropostérieur.

## 4.2 Lissage du rayonnement diffusé

Tel qu’expliqué précédemment, le rayonnement diffusé n’est pas constant en fonction de l’angle du faisceau par rapport à l’objet imagé. Toutefois, il conserve toujours une géométrie simple qui peut être décrite que par des basses fréquences. Pour diminuer le bruit stochastique résultant d’une simulation Monte Carlo avec un nombre réduit de photons, le filtre passe-bas tel que le lissage gaussien est efficace.

L'utilisation d'un lissage gaussien avec les bons paramètres permet de réduire d'un facteur 100 le nombre de photons simulés avec une erreur moyenne de moins de 1%. Son temps de calcul est presque négligeable puisque le lissage n'est calculé pour chaque pixel que sur une portion de  $2\sigma + 1$  autour du pixel (voir la section 2.7). Idéalement, le lissage devrait se faire dans le domaine de Fourier en évitant ainsi la convolution. Plutôt que de travailler avec une fonction de type  $O(N^2)$ , la fonction devient de type  $O(N \log N)$  [88]. Deux autres méthodes qui pourraient être implémentées sont celle dites *Stacked integrer images (SII)* ou *box filtering* [89].

Le lissage gaussien même non optimisé en termes de temps n'en demeure pas moins une des stratégies les plus efficaces pour réduire le temps de simulation en permettant de gagner un facteur de l'ordre de 100. Le lissage gaussien a été évalué sur les deux géométries provenant de patients. Les figures 4.2 et 4.3 montrent l'effet du lissage pour la géométrie du pelvis humain pour des acquisitions perpendiculaires. Les trois simulations ont été faites avec  $10^7$ ,  $10^8$  et  $10^9$  photons.

Pour déterminer le  $\sigma$  optimal sur tous les angles, une étude a été faite pour différents  $\sigma$  pour des acquisitions en antéropostérieur et médiolatéral dans le but de déterminer le meilleur  $\sigma$  pour une acquisition sur  $360^\circ$ . Deux acquisitions perpendiculaires ont été choisies puisqu'elles correspondent aux profils du rayonnement diffusé les plus différents. La figure 4.4 présente les résultats obtenus pour le pelvis avec les deux acquisitions perpendiculaires (antéropostérieur et médiolatéral). L'erreur relative a été calculée en prenant la simulation d'un milliard de photons lissée comme référence sur une zone située au centre de l'image pour couvrir majoritairement le volume imagé, mais éviter les régions qui ne contiennent que de l'air. Le point optimal se situe à  $\sigma = 22$  pixels soit l'endroit où les deux courbes de croisent. Ce  $\sigma$  correspond à une erreur entre 0,15% et 0,18% pour les deux projections perpendiculaires. Il s'agit donc du  $\sigma$  utilisé dans le lissage de l'ensemble des images de pelvis.

Sur les images de différences montrées sur les figures 4.2 et 4.3, on note que la simulation à 10 millions de photons n'est pas parfaite et montre des variations pouvant aller jusqu'à 5% avec l'image de référence alors que celle 100 millions de photons dépasse peu les variations de 2,5%. Les variations entre deux simulations Monte Carlo d'un milliard de photons sont de 2% et moins. Si on compare les profils en fonction de la projection brute, on observe que la simulation de 10 millions de photons est à l'intérieur de la variation du bruit comme on peut le voir sur la figure 4.5. La simulation Monte Carlo de 10 millions de photons lissée avec un filtre gaussien de  $\sigma = 22$  pixels est en somme une très bonne approximation surtout en considérant que cette combinaison permet de sauver un facteur 100 sur le temps de simulation.

La même étude a été faite avec le thorax d'un patient. Les résultats des simulations Monte Carlo avant et après lissage ainsi que les différences par rapport à la simulation d'un milliard de photons sont présentées aux figures 4.7 et 4.6. Les résultats sont meilleurs avec cette simulation puisque le signal sur le détecteur est plus élevé pour un même nombre de photons simulés. Dans

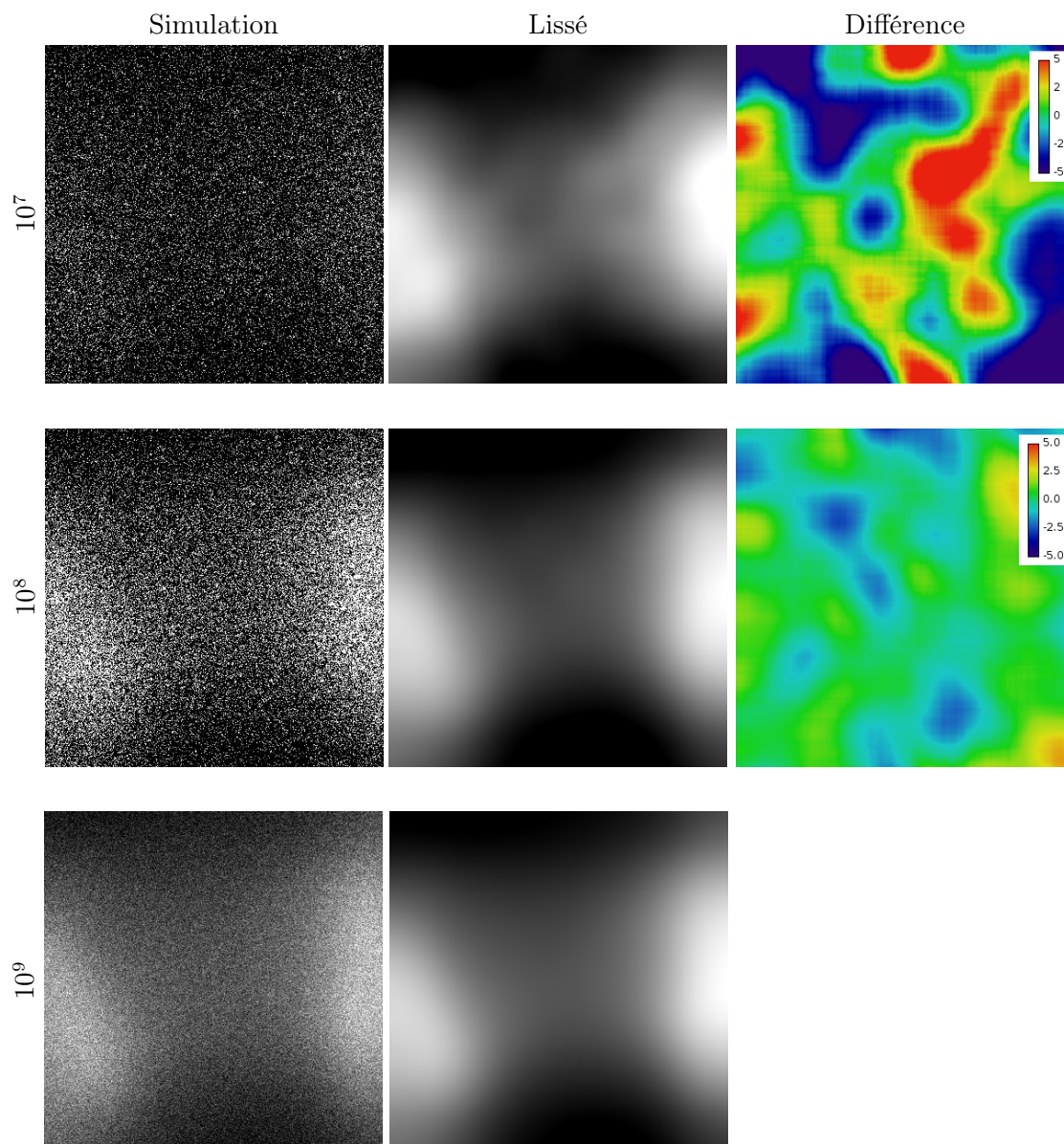


FIGURE 4.2 – Simulations Monte Carlo de  $10^7$ ,  $10^8$  et de  $10^9$  du rayonnement diffusé pour le pelvis d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien d'un  $\sigma = 22$  pixels pour une acquisition en médiolatéral. Les images de différence représentent l'erreur relative par rapport à la simulation d'un milliard de photons sur une échelle allant de -5% à 5%.

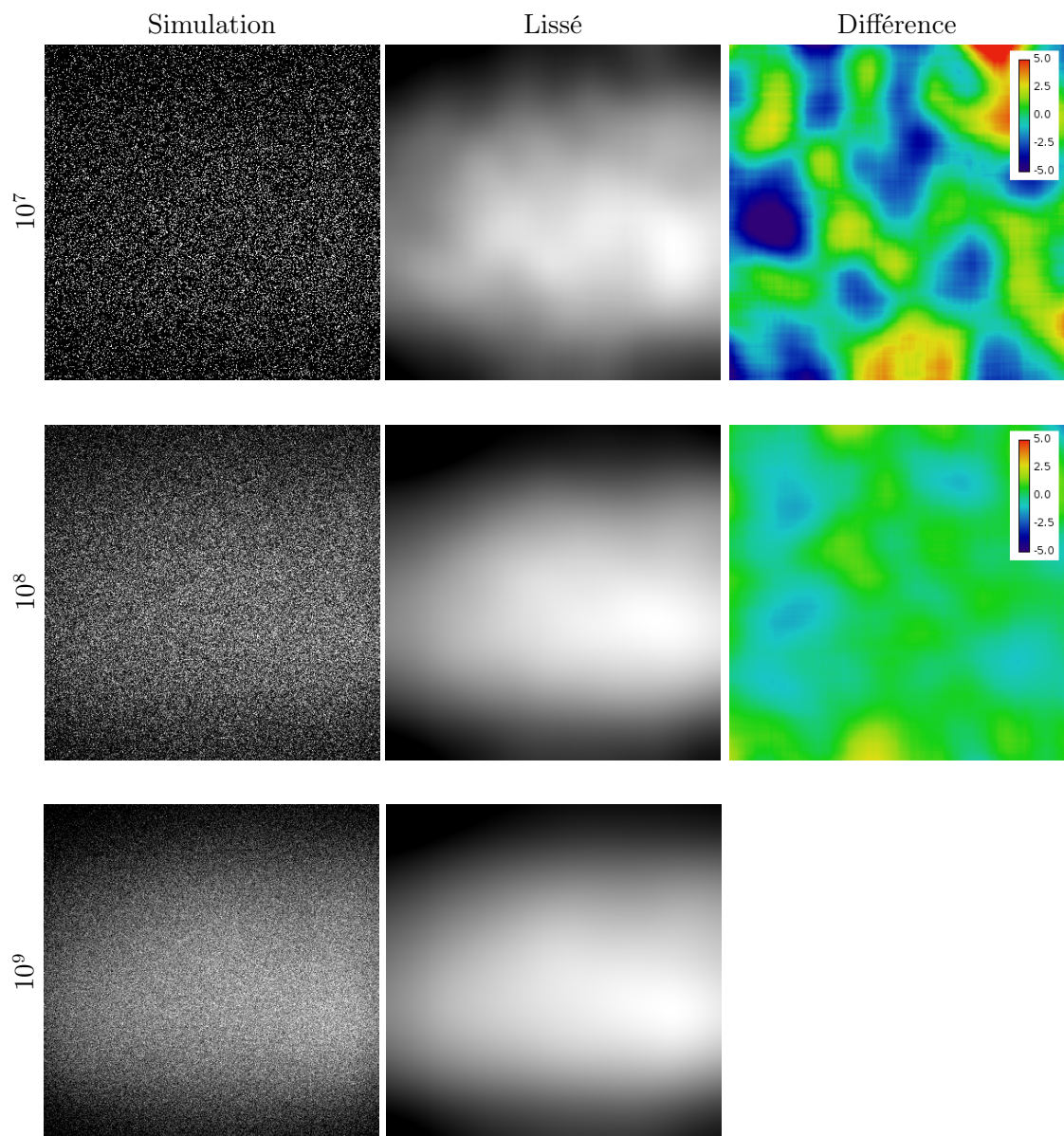


FIGURE 4.3 – Simulations Monte Carlo de  $10^7$ ,  $10^8$  et de  $10^9$  du rayonnement diffusé pour le pelvis d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien d'un  $\sigma = 22$  pixels pour une acquisition en antéropostérieur. Les images de différence représentent l'erreur relative par rapport à la simulation d'un milliard de photons sur une échelle allant de -5% à 5%.

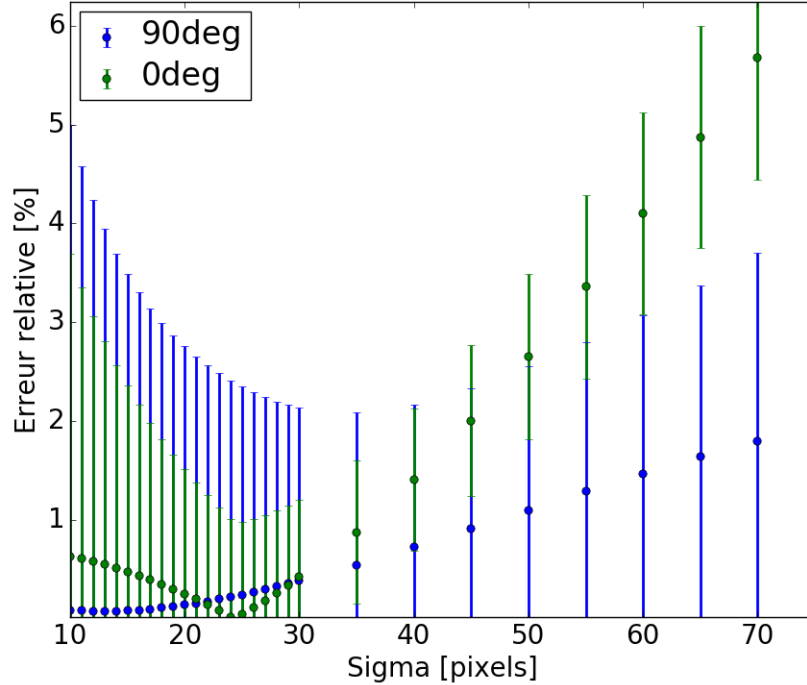


FIGURE 4.4 – Erreur relative moyenne en valeur absolue d’une simulation de 10 millions de photons du pelvis d’un patient par rapport à une simulation Monte Carlo d’un milliard de photons en fonction du sigma utilisé dans le lissage gaussien. Les images ont été acquises en antéropostérieur ( $0^\circ$ ) et en médiolatéral ( $90^\circ$ ). L’image de référence est lissée avec un  $\sigma = 15$  pixels.

le cas du pelvis, la majorité des photons sont absorbés. Les variations sont de l’ordre de 3% et moins pour la simulation de 10 millions de photons et de 2% et moins pour la simulation de 100 millions. Ces résultats sont très intéressants sachant que les différences entre deux simulations d’un milliard peuvent atteindre jusqu’à 2%.

La figure 4.8 présente les deux courbes d’erreur relative pour les deux acquisitions du thorax d’un patient en antéropostérieur et en médiolatéral, L’erreur relative correspond à la moyenne des différences sur une zone prise au centre de l’image par rapport à la simulation d’un milliard de photons. Un  $\sigma = 22$  pixels est encore une fois la valeur optimale (croisement des courbes), ce qui correspond à une erreur entre 0,19% et 0,25%.

Finalement, les profils des figures 4.7 et 4.6 pris au centre de l’images et tracés à l’horizontal ont été comparés par les simulations de  $10^7$ ,  $10^8$  et  $10^9$  photons lissées ainsi qu’au profil de la projection brute de  $10^9$  photons. Encore une fois, en considérant la variation des données brutes, le lissage permet d’obtenir des profils à l’intérieur du bruit même pour une simulation avec 100 fois pour de photons.

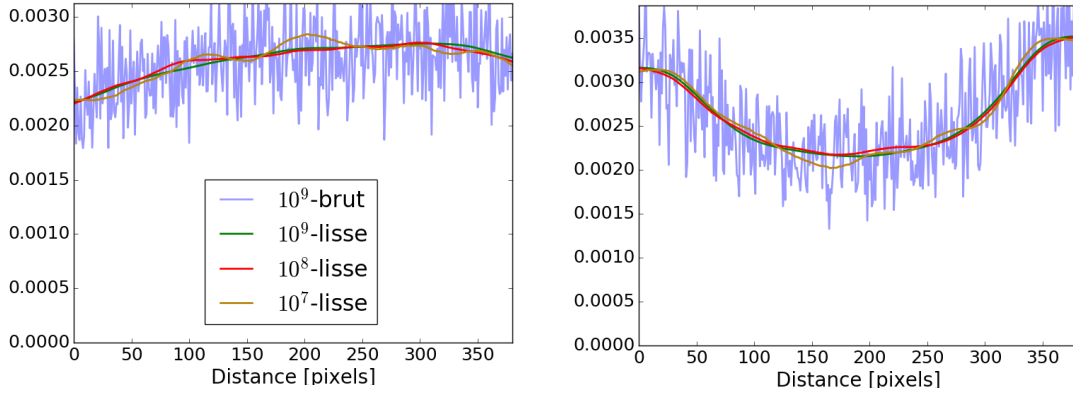


FIGURE 4.5 – Profils tracés à l’horizontal pour des simulations Monte Carlo de  $10^9$ ,  $10^8$  et  $10^7$  photons pour le pelvis d’un patient pour une acquisition en antéropostérieur (gauche) et en médiolatéral (droite). Les profils ont été lissés avec un filtre gaussien de  $\sigma = 22$  pixels. Les profils ont été normalisés par l’aire sous la courbe.

La table 4.1 résume l’ensemble des résultats obtenus précédemment pour les deux géométries. En considérant un filtre gaussien de  $\sigma = 22$  pixels, on obtient une erreur moyenne en deçà de 0,5% pour une acquisition en antéropostérieur et de moins de 1,8% pour une acquisition en médiolatéral. La différence entre les deux acquisitions est l’épaisseur de la géométrie traversée qui est plus grande en médiolatéral, ce qui réduit le signal détecté. Idéalement, selon les seuils définis précédemment, l’erreur moyenne incluant un écart-type serait en deçà de 2%. Seul le cas du pelvis d’un patient avec une simulation de 10 millions de photons en médiolatéral dépasse quelque peu cette valeur. La section 4.3 traite d’une méthode pour réduire la variance sans modifier le nombre de photons simulés voire le diminuer d’un facteur 2.

TABLE 4.1 – Erreur relative moyenne par rapport à une simulation d’un milliard de photons lissée en antéropostérieur ( $0^\circ$ ) et en médiolatéral ( $90^\circ$ ). Un filtre gaussien de  $\sigma = 22$  pixels pour le thorax et le pelvis a été utilisé.

Géométrie	Simulation photons	Angle °	Err. Rel %	std %
Thorax	100M	0	0,16	0,33
Thorax	100M	90	0,05	0,47
Thorax	10M	0	0,31	0,69
Thorax	10M	90	0,63	1,61
Pelvis	100M	0	0,30	0,40
Pelvis	100M	90	0,22	0,73
Pelvis	10M	0	0,46	1,37
Pelvis	10M	90	1,74	2,76

Un autre type de filtre a également été évalué soit le filtre passe-bas dans le domaine de Fourier avec une fréquence de coupure. La figure 4.10 présente la comparaison du filtre avec



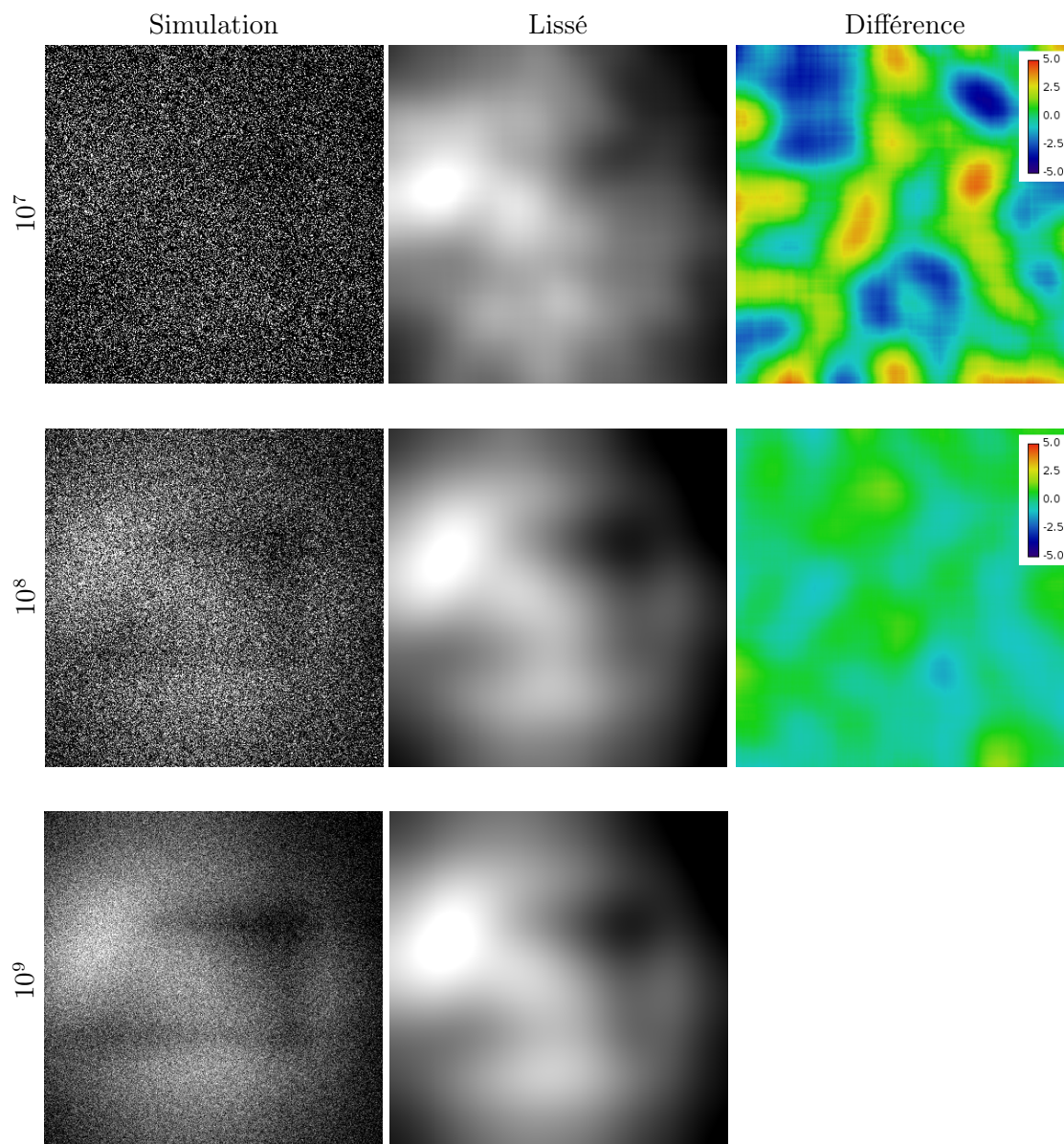


FIGURE 4.6 – Simulations Monte Carlo de  $10^7$ ,  $10^8$  et de  $10^9$  du rayonnement diffusé pour le thorax d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien d'un  $\sigma = 22$  pixels pour une acquisition en médiolatéral. Les images de différence représentent l'erreur relative par rapport à la simulation d'un milliard de photons sur une échelle allant de -5% à 5%.

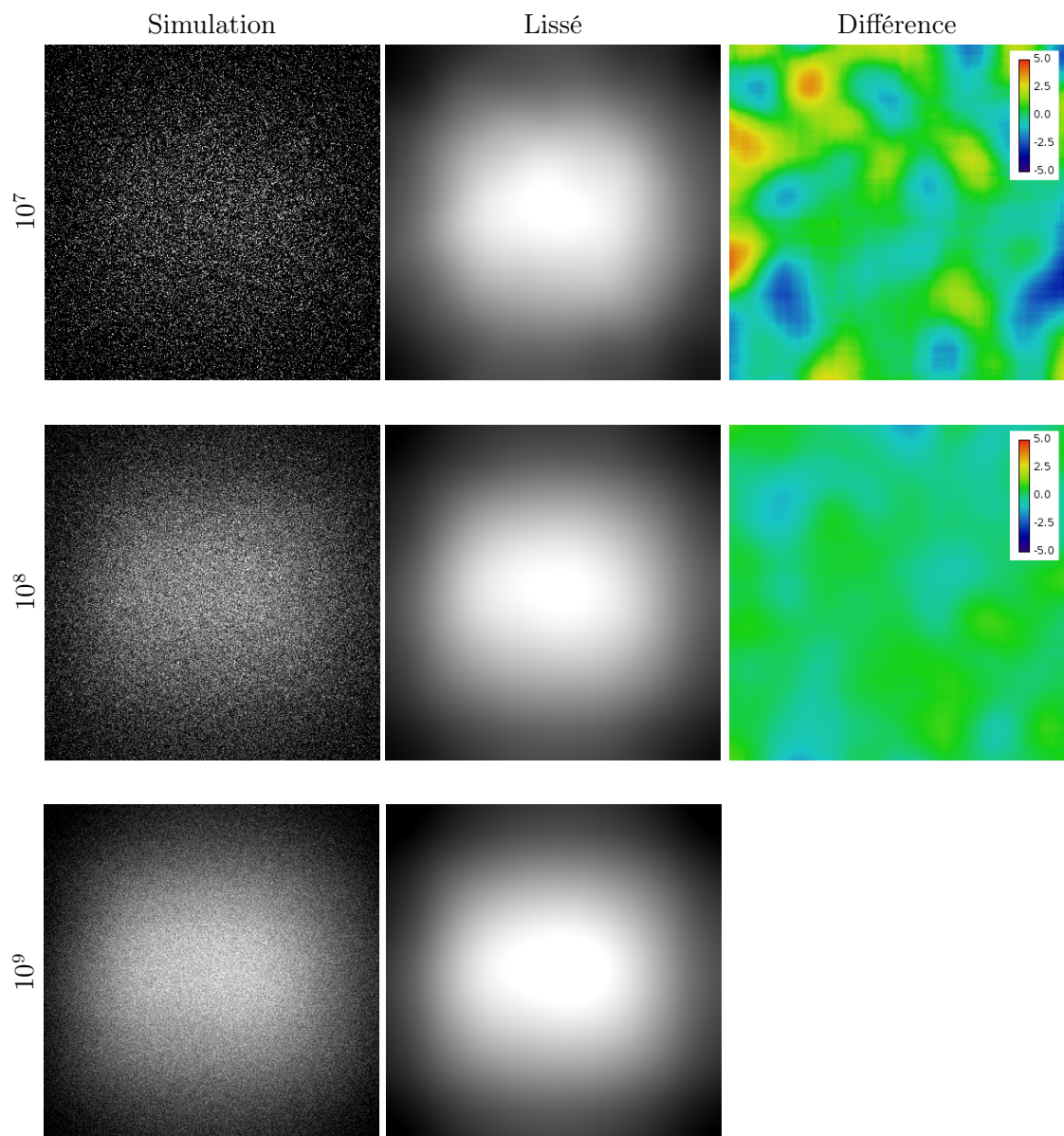


FIGURE 4.7 – Simulations Monte Carlo de  $10^7$ ,  $10^8$  et de  $10^9$  du rayonnement diffusé pour le thorax d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien d'un  $\sigma = 22$  pixels pour une acquisition en antéropostérieure. Les images de différence représentent l'erreur relative par rapport à la simulation d'un milliard de photons sur une échelle allant de -5% à 5%.

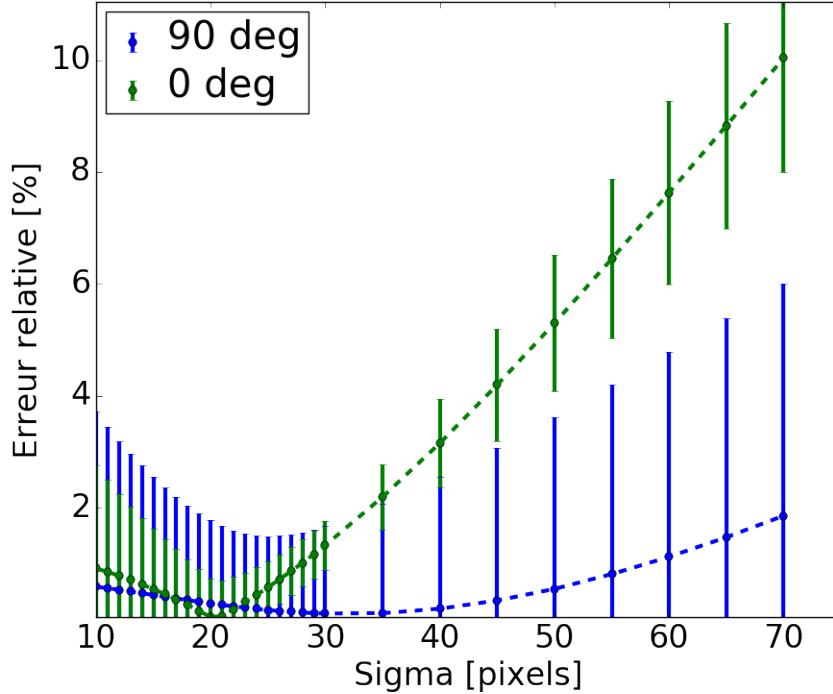


FIGURE 4.8 – Erreur relative moyenne en valeur absolue d’une simulation de 10 millions de photons du thorax d’un patient par rapport à une simulation Monte Carlo d’un milliard de photons en fonction du sigma utilisé dans le lissage gaussien. Les images ont été acquises en antéropostérieur ( $0^\circ$ ) et en médiolatéral ( $90^\circ$ ). L’image de référence est lissée avec un  $\sigma = 20$  pixels.

une fréquence de coupure et du filtre gaussien pour le pelvis d’un patient. Les paramètres ont été optimisés pour les deux filtres. Les résultats sont beaucoup moins intéressants avec la fréquence de coupure qu’avec le lissage gaussien comme on peut l’observer sur la figure. Les erreurs relatives dépassent facilement le  $\pm 20\%$  voire  $30\%$ . De plus, les erreurs ne permettent pas de conserver la forme du rayonnement diffusé. Le filtre gaussien a donc été retenu. L’image de référence a été lissée avec un lissage gaussien, cela aurait pu causer un biais, mais des résultats similaires sont obtenus avec la simulation brute d’un milliard de photons.

D’autres méthodes ont été proposées dans la littérature telles que la modélisation par une fonction de 2<sup>e</sup> ou de 3<sup>e</sup> degré, mais ces méthodes ne prennent pas toujours en considération la complexité du rayonnement diffusé qui est observée entre autres en médiolatéral avec le thorax humain. Une autre méthode qui n’a pas été étudiée est le lissage Richardson–Lucy qui est une technique itérative d’espérance-maximisation et de vraisemblance maximale [90]. Il est également possible de faire un lissage basé sur un comportement local. Autrement dit, le sigma peut varier d’un pixel selon les valeurs des pixels voisins [91]

En conclusion, le lissage gaussien permet de réduire le temps d’exécution d’un facteur de 10 à

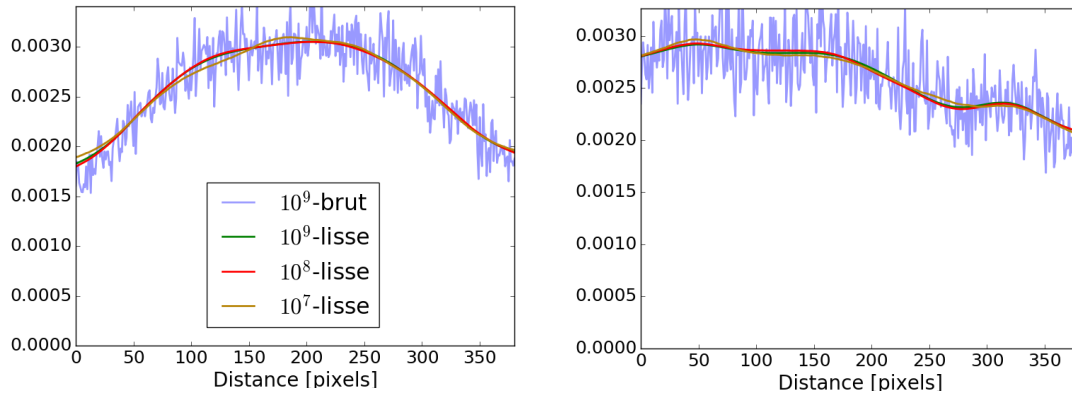


FIGURE 4.9 – Profils tracés à l’horizontal pour des simulations Monte Carlo de  $10^9$ ,  $10^8$  et  $10^7$  photons pour le thorax d’un patient pour une acquisition en antéropostérieur (gauche) et en médiolatéral (droite). Les profils ont été lissés avec un filtre gaussien de  $\sigma = 22$  pixels. Les profils ont été normalisés par l’aire sous la courbe.

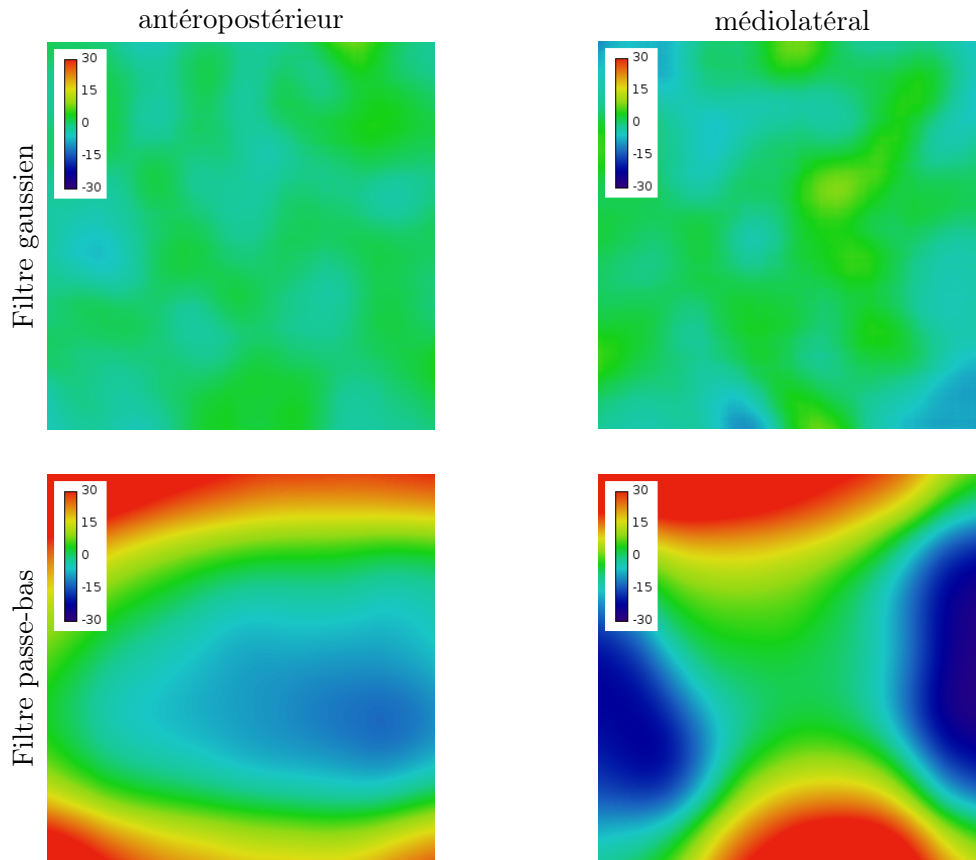


FIGURE 4.10 – Erreur relative en % pour des simulations Monte Carlo du pelvis d’un patient  $10^7$  photons acquis en médiolatéral et en antéropostérieur avec deux filtres passe-bas : lissage gaussien et avec une fréquence de coupure ( $1/163 \text{ pixels}^{-1}$ ). La simulation de  $10^9$  photons est utilisée comme référence et lissée avec un filtre gaussien. L’échelle est de -30% à 30%.

100. En considérant un écart-type, l'erreur moyenne est inférieure à 3,5% pour un facteur 100 et à 1% pour un facteur 10.

### 4.3 Réduction du nombre de pixels sur le détecteur

Dans le but réduire le temps de simulation, la réduction du nombre de pixels sur le détecteur a été étudiée pour réduire le nombre de photons simulés tout en conservant le rapport signal sur bruit (RSB). De plus, l'utilisation de détecteur avec un nombre réduit de pixels nécessite moins de mémoire sur le CPU et sur le GPU et permet par le fait même d'augmenter l'efficacité du programme.

Quatre dimensions de détecteurs ont été évaluées pour la géométrie du pelvis pour des acquisitions en antéropostérieur ( $0^\circ$ ) et en médiolatéral ( $90^\circ$ ). Les dimensions sont 96x96, 192x192, 384x384 et 768x768 pixels. La dimension totale du détecteur est conservée; seul le nombre de pixels est diminué ou augmenté. Pour lisser les images, il a été possible de déterminer une relation linéaire entre  $\sigma^2$  du lissage gaussien et le nombre de pixels par ligne (pour un détecteur carré) avec un coefficient de corrélation de 1,000 tel que

$$\sigma^2 = 1,26 \times \text{nb pixels par ligne} \quad (4.1)$$

Les  $\sigma$  utilisés sont [11, 16, 22, 31] pour [96x96, 192x192, 384x384, 768x768] pixels respectivement. Les images 4.11 et 4.12 présentent un ensemble de simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé avec différents nombres de photons primaires, et ce, pour des tailles différentes de détecteur et pour des acquisitions perpendiculaires.

Pour les images de différences soit les images 4.13 et 4.14, l'erreur relative par rapport à la simulation de référence (un milliard de photons pour un détecteur de 384x384 pixels) ont été calculées ainsi que leur écart-type. Les résultats sont résumés dans la table 4.2. Les erreurs sont présentées en valeur absolue. Pour calculer les erreurs relatives et les RSB, les images sont toutes redimensionnées sur une grille de 384x384 avec une interpolation bilinéaire. Les résultats sont similaires avec une grille de 96x96. L'image de référence (simulation avec un milliard de photons) a été faite avec un détecteur de 384x384 pixels. Le RSB a été calculé tel que décrit dans la section 2.11. La table 4.2 présente les RSB pour l'ensemble des simulations.

Plus précisément, neuf simulations ont été faites. La première correspond à la simulation de référence soit une simulation d'un milliard de photons pour un détecteur de 384x384 pixels et lissé avec un filtre gaussien de  $\sigma = 22$ . La simulation de 10 millions de photons pour le détecteur de 384x384 pixels lissé avec un filtre de  $\sigma = 22$  correspond à la simulation utilisée précédemment. Comme on peut le noter, en augmentant la taille du détecteur à 768x768 sans augmenter le nombre de photons, la qualité de l'image diminue avec le RSB. L'erreur moyenne varie peu d'une simulation à l'autre, mais l'écart-type permet de voir la dispersion de l'erreur

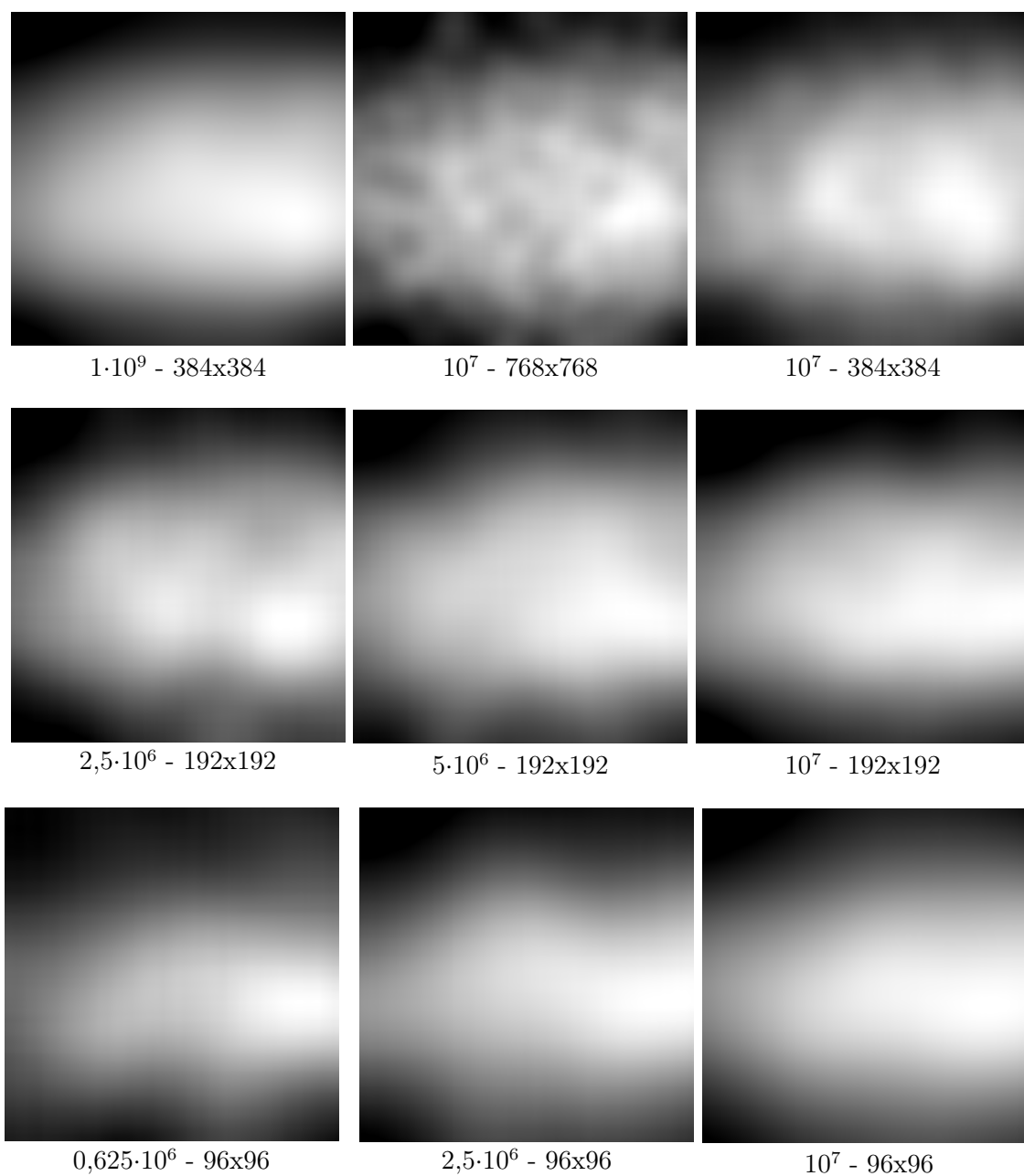


FIGURE 4.11 – Simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé de  $625 \cdot 10^3$  à de  $10^9$  photons pour le pelvis d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien avec  $\sigma^2 = 1,26 \cdot pixels/ligne$  pour une acquisition en antéropostérieur. Des détecteurs de  $96 \times 96$ ,  $192 \times 192$ ,  $384 \times 384$  et  $768 \times 768$  pixels ont été utilisés.

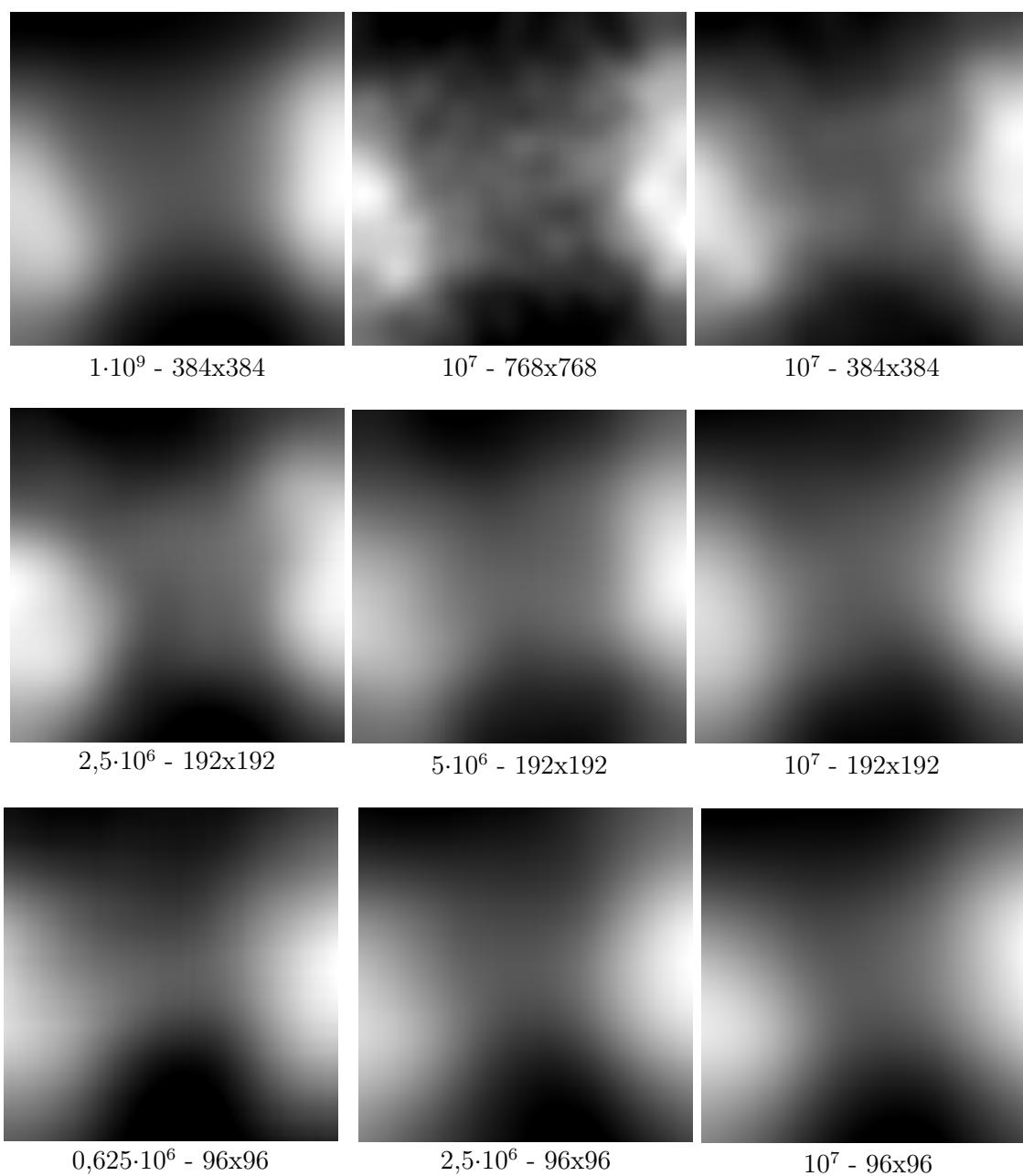


FIGURE 4.12 – Simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé de  $625 \cdot 10^3$  à de  $10^9$  photons pour le pelvis d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien avec  $\sigma^2 = 1,26 \cdot pixels/ligne$  pour une acquisition en médiolatéral. Des détecteurs de 96x96, 192x192, 384x384 et 768x768 pixels ont été utilisés.

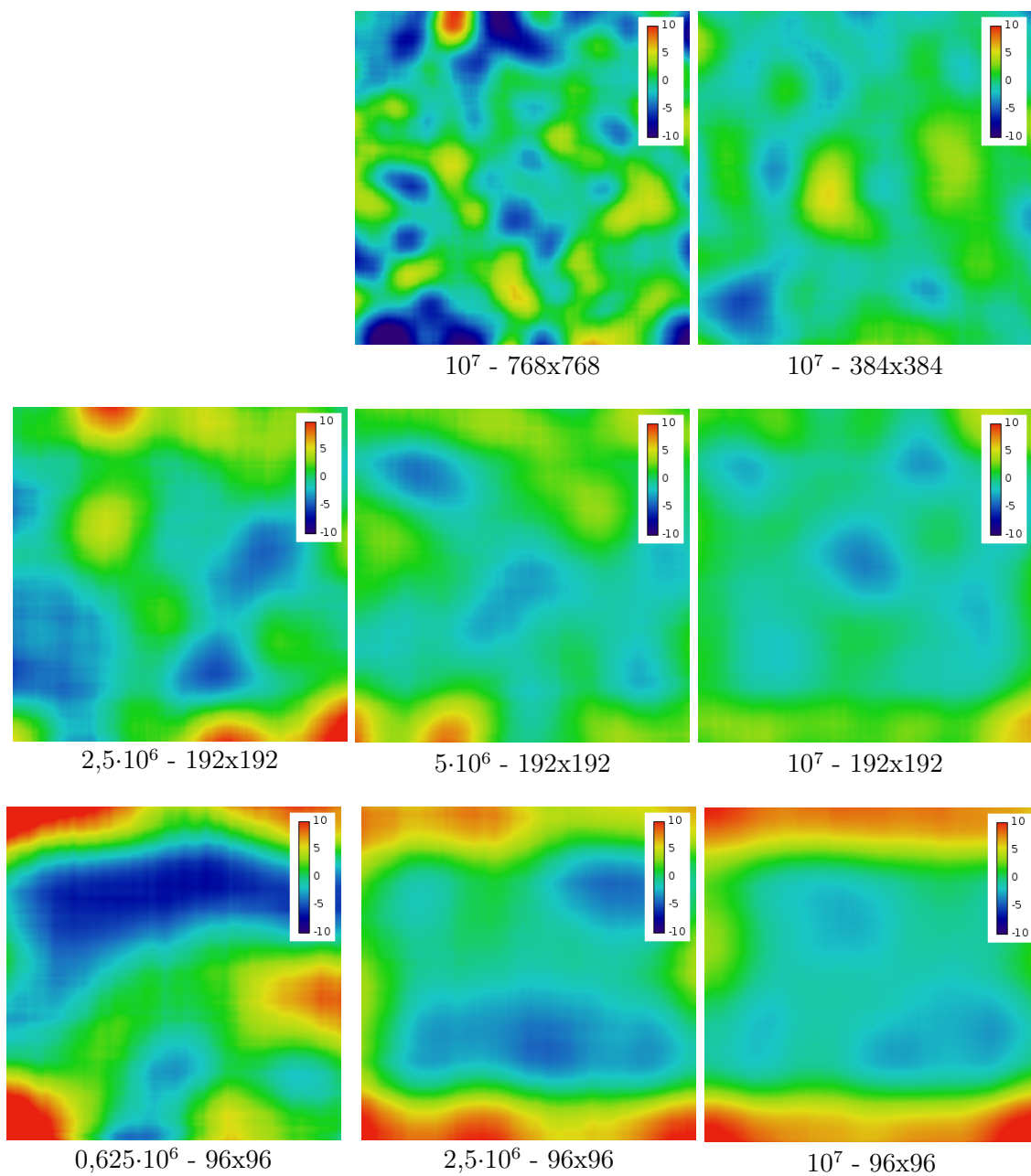


FIGURE 4.13 – Erreurs relatives par rapport à une simulation d'un milliard de photons pour des simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé de  $625 \cdot 10^3$  à de  $10^9$  photons pour le pelvis d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien d'un  $\sigma^2 = 1,26 \cdot pixels/ligne$  pour une acquisition en antéropostérieure. Des détecteurs de  $96 \times 96$ ,  $192 \times 192$ ,  $384 \times 384$  et  $768 \times 768$  pixels ont été utilisés. Les erreurs relatives sont notées sur une échelle allant de -10% à 10%.



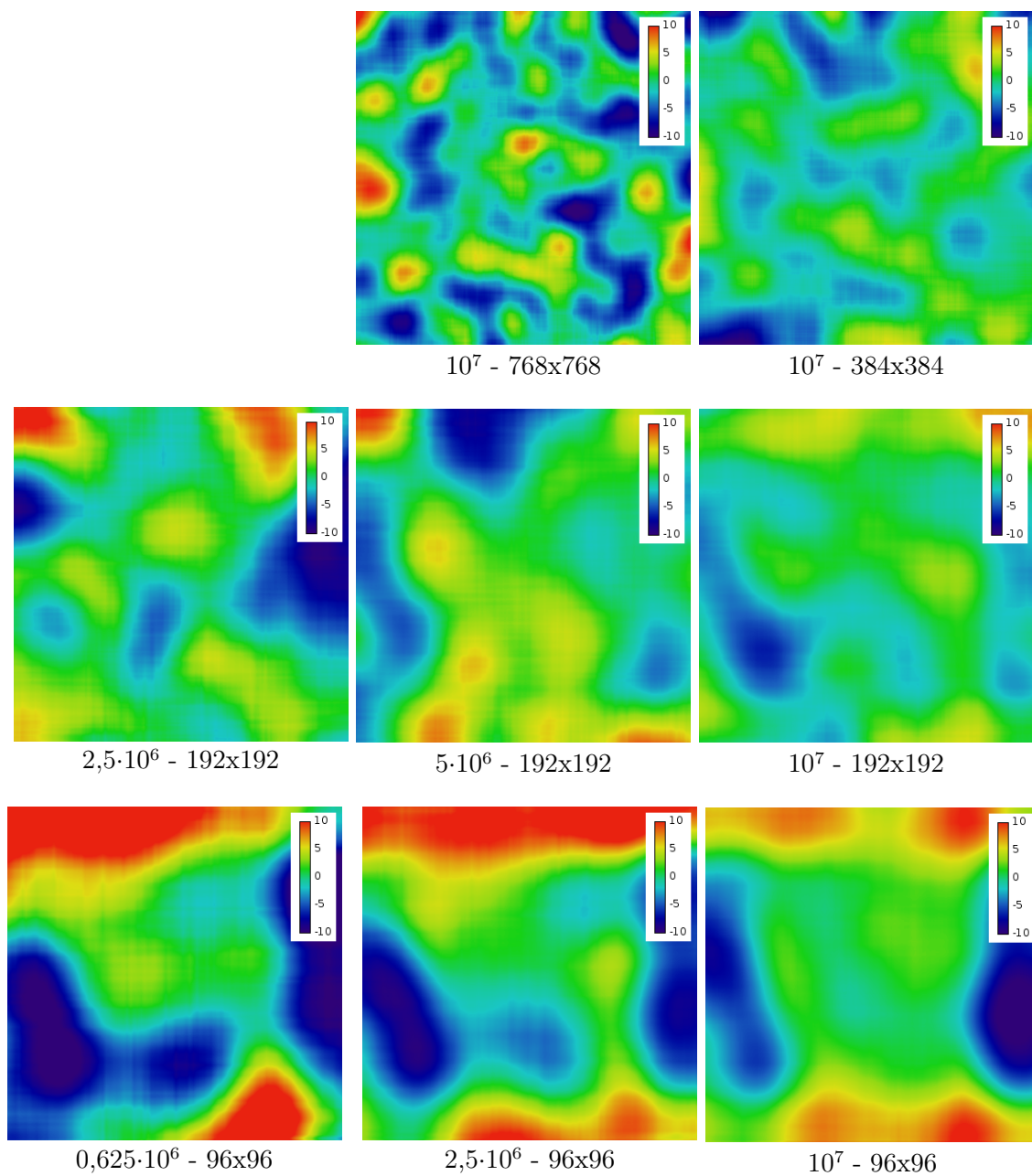


FIGURE 4.14 – Erreurs relatives par rapport à une simulation d'un milliard de photons pour des simulations Monte Carlo du rayonnement diffusé de  $625 \cdot 10^3$  à de  $10^9$  photons pour le pelvis d'un patient avec l'utilisation d'un filtre gaussien d'un  $\sigma^2 = 1,26 \cdot pixels/ligne$  pour une acquisition en médiolatéral. Des détecteurs de 96x96, 192x192, 384x384 et 768x768 pixels ont été utilisés. Les erreurs relatives sont notées sur une échelle allant de -10% à 10%.

TABLE 4.2 – Erreur relative moyenne et RSB par rapport à une simulation du pelvis d’un milliard de photons sur un détecteur de 384x384. Un filtre gaussien a été utilisé pour chaque simulation. Le facteur représente le signal par pixel par rapport à une simulation de 10 millions de photons avec un détecteur de 384x384.

Détecteur pixels	Simulation 10 <sup>6</sup> photons	Facteur -	Err. Rel à 0° %	RSB dB	Err. Rel à 90° %	RSB dB
96x96	0,625	1	0,23 ± 4,42	27,9	0,23 ± 6,88	23,1
96x96	2,5	4	0,70 ± 3,47	30,2	1,01 ± 5,47	25,4
96x96	10	16	1,27 ± 3,57	30,0	0,77 ± 4,49	26,4
192x192	2,5	1	0,15 ± 2,71	32,0	0,12 ± 3,70	27,8
192x192	5	2	0,28 ± 1,99	34,7	0,63 ± 3,25	30,5
192x192	10	4	0,21 ± 1,65	36,0	0,10 ± 2,39	32,2
384x384	10	1	0,09 ± 1,63	35,7	0,33 ± 2,45	32,6
768x768	10	0,25	0,61 ± 2,98	31,2	1,06 ± 3,50	28,6

et on note qu’elle augmente significativement pour le détecteur de 768x768 pixels. Bien qu’on augmente la résolution spatiale en augmentant le nombre de pixels, on diminue le signal. Les images ont été normalisées par le nombre de photons.

Six autres simulations ont été faites avec des détecteurs de moindre résolution : 96x96 et 192x192 pixels. Trois simulations ont été faites par détecteur pour analyser l’effet de l’augmentation du signal par rapport à la perte de résolution spatiale. D’abord, pour ces deux détecteurs, des simulations de 10 millions de photons ont été faites soit respectivement 16x et 4x le signal par pixel correspondant à la simulation de référence avec un détecteur de 384x384. Ces simulations sont visuellement un peu moins bruitées que celles du détecteur de 384x384 pixels, mais leur RSB n’est pas nécessairement meilleurs. Dans le cas du détecteur 96x96, le RSB (selon l’équation 2.17) est plus faible d’un facteur 3,7 (antéropostérieur) et 4,5 (médiolatéral) que la simulation avec des écart-types environ 2 fois plus larges. Dans le cas du détecteur 192x192, cette différence est moins marquée. Le RSB est plutôt de 1,1 fois et 0,9 fois respectivement avec des écart-types du même ordre de grandeur. La diminution de la résolution spatiale est visible surtout aux extrémités de l’image comme on peut le voir sur les images 4.13 et 4.14. Cet effet est plus visible sur le détecteur de 96x96 pixels.

Pour les deux plus petits détecteurs, une simulation a été faite en conservant le même signal soit 0,625 million de photons pour le détecteur de 96x96 pixels et 2,5 millions de photons pour le détecteur de 196x196 pixels. Leur RSB chute significativement. Puisque le RSB est calculé par rapport une image de référence de 384x384, le bruit augmente s’il y a une perte d’information spatialement, ce qui explique la diminution du RSB même si le signal est conservé. Dans les deux détecteurs, les erreurs peuvent dépasser plus de 10% en valeur absolue surtout pour l’acquisition en médiolatéral. Il n’est donc pas possible de réduire par le même facteur la surface du détecteur et le nombre de photons simulés.

La dernière simulation effectuée avec les deux petits détecteurs est un entre-deux entre la diminution de la surface du détecteur et du signal. Dans le cas du détecteur de 192x192 pixels, le signal par pixel est doublé (simulation de 5 millions de photons) et quadruplé pour le détecteur de 96x96 pixels (simulation de 2,5 millions). Les résultats sont plus intéressants. Le détecteur de 96x96 pixels manque de résolution spatiale pour être utilisé. En effet, les erreurs sont trop importantes même avec une simulation de 10 millions de photons, ce qu'on peut voir sur les images d'erreurs relatives. Le détecteur de 192x192 pixels avec 5 millions de photons présentent des résultats intéressants. Les erreurs sont un peu plus élevées que la simulation de 10 millions de photons avec un détecteur de 384 x 384 pixels, par contre, un facteur 2 est gagné dans le temps de simulation et un facteur 4 est gagné sur la mémoire. Le RSB diminue d'un facteur entre 1,3 et 1,7 et l'écart-type augmente d'un facteur 1,3, ce qui peut être acceptable selon le contexte.

Pour le détecteur de 192x192, les moyennes sont en somme toute très bonnes et inférieures à 3,9% en considérant un écart-type sur la moyenne. Pour le détecteur de 768x768, ce nombre monte à 4,7% à 7,1% pour le détecteur de 96x96 pixels.

Idéalement, l'écart-type devrait être en deçà de 2%. Pour ce faire, le signal doit être minimalement doublé par rapport à la simulation de 10 millions de photons pour un détecteur de 384x384. De plus, on observe que le détecteur de 96x96 n'offre pas une résolution spatiale suffisante pour obtenir des résultats précis. Malgré l'augmentation du signal son écart-type est toujours supérieur à 2% pour une acquisition à 90°. Le détecteur le plus optimal est donc celui à 192x192 pixels pour une simulation de 5 millions de photons et plus. Comme il fut mentionné précédemment, cette simulation permet de réduire la mémoire utilisée et de réduire de moitié le temps de simulation pour la simulation de 5 millions de photons. Il n'est toutefois pas possible de déterminer une relation entre la taille du détecteur, le signal et le RSB.

Finalement, les temps de simulation ont également été pris en considération. La table 4.3 montre le ratio des temps de simulation pour un même nombre de photons simulés où seul la taille du détecteur varie dont le détecteur de 384x384 pixels est utilisé comme référence. Pour un détecteur de 384x384 ou de taille inférieure, le temps de simulation est peu affecté. En augmentant la taille du détecteur à 768x768, on observe toutefois une augmentation de plus de 30% du temps de simulation. Ce temps considère uniquement la génération d'une projection. Mathématiquement, le programme n'effectue pas de calculs supplémentaires avec un détecteur plus large. Toutefois, cela nécessite une partie plus importante des ressources de l'ordinateur, et ce, surtout en mémoire et peut limiter l'efficacité du programme.

En conclusion, bien que réduire la surface du détecteur permet d'augmenter le signal par pixel, cela diminue toutefois la résolution spatiale et par le fait même le RSB. Le détecteur de 192x192 permet de réduire de moitié le nombre de photons par rapport au détecteur de 384x384 pixels tout en conservant une qualité de l'image similaire. Le détecteur 96x96 ne permet toutefois

TABLE 4.3 – Comparaison des temps de simulations avec un détecteur de 96x96 pixels, 192x192 pixels et de 768x768 pixels par rapport à un détecteur de 384x384 pixels pour des projections acquises en antéropostérieur ( $0^\circ$ ) et médiolatéral ( $90^\circ$ ) du pelvis d'un patient.

Détecteur pixels	Angle $0^\circ$ s/s	Angle $90^\circ$ s/s
96x96	0,96	0,98
192x192	0,96	0,98
768x768	1,36	1,38

pas de conserver l'information spatiale. De plus, selon les capacités de l'ordinateur, la taille du détecteur doit être adaptée.

#### 4.4 Interpolation et symétrie

Une interpolation linéaire des images Monte Carlo du rayonnement diffusé est utilisée pour réduire le temps de simulation. Puisque le rayonnement diffusé peut être défini uniquement par des basses fréquences, il varie peu sur de petits angles, ce qui permet d'utiliser une simple interpolation linéaire entre les projections. Les textures CUDA sont utilisées pour cette partie ce qui permet d'interpoler une projection de 384x384 pixels en seulement 0,1 s. Une fois lissé, il est possible d'interpoler le rayonnement diffusé avec une interpolation bilinéaire sur le sinogramme.

Le premier objectif est de déterminer le nombre minimal de projections qui doivent être simulées pour ensuite interpoler à n'importe quel angle. Le second objectif est de déterminer l'influence de l'angle de la source par rapport au volume à imager sur l'interpolation. Une étude a été faite sur une interpolation entre  $0^\circ$  (antéropostérieur) et  $90^\circ$  (médiolatéral). Pour ce faire, deux géométries ont été étudiées soit le thorax d'un patient et le thorax numérique. Pour chaque géométrie, trois simulations de 10 millions de photons par projections ont été faites avec 5, 15 et 45 projections simulées. Pour les simulations de 5 et 15 projections, 45 projections sont interpolées par simulation.

L'interpolation n'inclut pas les projections simulées. Les projections simulées servent à créer les textures CUDA et à partir des textures, 45 projections sont interpolées. Le pas angulaire entre chaque projection ne nécessite pas d'être parfaitement régulier. Dans un cas clinique, les projections ne sont pas acquises à des angles parfaitement espacés.

La figure 4.15 montre les différences obtenues en fonction de l'angle pour les deux interpolations, soit 45 :5 et 45 :15 (projections interpolées : simulées), et ce, pour chaque géométrie. Dans les deux cas, l'erreur relative moyenne par rapport à la simulation sans interpolation est significativement plus faible entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$  qu'entre  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . Dans le meilleur des cas, soit

le thorax d'un patient entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$ , une erreur de  $\pm 1\%$  est obtenue en moyenne pour 5 et 15 projections simulées. Cette erreur atteint toutefois entre  $45^\circ$  et  $90^\circ$  4% avec 5 projections simulées et 2% avec 15 projections simulées.

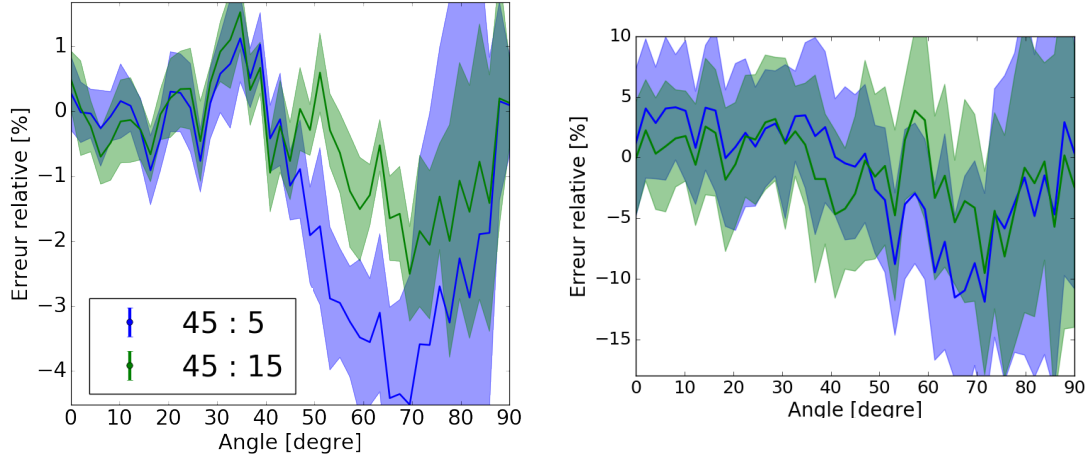


FIGURE 4.15 – Erreurs relatives moyennes d'une simulation avec interpolation de 10 millions de photons par projection du thorax d'un patient (gauche) et le thorax simulé (droite) par rapport à une simulation Monte Carlo de 10 millions de photons sans interpolation en fonction de l'angle de projection. L'interpolation de projections interpolées : simulées est de 45 : 5 et 45 : 15. Les images sont lissées avec un  $\sigma = 15$ .

Les erreurs avec le thorax numérique sont plus élevées qu'avec le thorax d'un patient. Cela n'est pas surprenant même s'il s'agit d'une géométrie de densité plus élevée en raison de l'absence de poumons. En effet, comme il a été noté précédemment avec la correction de l'énergie de liaison de l'électron, plus un photon subit de la diffusion multiple moins sa direction initiale est importante. Autrement dit, l'effet de l'angle initial de la source par rapport à la géométrie sera moins important sur le profil du rayonnement diffusé et donc le rayonnement diffusé est un peu plus constant sur  $360^\circ$ . Son interpolation devient meilleure. Conséquemment, on peut s'attendre que pour des géométries comme le pelvis où le ratio diffusé/primaire est beaucoup plus important, l'interpolation peut se faire sur des angles plus grands que pour des géométries où le ratio diffusé/primaire est plus faible comme le cou. Par contre, dans ces dernières simulations, la simulation Monte Carlo est beaucoup rapide, ce qui permet de simuler un plus grand nombre de projections pour un même temps.

Puisque le corps a une forme ovale plutôt que parfaitement ronde, le choix du nombre de projections simulées devrait être ajusté en fonction de l'angle de la source. En effet, aux angles entre  $50^\circ$  et  $80^\circ$ , l'interpolation est moins bonne que l'interpolation sur les 40 premiers degrés. Sur la première moitié, un ratio neuf projections interpolées pour une projection simulée (45 : 5) est suffisant alors que sur la deuxième moitié, il faudrait plutôt un ratio de trois projections interpolées pour une projection simulée (45 : 15).

Dans un cas idéal, il serait possible de déterminer le nombre minimal de projections à simuler et de vérifier les angles les plus importants en fonction de chaque géométrie. Un pas identique entre chaque projection n'est pas nécessairement la solution idéale. Une fois l'ensemble minimal de projections déterminées, il est possible d'interpoler entre les projections simulées pour un temps de calculs presque négligeable. Dans ce cas-ci l'utilisation permettrait de diminuer le temps de simulation d'un facteur de l'ordre de 5. Il s'agit somme toutes d'une stratégie simple et facile à implémenter pour gagner du temps de simulation.

Xu [1] a fait une étude similaire en se basant sur la fréquence de Nyquist pour déterminer la fréquence minimale pour une interpolation linéaire selon un seuil d'erreur prédéfini. Pour une tête, seulement 10 projections sur  $360^\circ$  sont nécessaires pour simuler le rayonnement diffusé avec une erreur de 0,1% selon le théorème de Nyquist, un résultat qui semble ambitieux. L'erreur réelle de l'interpolation n'a pas été calculée dans cet article. Selon Bootsma [34], il est possible de simuler seulement 22 projections en utilisant une interpolation de Fourier. Pour ce faire, les 22 projections sont représentées par une série de Fourier qui est ensuite utilisée pour l'interpolation. Le nombre de projections de ces deux articles est similaire à celui obtenu dans le cadre de cette maîtrise. Il aurait été intéressant de savoir si la fréquence de Nyquist obtenue par Xu respecte l'erreur de 0,1% lors d'une simulation et si cette erreur est valable pour tous les angles d'acquisition.

Plutôt que d'utiliser une interpolation linéaire, il aurait également été possible d'utiliser une interpolation de Fourier [34] ou une spline cubique [90]. Dans GPUMCD, l'interpolation de projections est présentement faite par une fonction CUDA (texture) optimisée pour une carte graphique, ce qui permet d'obtenir un excellent temps d'exécution. L'interpolation de Fourier qui utilise les fréquences pour définir la relation d'interpolation permettrait sûrement d'obtenir de meilleurs résultats, puisque qu'une représentation par série de Fourier est plus exact qu'une relation linéaire, ce qui permettrait de réduire le nombre de projections simulées. Cependant, l'interpolation de Fourier va augmenter le temps d'exécution.

Une autre option serait de simuler des projections sur  $180^\circ$  seulement et d'utiliser une symétrie pour estimer le diffusé sur l'autre  $180^\circ$ . Cette option serait adéquate dans un cas de patients parfaitement symétriques radialement. Pour ce faire, trois simulations avec un milliard de photons primaires avec le pelvis d'un patient ont été faites à trois angles différents :  $0^\circ$  (antéropostérieur),  $45^\circ$  et  $90^\circ$  (médiolatéral). Pour chaque angle, la projection respective à  $180^\circ$  a aussi été simulée. La figure 4.16 présente les images de différence entre les deux projections à  $180^\circ$ . La géométrie du patient n'est pas suffisamment symétrique pour utiliser cette méthode. On peut noter des erreurs allant jusqu'à 24%. Par conséquent, cette stratégie n'a pas été retenue.

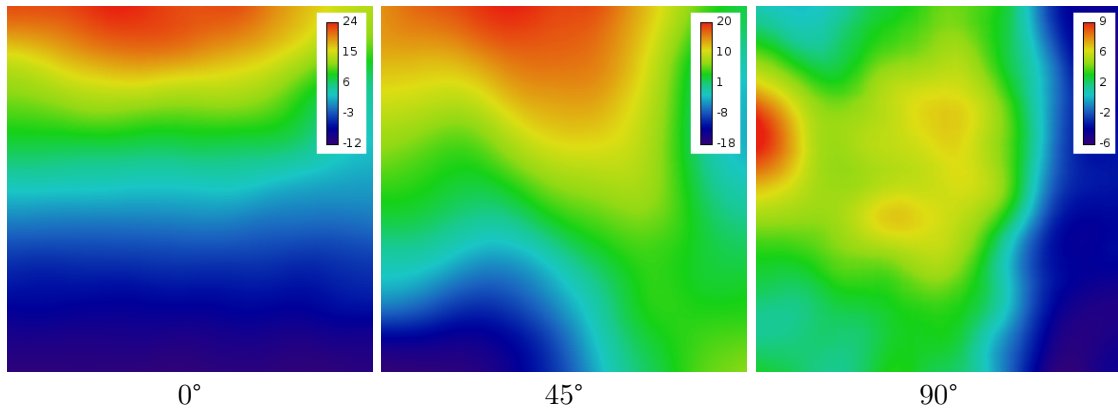


FIGURE 4.16 – Différence en % entre deux images acquises à 180° dans le but de comparer si le rayonnement qui traverse la même géométrie mais dans deux directions opposées produit le même diffusé. L’angle donné correspond à l’angle de la première projection.

## 4.5 Réduction de la voxelisation du fantôme

Le rayonnement diffusé ne devrait pas être affecté par les détails de la géométrie. Xu [1] a obtenu une réduction du temps de simulation Monte Carlo d’un facteur 2 en réduisant son nombre total de voxels d’un facteur 6 sans augmenter significativement l’erreur. La réduction de voxels a été seulement faite au sein d’une même tranche en moyennant les voxels fusionnés.

Puisque GPUMCD utilise l’algorithme de Woodcock, le temps de simulation ne devrait pas être significativement affecté par la diminution du nombre de voxels dans le patient puisqu’il n’y a pas de phénomène de transport associé au changement de voxel. En raison de quelques limitations du programme, il n’a pas été possible d’en faire une étude exhaustive.

Une étude a été faite pour un même nombre de tranches (128) du pelvis avec grille de 384x384 pixels et 512x512 pixels. La réduction du nombre de voxels a permis de sauver seulement 5% du temps. Quant aux images de diffusé, elles étaient identiques entre les deux simulations. Cela permet surtout de réduire la mémoire utilisée, mais n’a pas d’effet significatif sur la production de diffusé. Il serait intéressant de vérifier avec une réduction plus importante de voxels.

Ce résultat correspond aux attentes puisque GPUMCD utilise l’algorithme de Woodcock [92]. Dans les simulateurs Monte Carlo classiques, la distance minimale pour le transport correspond au changement de voxel. Le simulateur va calculer les distances par Monte Carlo pour chaque interaction possible et si elles sont supérieures à la distance séparant la particule du prochain voxel, alors il y aura transport de la particule jusqu’au prochain voxel. Cela permet de recalculer la distance en fonction des changements de matériaux. L’algorithme de Woodcock stipule plutôt que de prendre la distance jusqu’au prochain voxel, on utilise la distance la plus courte en considérant l’ensemble des interactions pour la densité maximale possible lors de la simulation, ce qui correspond dans ce cas-ci à de l’os. Ainsi, le pas minimal correspond au

pas minimal dans toute la géométrie en considérant tous les matériaux. Puisque ce pas est en moyenne plus long que la dimension d'un voxel, la simulation est significativement plus rapide que celle utilisant les méthodes classiques. De plus, techniquement, le nombre de voxels dans le patient ne devrait pas affecter la durée de la simulation tant que la géométrie du patient est conservée et c'est effectivement ce qui est observé.

## 4.6 Temps de simulation

La dernière étape était d'estimer les temps de simulation pour deux géométries provenant de données cliniques de patients soient le thorax et le pelvis. Une carte graphique NVIDIA TITAN X a été utilisée. La table 4.4 présentent les temps de simulation pour une projection pour différentes opérations : traçage de rayons, simulation Monte Carlo, lissage et interpolation.

TABLE 4.4 – Comparaison des temps de simulation pour les géométries de thorax et de pelvis pour deux projections acquises perpendiculairement. Les temps de simulation sont pour une seule projection. Les différentes opérations sont : la simulation Monte Carlo (MC) avec  $10^7$  et  $10^8$  photons, le traçage de rayons (TR), le lissage gaussien et l'interpolation.

Géométrie	MC ( $10^7$ )	MC ( $10^8$ )	RT	Lissage	Interp.
-	s	s	s	s	s
Pelvis réel	$0,17\pm 0,02$	$1,20\pm 0,09$	$0,014\pm 0,004$	$0,04\pm 0,01$	$0,023\pm 0,001$
Thorax réel	$0,147\pm 0,008$	$1,05\pm 0,04$	$0,012\pm 0,006$	$0,04\pm 0,01$	$0,0012\pm 0,006$
Fantôme G4	$0,15\pm 0,01$	$1,00\pm 0,04$	$0,010\pm 0,002$	$0,04\pm 0,01$	$0,0015\pm 0,001$

Le temps d'écriture et de lecture des données n'a pas été évalué puisque cette étape n'a pas été optimisée. De plus, si la correction est directement implémentée dans un programme de reconstruction, il ne sera pas nécessaire de lire ou d'écrire les images. La table 4.5 présentent les résultats pour le thorax et le pelvis. Une correction de haute qualité correspond à 60 projections simulées avec 100 millions de photons alors qu'une correction de basse qualité correspond à 20 projections simulées avec 10 millions de photons. Dans les deux cas, 180 projections sont interpolées.

Un élément important à considérer est aussi le besoin réel des corrections. En effet, si on désire replanifier un traitement pour le lendemain, une simulation de plusieurs minutes n'est pas en soi un problème. Dans un tel cas, la qualité de la correction est également importante et il est plus efficace de calculer une correction de quelques minutes voire dizaine de minutes s'il le faut pour avoir la meilleure qualité possible. Toutefois si le patient attend sur la table pour vérifier son positionnement, la correction doit être rapide, soit inférieure à 15 secondes. Dans ce dernier cas, les technologues ont besoin de voir suffisamment de détails dans l'image pour valider le positionnement, mais aucun calcul n'est effectué sur les nombres CT. Une correction de basse qualité serait suffisante. Les temps obtenus sont inférieurs de 30 à 50% pour des simulations similaires, mais de géométries légèrement plus petites dans le cas de Xu [1]. Les



TABLE 4.5 – Comparaison des temps de simulation pour les géométries de thorax et de pelvis. Les temps de simulation sont pour l’ensemble des projections selon la qualité. Le total n’inclut pas la lecture ou l’écriture des données. 180 projections sont interpolées. La simulation de haute qualité correspond à 60 projections simulées avec 100 millions de photons et celle de basse qualité correspond 20 projections simulées avec 10 millions de photons.

Géométrie	Haute qualité	Basse qualité
-	s	s
Pelvis	81	11
Thorax	70	8
Fantôme G4	67	8

autres groupes de recherche ont obtenues des temps nettement supérieurs qui sont plutôt de l’ordre de l’heure [34, 22].

Bien que les temps soient déjà très intéressants, puisque cela n’a pas été évalué sur une reconstruction, la qualité exacte de la correction n’est pas connue. Si la tolérance d’erreur de 2% ou 5% choisie dans ce travail est trop élevée, plusieurs autres options sont envisageables pour optimiser les temps de calculs. Tout d’abord, tant que la replanification n’est pas jugée nécessaire, cela signifie que la géométrie du patient est conservée. Tant un tel cas, le rayonnement diffusé en fonction du rayonnement primaire sera constant d’un traitement à un autre puisque la géométrie du patient est conservée. Une solution à valider est la production du rayonnement diffusé à partir des images CT initiales et de réutiliser ce rayonnement diffusé calculé pour les futures acquisitions d’images. Autrement dit, il ne serait donc pas nécessaire de recalculer le rayonnement diffusé à chaque CBCT acquis.

De plus, puisque les images CT sont de meilleure qualité, la correction serait également plus exacte que si elle est effectuée sur des images provenant de CBCT. En effet, le traçage de rayon permet d’obtenir des résultats très précis, mais il est très sensible au bruit. Si les images sont initialement bruitées et que la reconstruction est de mauvaise qualité, cela introduit du bruit, cette sommation de bruit sera transmise lors du traçage de rayons. Le rayonnement diffusé est toutefois moins sensible à ce bruit. Dans les pires cas, il est possible que l’ensemble des opérations introduisent plus de bruit que la correction du rayonnement diffusé ne retire de bruit dans les images reconstruites. Au final, la correction réduira les qualités des images plutôt que de l’améliorer.

L’utilisation des images CT pour le CBCT n’est pas directe. En effet, un recalage géométrique est entre autres nécessaire entre le CBCT et le scanner CT. Niu explore en détail cette possibilité [93, 94]. Si cette méthode ne fonctionne pas, une autre stratégie est d’utiliser un plus grand nombre de GPU. Présentement, un seul GPU a été utilisé, mais GPUMCD peut être exécuté sur plusieurs GPU. D’un point de vue monétaire, un GPU de haute qualité est tout-à-fait abordable pour un hôpital.

## 4.7 Prochaines étapes

Dans un premier temps, la correction doit être implémentée avec une reconstruction pour en étudier l'effet. Le premier type de reconstruction à étudier est la reconstruction FDK qui correspond à la reconstruction la plus simple comportant le moins de variables. La seconde reconstruction d'intérêt est la reconstruction itérative. Puisque la reconstruction itérative minimise la variance, la correction calculée devrait avoir un effet moins important. Il sera important de vérifier si elle est nécessaire dans ce type de reconstruction.

Dans un second temps, quelques paramètres sont essentiels à étudier. L'étude de ces éléments a soulevé de nouvelles hypothèses et de nouveaux éléments à étudier. D'abord, la marge d'erreur acceptable doit être déterminée, soit définir quelle erreur dans la reconstruction est tolérée en fonction des besoins. Une fois ce paramètre déterminé, la marge d'erreur sur la correction par rapport à une référence d'un milliard de photons doit être également déterminée. Cette dernière marge d'erreur permettra de déterminer les paramètres optimaux pour chaque géométrie selon les besoins recherchés.

Dans un troisième temps, l'optimisation automatique des paramètres tels que les angles de simulations optimales, le nombre de projections simulées, le  $\sigma$  du lissage gaussien, etc. doit être implémentée en fonction de la géométrie. Cette étape n'a pas été investiguée.

## 4.8 Conclusion

Les différents paramètres et stratégies ont été étudiés dans un but de réduire le temps de simulation tout en conservant la qualité de la simulation Monte Carlo. Puisqu'il n'a pas été possible d'implémenter la correction lors d'une reconstruction, l'effet réel sur la reconstruction des différences notées dans les projections par rapport à la référence n'est pas connu. Une erreur de 10% du rayonnement diffusé a peut-être un impact négligeable sur la reconstruction. Définir l'erreur acceptable en fonction de la reconstruction est un élément qui reste à déterminer. Toutefois, il a été possible de voir l'effet de différentes techniques d'optimisation sur le rayonnement diffusé.

Le traçage de rayons est essentiel pour réduire le nombre de photons dans la simulation Monte Carlo puisque la simulation d'une image de rayonnement primaire nécessite un nombre de photons très élevé pour conserver les détails. De plus, le traçage de rayons qui est une méthode déterministe permet d'obtenir une image sans erreur stochastique et donc améliore significativement la qualité par rapport à une simulation Monte Carlo d'un milliard de photons tout en réduisant le temps de simulation d'un facteur de plus de 1000.

Le lissage gaussien du diffusé permet de réduire le bruit stochastique. De plus, il permet de réduire le nombre de photons simulés à 100 millions de photons avec une erreur moyenne de moins de 1% incluant un écart-type. 100 millions de photons correspond à un profil optimal

en termes de qualité pour les simulations étudiées. Il est possible de faire des simulations avec 10 millions de photons avec une erreur moyenne de 1 à 5% incluant un écart-type pour les différentes géométries évaluées, ce qui correspond à une erreur raisonnable selon les besoins.

La réduction du nombre de pixels sur le détecteur permet d'augmenter le signal par pixel, mais au coût d'une perte de la résolution spatiale. En-deçà d'une certaine dimension, la géométrie n'est plus bien représentée. Selon les dimensions étudiées, la limite inférieure est de 192x192 pixels. Il n'y a pas été possible de tirer de relation qui permettait de réduire le nombre de photons simulés en fonction du signal par pixel tout en conservant le RSB. Il serait possible d'utiliser un détecteur de 192x192 pixels avec la moitié de photons simulées ce qui permettrait de doubler le signal par pixel. La perte du RSB de l'ordre de 25% à 50% est causée par le manque de résolution spatiale.

L'interpolation est un autre élément important pour réduire le nombre de projections. Les ratios d'interpolation étudiés sont 45 :5 et 45 :15 de projections simulées par projections interpolées. Selon les géométries et les angles l'interpolation n'a pas le même effet. Pour le thorax provenant de données cliniques d'un patient, une interpolation de 45 :15 permet d'obtenir un profil de haute qualité sur tous les angles alors que l'interpolation de 45 :5 permet d'obtenir un profil de haute qualité sur les angles allant seulement de 0° à 45° et de basse qualité pour les angles de 45° à 90°. Pour le thorax simulé, l'interpolation était moins efficace avec des erreurs moyennes pouvant aller jusqu'à 10%. La géométrie du patient joue un rôle important dans la détermination des angles choisis pour la simulation.

La symétrie et la réduction de nombre de voxels dans le patient ne sont pas des paramètres qui permettent de réduire le temps de simulation tout en conservant la qualité de l'image.

Finalement en considérant une correction de haute qualité soit 2% d'erreur et moins pour chaque paramètre ou stratégie étudié dans ce chapitre, on obtient un temps de simulation de moins de 2 minutes. Pour une simulation dite de basse qualité soit 5% d'erreur et moins par paramètre, on obtient un temps de simulation de moins de 15 s par simulation.

# Conclusion

L'objectif de ce projet est de développer une application permettant de corriger le rayonnement diffusé lors une acquisition d'un CBCT. Pour ce faire, une simulation Monte Carlo est utilisée pour estimer le rayonnement diffusé et le rayonnement primaire en recréant numériquement une acquisition CBCT. Ce projet a été divisé en deux sections : la validation de la physique et le développement de l'application.

La plateforme GPUMCD a été utilisée pour la simulation du transport des photons à travers le patient. La physique a été validée avec Geant4. Bien que quelques erreurs persistent dans la physique, une nette amélioration des résultats entre GPUMCD et Geant4 a été obtenue. La différence entre les deux simulations qui était supérieure à 100% pour une géométrie complexe est passée sous la barre du 10%. La correction de l'algorithme de la diffusion Rayleigh en est la principale cause. De plus, il a été possible d'identifier quelques autres causes d'erreur telles qu'une différence théorique dans l'algorithme de diffusion Compton et dans la composition de l'os de GPUMCD.

La validation de la physique a été faite en comparant le modèle de GPUMCD avec les différents modèles disponibles dans Geant4. Quatre éléments ont été évalués dans la physique : les sections efficaces totales, les matériaux, l'algorithme de diffusion Rayleigh et l'algorithme de diffusion Compton. Les deux derniers algorithmes calculent les sections efficaces différentielles.

Tout d'abord, une étude de la littérature sur les sections efficaces totales a permis de déterminer que la meilleure base de données pour les sections efficaces totales est EPDL97, mais le XCOM sont très similaires à EPDL97. Les modèles de Geant4 (Livermore, Penelope et Standard) ont également été comparés aux bases de données puisque certains modèles calculent leur propres sections efficaces totales. Livermore utilise EPDL97 et Penelope est très similaire à Livermore. Par contre, le modèle Standard de Geant4 démontre toutefois plusieurs divergences par rapport aux trois autres bases de données.

En comparant Geant4 et GPUMCD, il a été noté que les dernières versions de Geant4 (10.02 dans ce cas-ci) utilisent un algorithme de diffusion Compton incluant une correction supplémentaire qui considère l'énergie de liaison de l'électron. L'algorithme de diffusion Compton a donc été analysé avec cinq modèles de Geant4 pour déterminer l'effet de cette correction de

l'énergie de liaison sur les simulations. De manière générale, l'ajout de la correction augmente la rétrodiffusion et diminue donc l'énergie déposée dans le détecteur provenant du rayonnement diffusé. Dans un cas de géométrie réelle (thorax et pelvis) une diminution de 5% à 15% a été relevée. Cette correction n'a pas été implémentée, mais serait essentielle pour améliorer la justesse des simulations Monte Carlo.

Même si le même algorithme est utilisé entre GPUMCD et Geant4 sans correction, une faible erreur persiste en énergie entre les deux simulations qui n'a pas été identifiée. Cette erreur n'est toutefois pas présente en nombre de coups. Il n'a pas été possible d'identifier spécifiquement la cause de cette erreur, mais une erreur de programmation dans Geant4 pourrait être la cause. En raison de la complexité derrière Geant4, il n'est pas impossible qu'un phénomène physique n'a pas été désactivé, ce qui pourrait expliquer la différence, mais cette interaction n'est pas présente dans la PhysicsList.

Deux modèles Geant4 soit Penelope et Livermore ont été utilisés pour analyser l'algorithme de diffusion Rayleigh de GPUMCD. Une erreur a été relevée dans la condition de la boucle *while* et corrigée dans GPUMCD. Pour ce faire, l'algorithme de Geant4 a été implémenté. Toutefois, des probabilités d'interactions en fonction de l'atome ont été générés pour chaque matériaux à une seule énergie soit 30 keV. Après cette correction, les images de rayonnement diffusé de GPUMCD sont à l'intérieur des incertitudes en énergie et en coups par rapport aux deux modèles Geant4. On note toutefois une petite divergence en termes de coups, mais de très faible amplitude. Ce problème provient probablement de la même cause que celle observée dans l'algorithme Compton.

Cette correction n'est toutefois pas parfaite en raison de l'utilisation d'une seule énergie, et ce, en particulier pour des matériaux de faible densité. Deux solutions sont possibles : générer des tables de probabilités d'interaction pour différentes énergies ou revenir à l'algorithme utilisant les tables du NIST et trouver la bonne condition de la boucle *while*.

L'énergie déposée dans le détecteur ou dans le fantôme est similaire pour l'ensemble des interactions entre Geant4 et GPUMCD. La seule exception est la diffusion Rayleigh pour des matériaux de basse densité comme il vient d'être discuté. Cependant, des divergences ont été notées dans l'air, mais en raison de la très faible densité de l'air, ce matériau n'affecte pas les simulations.

En ce qui concerne la seconde partie du projet, bien que la correction n'a pu être implémentée lors d'une reconstruction, tous les éléments sont en place pour calculer une correction. Le résultat final calculé par cette simulation correspond à une image contenant l'erreur d'atténuation pixel par pixel. Pour corriger les images brutes, il suffit d'ajouter les projections calculées avec GPUMCD. De plus, le temps de simulation est de l'ordre de la dizaine de secondes à quelques minutes selon la qualité recherchée de la correction. Cela correspond à des temps cliniquement acceptables.

Dans un but d'optimiser le temps de calculs tout en conservant la justesse des résultats, différents paramètres et stratégies ont été étudiés, soit le traçage de rayons, le lissage gaussien, la réduction du nombre de pixels sur le détecteur et du nombre de voxels dans le patient, l'interpolation des projections et la symétrie de la géométrie.

Puisqu'il n'a pas été possible d'implémenter la correction lors d'une reconstruction, l'effet des paramètres a été étudié par rapport à une image de rayonnement diffusé d'un milliard de photons avec un lissage gaussien qui a été utilisé comme référence. L'effet sur la reconstruction des différences notées par rapport à la référence n'est pas connu. Par exemple, une erreur de 10% du rayonnement diffusé a peut-être un impact négligeable sur la reconstruction. Définir l'erreur acceptable en fonction de la reconstruction est un élément qui reste à déterminer. Il a été possible de voir l'effet de différentes techniques d'optimisation sur le rayonnement diffusé. Des seuils d'erreur de 2% et de 5% ont été définis pour comparer les différentes stratégies. Une erreur moyenne incluant un écart-type de 2% est moins considérée comme étant une correction de haute qualité alors que la marge de 5% est considérée comme étant une correction de basse qualité. Autrement dit, 67% des pixels ont 2% ou 5% d'erreur et moins. Au-delà de cette marge, la stratégie n'est pas retenue.

La première cause nécessitant un nombre élevé de photons simulés est la génération du rayonnement primaire. En effet, pour conserver les détails, plus d'un milliard de photons doivent être simulés alors que ce nombre peut être réduit pour la génération du rayonnement diffusé. Pour pallier ce problème, le traçage de rayons est utilisé. La génération du primaire par Monte Carlo est uniquement utilisée pour normaliser le traçage de rayons et permettre d'estimer le rayonnement diffusé par rapport au rayonnement primaire. De plus, le traçage de rayons qui est une méthode déterministe permet d'obtenir une image sans erreur stochastique et donc améliore significativement la qualité par rapport à une simulation Monte Carlo d'un milliard de photons soit la référence utilisée tout en réduisant le temps de simulation d'un facteur temps de plus de 1000.

Le lissage gaussien du rayonnement diffusé permet de réduire significativement le bruit stochastique puisque son profil sur le détecteur peut être décrit par des basses fréquences. Plus exactement, il permet de réduire le nombre de photons simulés à 100 millions de photons avec une erreur moyenne de moins de 1% incluant un écart-type. Une simulation de 100 millions de photons lissées et plus précise qu'une simulation d'un milliard de photons en raison de la diminution du bruit stochastique. Il est possible de faire des simulations avec 10 millions de photons au coût d'une erreur moyenne de 1 à 5% incluant un écart-type pour les différentes géométries évaluées, ce qui correspond à une erreur raisonnable. Cela permet de sauver un facteur temps 10 à 100.

Une autre stratégie envisagée est la réduction du nombre de pixels sur le détecteur dans le but d'augmenter le signal par pixel. Cependant, il a été observé que l'information spatiale n'était

pas bien conservée, ce qui entraînait une diminution du RSB. Une relation entre le RSB et le signal par pixel n'a pas été trouvée. En-deçà d'un détecteur de 192x192 pixels, l'information spatiale est significativement perdue. Il ne s'agit pas de la meilleure stratégie pour réduire le temps de simulation. Le meilleur facteur temps qui peut être gagné est de 2 voire 4 pour une correction de basse qualité avec erreur moyenne de moins de 4% incluant un écart-type pour des projections perpendiculaires avec un détecteur de 192x192.

L'interpolation est quant à elle une méthode efficace pour réduire le temps de simulation en réduisant le nombre de projections simulées par Monte Carlo, mais elle doit être utilisée avec précaution. Les ratios d'interpolation étudiés sont 45 :15 et 45 :5 de projections interpolées :simulées. Selon la géométrie du patient et l'angle de la source par rapport au patient, l'interpolation n'a pas la même efficacité. Le choix des angles pour simuler les projections n'est pas généralisable. Pour le thorax réel, une interpolation de 45 :15 permet d'obtenir une correction de haute qualité sur tous les angles. Une interpolation de 45 :5 permet d'obtenir une correction de haute qualité sur les angles allant de 0° à 45° et de basse qualité pour les angles de 45° à 90°. Pour le thorax numérique, l'interpolation entraînait des erreurs moyennes pouvant aller jusqu'à 10% sur les angles entre 45° et 90°. La géométrie joue donc un rôle important dans l'optimisation de l'interpolation.

La symétrie et la réduction de nombre de voxels dans le patient ne sont pas des paramètres permettant de réduire le temps de simulation tout en conservant la qualité de l'image. En effet, la symétrie d'un thorax ou d'un pelvis n'a pas permis de conserver l'information et l'erreur était trop importante. Quant à la réduction du nombre de voxels dans le patient, l'information du rayonnement diffusé était conservée, toutefois, le temps de simulation n'était pas réduit.

Une étude des temps d'exécution a été faite en considérant deux types de correction basse et haute qualité. Une correction de basse qualité est obtenue en moins de 15 s avec une erreur moyenne incluant un écart-type de 5% et moins. Pour réduire cette erreur à 2% et moins incluant un écart-type, le temps de simulation passe à environ 75 s. L'objectif de développer une correction du rayonnement diffusé dans des temps cliniquement acceptables a donc été atteint.

# Bibliographie

- [1] Yuan Xu, Ti Bai, Hao Yan, Luo Ouyang, Arnold Pompos, Jing Wang, Linghong Zhou, Steve B Jiang, and Xun Jia. A practical cone-beam ct scatter correction method with optimized monte carlo simulations for image-guided radiation therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 60(9) :3567, 2015.
- [2] GEANT Collaboration et al. Physics reference manual : geant4 10.3. page 563, 2016.
- [3] Sami Hissoiny, Benoît Ozell, Hugo Bouchard, and Philippe Després. Gpumcd : A new gpu-oriented monte carlo dose calculation platform. *Medical Physics*, 38(2) :754–764, 2011. arXiv :1101.1245v1.
- [4] Sami Hissoiny, Benoît Ozell, Philippe Després, and Jean-François Carrier. Validation of gpumcd for low-energy brachytherapy seed dosimetry. *Medical Physics*, 38(7) :4101–4107, 2011.
- [5] Sami Hissoiny. *Calculs Monte Carlo en transport d'énergie pour le calcul de la dose en radiothérapie sur plateforme graphique hautement parallèle*. PhD thesis, École polytechnique de Montréal, 2011. (Prix de la meilleure thèse de doctorat, Département de génie informatique et génie logiciel, École polytechnique de Montréal).
- [6] S. Agostinelli and Other. Geant4 – a simulation toolkit. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 506 :250–303, 2003.
- [7] Robert L. Siddon. Fast calculation of the exact radiological path for a three-dimensional ct array. *Medical Physics*, 12(2) :252–255, 1985.
- [8] Benjamin Maurin. Conception et réalisation d'un robot d'insertion d'aiguille pour les procédures percutannées sous imageur scanner. Master's thesis, Université Louis Pasteur Strasbourg 11, 2011.
- [9] Ernest K Osei, Bryan Schaly, Andre Fleck, Paule Charland, and Rob Barnett. Dose assessment from an online kilovoltage imaging system in radiation therapy. *Journal of Radiological Protection*, 29(1) :37, 2009.



- [10] Pierre Mercier. André bocage et la tomographie où la vie d'un homme qui aurait dû être illustré. *Histoire des sciences médicales*, 32(2) :169–174, 1998.
- [11] Jerrold T Bushberg, Anthony J Seibert, Edwin M Leidholdt, and John M Boone. *The essential physics of medical imaging ; 3rd ed.* Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia, PA, 2012.
- [12] H. Kanamori, Nobuyuki Nakamori, K. Inoue, and E. Takenaka. Effects of scattered x-rays on ct images. *Physics in Medicine and Biology*, 30(3) :239, 1985.
- [13] The Nobel Price. The nobel prize in physiology or medicine 1979, 1979, url =.
- [14] Lawrence Berkeley National Laboratory. X-ray data booklet, 2009. [En ligne ; Page disponible le 12-février-2018].
- [15] J H Hubbell. Review and history of photon cross section calculations. *Physics in Medicine and Biology*, 51(13) :R245, 2006.
- [16] LA Feldkamp, LC Davis, and J. W. Kress. Practical cone-beam algorithm. *J. Opt. Soc. Amer. A*, 1 :612–619, June 1984.
- [17] G. H. Glover. Compton scatter effects in ct reconstructions. *Medical Physics*, 9(6) :860–867, 1982. ISSN 2473-4209.
- [18] Masahiro Endo, Takanori Tsunoo, Nobuyuki Nakamori, and Katsuya Yoshida. Effect of scattered radiation on image noise in cone beam ct. *Medical Physics*, 28(4) :469–474, 2001.
- [19] Masahiro Endo, Shinichiro Mori, Takanori Tsunoo, and Hiroaki Miyazaki. Magnitude and effects of x-ray scatter in a 256-slice ct scanner. *Medical Physics*, 33(9) :3359–3368, 2006.
- [20] Geneviève Jarry, Sean A. Graham, Douglas J. Moseley, David J. Jaffray, Jeffrey H. Sieverdsen, and Frank Verhaegen. Characterization of scattered radiation in kv cbct images using monte carlo simulations. *Medical Physics*, 33(11) :4320–4329, 2006.
- [21] Awet Z Kibrom and Kellie A Knight. Adaptive radiation therapy for bladder cancer : A review of adaptive techniques used in clinical practice. *Journal of medical radiation sciences*, 62(4) :277–285, 2015.
- [22] Rune S Thing, Uffe Bernchou, Ernesto Mainegra-Hing, and Carsten Brink. Patient-specific scatter correction in clinical cone beam computed tomography imaging made possible by the combination of monte carlo simulations and a ray tracing algorithm. *Acta Oncologica (Stockholm, Sweden)*, 52(7) :1477 – 1483, 2013.

- [23] Ernst-Peter Rührnschopf and Klaus Klingenberg. A general framework and review of scatter correction methods in x-ray cone-beam computerized tomography. part 1 : Scatter compensation approaches. *Medical Physics*, 38(7) :4296–4311, 2011. ISSN 2473-4209.
- [24] Ernst-Peter Rührnschopf and and Klaus Klingenberg. A general framework and review of scatter correction methods in cone beam ct. part 2 : Scatter estimation approaches. *Medical Physics*, 38(9) :5186–5199, 2011. ISSN 2473-4209.
- [25] Shailesh Kottal. Three-dimensional basics : Ct vs. cbct, 2014. [En ligne ; Page disponible le 10-février-2018].
- [26] Sorapong Aootaphao, Saowapak S Thongvigitmanee, Jatuwat Rajruangrabin, Parinya Junhune, and Pairash Thajchayapong. Experiment-based scatter correction for cone-beam computed tomography using the statistical method. *Conference Proceedings : ... Annual International Conference Of The IEEE Engineering In Medicine And Biology Society. IEEE Engineering In Medicine And Biology Society. Conference*, 2013 :5087 – 5090, 2013.
- [27] D R Dance, J Persliden, and G A Carlsson. Calculation of dose and contrast for two mammographic grids. *Physics In Medicine And Biology*, 37(1) :235 – 248, 1992.
- [28] J Persliden and G A Carlsson. Scatter rejection by air gaps in diagnostic radiology. calculations using a monte carlo collision density method and consideration of molecular interference in coherent scattering. *Physics In Medicine And Biology*, 42(1) :155 – 175, 1997.
- [29] Jeffrey H Siewerdsen and David A Jaffray. Cone-beam computed tomography with a flat-panel imager : Magnitude and effects of x-ray scatter. *Medical Physics*, 28(2) :220–231, 2001. ISSN 2473-4209.
- [30] Luo Ouyang, Kwang Song, and Jing Wang. A moving blocker system for cone-beam computed tomography scatter correction. *Medical Physics*, 40(7) :071903, 2013.
- [31] Hongchao Zhang, Lei Ren, Vic Kong, William Giles, You Zhang, and Jian-Yue Jin. An interprojection sensor fusion approach to estimate blocked projection signal in synchronized moving grid-based cbct system. *Medical Physics*, 43(1) :268–278, 2016. ISSN 2473-4209.
- [32] Johan Nuyts, Bruno De Man, Jeffrey A Fessler, Wojciech Zbijewski, and Freek J Beekman. Modelling the physics in the iterative reconstruction for transmission computed tomography. *Physics in Medicine & Biology*, 58(12) :R63, 2013.
- [33] Peter GF Watson, Ernesto Mainegra-Hing, Nada Tomic, and Jan Seuntjens. Implementation of an efficient monte carlo calculation for cbct scatter correction : phantom study. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, 16(4), 2015.

- [34] G. J. Bootsma, Frank Verhaegen, and David Jaffray. Efficient scatter distribution estimation and correction in cbct using concurrent monte carlo fitting. *Medical Physics*, 42(1) :54–68, 2015.
- [35] Joerg Lehmann and Stanley Skubic. Quality assurance (qa) for kilovoltage cone beam computed tomography (cbct). In *Modern Practices in Radiation Therapy*. InTech, 2012.
- [36] The Phantom Laboratory. Catphan® phantoms, 2018. [En ligne; Page disponible le 28-août-2018].
- [37] G. J. Bootsma, Frank Verhaegen, and David Jaffray. Spatial frequency spectrum of the x-ray scatter distribution in cbct projections. *Medical Physics*, 40(11) :–, 2013.
- [38] A. P. Colijn and Freek J. Beekman. Accelerated simulation of cone beam x-ray scatter projections. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 23(5) :584–590, May 2004. ISSN 0278-0062.
- [39] Ernesto Mainegra-Hing and Iwan Kawrakow. Fast monte carlo calculation of scatter corrections for cbct images. *Journal of Physics : Conference Series*, 102(1) :012017, 2008.
- [40] Ernesto Mainegra-Hing and Iwan Kawrakow. Variance reduction techniques for fast monte carlo cbct scatter correction calculations. *Physics in Medicine and Biology*, 55(16) :4495, 2010.
- [41] G Poludniowski, P M Evans, V N Hansen, and S Webb. An efficient monte carlo-based algorithm for scatter correction in kev cone-beam ct. *Physics in Medicine & Biology*, 54(12) :3847, 2009.
- [42] Alejandro Sisniega, Wojciech Zbijewski, Jennifer Xu, Hao Dang, J Webster Stayman, J. Yorkston, Nafi Aygun, Vassilis E Koliatsos, and Jeffrey H Siewerdsen. High-fidelity artifact correction for cone-beam ct imaging of the brain. *Physics in Medicine and Biology*, 60(4) :1415, 2015.
- [43] Sankaran Mahadevan. Monte carlo simulation. *MECHANICAL ENGINEERING-NEW YORK AND BASEL-MARCEL DEKKER-*, pages 123–146, 1997.
- [44] Ralf Korn, Elke Korn, and Gerald Kroisandt. *Monte Carlo methods and models in finance and insurance*. Chapman & Hall/CRC financial mathematics series. Taylor & Francis, Boca Raton, 2010. Bibliogr.
- [45] Peter M. Joseph and Robin D. Spital. The effects of scatter in x-ray computed tomography. *Medical Physics*, 9(4) :464–472, 1982.
- [46] Yiannis Kyriakou, Thomas Riedel, and Willi A Kalender. Combining deterministic and monte carlo calculations for fast estimation of scatter intensities in ct. *Physics in Medicine & Biology*, 51(18) :4567, 2006.

- [47] Zhiqiang Tan. Monte carlo integration with acceptance-rejection. *Journal of Computational and Graphical Statistics*, 15(3) :735–752, 2006.
- [48] Eric Bonenfant. Simulations monte carlo sur processeur graphique en curiethérapie à bas débit de dose pour le cancer de la prostate. Master’s thesis, Université Laval, 2013.
- [49] Nvidia. Cuda c programming guide, 2018. [En ligne ; Page disponible le 28-août-2018].
- [50] Louis Archambault, Luc Beaulieu, Jean-François Carrier, F. Castrovillari, S. Chauvie, F. Foppiano, G. Ghiso, S. Guatelli, S’ebastien Incerti, E. Lamanna, et al. Overview of geant4 applications in medical physics. In *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 19–25, 2003.
- [51] Julien Bert, Hector Perez-Ponce, Ziad El Bitar, S’ebastien Jan, Yannick Boursier, Damien Vintache, Alain Bonissent, Christian Morel, David Brasse, and Dimitris Visvikis. Geant4-based monte carlo simulations on gpu for medical applications. *Physics in medicine and biology*, 58(16) :5593, 2013.
- [52] P. Rodrigues, R. Moura, C. Ortigao, L. Peralta, M. G. Pia, A. Trindade, and J. Varela. Geant4 applications and developments for medical physics experiments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(4) :1412–1419, Aug 2004.
- [53] Dmitri Matenine. Reconstruction itérative sur matériel graphique en tomodensitométrie. Master’s thesis, Université de Montréal, 2005.
- [54] Dave Hale. Cwp-546 recursive gaussian filters.
- [55] Simon Evans. Catalogue of diagnostic x-ray spectra and other data. *Journal of Radiological Protection*, 18(1), 1998.
- [56] Magdalena Bazalova. Spectrum processor srs-78, 2018. [En ligne ; Page disponible le 27-février-2018].
- [57] Julia Mascolo-Fortin. Implantation d’un algorithme de reconstruction itératif 4d en tomodensitométrie à faisceau conique. Master’s thesis, Université Laval, 2017.
- [58] B. R. B. Walters, I. Kawrakow, and D. W. O. Rogers. History by history statistical estimators in the beam code system. *Medical Physics*, 29(12) :2745–2752, 2002.
- [59] Daniel Sage. Snr, psnr, rmse, mae : Imagej’s plugin to assess the quality of images, 2017. [En ligne ; Page disponible le 10-février-2018].
- [60] Nvidia. Geforce gtx 970m, 2018. [En ligne ; Page disponible le 28-août-2018].
- [61] Nvidia. Geforce titan x, 2018. [En ligne ; Page disponible le 28-août-2018].

- [62] Frank Herbert Attix. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. John Wiley & Sons, 2008.
- [63] Dermott E Cullen, John H Hubbell, Lynn Kissel, et al. Epd197 : The evaluated photon data library, 97 version. *UCRL-50400*, 6(5) :1–28, 1997.
- [64] Martin J Berger, JH Hubbell, SM Seltzer, J Chang, JS Coursey, Ry Sukumar, DS Zucker, and K Olsen. Xcom : photon cross sections database. *NIST Standard reference database*, 8(1) :3587–3597, 1998.
- [65] Frank Biggs and Ruth Lighthill. Analytical approximations for x-ray cross sections iii. Technical report, Sandia National Labs., Albuquerque, NM (USA), 1988.
- [66] J.H. Hubbell. Summary of existing information on the incoherent scattering of photons, particularly on the validity of the use of the incoherent scattering function. *Radiation Physics and Chemistry*, 50(1) :113 – 124, 1997.
- [67] J H Hubbell. Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context. *Physics in Medicine and Biology*, 44(1) :R1, 1999.
- [68] G.A.P. Cirrone, G. Cuttone, F. Di Rosa, L. Pandola, F. Romano, and Q. Zhang. Validation of the geant4 electromagnetic photon cross-sections for elements and compounds. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 618(1–3) :315 – 322, 2010.
- [69] M. Batic, G. Hoff, M. G. Pia, and P. Saracco. Photon elastic scattering simulation : Validation and improvements to geant4. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(4) :1636–1664, Aug 2012.
- [70] G. Weidenspointner, M. Batič, S. Hauf, G. Hoff, M. Kuster, M. G. Pia, and P. Saracco. Validation of compton scattering monte carlo simulation models. In *2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC)*, pages 1–5, Oct 2013.
- [71] J. H. Hubbell and I. O/verbo/. Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8(1) :69–106, 1979.
- [72] D.E. Cullen. *Program SCATMAN : A code designed to calculate photon coherent scattering anomalous scattering factors and cross sections*. Nov 1989.
- [73] R.H. Pratt, P.M. Jr. Bergstrom, and L. Kissel. *New relativistic S-matrix results for scattering – beyond the usual anomalous factors/beyond impulse approximation*. Aug 1993.

- [74] J. H. Hubbell, Wm. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer, and R. J. Howerton. Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 4(3) :471–538, 1975.
- [75] J. H. Hubbell, Wm. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer, and R. J. Howerton. Erratum : Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 6(2) :615–616, 1977.
- [76] D V Rao, T Takeda, Y Itai, T Akatsuka, S M Seltzer, J H Hubbell, R Cesareo, A Brunetti, and G E Gigante. Measurements of atomic rayleigh scattering cross-sections : A new approach based on solid angle approximation and geometrical efficiency. *Physica Scripta*, 65(5) :398, 2002.
- [77] E.B. Saloman, J.H. Hubbell, and J.H. Scofield. X-ray attenuation cross sections for energies 100 ev to 100 kev and elements  $z = 1$  to  $z = 92$ . *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 38(1) :1 – 196, 1988.
- [78] J. H. Hubbell and W. J. Veigele. *Comparison of theoretical and experimental photoeffect data 0.1 keV to 1.5 MeV*. April 1976.
- [79] J.H. Hubbell and S.M. Seltzer. *Tables of x-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients 1 keV to 20 meV for elements  $z = 1$  to 92 and 48 additional substances of dosimetric interest*. May 1995.
- [80] C. T. Chantler. Theoretical form factor, attenuation, and scattering tabulation for  $z=1-92$  from  $e=1-10$  ev to  $e=0.4-1.0$  mev. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 24(1) :71–643, 1995.
- [81] D. R. White, R. V. Griffith, and I. J. Wilson. Report 46. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, os24(1) :NP, 1992.
- [82] J.M.C. Brown, M.R. Dimmock, J.E. Gillam, and D.M. Paganin. A low energy bound atomic electron compton scattering model for geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 338 :77 – 88, 2014.
- [83] O. Klein and Y. Nishina. Über die streuung von strahlung durch freie elektronen nach der neuen relativistischen quantendynamik von dirac. *Zeitschrift für Physik*, 52(11) :853–868, Nov 1929.
- [84] R. Ribberfors. X-ray incoherent scattering total cross sections and energy-absorption cross sections by means of simple calculation routines. *Phys. Rev. A*, 27 :3061–3070, Jun 1983.

- [85] Francesc Salvat, José M Fernández-Varea, and Josep Sempau. Penelope : A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport. In *the Workshop Proceedings, November, 2001*.
- [86] Roland Ribberfors. Relationship of the relativistic compton cross section to the momentum distribution of bound electron states. *Phys. Rev. B*, 12 :2067–2074, Sep 1975.
- [87] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, B.R. Beck, A.G. Bogdanov, D. Brandt, J.M.C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, D. Cano-Ott, S. Chauvie, K. Cho, G.A.P. Cirrone, G. Cooperman, M.A. Cortés-Giraldo, G. Cosmo, G. Cuttone, G. Depaola, L. Desorgher, X. Dong, A. Dotti, V.D. Elvira, G. Folger, Z. Francis, A. Galoyan, L. Garnier, M. Gayer, K.L. Genser, V.M. Grichine, S. Guatelli, P. Guèye, P. Gumplinger, A.S. Howard, I. Hřivnáčová, S. Hwang, S. Incerti, A. Ivanchenko, V.N. Ivanchenko, F.W. Jones, S.Y. Jun, P. Kaitaniemi, N. Karakatsanis, M. Karamitros, M. Kelsey, A. Kimura, T. Koi, H. Kurashige, A. Lechner, S.B. Lee, F. Longo, M. Maire, D. Mancusi, A. Mantero, E. Mendoza, B. Morgan, K. Murakami, T. Nikitina, L. Pandola, P. Paprocki, J. Perl, I. Petrović, M.G. Pia, W. Pokorski, J.M. Quesada, M. Raine, M.A. Reis, A. Ribon, A. Ristić Fira, F. Romano, G. Russo, G. Santin, T. Sasaki, D. Sawkey, J.I. Shin, I.I. Strakovsky, A. Taborda, S. Tanaka, B. Tomé, T. Toshito, H.N. Tran, P.R. Truscott, L. Urban, V. Uzhinsky, J.M. Verbeke, M. Verderi, B.L. Wendt, H. Wenzel, D.H. Wright, D.M. Wright, T. Yamashita, J. Yarba, and H. Yoshida. Recent developments in geant. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835 :186 – 225, 2016.
- [88] P. Duhamel and M. Vetterli. Fast fourier transforms : A tutorial review and a state of the art. *Signal Processing*, 19(4) :259 – 299, 1990.
- [89] Pascal Getreuer. A Survey of Gaussian Convolution Algorithms. *Image Processing On Line*, 3 :286–310, 2013.
- [90] Wojciech Zbijewski and Freek J. Beekman. Efficient monte carlo based scatter artifact reduction in cone-beam micro-ct. *Medical Imaging, IEEE Transactions on*, 25(7) :817–827, July 2006. ISSN 0278-0062.
- [91] Iwan Kawrakow. On the de-noising of monte carlo calculated dose distributions. *Physics in Medicine and Biology*, 47(17) :3087, 2002.
- [92] L. L. Carter, E. D. Cashwell, and M. Taylor. Monte carlo sampling with continuously varying cross sections along flight paths. *Nuclear Science and Engineering*, 48(4) :403–411, 1972.

- [93] Tianye Niu, Mingshan Sun, Josh Star-Lack, Hwei Gao, Qiyong Fan, and Lei Zhu. Shading correction for on-board cone-beam ct in radiation therapy using planning mdct images. *Medical Physics*, 37(10) :5395–5406, 2010.
- [94] Tianye Niu, Ahmad Al-Basheer, and Lei Zhu. Quantitative cone-beam ct imaging in radiation therapy using planning ct as a prior : First patient studies. *Medical Physics*, 39(4) :1991–2000, 2012.

