

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie électrique et de génie informatique

Tomodensitométrie par comptage de photons avec discrimination en énergie

Thèse de doctorat
Spécialité : génie électrique

Christian Thibaudeau

Jury : Roger Lecomte (directeur)
Réjean Fontaine (codirecteur)
Jean-François Pratte (codirecteur)
Yves Goussard (évaluateur externe)
Éric Plourde (évaluateur interne)
Yves Bérubé-Lauzière (rapporteur)

À Adriana, ma grande Chloé et mon petit Sébastien...

RÉSUMÉ

Depuis l'avènement de la tomodesitométrie (TDM) au début des années 1970, la durée nécessaire à l'acquisition d'un jeu de données nécessaire à la reconstruction d'une image est passée de plusieurs jours à quelques centaines de millisecondes. Mis à part le progrès des composants mécaniques, électriques et électroniques, le principe de base implanté dans le tout premier prototype est toujours utilisé par les scanners d'aujourd'hui. Si le principe est resté le même, l'utilisation de l'imagerie TDM clinique a connu pour sa part une expansion fulgurante. Un nombre d'exams important, atteignant mondialement les centaines de millions par an au début des années 2000, commence alors à inquiéter la communauté scientifique et médicale. Si la dose administrée par examen reste relativement faible, les conséquences de cette exposition globale pourraient s'avérer fâcheuses. Parallèlement, les 15 dernières années ont vu l'apparition d'un nouveau type de détection. Ce détecteur, qui compte individuellement les photons X et mesure leur énergie, pourrait jouer un rôle important dans la quête de réduction de la dose. Même si ce nouveau développement n'a pas été motivé en réponse directe à l'accroissement de la dose, son avènement arrive à un moment très opportun.

D'après la théorie, le seul fait d'acquérir la radiation incidente en utilisant cette approche permet une mesure moins bruitée. La nature spectrale de l'information recueillie ouvre aussi la porte à de nouvelles méthodes de traitement et d'analyse des images reconstruites. Dans la pratique, la fabrication de tels détecteurs n'est cependant pas chose facile et de nombreux impondérables ont fait leur apparition. L'influence des différentes caractéristiques de détection sur la qualité des images est aujourd'hui encore méconnue.

Ce projet contient diverses contributions apportées au domaine de la TDM polyénergétique, en utilisant le concept de reconstruction d'images pour leitmotiv. Dans un premier temps, un modèle pragmatique et très différent des approches Monte Carlo existantes est proposé afin de reproduire de manière analytique une acquisition TDM spectrale. Un nouvel algorithme de reconstruction itératif adapté spécifiquement aux données polyénergétiques est ensuite présenté. Cet algorithme, unifiant les concepts éprouvés de décomposition en fonctions de base et de reconstruction statistique, permet de tirer pleinement parti de cette mesure particulière. Une approche de reconstruction différente, utilisant une représentation polaire de l'objet image, est aussi présentée. Celle-ci permet de diminuer grandement les exigences logicielles tout en réduisant les durées de reconstruction. L'influence de certaines caractéristiques de détection associées aux détecteurs spectraux est aussi étudiée, en mettant l'accent sur les conséquences au niveau de la qualité des images reconstruites. Une méthode novatrice, permettant d'estimer le dépôt de dose à partir d'une acquisition polyénergétique, est finalement présentée.

Mots-clés : tomodesitométrie, reconstruction d'images, rayons X, coordonnées polaires, atténuation spectrale, calcul de dose, simulation, comptage de photons

REMERCIEMENTS

Trois photons entrent dans un bar : le premier est littéralement absorbé par son contenu, le second se retrouve dans le bâtiment voisin et le dernier en ressort aussitôt. Cette blague, de qualité douteuse, pourrait probablement servir à elle seule d'introduction complète à cet ouvrage. Les fruits de ce travail proviennent majoritairement d'un effort individuel, puisqu'une validation expérimentale a été impossible en raison de contraintes électroniques. Une telle validation aurait impliqué la grande équipe LabPET/GRAMS, mais la fatalité en a voulu autrement. En contrepartie, le défaut d'équipement m'a permis d'aborder certains concepts que j'aurais sans doute autrement ignorés. Mes premiers remerciements sont donc adressés à mon directeur, Roger Lecomte, et mes codirecteurs, Réjean Fontaine et Jean-François Pratte, qui m'ont accordé une entière confiance et m'ont permis de donner libre cours à mon exploration doctorale. Avoir évolué pendant ces nombreuses années dans votre groupe de recherche m'a permis de passer du stade de l'enfance (en tant que stagiaire), à l'adolescence (à la maîtrise) au stade d'adulte scientifique. Si je ne suis peut-être pas devenu une personne plus agréable, je crois pouvoir affirmer sans gêne être devenu un meilleur chercheur grâce à vous.

Mon groupe de travail rapproché, pour m'avoir supporté et écouté mes idées, mérite une mention honorable. Un merci tout particulier à Mélanie Bergeron, qui a été mon infatigable binôme pendant cette aventure. Les jeunots, Julien Clerk-Lamalice et Maxime Toussaint, ont toujours été d'une oreille attentive lorsque j'exposais mes problèmes apparemment insolubles. Le duo des affreux, Jean-François Beaudoin et Maxime Paillé, était toujours partant pour une nouvelle expérience et pour tester mes algorithmes. Merci à Jean-Daniel Leroux, qui a inspiré le développement de ma méthode de reconstruction polaire. Il serait impossible de passer à côté des piliers du laboratoire, Jules Cadorette et Catherine Pepin, sans qui tout serait plus compliqué.

Terminer l'écriture de cette thèse a demandé de nombreux sacrifices familiaux. Un merci tout particulier s'adresse donc à mon frère et mes parents, qui ont toujours cru en moi. Un immense merci à ma tendre moitié, Adriana, qui s'est trop souvent résignée à dormir dans un immense lit vide. Un merci particulier à Igloo pour son inaltérable fidélité et pour le sacrifice d'un nombre incalculable de promenades. J'adresse un dernier remerciement tout spécial à ma petite Chloé, source inépuisable de sourires. Je sais, l'heure du bain avec papa ne devrait pas être négociable, je vais tenter de remédier à cette situation maintenant que tout est terminé.

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	1
1.1	Mise en contexte et problématique	1
1.2	Problématique et objectifs du projet de recherche	6
1.3	Contributions originales	8
1.4	Plan du document	9
2	État de l’art	11
2.1	Durcissement du faisceau	12
2.1.1	Correction pré-reconstruction	13
2.1.2	Correction post-reconstruction	14
2.2	Reconstruction bi-énergétique	15
2.3	Reconstruction polyénergétique	21
2.4	Détection par comptage de photons	23
2.4.1	Fonctionnement	23
2.4.2	Amélioration du rapport signal sur bruit	23
2.4.3	Impondérables spectraux	26
2.4.4	Applications des détecteurs AAI	29
3	Simulateur de sinogrammes polyénergétiques	31
3.1	Introduction	31
3.2	Matériel et méthodes	32
3.2.1	Composants logiciels externes	32
3.2.2	Simulateur polyénergétique	33
3.2.3	Définition des mires	36
3.2.4	Reconstruction d’images	37
3.3	Résultats	37
3.3.1	Reproduction d’artefacts classiques	37
3.3.2	Étendue spectrale versus durcissement	39
3.3.3	Mode de pondération versus durcissement	40
3.3.4	Reconstruction par tranches d’énergie	41
3.4	Discussion	42
3.5	Conclusion	43
4	Reconstruction itérative spectrale	45
4.1	Introduction	45
4.2	Matériel et méthodes	47
4.2.1	MLEM monoénergétique	47
4.2.2	MLEM spectrale	49
4.2.3	Utilisation des sous-ensembles ordonnés	51
4.2.4	Création d’une mire polyénergétique	52
4.2.5	Rapport contraste à bruit	53

4.2.6	Méthodes traditionnelles de formation d'images	56
4.2.7	Reconstruction	57
4.3	Résultats	57
4.3.1	Convergence de l'algorithme spectral	58
4.3.2	Qualité des images reconstruites	59
4.3.3	Artefact d'affaissement	60
4.3.4	Rapport contraste à bruit	61
4.4	Discussion	68
4.5	Conclusion	70
5	Reconstruction TDM polaire	73
5.1	Introduction	73
5.2	Matériel et méthodes	74
5.2.1	Traçage de rayons en coordonnées polaires	74
5.2.2	Algorithme de reconstruction polaire	79
5.2.3	Utilisation efficace de la mémoire cache	81
5.2.4	Accélération par sous-ensembles ordonnés	83
5.2.5	Acquisition des données et reconstruction d'image	84
5.3	Résultats	86
5.3.1	Calcul de la matrice système	86
5.3.2	Accélération de la reconstruction	87
5.3.3	Exactitude de la reconstruction	88
5.3.4	Reconstruction de données expérimentales	92
5.4	Discussion	97
5.5	Conclusion	101
6	Caractérisation des détecteurs spectraux	103
6.1	Introduction	103
6.2	Matériel et méthodes	103
6.2.1	Reconstruction	103
6.2.2	Définition des mires	104
6.3	Résultats	105
6.3.1	Atténuation spectrale	105
6.3.2	Affaissement	106
6.3.3	Ombrage	107
6.3.4	Rapport contraste à bruit	109
6.4	Discussion	110
6.5	Conclusion	111
7	Estimation de la distribution de dose	113
7.1	Introduction	113
7.2	Matériel et méthodes	114
7.2.1	Calcul du dépôt d'énergie	114
7.2.2	Calcul de la dose déposée	116
7.3	Résultats	118

7.3.1	Mise en application de la méthode	118
7.3.2	Influence des caractéristiques du détecteur	121
7.4	Discussion	122
7.5	Conclusion	125
8	Conclusion	127
8.1	Sommaire	127
8.2	Discussion	128
8.3	Ouverture	130
A	Développement de l'algorithme MLTR_{poly}	133
B	Définition des matériaux simulés	135
C	Complément d'images	139
C.1	Complément au chapitre 4	139
C.2	Complément au chapitre 6	142
	LISTE DES RÉFÉRENCES	147

LISTE DES FIGURES

2.1	Coefficient d'atténuation linéaire de l'eau et intensité d'une source de rayons X à anode de tungstène en fonction de l'énergie des photons. L'ajout d'un filtre additionnel de cuivre d'une épaisseur de 1.0 mm durcit considérablement le faisceau. Les raies caractéristiques de la cible de tungstène sont superposées au rayonnement de freinage. Sont visibles ici les raies $K\alpha_2$, $K\alpha_1$, $K\beta_1$ et $K\beta_2$, respectivement aux énergies de 58.0, 59.3, 67.2 et 69.1 keV, les raies $K\alpha_2$ et $K\alpha_1$ étant confondues.	12
2.2	Différent artefacts liés au durcissement du faisceau présentés dans la littérature : a) artefacts d'affaissement, caractérisé par une atténuation apparente de moindre amplitude au centre de l'image, b) artefact d'ombrage reliant les structures très atténuantes entre elles et c) artefacts de stries émanant des structures métalliques. Les images a), b) et c) sont respectivement tirées de [Kachelrieß <i>et al.</i> , 2006] (avec la permission de l'AAPM), [Yagi <i>et al.</i> , 2013] (libre accès avec la permission de l'auteur) et [Sharma et Aggarwal, 2010] (libre accès).	13
2.3	Exemple de spectres utilisés lors des premières expériences d'imagerie par bi-énergie. La différence d'atténuation correspondant aux énergies moyennes de deux spectres est beaucoup plus importante pour les matériaux possédant un numéro atomique (Z) élevé. En soustrayant l'image de haute énergie de la première, il est possible de rehausser le contraste du signal de l'iode (puisque la contribution de l'eau apparaît presque constante).	17
2.4	En radiographie numérique comme en TDM, la séparation en fonctions de base permet, à partir des images de a) basse énergie et b) haute énergie, de c) générer de nouvelles représentations contenant uniquement les tissus mous ou d) seulement les os. Image reproduite de <i>Seminars in Roentgenology</i> , Vol. 32, T. E. Hartman, Dual-energy radiography, p. 45–49, Copyright (1997), avec la permission de Elsevier.	19
2.5	Imagerie exploitant la discontinuité d'atténuation de l'atome de l'iode (<i>K-edge</i>). Les photons dont l'énergie est suffisante pour déloger les électrons de la couche électronique K de l'iode (33.2 keV) sont atténués plus fortement. En plaçant un spectre fin de part et d'autre de la discontinuité, il est possible de tirer profit de la différence entre le changement abrupt du signal iodé, et celui plus constant des tissus mous/eau.	20
3.1	Représentation schématique des différents composants logiciels constituant le générateur de sinogrammes polyénergétiques.	33
3.2	Définition de divers matériaux contenus dans la base de données XML du projet. L'ajout d'un nouveau composé nécessite uniquement la définition de la formule chimique et la masse volumique du matériau considéré.	34

- 3.3 La résolution en énergie d'un détecteur se dégrade pour une énergie décroissante. Une étude récente montre que cette dégradation mesurée de façon expérimentale s'approxime raisonnablement par la relation simple utilisée avec la mesure de 100 keV comme référence. La différence entre les deux courbes s'explique essentiellement par un bruit électronique constant s'additionnant de manière quadratique à la contribution statistique. 35
- 3.4 Transfert et transformation de l'information nécessaires à la génération d'un sinogramme spectral. 36
- 3.5 Différentes mires analytiques représentant : a) une mire d'uniformité, soit un cylindre de Plexiglas rempli d'eau, b) une mire inspirée de [Yagi *et al.*, 2013], comportant des inclusions osseuses de différentes masses volumiques (exprimées en g/cm^3), c) une mire dentaire contenant 4 inclusions d'amalgame, et d) une mire contenant divers tissus biologiques et un agent de contraste iodé (concentration d'iode 2.5 mg/ml). Toutes les images correspondent à une superficie de $20 \times 20 \text{ cm}^2$. La définition complète des matériaux simulés est disponible en annexe B. 37
- 3.6 Comparaisons entre certaines images tirées de la littérature et celles produites à l'aide de la méthode proposée, montrant que les principaux artefacts causés par la nature spectrale des sources de rayons X peuvent être reproduits. L'artefact d'affaissement (a, d) est facilement observable à l'aide d'une mire d'uniformité, le phénomène d'ombrage se formant entre les régions osseuses (b, e) et les stries causées par les inclusions métalliques (c, f) sont aussi observables. La fenêtre d'observation [min-max], en cm^{-1} , est présentée pour chacune des images analytiques. Les images a), b) et c) sont respectivement tirées de [Kachelrieß *et al.*, 2006] (avec la permission de l'AAPM), [Yagi *et al.*, 2013] (libre accès avec la permission de l'auteur) et [Sharma et Aggarwal, 2010] (libre accès). 38
- 3.7 Profils tirés de reconstructions de la mire d'uniformité pour différentes distributions spectrales du flux de sortie d'une source de rayons X simulée. Un flux monoénergétique de 80 keV est comparé à une source de 120 kVp pour laquelle diverses épaisseurs de filtration de cuivre sont utilisées. Lorsque le spectre de sortie est durci (sa distribution spectrale se rétrécissant), l'amplitude de l'artefact d'affaissement diminue. 39
- 3.8 Profils tirés de reconstructions de la mire d'uniformité pour différents modes de pondération des photons incidents. Les détecteurs opérant en mode intégration durcissent artificiellement le faisceau en pondérant les événements en fonction de leur énergie. La détection en comptage applique un poids unitaire aux photons, procurant un spectre plus fidèle à celui d'origine, mais aussi plus sujet aux artefacts de durcissement. Pour une source de 120 kVp pré-filtrée par 0.1 mm de cuivre, l'artefact d'affaissement est près de 50% plus important pour l'image reconstruite à partir des données simulant le comptage. 40

- 3.9 a) La mire de tissus biologiques est reconstruite en séparant un spectre X de 120 kVp en 5 différentes fenêtres d'énergie. b) Pour chacune de ces fenêtres, le nombre de photons contenus dans le spectre incident et transmis en moyenne sur toutes les projections pour le pixel de détection échantillonnant le centre du CDV est présenté. Il est ainsi possible d'observer les contrastes et l'influence du bruit de comptage sur les différentes fenêtres d'énergie (c à g). La fenêtre d'observation est de $0.1\text{--}0.4\text{ cm}^{-1}$ pour toutes les images. 41
- 4.1 Le traçage de rayons en TDM implique le calcul des grandeurs d'intersection entre les différentes lignes de réponse d'indice i et les frontières des voxels d'indice j de l'image. Les poids de la matrice (l_{ij}) possèdent donc des unités de grandeur (en mm dans le cadre de ces travaux). L'utilisation de l'équation 4.2 permet d'estimer le nombre de photons mesuré (\hat{Y}_i), qui peut par la suite être comparé à la mesure réelle (Y_i). La mesure du nombre de photons quittant la source (d_i) est toujours nécessaire, et s'obtient aisément par une acquisition sans objet. 48
- 4.2 Chaîne de traitement de l'algorithme $\text{MLTR}_{\text{poly}}$. La projection avant est obtenue par l'équation 4.15 et permet de calculer une correction dans l'espace des projections (les termes se trouvant du côté droit des $\sum_i l_{ij}$ dans les numérateurs et dénominateurs des équations 4.17 et 4.18). La rétro-projection consiste finalement à distribuer cette erreur aux voxels concernés par l'utilisation des poids de la matrice. 52
- 4.3 a) Mire inspirée d'une publication de Schmidt [Schmidt, 2009], représentant une région de tissus mammaire contenant des inclusions de tissus adipeux, de CaCO_3 (0.28 g/cm^3) et d'une solution d'iode (2.5 mg/ml). b) Spectre de rayons X utilisé pour générer les sinogrammes polyénergétiques de la mire mammaire. La région spectrale de 20 à 90 keV est originalement échantillonnée par incréments de 1 keV, pour être finalement divisée en 10 niveaux d'énergie de largeur fixe reproduisant les seuils de détection d'un détecteur spectral. 53
- 4.4 Distribution spectrale des voxels des différentes régions d'intérêt tirés d'une reconstruction spectrale de la mire mammaire avec un bruit de comptage de 10^5 photons/détecteur/projection. 54
- 4.5 a) Log-vraisemblance en fonction du nombre d'itérations. b) Erreur relative entre l'estimé du sinogramme et le sinogramme mesuré en fonction du nombre d'itérations. 59
- 4.6 Erreur relative moyenne entre les images de référence et celles reconstruites pour les méthodes polyénergétique et monoénergétique, montrée pour chacune des tranches d'énergie. 60

4.7	Reconstruction de la mire de Schmidt montrant l'artefact d'affaissement pour les différentes méthodes de formation d'image : (a–d) avec les manipulations dans le domaine des projections, e) dans le domaine image, f) avec l'algorithme proposé et présenté à une énergie de 50.9 keV et g) avec une reconstruction monoénergétique pour la bande d'énergie ayant pour moyenne 50.9 keV. Puisque les diverses approches produisent des coefficients d'atténuation différents, les fenêtres d'observation individuelles sont présentées avec pour minimum la moyenne mesurée au centre des images et pour maximum cette même moyenne à laquelle est ajouté 10%.	62
4.8	Rapport contraste à bruit mesuré entre la région de calcification et les tissus mammaires pour chacune des tranches d'énergie avec un bruit de comptage de 10^5 photons / détecteur / projection.	63
4.9	Rapport contraste à bruit mesuré pour chacune des tranches d'énergie pour la mire mammaire avec un bruit de comptage de 10^5 photons / détecteur / projection sur une plage d'énergie étendue dépassant le spectre d'acquisition.	64
4.10	Amélioration du RCB en comparaison au mode intégration pour les inclusions de la mire de Schmidt en fonction du niveau de statistique : a) inclusion de tissus adipeux, b) de CaCO_3 (0.28 g/cm^3) et c) d'iode (2.5 mg/ml).	66
4.11	RCB de l'inclusion de CaCO_3 en fonction du niveau de statistique pour le mode intégration et pour la méthode spectrale avec une image en tons de gris. Cette dernière permet ici de prédire qu'il est possible d'obtenir un RCB équivalent pour une intensité de rayonnement réduite de l'ordre de 8.	67
5.1	Schéma de la représentation cylindrique, montrant les axes radial (r), azimutal (ϕ) et axial (z). Le plan transaxial est formé des dimensions r et ϕ . Les axes u et v du détecteur sont aussi présentés.	75
5.2	Le traçage de rayons en coordonnées cylindriques est réalisé en trois opérations non imbriquées. En premier lieu, l'équation de la droite joignant la source au détecteur est calculée. a) Les points d'intersection entre cette droite et les différents cylindres définissant la composante radiale du champ de vue (CDV) sont premièrement enregistrés (voir les points Pr_i). b) Pour la composante azimutale, l'opération est répétée pour les points $P\phi_j$ en considérant plutôt les plans équiangulaires croisant le centre du CDV. c) De manière similaire, la composante axiale est abordée par le traitement des plans équidistants parallèles à la dimension transaxiale, permettant l'obtention des coordonnées Pz_k . d) Afin d'obtenir les grandeurs d'intersection, les points Pr_i , $P\phi_j$ et Pz_k sont finalement ordonnés en fonction de la distance les séparant de la source. La distance entre deux points consécutifs correspond alors à la grandeur exacte de l'intersection entre la droite et les différents voxels cylindriques du CDV (représenté en deux dimensions par souci de simplicité).	77

- 5.3 Exemple de traçage de rayons utilisant 4 divisions radiales (r) et 8 azimutales (ϕ), montrant deux projections consécutives. Les grandeurs d'intersections d_i calculées pour la première projection sont mathématiquement identiques pour les projections subséquentes. Le concept de symétrie prend donc naissance dans le fait que seuls les calculs relatifs à cette première projection sont nécessaires, les autres devenant redondants. 78
- 5.4 Schéma de la représentation sphérique, montrant les axes radial (ρ), azimutal (ϕ) et zénithal (θ). La signification de la dimension azimutale est identique pour les représentations sphérique et cylindrique. 78
- 5.5 a) L'accès aux voxels présents le long d'un rayon est non contigu en coordonnées cartésiennes. b) En coordonnées polaires, les voxels sont toujours non contigus le long d'un rayon, mais la symétrie permet de traiter de façon séquentielle tous les rayons associés au même pixel de détection (le même détecteur pour chacune des projections). 81
- 5.6 La conversion du domaine polaire vers cartésien est accomplie en suréchantillonnant le système de coordonnées cartésien. L'idée est de déterminer la contribution de chacun des voxels polaires chevauchant un voxel cartésien donné. Dans l'exemple ci-dessus, une grille de 5×5 est générée pour chacun des voxels cartésiens. Pour chaque point d'intersection de cette grille, la coordonnée polaire correspondante est obtenue par une simple conversion cartésien vers polaire. En additionnant ces contributions, les poids obtenus correspondent à la fraction de l'aire du voxel polaire chevauchant un voxel cartésien donné. Pour le voxel cartésien ci-dessus, les poids pour les voxels polaires de a à d seraient respectivement $15/25$, $8/25$, $1/25$ et $1/25$, correspondant à la somme des points pour chacune des couleurs (où 25 représente simplement le nombre total de points, nécessaire pour une normalisation adéquate). 84
- 5.7 Champ de vue hypothétique divisé en 4 voxels selon r et 24 voxels selon ϕ , qui pourrait être utilisé pour reconstruire une acquisition de 24 projections en utilisant 6 sous-ensembles : a) dans sa représentation polaire, montrant les voxels membre d'un même sous-groupe par une même couleur, b) dans une représentation matricielle similaire à celle trouvée en mémoire vive, révélant les bonds nécessaires pour accéder séquentiellement aux membres d'un même sous-groupe selon ϕ , et dans une représentation ϕ^* pour laquelle l'accès mémoire est plus séquentiel pour une amélioration de la performance. Le sinogramme doit être réordonné selon la même représentation avant de débiter la reconstruction. 85

- 5.8 Images bi-dimensionnelles reconstruites à partir de données analytiques de la mire de Shepp-Logan [Shepp et Logan, 1974], utilisant différents patrons de discrétisation du CDV polaire : a) $N_r \times N_\phi = 512 \times 512$, b) $N_r \times N_\phi = 256 \times 1024$. Les images représentant la différence absolue c) et d) ont été obtenues en comparant à une reconstruction en coordonnées cartésiennes et utilisant une grille de $N_x \times N_y = 512 \times 512$. Si l'on s'en tient à un budget fixe en regard au nombre de voxels du CDV, une image contenant moins d'artefacts est obtenues lorsque le nombre de divisions azimutales est plus équilibré. Le phénomène de Gibbs se comporte différemment dans les deux systèmes de coordonnées en raison des procédés d'échantillonnage distincts, produisant des discontinuités dans les régions de transitions abruptes du crâne. La fenêtre d'observation [min-max], en cm^{-1} , est présentée pour chacune des images. 89
- 5.9 Différentes approches concernant la division du plan azimutal superposées à une grille cartésienne de $N_x \times N_y = N \times N$: a) une division naïve utilisant $N_r \times N_\phi = N \times N$ produit une distribution déséquilibrée de l'espace, b) une division plus appropriée utilise une grille de $N_r \times N_\phi = 1/2N \times 2N$, pour laquelle la taille radiale des voxels est la même que celle des voxels cartésiens, et, dans le pire des cas, la taille azimutale est dégradée par un facteur $\pi/2$, et c) une approche compatible avec la méthode de reconstruction proposée, pour laquelle les voxels sont divisés de nouveau en deux dans le plan azimutal lorsque leur aire devient plus grande que celle de l'équivalent cartésien (cette dernière méthode n'a pas été utilisée dans le cadre de ces travaux). 90
- 5.10 Résolution en fonction de la position radiale (distance au centre de l'image) après 500 itérations pour les méthodes de reconstruction en coordonnées cartésiennes et polaires : a) La résolution en LMH est mesurée pour différentes inclusions ponctuelles (diamètre de 0.25 mm) d'une mire analytique. La LMH est extraite d'une régression gaussienne, mesurée avec des paramètres indépendants selon x et y , permettant l'obtention respective des résolutions b) radiale, c) azimutale et d) moyenne. 91
- 5.11 Résolution en LMH moyenne (radiale/azimutale) en fonction du nombre d'itérations pour les méthodes de reconstruction cartésienne et polaire, mesurée à deux positions radiales différentes : une près du centre du CDV (2 mm), et l'autre en périphérie (14 mm). La résolution est extraite de la même mire qu'en figure 5.10. Le diamètre des inclusions utilisées afin de mesurer la résolution est de 0.25 mm. 92

5.12	Rendus de surface de reconstructions 3D : a) provenant du cœur d'une mire Ultra Micro Defrise, formé de disques d'un diamètre de 27 mm, d'épaisseurs variant de 3.25, 2.95, 2.85, 2.55 à 2.30 mm et d'espace disque-à-disque de 3.25, 3.02, 2.90 et 2.78 mm, reconstruite en utilisant une matrice système en coordonnées cylindriques utilisant un CDV de $N_r \times N_\phi \times N_z = 256 \times 1024 \times 512$, et b) provenant du cœur d'une mire Mini Hot Spot Derenzo, formé d'un cylindre d'un diamètre de 43 mm contenant des canaux vides d'un diamètre de 4.8, 4.0, 3.2, 2.4, 1.6 et 1.2 mm, reconstruite en coordonnées sphériques avec un CDV de $N_\rho \times N_\phi \times N_\theta = 256 \times 1024 \times 1024$. Des profils de ligne tirés des volumes reconstruits sont comparés à ceux provenant des reconstructions FBP pour : c) un profil axial tiré de la mire Defrise et d) un profil transaxial tiré de la mire Derenzo (passant par les canaux de 1.2 et 4.0 mm à la hauteur des flèches dans b).	95
5.13	Comparaison entre les images obtenues par la méthode proposée en coordonnées cylindriques (a, c) et celles obtenues en utilisant l'algorithme FBP du Triumph X-O avec son noyau <i>general purpose</i> (b, d). Les tranches du haut représentent une coupe transverse de la tête d'un rat de 301 g, tandis que celles du bas correspondent à une coupe coronale de la même image. L'image polaire a été itérée jusqu'à l'obtention du contraste trouvé dans l'image FBP entre le plastique et l'air du tube de surveillance de respiration (20 itérations utilisant 32 sous-ensembles). La fenêtre d'observation est de 0.0–1.0 cm ⁻¹ pour toutes les tranches.	96
6.1	Spectre X servant à la génération des mires, utilisant 128 niveaux d'énergie discrets.	104
6.2	Mires utilisées au cours de ce chapitre : a) mire contenant plusieurs tissus biologiques, b) mire d'uniformité représentée par un cylindre de plastique rempli d'eau et c) mire d'eau contenant des inclusions osseuses (inspirée de [De Man <i>et al.</i> , 2001]).	105
6.3	Erreur moyenne sur la mesure d'atténuation réalisée sur l'ensemble des énergies de référence s'étendant de 30 à 80 keV par incrément de 10 keV : a) en fonction du nombre de fenêtres utilisés et pour diverses résolution en énergie, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur pour différents nombres de fenêtres.	106
6.4	Amplitude de l'artefact d'affaissement : a) en fonction du nombre de niveaux d'énergie utilisés, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur.	107
6.5	Amplitude de l'artefact d'ombrage : a) en fonction du nombre de niveaux d'énergie utilisés, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur.	108
6.6	Reconstructions de la mire contenant les inclusions osseuses sans bruit (a, b) et avec un bruit correspondant à 585 000 comptes/détecteur/projection (c, d), pour un détecteur opérant en mode intégration (a, c) et pour un détecteur AAI possédant 8 niveaux et une résolution en énergie de 1% (b, d). La figure a) montre aussi la région d'intérêt utilisée afin de quantifier l'amplitude de l'artefact d'ombrage. La fenêtre d'observation est de 0.18–0.22 cm ⁻¹ pour toutes les images.	109

6.7	Amélioration du RCB pour l'inclusion de CaCO_3 : a) en fonction du nombre de niveaux d'énergie utilisés, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur.	110
7.1	Poids accordés aux différents matériaux lors de l'estimation de la masse volumique des voxels de l'image reconstruite. Le coefficient d'atténuation linéaire est calculé à une énergie de référence (ici 140 keV) à partir de la décomposition en fonctions de base en utilisant l'équation 2.2.	117
7.2	Distribution spatiale du dépôt d'énergie dans la mire de Schmidt (Figure 4.3) pour un niveau de statistique de 10^5 photons/détecteur/projection, correspondant à une énergie impartie de $23.4 \mu\text{J}$, pour une dose de 2.38 mGy . . .	119
7.3	Distribution spatiale du dépôt énergétique pour 5 des 10 niveaux d'énergie utilisés : a) présentée à l'aide d'échelles d'intensité individuelles afin de permettre d'observer le gradient de dépôt radial bien distinct pour chacune des différentes fenêtres, et b) présentée à l'aide d'une échelle constante afin de mettre l'emphase sur le dépôt inégal en fonction de l'énergie, qui est ici maximal pour la fenêtre d'énergie de 37.1 keV . En raison du durcissement du faisceau, les photons de plus faible énergie contribuent peu à la dose administrée au centre du CDV.	119
7.4	Dose délivrée au volume total en fonction du niveau de statistique.	120
7.5	a) Définition de la mire utilisée afin de valider l'approximation du calcul de masse volumique réalisé à partir du coefficient d'atténuation. b) Carte de la masse volumique reconstruite, montrée pour une fenêtre de $0\text{--}1.9 \text{ g/cm}^3$	121
7.6	Erreur effectuée sur l'approximation de la distribution spatiale du dépôt d'énergie utilisée par le calcul de dose : a) en fonction du nombre de fenêtres utilisés et pour diverses résolution en énergie, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur pour différents nombres de fenêtres.	122
B.1	Coefficient d'atténuation linéaire de différents tissus humains.	136
B.2	Coefficient d'atténuation linéaire de différents composés plastiques.	136
B.3	Coefficient d'atténuation linéaire de différents matériaux à base de calcium.	137
B.4	Coefficient d'atténuation linéaire de divers composés.	137
C.1	Décomposition en fonctions de base obtenue par l'utilisation de l'algorithme $\text{MLTR}_{\text{poly}}$: a) la base photoélectrique avec une fenêtre d'observation de $0\text{--}14000 \text{ keV}^3 \text{ cm}^{-1}$, et b) la base Compton avec une fenêtre de $0\text{--}0.2 \text{ cm}^{-1}$. . .	139
C.2	Comparaison des courbes d'atténuation calculées à partir des images reconstruites par la méthode $\text{MLTR}_{\text{poly}}$ et celles générées à l'aide d'XCOM, considérées comme la référence.	140
C.3	Reconstructions de la mire de Schmidt par les méthodes $\text{MLTR}_{\text{poly}}$ (a à e) et $\text{MLTR}_{\text{mono}}$ (f à j), présentées à différentes énergies de référence. Les fenêtres d'observation respectives sont affichées sous les images.	141

- C.4 Images en tons de gris obtenues à partir de décomposition photoélectrique / Compton pour les trois inclusions de la mire de Schmidt. Les images intermédiaires correspondant aux régions de signal (a, d, g) et de référence (b, e, h), permettent l'obtention des images en tons de gris (c, f, i) avec un contraste intéressant. j) Il est aussi possible d'associer les images a, d, et g respectivement aux bases rouge, bleue et verte d'une image composite RGB afin de visualiser les matériaux de manière colorée. 142
- C.5 Erreur absolue entre les coefficients d'atténuation reconstruits et les images de référence pour diverses énergies de référence et pour différentes valeurs de résolution en énergie d'un détecteur AAI utilisant 8 fenêtres d'énergie. Une fenêtre d'observation de $0.0\text{--}0.03\text{ cm}^{-1}$ est utilisée pour toutes les images. 144
- C.6 Artefact d'affaissement bien visibles dans une mire d'uniformité pour a) un détecteur traditionnel opérant en mode intégration, b) un détecteur AAI doté d'une résolution en énergie de 1% et utilisant 2 , c) 4 et d) 8 fenêtres d'énergie. Une fenêtre d'observation très étroite de $0.20\text{--}0.22\text{ cm}^{-1}$ est utilisée pour toutes les images afin faire ressortir le phénomène. 145
- C.7 Artefact d'affaissement en fonction de la résolution en énergie d'un détecteur AAI utilisant 8 fenêtres d'énergie. Une fenêtre d'observation très étroite de $0.20\text{--}0.22\text{ cm}^{-1}$ est utilisée pour toutes les images. 145
- C.8 Images en tons de gris de la mire de Schmidt dans lesquelles le RCB est optimisé pour l'inclusion de CaCO_3 , en fonction du nombre de fenêtres d'énergie utilisé avant d'entreprendre une reconstruction spectrale. Deux niveaux de statistiques sont présentés, soit 585 000 photons/détecteur/projection (a à e) et 10 000 photons/détecteur/projection (f à j). 145

LISTE DES TABLEAUX

1.1	La tomodensitométrie en chiffres aux États-Unis.	3
1.2	Mécanismes de réduction de la dose en TDM accessibles aux technologues et radiologistes en 2010.	4
2.1	Détecteurs de rayons X opérant en mode comptage de photons proposés avant 2005.	25
2.2	Détecteurs de rayons X opérant en mode comptage de photons proposés à partir de 2005.	26
2.3	Amélioration du RCB par rapport au mode intégration pour les méthodes de comptage simple et de pondération en énergie ($\frac{RCB}{RCB_{int\acute{e}gration}}$). Les conditions expérimentales sont très différentes pour les diverses études.	27
4.1	Amplitude de l'artefact d'affaissement pour différentes approches.	61
5.1	Statistiques de traçage de rayons pour une matrice 3D contenant $N_{x,r,\rho} \times N_{y,\phi} \times N_{z,\theta} = 256 \times 512 \times 256$ voxels, 592×560 pixels de détection et 512 projections.	87
5.2	Différentes statistiques tirées de reconstructions 2D en coordonnées cartésiennes et polaires, indiquant les gains de rapidité associés au domaine polaire.	87
5.3	Informations variées concernant les diverses reconstruction 3D effectuées à partir des acquisitions expérimentales.	94
7.1	Performance de la méthode d'estimation de la masse volumique pour certains matériaux. Les valeurs prévues par le modèle sont présentées ainsi que les résultats obtenus suite à la reconstruction d'une mire analytique. Pour les deux approches, l'erreur relative (ϵ) à la référence vraie est rapportée selon $\frac{\rho - \rho_{vrai}}{\rho_{vrai}}$	121
B.1	Définition des différents matériaux utilisés afin de générer les mires simulées dans le cadre de cette thèse. Les composés simples sont spécifiés par leur formule chimique brute, alors que que les mélanges sont caractérisés par une liste d'éléments pondérés par leur fraction massique. Les masses volumiques ρ sont spécifiées en g/cm^3	135

LEXIQUE

Terme technique	Définition
Affaissement	Artefact, causé par le durcissement du faisceau, responsable d'une sous-évaluation du coefficient d'atténuation ayant une dépendance radiale dans les images reconstruites (en anglais <i>cupping</i>)
Durcissement du faisceau	Déplacement de l'énergie moyenne du flux d'une source de rayons X polyénergétique vers les hautes énergies lors de la traversée de la matière (en anglais <i>beam hardening</i>)
Énergie impartie	Somme de l'énergie déposée dans un volume donné
GATE	Logiciel de simulation Monte Carlo permettant la modélisation de systèmes d'imagerie d'émission, de transmission et de radiothérapie (<i>Geant4 Application for Tomographic Emission</i>)
Gray (Gy)	Unité de dose impartie par un rayonnement ionisant, correspondant au dépôt d'un joule (J) d'énergie dans un kilogramme (kg) de matière
Grandissement	Rapport entre la taille d'une image et celle de l'objet réel ; défini en TDM par le rapport entre la distance "source"/"détecteur" et la distance "source"/"champ de vue" d'un scanner (en anglais <i>magnification</i>)
Hounsfield Unit (HU)	Unité d'atténuation normalisée par rapport à l'eau généralement utilisée en clinique, plus exactement $\mu(\text{HU}) = \frac{\mu - \mu_{\text{eau}}}{\mu_{\text{eau}} - \mu_{\text{air}}}$
keV	Unité d'énergie, correspondant à 1.602×10^{-16} J, pratique pour quantifier l'énergie des photons situés dans le spectre diagnostique (kilo électron-volt)
kVp	Tension d'alimentation crête d'une source de rayons X (en anglais <i>kilo volt peak</i>)
Matrice système	Matrice modélisant la géométrie du système d'acquisition et permettant de décrire la trajectoire des photons à tout moment pendant une acquisition
MLTR _{mono}	Algorithme de reconstruction standard proposé par De Man <i>et al.</i> [De Man <i>et al.</i> , 2001]
MLTR _{poly}	Algorithme de reconstruction polyénergétique proposé dans le cadre de cette thèse
Ombrage	Artefact joignant entre eux les objets à forte atténuation dans les images reconstruites
Pas axial	Rapport entre le déplacement du lit par rotation de l'ensemble source/détecteur et la largeur axiale du faisceau mesuré (en anglais <i>pitch</i>)
Projection arrière	Voir rétroprojection

Projection avant	En reconstruction itérative, estimation du sinogramme par l'utilisation de la mesure sans objet et de l'estimé courant de l'image reconstruite
Rad	Unité de dose, équivaut à 0.01 Gy
Rayon X	Photon issu d'une transition atomique dont l'énergie se situe approximativement entre 100 eV et 100 keV
Repliement spectral	Artefact survenant lorsque la fréquence d'échantillonnage est trop faible par rapport au contenu fréquentiel du signal d'intérêt, générant des patrons de moiré en imagerie (en anglais <i>aliasing</i>)
Résolution en énergie	Réponse impulsionnelle énergétique d'un détecteur
Résolution spatiale	Réponse impulsionnelle spatiale d'un système
Rétroprojection	Application d'une correction aux voxels de la matrice images basée sur la position géométrique des lignes de réponse associées aux projections acquises
Seuil K	Discontinuité dans le spectre d'atténuation d'un atome, observable à l'énergie nécessaire pour déloger les électrons de sa couche électronique K (en anglais <i>K-edge</i>)
Sievert (Sv)	Unité de dose équivalente tenant en compte de l'impact biologique du rayonnement (1 Sv \equiv 1 Gr pour les rayons X)
Sinogramme	Ensemble des données mesurées par un tomographe pendant un examen, généralement représenté dans un espace à deux dimensions (indice du détecteur vs angle de projection)
Spectre diagnostique	Plage énergétique, située entre 20 et 120 keV, à l'intérieur de laquelle l'atténuation des rayons X est favorable au contraste en imagerie par transmission
Strie	Artefact émanant des objets à forte atténuation et de petite taille dans les images reconstruites
Table de correspondance	Structure de données utilisée pour remplacer un calcul complexe par une simple opération de consultation (en anglais <i>look-up table</i> , ou <i>LUT</i>)
XCOM	Base de données contenant les sections efficaces d'atténuation sur une vaste plage d'énergie pour tout élément, composé ou mélange d'éléments

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
μ	Coefficient d'atténuation linéaire d'un matériau
$\bar{\mu}_s$	Moyenne du coefficient d'atténuation linéaire mesuré dans une région de signal
$\bar{\mu}_r$	Moyenne du coefficient d'atténuation linéaire mesuré dans une région de référence
σ_s	Écart type du coefficient d'atténuation linéaire mesuré dans une région de signal
σ_r	Écart type du coefficient d'atténuation linéaire mesuré dans une région de référence
a_{photo}	Composant photoélectrique du coefficient d'atténuation linéaire
a_{Compton}	Composant Compton du coefficient d'atténuation linéaire
N	Nombre de photons
R_e	Résolution en énergie
i	Indice réservé aux lignes de projection (combine le nombre de détecteurs et le nombre de projections)
j	Indice réservé aux voxels de la matrice image (combine les dimensions x , y et z)
k	Indice réservé à la dimension énergétique
n	Indice réservé au nombre d'itérations
d_i	Mesure de référence sans objet pour la ligne de projection d'indice i
Y_i	Mesure avec objet pour la ligne de projection d'indice i
\hat{Y}_i	Estimé de la mesure avec objet pour la ligne de projection d'indice i
l_{ij}	Poids de la matrice système pour un voxel d'indice j le long d'une ligne de projection d'indice i
$\langle l_i, \mu \rangle$	Intégrale de ligne, correspond à $\sum_j l_{ij} \mu_j$
M_{ij}	Nombre de photons entrant dans le voxel d'indice j le long d'une ligne de projection d'indice i
N_{ij}	Nombre de photons sortant du voxel d'indice j le long d'une ligne de projection d'indice i

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
AAI	Analyse d'amplitude d'impulsion (en anglais <i>pulse height analysis</i>)
AAPM	<i>American Association of Physicists in Medicine</i>
ALARA	De l'anglais <i>As Low As Reasonably Achievable</i>
ASTRO	<i>American Society for Radiation Oncology</i>
CAN	convertisseur analogique-numérique
CDV	Champ de vue
CM	Centre de masse
FBP	Rétroprojection filtrée (en anglais <i>filtered backprojection</i>)
LMH	Largeur à mi-hauteur
LUT	Table de correspondance (en anglais <i>look-up table</i>)
MLEM	Algorithme itératif maximisant l'espérance du maximum de similitude (en anglais <i>maximum likelihood expectation maximization</i>)
NIST	<i>National Institute of Standards and Technology</i>
NURBS	<i>Non-Uniform Rational Basis Splines</i>
OS	Méthode d'accélération par sous-ensembles ordonnés (en anglais <i>ordered-subsets</i>)
OSC	(en anglais <i>ordered-subsets convex</i>)
PEHD	Polyéthylène haute densité
PG	Processeur graphique (en anglais <i>graphics processing unit</i> , ou GPU)
RCB	Rapport contraste à bruit
RSB	Rapport signal à bruit
TDM	Tomodensitométrie (en anglais <i>computed tomography</i> , ou CT)
TEM	Tomographie d'émission monophotonique (en anglais <i>single-photon emission computed tomography</i> , ou SPECT)
TEP	Tomographie d'émission par positrons (en anglais <i>positron emission tomography</i> , ou PET)
XML	(en anglais <i>extensible markup language</i>)

CHAPITRE 1

Introduction

1.1 Mise en contexte et problématique

En janvier 2010, un média populaire dresse un portrait alarmant de l'état des soins de santé nécessitant la radiation aux États-Unis [Bogdanich, 2010]. Cet article, paru dans le New York Times, rapporte de nombreux cas de négligence et d'abus commis au dépend d'un nombre important de patients. La réponse de l'*American Society for Radiation Oncology* (ASTRO) est immédiate ; une erreur en est une de trop, mais parmi les millions d'examens pratiqués, ces erreurs ne surviennent que dans 0.0046% des cas [Williams, 2010].

De leur côté, les médecins chercheurs sonnent l'alarme en affirmant que des dizaines de milliers de cancers par année pourraient découler des examens par tomographie par ordinateur (TDM) aux États-Unis. L'accroissement constant du nombre de ces examens, ayant triplé depuis 1993, risque d'aggraver sérieusement la situation dans un futur rapproché [de Gonzalez *et al.*, 2009]. D'autres recherches semblent de plus indiquer que les chiffres rapportés concernant les doses de radiation reliées aux examens TDM sont généralement sous-estimés et que leur caractère est variable, lançant ainsi un appel à une standardisation parmi les institutions [Smith-Bindman *et al.*, 2009b]. Si tous s'entendent pour affirmer que le rapport risques/bénéfices est toujours en faveur du patient suite à un examen, de nombreuses questions sont à présent soulevées concernant les conséquences de la quantité totale de radiations à laquelle la population en général est exposée. Consciente de ces inquiétudes, l'*American Association of Physicists in Medicine* (AAPM) publie alors un communiqué dans lequel sont reconnues les erreurs commises par certains technologues, mais rappelant aussi que dans le cas de cancers, les liens de causes à effets sont souvent difficiles à établir [AAPM, 2010].

La formation et la standardisation des connaissances et méthodes des technologues et cliniciens semblent constituer la réponse rapide à une pratique unifiée de la TDM. Les grandes associations américaines concernées l'ont rapidement compris et organisent, coup sur coup, deux conférences visant à instruire les membres sur les protocoles d'examens à dose réduite mieux adaptés à la tâche et au patient.^{1,2} Il existe ainsi, parmi le corps

¹AAPM CT Dose Summit : Scan Parameter Optimization, 29–30 avril 2010, Atlanta, GA.

²AAPM and ASTRO : Safety in Radiation Therapy - A Call to Action, 24–25 juin 2010, Miami, FL.

médical, une volonté de diminuer le niveau de radiations par rayons X auquel la population est exposée non pas en tant qu'individus, mais plutôt en tant que masse. De faibles risques individuels, appliqués à une large population et une fréquence d'examens en croissance, pourraient rapidement devenir problématiques sur le plan de la santé publique [Brenner et Hall, 2007]. Le débat concernant les effets dommageables ou thérapeutiques d'une faible exposition est d'ailleurs toujours d'actualité [Doss *et al.*, 2014]. Le tableau 1.1 rapporte une série de chiffres tirés de la littérature récente concernant les examens TDM aux États-Unis.

Pourtant, des méthodes usuelles de réduction de dose sont connues depuis plusieurs décennies. La plus populaire consiste à adapter l'amplitude du courant de la source de rayons X à la taille du patient imagé [Brasch *et al.*, 1978; Haaga *et al.*, 1981; Kamel *et al.*, 1994; Robinson *et al.*, 1986]. De cette manière, les enfants ou les personnes de taille réduite ne devraient jamais être soumis à la quantité de rayonnement nécessaire aux adultes normaux [Donnelly *et al.*, 2001]. Une exposition adaptée permet de réduire la dose de 50 à 90% pour un examen TDM chez un enfant [Brody *et al.*, 2007]. L'application en clinique de ce principe est assez récente [Frush, 2002]. Hésitant devant la multitude de protocoles offerts, certains technologues ignorent encore ces considérations, préférant dans l'incertitude se rabattre sur les paramètres proposés à défaut par le fabricant [Paterson *et al.*, 2001]. Il existe, heureusement, des systèmes effectuant maintenant un contrôle d'exposition automatisé, se basant généralement sur la taille et la masse du patient [Frush, 2002; Huda *et al.*, 2001, 2004a,b; McCollough, 2008; Nyman *et al.*, 2005]. Des chercheurs plus enthousiastes ont même développé une méthode de modulation active de courant, s'adaptant en temps réel à l'anatomie du sujet de manière à conserver constant le niveau de bruit ou la qualité de l'image sur l'ensemble de la région imagée. Dans un premier temps, cette modulation était uniquement angulaire [Giacomuzzi *et al.*, 1996a,b; Kopka *et al.*, 1995; Lehmann *et al.*, 1997], mais s'est par la suite adaptée à l'atténuation mesurée en temps réel dans le patient [Gies *et al.*, 1999; Kalender *et al.*, 1999]. En clinique, cette méthode permettrait une réduction de dose de l'ordre de 15 à 50%, sans sacrifice au niveau du caractère diagnostique de l'image [Greess *et al.*, 2000; Kalra *et al.*, 2004a,b, 2005; Toth, 2002]. Les grands fabricants (GE, Philips, Siemens, Toshiba) offrent maintenant tous cette technologie à travers les plus récentes versions de leurs scanners [McCollough *et al.*, 2006].

D'autres méthodes s'offrent aux radiologistes et technologues pour diminuer l'intensité de l'exposition chez le patient; une liste exhaustive est rapportée au tableau 1.2. Les différents mécanismes de réduction qui s'y trouvent peuvent être classés selon trois catégories. Premièrement les techniques de réduction brutes. Celles-ci permettent d'éviter que

Tableau 1.1 La tomodensitométrie en chiffres aux États-Unis.

Chez la population en général	Références
En 2000, on rapporte que les examens TDM représentent 11% du nombre d'examens pratiqués dans certains hôpitaux, mais contribuent à 67% de l'exposition totale aux radiations chez les patients; en 2002, ces chiffres passent respectivement à 15% et 75%	[Mettler <i>et al.</i> , 2000; Wiest <i>et al.</i> , 2002]
En 2005, 62 millions d'examens TDM par année, comparé à 3 millions en 1980, ce chiffre atteindrait récemment les 70 millions	[Brenner et Hall, 2007; de Gonzalez <i>et al.</i> , 2009]
En 2007, approximativement 29 000 futurs cancers pourraient survenir à la suite d'examens TDM (dont la moitié pourrait causer la mort [†])	[de Gonzalez <i>et al.</i> , 2009]
En 2007, de 1.5 à 2.0% des cancers développés dans la population proviendraient des examens TDM	[Brenner et Hall, 2007]
Un estimé couramment utilisé pour établir le taux de mortalité suite à une exposition aux radiations est de 5% par mSv, en estimant la dose moyenne d'un examen TDM à 10 mSv [‡] , la probabilité de causer la mort devient 1 pour 2000 (en pratique, des considérations d'âge tendent à diminuer ce nombre)	[de Gonzalez <i>et al.</i> , 2009]
Chez l'enfant	
En 2001, 25-35% des examens seraient d'une nécessité douteuse	[Slovis, 2002]
En 2004, on rapporte que la fréquence des examens augmente environ de 10% par année	[Frush et Applegate, 2004]
Récemment, 11% du total des examens concernerait les enfants, soit plus de 7 millions d'examens par année	[Frush et Applegate, 2004; Linton et Mettler, 2003]
La probabilité de contracter un cancer mortel à la suite d'un seul examen serait approximativement de 1 pour 1000 pour un patient âgé de 1 an	[Brenner <i>et al.</i> , 2001; Rice <i>et al.</i> , 2007]
Seuils de dose : haute (4.5 mSv), moyenne (1.6 mSv), faible (0.7 mSv)	[Frush, 2002]
La dose par examen varie beaucoup et peut atteindre 5 mSv	[Frush, 2002]

[†] Les estimés de décès à la suite d'une exposition aux radiations, généralement pessimistes, se basent sur des études statistiques concernant les grandes catastrophes nucléaires de l'Histoire (bombes atomiques au Japon en 1945, catastrophe de Chernobyl en 1986, etc.), mais aussi sur les données concernant les travailleurs soumis aux radiations.

[‡] La dose absorbée de façon naturelle aux États-Unis est d'environ 3-3.5 mSv/année par personne, principalement causée par le rayonnement cosmique, l'exposition au radon et la radioactivité naturelle contenue dans le sol et les roches [Brody *et al.*, 2007; Rice *et al.*, 2007].

le rayonnement ne contribuant pas à la formation de l'image soit administré inutilement au patient. Elles permettent ainsi de réduire la dose sans affecter l'image. En utilisant, par exemple, un filtre papillon (*bowtie*) à la sortie de la source, il est possible de réduire la dose de surface de 50%, sans conséquence sur la qualité de l'image [Toth, 2002]. Ce type de filtre a aussi comme conséquence d'uniformiser l'intensité du rayonnement atteignant le détecteur [Hounsfield, 1973; Shikhaliev, 2012b; Silkwood *et al.*, 2013]. Des filtres à géométrie active ont aussi été proposés [Hsieh *et al.*, 2014], permettant d'adapter le rayonnement à la géométrie du patient pendant l'examen. Dans le second groupe se trouvent les méthodes à l'aide desquelles il est possible de mieux adapter la dose administrée à l'objectif de l'examen. Elles permettent une réduction de dose réelle, cependant toujours face à un compromis favorable au diagnostic. Mais il n'y a pas d'échappatoire, en TDM la statistique règne toujours en maître sur la qualité de l'image. En utilisant, entre autres, le contrôle automatique d'exposition ou en réduisant la durée de l'examen, la statistique collectée est nécessairement inférieure à celle d'une acquisition à courant constant ou d'une durée supérieure. La réduction de dose est possible seulement si l'impact de la perte d'information demeure tolérable face à la qualité du diagnostic (ces impacts peuvent être amoindris par l'utilisation d'algorithmes appropriés).

Tableau 1.2 Mécanismes de réduction de la dose en TDM accessibles aux technologues et radiologistes en 2010.

Au choix du technologue	Références
Déterminer la nécessité de l'examen, limiter la région sujette au rayonnement et éviter les répétitions inutiles	[Kalra <i>et al.</i> , 2004b]
Adapter le courant du tube (mAs) au patient et à la tâche diagnostique	[McCollough, 2008]
Limiter la durée d'acquisition, généralement par le contrôle du pas axial (ou <i>pitch</i>)	[Verdun <i>et al.</i> , 1996]
Paramètres de reconstruction adéquats (choix de l'algorithme, épaisseur des tranches reconstruites)	[Kalra <i>et al.</i> , 2004b]
Adapter la tension crête du tube (kVp) à la tâche diagnostique	[Huda <i>et al.</i> , 2004a,b]
Sous la responsabilité du fabricant du scanner	
Minimisation du rayonnement axial non utilisé (<i>over-beaming</i>)	[Toth, 2002]
Pré-durcissement du spectre (filtre papillon ou à géométrie variable)	[Hsieh <i>et al.</i> , 2014; Toth, 2002]
Contrôle automatique d'exposition	[Kalra <i>et al.</i> , 2004a]
Algorithmes de reconstruction (réduction du bruit, filtrage axial, filtrage adaptatif)	[Kalender, 2000; Manduca <i>et al.</i> , 2009]

Le troisième et dernier groupe comprend les mécanismes fournissant une qualité d'image supérieure à dose égale (ou, inversement, une qualité égale à moindre dose). Ils agissent pour l'instant soit sur le traitement des données, soit par l'ajustement de la tension d'opération de la source de rayons X. Les algorithmes de traitement de données s'appliquent autant dans le domaine des projections [Manduca *et al.*, 2009; Wang *et al.*, 2008; Whiting *et al.*, 2006], que pendant la reconstruction [Prakash *et al.*, 2010; Ziegler *et al.*, 2007] ou encore sur les images reconstruites [Nalcioğlu et Lou, 1979; Prell *et al.*, 2009; Slijpen et Beekman, 1999]. La qualité des images obtenues à l'aide de ces algorithmes est supérieure à celle provenant des algorithmes utilisés traditionnellement en clinique, d'où la réduction possible de dose. Les bénéfices réalisables par le traitement de l'énergie (kVp) du flux de rayons X dépassent le cadre de cette introduction et constituent le cœur de cette étude. Ils seront traités en profondeur dans les prochains chapitres. Une réponse sommaire peut toutefois être apportée par les recherches cliniques. Il est souvent avantageux de réduire la tension d'opération du tube à rayons X afin d'obtenir un meilleur contraste à plus faible dose, ou un meilleur rapport signal sur bruit (RSB) à dose égale [Boone *et al.*, 2005; Funama *et al.*, 2005; Huda *et al.*, 2004a,b, 2000; Nakayama *et al.*, 2005; Nickoloff *et al.*, 2003; Ranger *et al.*, 2010; Siegel *et al.*, 2004; Waaijer *et al.*, 2007; Wintersperger *et al.*, 2005]. Dans tous les cas, il devient évident que, tout comme pour l'amplitude du courant, la tension d'opération devrait être adaptée à la taille du patient imagé. Devant ces nouvelles évidences, les technologues demeurent réticents à l'utilisation de tensions réduites, ne sachant pas dans quelle proportion compenser les autres paramètres liés à l'examen (par exemple le courant du tube ou la durée d'exposition) [McCollough, 2005]. En réponse à cette incertitude, une étude récente propose un ajustement automatique de la tension du tube [Yu *et al.*, 2010].

De nombreux efforts ont été apportés, autant par les radiologistes que par les fabricants, dans le but de réduire la dose au patient lors d'examens TDM. Malheureusement, l'augmentation de la fréquence d'utilisation de ces examens surpasse encore aujourd'hui la réduction de dose apportée [ICRP, 2007]. Ainsi, la dose annuelle absorbée par la population demeure en croissance. Il est encore possible de parfaire le respect du principe ALARA (*As Low As Reasonably Achievable* [Haaga, 2001]) du côté de la conception des scanners. Pour y arriver, il s'agit maintenant de revoir la manière dont l'information est mesurée, et de développer de nouvelles méthodes de reconstruction d'images adaptées à cette réalité.

La TDM est présentement le sujet d'un changement de paradigme important, qui redessinera le visage de la détection des rayons X [Taguchi et Iwanczyk, 2013]. Une approche novatrice, reposant sur le comptage individuel des photons, porte la promesse d'une ré-

duction de dose par une meilleure gestion de l'information énergétique des événements détectés. La présente thèse propose l'étude de ce processus de détection de la radiation, d'un côté en regardant de quelle manière certaines caractéristiques des détecteurs utilisés influencent les images reconstruites, et de l'autre en proposant des algorithmes destinés à reconstruire et tirer pleinement avantage de cette nouvelle information.

1.2 Problématique et objectifs du projet de recherche

L'utilisation du scanner TDM est en croissance incessante depuis son apparition au début des années 1970. Dans les hôpitaux du monde entier, plusieurs millions d'examens sont maintenant pratiqués par année. Malgré son utilité diagnostique indiscutable, l'appareil administre une dose non négligeable de rayonnements ionisants au patient imagé. En échange d'un diagnostic pouvant, à court terme, le soigner ou même lui sauver la vie, le patient doit accepter la possibilité de développer un cancer suite à cette exposition. Si cette probabilité est très faible pour un individu seul, elle peut devenir inquiétante face à l'ensemble des examens pratiqués dans le monde. Le risque reste cependant toujours angoissant lorsque le patient est très jeune, spécialement s'il doit subir des examens répétés.

Dans l'interprétation du risque collectif, deux écoles de pensée s'opposent. D'un côté se trouvent les partisans de l'hypothèse "linéaire, sans seuil", voulant que n'importe quelle dose, aussi petite soit-elle, apporte un risque proportionnel de voir le cancer se développer. En acceptant cette vision, le faible risque individuel multiplié par les millions d'examens annuels devient forcément responsable de plusieurs dizaines, voire centaines, de milliers de cancers à travers le monde par année. D'un autre côté, certains affirment qu'une faible dose est insignifiante, et peut-être même bénéfique au patient. De ce point de vue, la statistique globale devient erronée et seuls les examens à dose importante demeurent problématiques. Dans tous les cas, et en l'absence de certitude, l'application du principe ALARA doit être priorisée. Une nouvelle génération de scanners TDM qui offrirait une dose moindre à qualité diagnostique égale est hautement souhaitable pour le domaine de l'imagerie médicale.

Les performances en termes de précision et rapidité des nouveaux scanners sont étourdissantes, mais au niveau de la dose administrée, aucune réduction notable n'est observée. Pour mettre en œuvre cette réduction de dose, les systèmes devront utiliser des détecteurs plus performants et en faire un usage approprié. Récemment, les détecteurs de rayons X opérant en mode comptage de photons ont fait leur apparition. D'après la théorie, et confirmé par la pratique, ces détecteurs permettent une réduction de dose grâce à un plus faible bruit de mesure. Les développements concernant les détecteurs capables de telles

performances sont très récents. Des systèmes de recherche fonctionnent aujourd'hui sous ce principe, mais les capacités en termes de taux de comptage interdisent encore pour l'instant une utilisation clinique. Pour se frayer un chemin vers les hôpitaux, ces nouveaux détecteurs ne devront apporter que des bénéfices, aucun inconvénient.

Toujours d'après la théorie, le détecteur optimal ne doit pas que compter les photons, il doit aussi mesurer leur énergie individuelle. L'état de l'art en TDM indique que la manipulation de l'information énergétique apporte une amélioration de la qualité de l'image par une meilleure gestion du contraste et du bruit. Les détecteurs modernes permettant de compter les photons et séparer leur énergie sur plusieurs niveaux discrets apportent une information nouvelle. Dans le contexte des recherches passées, cette information peut sembler redondante, sauf au niveau de la séparation en multiples matériaux. À la lumière des recherches plus récentes, l'information énergétique mesurée est soit combinée avant, ou après la reconstruction. Lorsque le traitement est effectué pendant la reconstruction, il accepte en entrée un sinogramme simple et procède à la correction en se basant sur une information connue *a priori* et concernant la nature énergétique de la source de rayons X et des matériaux les plus communs. Jusqu'à aujourd'hui, aucun algorithme statistique ne propose d'utiliser l'information énergétique mesurée sur un nombre arbitraire de fenêtres d'énergie pour en tirer parti pendant la reconstruction. Ceci mène à la question de recherche suivante :

Est-il possible d'améliorer la qualité des images reconstruites par une utilisation judicieuse de l'information énergétique mesurée par les nouveaux types de détecteurs opérant en mode comptage de photons ?

En lien avec la question précédente, les sous-questions suivantes sont pertinentes :

1. Est-il possible de faire une meilleure utilisation de l'information énergétique à travers le développement d'algorithmes de reconstruction et de traitement adaptés ?
2. En comparaison aux détecteurs actuellement utilisés en clinique, quelle est l'influence potentielle de la mesure en énergie sur les caractéristiques de l'image reconstruite ?
3. Comment se reflète cette nouvelle approche sur la réduction de la dose administrée au patient ?
4. Quel est l'effet du nombre de fenêtres et de la résolution en énergie du détecteur sur les propriétés de l'image reconstruite ?
5. Comment s'assurer que la complexité additionnelle liée aux algorithmes polyénergétique ne contrecarre une éventuelle utilisation clinique ?

1.3 Contributions originales

La principale contribution originale proposée dans cet ouvrage consiste en une méthode de reconstruction itérative dédiée spécifiquement aux données TDM spectrales. Cette approche, combinant les contextes de reconstruction statistique et de décomposition en fonctions de base, apporte un élément de réponse à la sous-question #1. Son utilisation a permis de démontrer qu’une gestion adéquate de l’information polyénergétique permet de réduire, voire d’éliminer, la plupart des artefacts associés au phénomène de durcissement du faisceau de rayons X, répondant ainsi à la sous-question #2. En comparant aux méthodes trouvées dans la littérature, elle permet aussi de diminuer la dose en offrant un meilleur rapport de contraste à bruit pour certains matériaux, répondant à la sous-question #3.

Une nouvelle méthode, permettant d’estimer la distribution spatiale du dépôt de dose à partir d’une reconstruction polyénergétique, est aussi proposée. Avec les inquiétudes actuelles concernant la dose administrée lors d’examens TDM, son utilité clinique serait immédiate si de nouveaux scanners utilisant des détecteurs sensibles à l’énergie voyaient le jour. Cette approche permettrait une surveillance continue de la dose distribuée, qui serait possiblement disponible immédiatement après chaque examen. Cette proposition procure un autre élément de réponse à la sous-question #1.

Afin de déterminer l’influence de certaines caractéristiques des détecteurs spectraux sur les images reconstruites, une étude a été menée. Elle a permis de conclure que, pour divers scénarios d’imagerie, une résolution en énergie sous la barre des 10% (à 60 keV) ainsi que 8 niveaux d’énergie sont suffisants pour produire une reconstruction quantitative et réduite en artefacts. Cette étude répond de ce fait à la sous-question #4.

Finalement, dans le but de réduire la durée des reconstructions TDM et ainsi répondre à la sous-question #5, une méthode de reconstruction basée sur l’utilisation d’un système de coordonnées polaires est proposée. Cette approche permet la reconstruction rapide de champs de vue tridimensionnels à haute résolution à l’aide d’ordinateurs de bureau standards. Puisque les algorithmes de reconstruction polyénergétiques demanderont une quantité de calculs accrue, une implantation en coordonnées polaires faciliterait une éventuelle utilisation en clinique.

1.4 Plan du document

Le chapitre 2 fait une revue de l'état de l'art concernant les manipulations TDM poly-énergétiques, sur la période couvrant l'avènement du tout premier scanner TDM et ce jusqu'à aujourd'hui. Le phénomène de durcissement du faisceau de rayons X ainsi que les artefacts qui en découlent dans les images reconstruites y sont discutés. Les manipulations classiques par bi-énergie sont abordées, ainsi que les méthodes plus récentes permettant de tirer parti d'une mesure à plusieurs fenêtres d'énergie. Finalement, les nouveaux détecteurs sensibles à l'énergie ainsi que leur lot d'impondérables sont détaillés.

Au chapitre 3, une méthode permettant de simuler des ensembles de données similaires à ceux provenant de détecteurs sensibles à l'énergie est introduite. L'approche est analytique et permet de générer rapidement un nombre important de configurations différentes qui seraient autrement difficiles à obtenir de manière expérimentale. Elle permet aussi de simuler de manière réaliste une grande quantité de matériaux, et d'en ajouter de nouveaux de manière aisée. Les données générées à l'aide de cet outil sont utilisées par la suite dans tous les chapitres de cet ouvrage.

Le chapitre 4 contient la description d'une méthode permettant la reconstruction de données TDM polyénergétiques. L'approche est basée sur les concepts de reconstruction statistique et de décomposition en fonctions de base. Elle accepte un nombre arbitraire de fenêtres d'énergie et produit un résultat quantitatif qui peut être utilisé dans différents scénarios d'analyse. La méthode est comparée à celles proposées dans la littérature, et une nouvelle définition du concept de rapport signal à bruit est apportée.

Afin de rendre plus accessibles les reconstructions itératives, le chapitre 5 propose une méthode basée sur le concept de symétries présentes dans un système de coordonnées polaires. Elle permet de réduire la durée des calculs itératifs tout en demandant moins de ressources au niveau de l'ordinateur de reconstruction. L'approche est mise à l'essai dans un contexte de reconstruction tridimensionnelles avec données expérimentales, et est comparée à une méthode standard basée sur la rétroprojection filtrée.

Le chapitre 6 compare les performances d'un détecteur simulé dont certains paramètres de détection sont variés. Il s'attarde plus spécialement à la résolution en énergie et au nombre de fenêtres utilisées. L'influence de ces paramètres sur différentes métriques tirées d'images reconstruites est rapportée.

Au chapitre 7, une approche permettant d'estimer le dépôt de dose à partir d'une reconstruction polyénergétique en fonctions de base est proposée. La méthode est rapide et

demande très peu de connaissances *a priori*. Un exemple analytique est présenté, pour lequel il est possible d'observer un dépôt d'énergie plus important en périphérie de l'image, tel que prévu par le phénomène de durcissement du faisceau.

Pour conclure, le chapitre 8 contient la synthèse des travaux présentés. Il met en interrelation les contributions originales de cet ouvrage au domaine de la TDM spectrale et se termine par une ouverture couvrant les perspectives à moyen terme sur l'horizon médical.

CHAPITRE 2

État de l'art

Pour savoir où l'on va, il faut savoir
d'où l'on vient

Proverbe africain

Le but poursuivi par la tomographie est d'assigner, à chaque point contenu dans un volume imagé, une valeur numérique spécifique au tissu occupant ce point [Herman, 1979a]. En TDM, ceci s'obtient par la transmission d'un flux de rayons X qui sera atténué en traversant le corps du patient. Pour un photon d'une énergie donnée, la probabilité de se voir atténué dépend du coefficient d'atténuation linéaire et de l'épaisseur du matériau traversé. Cette relation s'exprime par la loi de Beer-Lambert [Beer, 1852; Lambert, 1760]

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (2.1)$$

où I et I_0 représentent respectivement l'intensité du faisceau de rayons X avec et sans objet, μ et x respectivement le coefficient d'atténuation linéaire et l'épaisseur du matériau traversé. Ce concept très simple, appliqué à la tomodensitométrie, permet ainsi de dresser avec précision la carte d'atténuation des structures internes d'un sujet. En pratique, un faisceau monochromatique est difficile à obtenir¹, et la plupart des systèmes TDM cliniques utilisent une source de rayons X polychromatique (Figure 2.1). Une difficulté découle directement de cet état de fait, puisqu'il existe une dépendance entre l'atténuation produite par un matériau et l'énergie des photons le traversant. Généralement, les photons de faible énergie sont préférentiellement atténués, et l'énergie moyenne du faisceau augmente à mesure qu'il traverse un milieu. Ce phénomène se nomme le durcissement du faisceau (*beam hardening*).

¹Difficile mais pas impossible, des systèmes utilisant le rayonnement par synchrotron existent. Ils sont rarement utilisés en clinique puisqu'il est impossible de déplacer de tels systèmes (le patient doit donc effectuer la rotation). Ils fournissent cependant un rayonnement monoénergétique ajustable et permettent de former des images qui ne sont pas affectées par le durcissement du faisceau [Dilmanian *et al.*, 1997; Nachaliel *et al.*, 1992; Sakamoto *et al.*, 1988; Takeda *et al.*, 1994; Thompson *et al.*, 1984; Uyama, 1994]. Certains tentent aussi de générer un spectre quasi-monoénergétique en filtrant le flux d'une source standard à l'aide de matériaux choisis spécifiquement en raison de leur seuil K [Crotty *et al.*, 2007; Glick *et al.*, 2007; McKinley *et al.*, 2005, 2004]

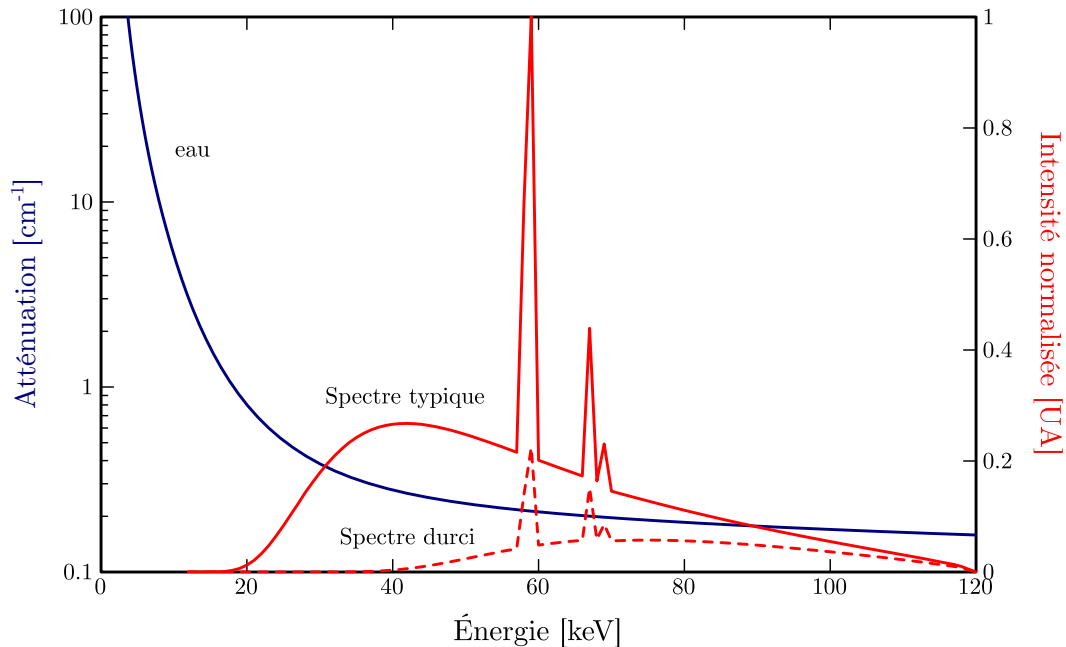


Figure 2.1 Coefficient d'atténuation linéaire de l'eau et intensité d'une source de rayons X à anode de tungstène en fonction de l'énergie des photons. L'ajout d'un filtre additionnel de cuivre d'une épaisseur de 1.0 mm durcit considérablement le faisceau. Les raies caractéristiques de la cible de tungstène sont superposées au rayonnement de freinage. Sont visibles ici les raies $K\alpha_2$, $K\alpha_1$, $K\beta_1$ et $K\beta_2$, respectivement aux énergies de 58.0, 59.3, 67.2 et 69.1 keV, les raies $K\alpha_2$ et $K\alpha_1$ étant confondues.

2.1 Durcissement du faisceau

Les algorithmes de reconstruction d'image traditionnels reposent tous sur l'hypothèse que le logarithme de l'atténuation est une fonction linéaire de l'épaisseur de matériau traversé. En réalité, la source de rayonnement est polychromatique, et cette hypothèse n'est pas respectée sur l'ensemble des données mesurées. Les images reconstruites sont ainsi entachées d'une erreur systématique. Cette erreur prend la forme d'artefacts, dont les plus importants sont les artefacts d'affaissement, d'ombrage et de stries². La figure 2.2 montre ces effets. L'affaissement se manifeste par une diminution de l'atténuation vers le centre des images comparativement à la périphérie. Il s'explique facilement par le fait que les trajectoires passant par le centre du sujet subissent en moyenne un durcissement plus im-

²Une liste plus complète des artefacts possibles est disponible dans [Robertson et Huang, 1986].

portant, impliquant ainsi une atténuation apparente plus importante³. Ce phénomène fut rapidement compris après la construction du premier scanner TDM et des méthodes de corrections firent leur apparition.

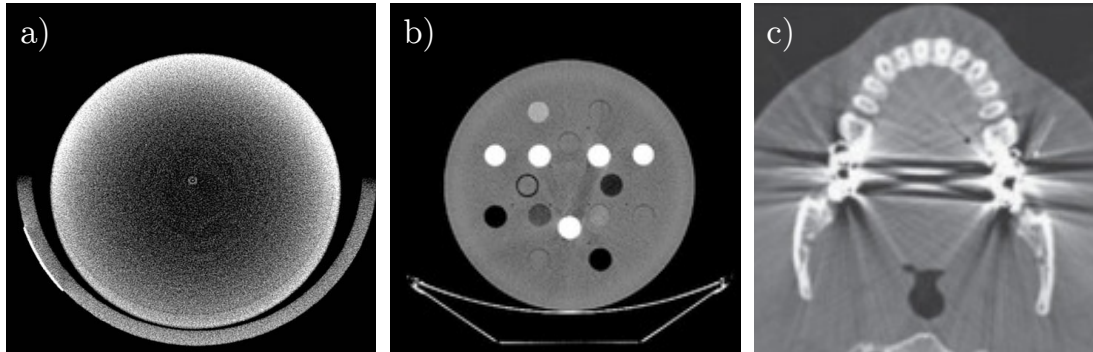


Figure 2.2 Différent artefacts liés au durcissement du faisceau présentés dans la littérature : a) artefacts d'affaissement, caractérisé par une atténuation apparente de moindre amplitude au centre de l'image, b) artefact d'ombrage reliant les structures très atténuantes entre elles et c) artefacts de stries émanant des structures métalliques. Les images a), b) et c) sont respectivement tirées de [Kachelrieß *et al.*, 2006] (avec la permission de l'AAPM), [Yagi *et al.*, 2013] (libre accès avec la permission de l'auteur) et [Sharma et Aggarwal, 2010] (libre accès).

2.1.1 Correction pré-reconstruction

Un premier ensemble de corrections concerne les méthodes de prétraitement, c'est-à-dire s'appliquant avant l'étape de reconstruction. Dans l'une de ces techniques, utilisée avec le tout premier scanner TDM, une enveloppe remplie d'eau est placée autour de la tête du patient. Même si, à la base, ce mécanisme est destiné à réduire la gamme dynamique de mesure pour augmenter la précision de l'appareil [Hounsfield, 1973], sa forme particulière permet à tous les photons de traverser une distance équivalente d'eau (en supposant que le cerveau possède un coefficient d'atténuation semblable à l'eau). Malgré le fait que cette technique permette de réduire l'intensité de l'artefact d'affaissement en fournissant un durcissement uniforme des rayons [McCullough, 1975; McCullough *et al.*, 1974], elle est rapidement mise de côté pour des raisons pratiques lors du développement des scanners subséquents [McDavid *et al.*, 1977b].

³Le phénomène d'ombrage est un cas particulier pour lequel l'effet du durcissement est observé joignant les structures très atténuantes entre elles. Les stries émergent pour leur part des objets produisant une atténuation extrême, et sont causées d'un mélange de durcissement, de volume partiel et de repliement spectral très difficile à corriger.

Pour palier à l'abandon de la méthode précédente, une technique plus simple consiste à ajouter un filtre à la sortie du faisceau dans le but de le durcir volontairement [Brooks et Chiro, 1976; McDavid *et al.*, 1975]. De cette manière, l'énergie moyenne du faisceau se déplace vers une région du spectre pour laquelle l'atténuation de l'eau est plus constante (Figure 2.1). Cette méthode est efficace pour *linéariser* la mesure (toujours en référence au logarithme de l'atténuation qui devrait être une fonction linéaire de l'épaisseur du matériau traversé), mais atténue considérablement l'intensité du flux de rayons X. Il sera aussi démontré plus tard que ceci constitue une approche non optimale au niveau du contraste dans l'image reconstruite.

Il est aussi possible de *linéariser* la mesure en modifiant directement l'intensité des projections contenues dans le sinogramme. Pour y parvenir, il est nécessaire de déterminer une courbe de correction permettant de relier l'atténuation polychromatique (non linéaire) à celle obtenue à une énergie fixe (linéaire). Les courbes proposées sont soit linéaires [Hounsfield, 1975; McDavid *et al.*, 1977b] ou soit des polynômes de différents degrés [Herman, 1979a,b; Herman et Trivedi, 1983; Jian et Hongnian, 2006; Kachelrieß et Kalender, 2005; Kachelrieß *et al.*, 2006; Sourbelle *et al.*, 2005]. Pour obtenir une correction de qualité, les paramètres définissant la courbe choisie doivent être déterminés en fonction du matériau le plus abondant dans l'image, souvent représenté par l'eau (la méthode est souvent appelée *water pre-correction*). En pratique, cette technique réduit l'intensité des artefacts d'affaiblissement, mais ne corrige pas les problèmes liés à la présence d'objets plus atténuants tels que les os ou les implants métalliques⁴.

2.1.2 Correction post-reconstruction

L'hypothèse de la linéarité du logarithme de l'atténuation en fonction de la profondeur du matériau est encore moins respectée lorsque le volume imagé contient des objets très atténuants. Lors d'une mesure, cette erreur est plus prononcée dans les portions de projections pour lesquelles ces objets très atténuants sont superposés. Au niveau de l'image, ceci se traduit par de l'ombrage ou encore des stries d'intensité importante reliant ces objets (Figure 2.2). Dans le but de réduire l'amplitude de ce phénomène, de nouvelles méthodes

⁴Le sujet de la correction des artefacts métalliques couvre une littérature relativement dense. Sans se vouloir exhaustif, les méthodes incluent une pré-correction du sinogramme suivie d'une reconstruction standard [Kalender *et al.*, 1987; Meng *et al.*, 2010; Veldkamp *et al.*, 2010; Xue *et al.*, 2009], ou encore des approches itératives [De Man *et al.*, 2000; Hamelin *et al.*, 2008]. La méthode la plus populaire consiste cependant à reconstruire l'image, à la segmenter afin d'identifier les inclusions problématiques pour ensuite apporter une correction au sinogramme avant d'effectuer une reconstruction finale [Bal et Spies, 2006; Bazalova *et al.*, 2007; Chen *et al.*, 2012; Duan *et al.*, 2008; Jeong et Ra, 2009; Lemmens *et al.*, 2009; Prell *et al.*, 2009; Yang *et al.*, 2009; Zhang *et al.*, 2011b; Zhang et Xing, 2013; Zhang *et al.*, 2011c].

de correction sont apparues. Ces techniques utilisent l'image reconstruite comme point de départ et sont ainsi qualifiées de méthodes de post-traitement [Brooks, 1977b; Chen *et al.*, 2001; Elbakri et Fessler, 2002; Hsieh *et al.*, 2000; Joseph et Ruth, 1997; Joseph et Spital, 1978; Nalcioglu et Lou, 1979; Robertson et Huang, 1986; Rüegegger *et al.*, 1978; So *et al.*, 2009; Stonestrom *et al.*, 1981; Thierry *et al.*, 2006; Yan *et al.*, 1999; Zhou *et al.*, 2009]. Elles segmentent tout d'abord l'image en différentes catégories en se basant sur l'intensité de l'atténuation. Les plus simples supposent seulement la présence de tissus mous et d'os. Par la suite, des polynômes de correction spécifiques à chacune des catégories sont utilisés pour calculer un nouveau sinogramme corrigé. Finalement, l'image reconstruite à partir de ce sinogramme contient des artefacts de durcissement de faisceau de moindre intensité. Cette opération peut être répétée de façon itérative, mais de manière générale très peu d'itérations sont nécessaires. Ces méthodes demandent donc une connaissance des courbes d'atténuation des matériaux pour lesquels la correction est appliquée. Certaines d'entre elles nécessitent aussi une connaissance de la distribution spectrale de la source de rayons X. Malgré le fait qu'elles requièrent beaucoup d'informations *a priori*, ces techniques corrigent très efficacement une grande partie des artefacts de durcissement de faisceau.

Des propositions ont aussi été apportées afin de corriger les artefacts de durcissement en se basant uniquement sur les méthodes de traitement d'images [Mott *et al.*, 1985; Soltanian-Zadeh *et al.*, 1996; Wang *et al.*, 2013]. Il existe d'autres techniques, permettant non pas de corriger, mais plutôt de générer une image exempte de ces artefacts. Une de ces méthodes utilise la notion de bi-énergie et constitue le sujet de la prochaine section.

2.2 Reconstruction bi-énergétique

La méthode de reconstruction bi-énergétique (*dual energy*) repose sur un processus physique simple. Deux examens sont effectués, chacun avec un spectre d'émission distinct, et les données recueillies sont combinées de manière à obtenir une information de qualité supérieure à celles obtenues individuellement. Les différents spectres sont généralement produits alternativement par la même source de rayons X. L'application d'un filtrage passe-bande est possible en modifiant le seuil d'énergie haut par la sélection de la tension d'alimentation de la source (kVp), et le seuil d'énergie bas par un durcissement adéquat de la sortie du faisceau. L'amplitude relative des deux spectres est ajustée par l'intensité du courant de la source, ou encore par des durées d'acquisition appropriées. Une fois de plus, les différentes variantes de cette méthode méritent de se voir distinguées en fonction du fait qu'elles s'appliquent avant, ou après la reconstruction.

Post-reconstruction Les méthodes les plus simples concernent les manipulations de post-reconstruction. Ces dernières furent rapidement suggérées par Hounsfield, se basant sur le principe physique voulant qu'à faible énergie les matériaux possédant un numéro atomique élevé produisent une atténuation plus intense du signal que les tissus normaux [Hounsfield, 1973]. Par une simple soustraction des images reconstruites, le contraste peut être grandement amélioré. Il est aussi possible d'utiliser la différence de signal pour approximer la quantité de matériel de haut numéro atomique contenue dans l'image [Zatz, 1976]. Une approche plus rigoureuse suggère, à la même époque, que ces images permettent d'obtenir une information sur la densité électronique et le numéro atomique effectif des matériaux [Rutherford *et al.*, 1976a]. Elle met cependant en garde contre les effets néfastes du recouvrement des spectres, les problèmes potentiels reliés au durcissement du faisceau dans chacune des images et à la dose distribuée [Rutherford *et al.*, 1976b]. Tout de même, la méthode est utilisée en clinique et permet la reconnaissance de la signature des tissus biologiques [Brooks, 1977a; Chiro *et al.*, 1979; Heismann *et al.*, 2003; Latchaw *et al.*, 1978; Marshall *et al.*, 1977; McDavid *et al.*, 1977a]. Rétrospectivement, il sera déterminé que cette méthode souffre effectivement d'une série de problèmes importants. D'une part, il est supposé que les images reconstruites sont libres de l'artefact de durcissement du faisceau, ce qui est particulièrement faux pour l'image de plus faible énergie. De plus, les tensions de 100 et 140 kVp utilisées à l'époque (Figure 2.3) produisent des résultats plus que sous optimaux pour les tissus d'intérêt. La méthode est donc approximative, et sa capacité à différencier les variations de numéros atomiques et de densité d'électrons est attribuable au fait que les matériaux imagés offrent une variation significative de ces quantités [Marshall *et al.*, 1981]. Une alternative est cependant développée parallèlement, et propose de manipuler directement les données de transmission, offrant ainsi une application de pré-reconstruction.

Pré-reconstruction En 1976, Alvarez et Macovski publient l'article le plus influent de l'histoire de la reconstruction TDM polyénergétique [Alvarez et Macovski, 1976]. Ils proposent de représenter l'atténuation sous la forme

$$\mu(E) = a_{\text{photo}} \frac{1}{E^3} + a_{\text{Compton}} f_{\text{KN}}(E), \quad (2.2)$$

où $f_{\text{KN}}(E)$ est la fonction de Klein-Nishina

$$f_{\text{KN}}(\alpha) = \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left\{ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right\} + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{(1 + 3\alpha)}{(1 + 2\alpha)^2}, \quad (2.3)$$

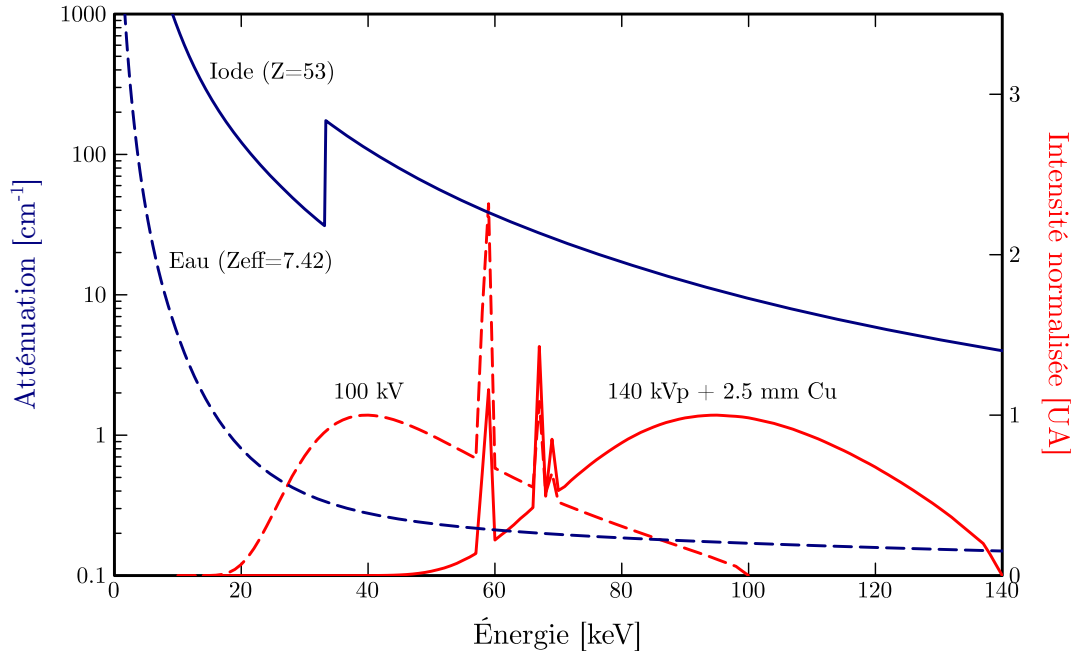


Figure 2.3 Exemple de spectres utilisés lors des premières expériences d'imagerie par bi-énergie. La différence d'atténuation correspondant aux énergies moyennes de deux spectres est beaucoup plus importante pour les matériaux possédant un numéro atomique (Z) élevé. En soustrayant l'image de haute énergie de la première, il est possible de rehausser le contraste du signal de l'iode (puisque la contribution de l'eau apparaît presque constante).

avec $\alpha = \frac{E}{511}$ keV. Cette forme est particulièrement représentative de l'atténuation des photons X à l'intérieur du spectre diagnostique, où $\frac{1}{E_3}$ approxime la dépendance en énergie pour l'interaction photoélectrique et $f_{KN}(\alpha)$ correspond à la section efficace totale de la diffusion Compton. Les paramètres a_{photo} et a_{Compton} sont représentés physiquement par

$$a_{\text{photo}} \approx K_1 \frac{\rho}{A} Z^n, n \approx 4 \quad (2.4)$$

$$a_{\text{Compton}} \approx K_2 \frac{\rho}{A} Z, \quad (2.5)$$

où K_1 et K_2 sont des constantes, ρ la densité, A la masse atomique et Z le numéro atomique du matériau considéré. La proposition est révolutionnaire, il ne s'agit plus de déterminer le coefficient d'atténuation linéaire correspondant à une énergie moyenne, mais bien d'utiliser une décomposition en fonctions de base résumant pleinement le caractère

spectral du processus d'atténuation. Afin d'y parvenir, il suffit d'obtenir les intégrales de ligne des coefficients des différentes fonctions de base

$$A_{\text{photo}} = \int a_{\text{photo}} ds, \quad \text{et} \quad A_{\text{Compton}} = \int a_{\text{Compton}} ds \quad (2.6)$$

à partir de deux mesures de transmission traditionnelles effectuées à des énergies moyennes différentes. Le système d'équations

$$N_1 = T \int S_1(E) e^{-A_{\text{photo}} E^{-3} - A_{\text{Compton}} f_{\text{KN}}(E)} dE \quad (2.7)$$

$$N_2 = T \int S_2(E) e^{-A_{\text{photo}} E^{-3} - A_{\text{Compton}} f_{\text{KN}}(E)} dE, \quad (2.8)$$

où N_1 et N_2 représentent le nombre total de photons (ou la somme de leur énergie dépendant du détecteur) et S_1 et S_2 les distributions spectrales des deux sources de rayonnement utilisées, doit alors être résolu pour A_{photo} et A_{Compton} . Un algorithme de reconstruction traditionnel est finalement utilisé pour obtenir les images a_{photo} et a_{Compton} . Le traitement de l'information est effectué au niveau des projections, et ainsi la méthode est dite de pré-reconstruction. Cette approche est pratique, car elle s'applique alors en radiographie numérique comme en TDM. Puisqu'elle modélise le processus réel d'atténuation polyénergétique, les artefacts de durcissement du faisceau sont fortement réduits dans les images reconstruites. La méthode est rapidement mise à l'épreuve en clinique, validant sa capacité à séparer les matériaux par l'utilisation des coefficients de base a_{photo} et a_{Compton} , mais souffre initialement d'un niveau de bruit inacceptable pour l'image photoélectrique [Avrin *et al.*, 1978]. Il est par la suite démontré qu'il est possible, pour une même dose, de produire une image présentant une variance égale à celle obtenue par la méthode traditionnelle (c'est-à-dire avec une seule source), et ce par la sélection judicieuse de l'énergie de l'image affichée [Alvarez et Seppi, 1979]. L'équation 2.2 permet ainsi de former une carte de l'atténuation monoénergétique pour toute énergie du spectre diagnostique (récemment validé en clinique par [Evans *et al.*, 2013]), offrant une quantité d'information bien supérieure. Par conséquent, en plus de réduire le niveau des artefacts dans les images reconstruites, la méthode permet de plus une analyse spectroscopique des constituants imagés. Des méthodes similaires, fortement inspirées de cette dernière, seront proposées tardivement [Cardinal et Fenster, 1990; Christ, 1984; Coleman et Sinclair, 1985; de Castele *et al.*, 2002].

Les nouvelles possibilités offertes par ce type de traitement sont tout d'abord appliquées en radiographie numérique. Il est possible, par la calibration adéquate d'un système, de mesurer les contributions individuelles des tissus mous et des os [Chan *et al.*, 1976]. Il n'est pas ici question d'une segmentation simplement basée sur l'amplitude de l'atténuation, mais bien de fournir des images contenant uniquement les os, uniquement les tissus mous, ou une combinaison pondérée des deux (Figure 2.4). En clinique, la méthode permet effectivement la séparation os/tissus, mais améliore aussi la détection des faibles contrastes, l'identification de lésions qui autrement seraient masquées par les os, la visualisation de petites calcifications et permet de diminuer l'effet d'ombrage causé par les gaz intestinaux [Brody *et al.*, 1981a,b].

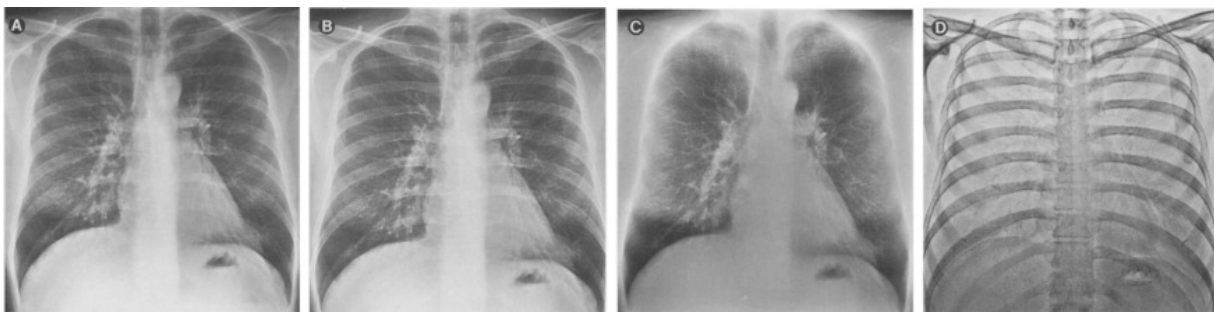


Figure 2.4 En radiographie numérique comme en TDM, la séparation en fonctions de base permet, à partir des images de a) basse énergie et b) haute énergie, de c) générer de nouvelles représentations contenant uniquement les tissus mous ou d) seulement les os. Image reproduite de *Seminars in Roentgenology*, Vol. 32, T. E. Hartman, Dual-energy radiography, p. 45–49, Copyright (1997), avec la permission de Elsevier.

Il est aussi possible d'améliorer grandement la visualisation des agents de contraste iodés en choisissant des spectres de rayons X très fins positionnés de part et d'autre du seuil K de l'iode (Figure 2.5) [Lehmann *et al.*, 1981; Yeh *et al.*, 1979]. La transformation en fonctions de base est exacte uniquement pour les deux matériaux utilisés pendant la calibration du système. Partant de ce principe, et du fait que les images cliniques avec agents de contraste iodés contiennent en réalité 3 catégories de matériaux (tissus mous, os, agent iodé), des recherches démontrent que trois spectres sont nécessaires pour isoler plus efficacement le signal de l'iode. Cette approche particulière est utilisée en fluoroscopie [Kelcz et Mistretta, 1976; Kelcz *et al.*, 1977], puis en TDM [Kruger *et al.*, 1977; Riederer et Mistretta, 1977], mais abandonnée rapidement dû à la nécessité contraignante de générer une multitude de spectres.

Les méthodes de formation d'images avec bi-énergie sont par la suite largement mises en pratique, mais toujours dans un contexte de recherche. En mammographie, la détection

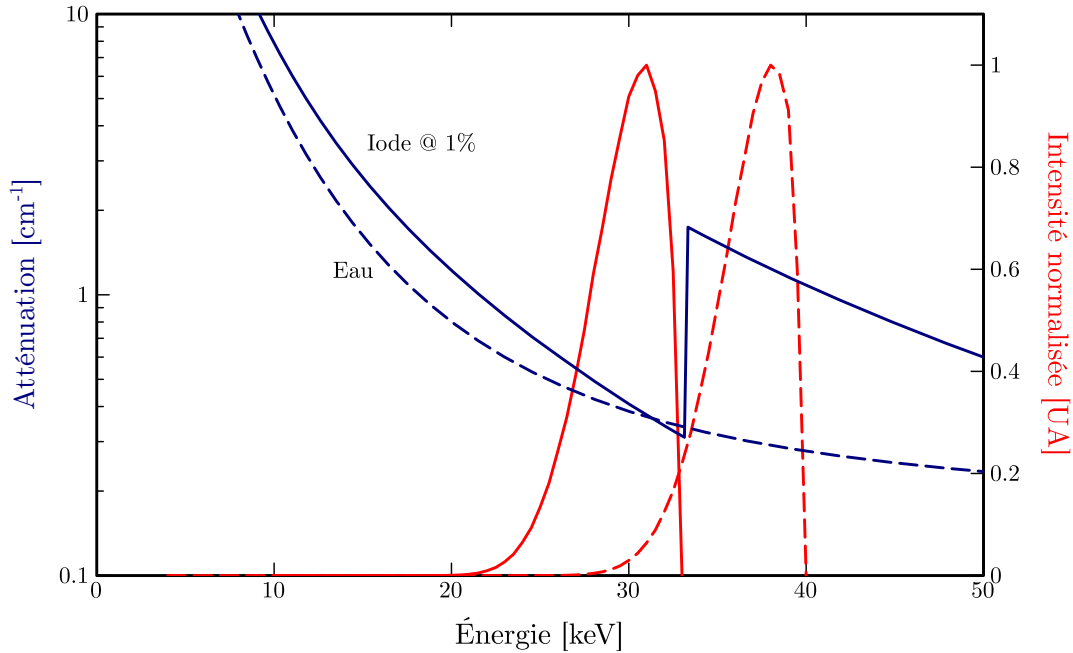


Figure 2.5 Imagerie exploitant la discontinuité d'atténuation de l'atome de l'iode (*K-edge*). Les photons dont l'énergie est suffisante pour déloger les électrons de la couche électronique K de l'iode (33.2 keV) sont atténués plus fortement. En plaçant un spectre fin de part et d'autre de la discontinuité, il est possible de tirer profit de la différence entre le changement abrupt du signal iodé, et celui plus constant des tissus mous/eau.

des dépôts de calcium est grandement améliorée [Asaga *et al.*, 1995; Bliznakova *et al.*, 2006; Johns *et al.*, 1985; Johns et Yaffe, 1985; Kappadath et Shaw, 2005]. Au niveau de la prévention de l'ostéoporose, les mesures du contenu minéral des os bénéficient d'une meilleure sensibilité [Goodsitt et Johnson, 1992; Nickoloff *et al.*, 1988; Vetter *et al.*, 1986]. La validité de la décomposition spectrale des tissus et matériaux est aussi confirmée [Carmi *et al.*, 2005; Hawkes *et al.*, 1986; Heismann, 2005].

Le principal obstacle à une pleine utilisation clinique de ces méthodes reste la nécessité d'effectuer deux examens (un par énergie), avec les problèmes de mauvais recalage associés au mouvement du patient [Hartman, 1997] et la possibilité d'augmentation de la dose associée. Plusieurs alternatives ont été proposées pour pallier ce problème. Parmi celles-ci se trouve l'approche par commutation rapide entre deux valeurs de kVp de la source de rayons X [Grasruck *et al.*, 2009; Kalender *et al.*, 1986; Xu *et al.*, 2006; Zhang *et al.*, 2014], ou encore l'utilisation d'une seule énergie, mais filtrée en alternance par deux filtres distincts montés sur un support rotatif [Taschereau *et al.*, 2010]. Une méthode populaire consiste à utiliser deux sources opérées à des tensions différentes et montées à 90°

l'une de l'autre, permettant une acquisition complètement simultanée des deux spectres [Fletcher *et al.*, 2009; Flohr *et al.*, 2006; Johnson *et al.*, 2007]. Même si cette dernière demande un dédoublement de l'ensemble détecteurs/source, elle est la seule à avoir vu le jour dans un scanner commercial (initialement en 2005 avec le SOMATOM Definition de Siemens [Siemens, 2012], et plus récemment avec les variantes du Discovery de GE offrant la technologie *Gemstone* [Zhang *et al.*, 2011a]).

D'autres méthodes furent suggérées et se rapprochent, de par leur nature, beaucoup plus du sujet formant le cœur de cette recherche. Des systèmes proposent d'utiliser une seule source, et de mesurer simultanément deux parties de son spectre à l'aide d'un détecteur à double couche [Carmi *et al.*, 2005; Grinyov *et al.*, 2007]. Une proposition récente, avec laquelle il est possible de mesurer le nombre de photons et l'énergie intégrée simultanément [Roessl *et al.*, 2007], apporte une information permettant de réaliser la séparation suggérée par Alvarez et Macovski. Quoi qu'il en soit, l'approche de détection par comptage de photons représente probablement le standard d'un futur rapproché dans le domaine de l'imagerie par rayons X. Les développements concernant ce type de détecteurs constituent le sujet de la section 2.4. Avant d'y parvenir, il est important de couvrir une dernière catégorie de corrections, celle concernant la reconstruction statistique polyénergétique.

2.3 Reconstruction polyénergétique

Les algorithmes de reconstruction statistique possèdent de nombreux avantages en opposition aux méthodes traditionnelles basées sur la rétroprojection filtrée (FBP) [Beekman et Kamphuis, 2000; Thibaudeau, 2010; Wieczorek, 2010; Ziegler *et al.*, 2007]. L'un de ces avantages est une grande souplesse, permettant de modéliser soigneusement la physique liée au processus d'acquisition. Dans cette optique, des algorithmes de reconstruction statistiques modélisant l'atténuation polyénergétique des rayons X ont été développés. La correction d'atténuation ne s'applique donc pas avant ou après, mais bien pendant la reconstruction. En 2000, Yan propose un algorithme⁵ dans lequel l'atténuation totale est représentée par la somme pondérée de deux matériaux [Yan *et al.*, 2000]. Puisque la dépendance énergétique de ces matériaux est connue et tabulée (généralement pour l'eau et l'os), il reste à déterminer un critère de reconstruction dont la dépendance est uniquement spatiale. Ce critère est choisi comme la fraction respective de ces matériaux contenue dans chacun des pixels de l'image. Cette nouvelle approche représente donc un amalgame des méthodes de correction présentées aux sections 2.1 et 2.2 pour le durcissement de

⁵Au sens strict, cet algorithme est itératif, mais pas statistique.

faisceau et l'imagerie bi-énergie. Pour diminuer le niveau d'inconnues et permettre son application à un scan unique, une dépendance entre la fraction des matériaux est introduite ($f_1 + f_2 = 1$). Une proposition similaire est apportée par De Man, cette fois-ci en utilisant la décomposition en fonctions photoélectrique et Compton suggérée par Alvarez et Macovski [De Man *et al.*, 2001]. Toujours dans le but de permettre une utilisation avec un scan unique, une dépendance liant les deux coefficients est introduite. Cette dernière est prédéterminée, choisie pour accommoder les différents matériaux contenus dans le corps humain. Des versions modifiées de cette méthode seront proposées [Hamelin *et al.*, 2008; Menvielle *et al.*, 2005]. De leur côté, Elbakri et Fessler suggèrent une décomposition utilisant le coefficient d'atténuation massique (cm^2/g) et la masse volumique (g/cm^3) [Elbakri et Fessler, 2001, 2002]. Le coefficient d'atténuation massique, pour un matériau donné, ne dépend uniquement que de l'énergie, et la masse volumique possède une simple dépendance spatiale. La méthode débute par la segmentation d'une image reconstruite par la méthode FBP, permettant de fixer les coefficients d'atténuation massique (prédéterminés), et se charge par la suite de reconstituer la distribution spatiale de la densité. Puisqu'elle se base sur une segmentation simple, la présence d'un seul matériau par pixel est supportée. Williamson propose une approche analogue, sans segmentation et utilisant uniquement le coefficient d'atténuation massique de l'eau [Lasio *et al.*, 2007; Williamson *et al.*, 2002]. Elbakri et Fessler reviennent en proposant une version modifiée de leurs travaux, ne nécessitant plus de pré-segmentation et admettant la présence d'un mélange de deux matériaux [Elbakri et Fessler, 2003]. Toutes les méthodes précédentes nécessitent une connaissance de la distribution spectrale de la source de rayons X, mais la mesure de cette information est malheureusement impossible pour les détecteurs de rayons X standards. Il faut alors se fier aux spécifications du fabricant, ou utiliser un appareil adéquat lors de la calibration. Pour contrer cette limitation, la dernière méthode est retouchée, permettant son application avec moins de connaissances *a priori* [Abella et Fessler, 2009; Srivastava et Fessler, 2005].

Lorsque comparées aux approches de correction traditionnelles, il apparaît que les méthodes basées sur la reconstruction statistique sont plus robustes (moins sensibles aux erreurs de calibration) et plus précises (meilleure quantification), tout en permettant une réduction efficace des artefacts dus au durcissement du faisceau. Elles ont cependant été longuement ignorées en clinique en raison de la difficulté associée à une mise en œuvre suffisamment rapide. Néanmoins, tous ces artifices sont nécessaires seulement devant l'incapacité des systèmes de détection actuels à mesurer l'énergie individuelle des photons incidents. Le développement de détecteurs capables de telles performances est en cours depuis quelques années. Leur utilisation était marginale pendant la première décennie du

21^e siècle, mais, en raison de leur potentiel intéressant, cette situation s'est grandement modifiée au cours des dernières années.

2.4 Détection par comptage de photons

2.4.1 Fonctionnement

Le fonctionnement général de tous les détecteurs de rayons X numériques repose sur un processus de détection en deux étapes. Dans un premier temps, l'énergie des photons X est déposée dans un matériau adéquat. Le dépôt est effectué soit directement dans le détecteur (avec des matériaux semi-conducteurs tels que CdTe, CdZnTe, GaAs, InP, a-Si, a-Se, etc. [Kabir *et al.*, 2010; Kasap *et al.*, 2000; Le *et al.*, 2010; Moraes *et al.*, 2007; Sellin, 2003], ou encore des plaques à micro-canaux [Shikhaliev et Molloy, 2003]), ou soit indirectement par une conversion lumineuse nécessitant l'intermédiaire d'un scintillateur (généralement un phosphore tel que CsI, GdOS, LaOBr, CaWO, etc. [Goertzen *et al.*, 2004; Rowlands, 2002; Swank, 1973b]). Dans tous les cas, le dépôt d'énergie est considéré proportionnel à l'énergie du rayon X incident. Pendant la deuxième étape, le détecteur applique un traitement au signal obtenu. Jusqu'à aujourd'hui, les systèmes standards se contentent d'accumuler l'intensité du signal sur une période donnée, le traitement représente donc une intégration. Les systèmes plus récents effectuent un traitement plus sophistiqué, et procèdent au décompte individuel des photons X. Ils opèrent ainsi en mode comptage. Si, en plus de compter, l'énergie individuelle des événements est mesurée, la détection est dite par analyse d'amplitude d'impulsion (AAI, en anglais *pulse height analysis*). Une revue du fonctionnement de ce type de détecteur est disponible dans [Taguchi et Iwanczyk, 2013].

2.4.2 Amélioration du rapport signal sur bruit

Avant même l'apparition du premier scanner TDM, la théorie prévoit que les systèmes opérant en mode intégration sont désavantagés par opposition aux systèmes à comptage en considérant le bruit de mesure lorsque la source de rayons X est à large spectre. Ainsi, en supposant la statistique de Poisson appliquée à N événements, l'écart-type sur la mesure est proportionnel à \sqrt{N} . Cette relation est dégradée en mode intégration par un facteur dépendant de la distribution spectrale de la source de rayons X pondéré par la réponse spectrale du détecteur [Gore et McCullough, 1980; Swank, 1973a]. Pour tirer parti de cet avantage, des détecteurs opérant en mode comptage voient le jour vers la fin des années 1990. Ces derniers incrémentent un compteur lorsque l'amplitude du signal dépasse un

certain seuil. Le tableau 2.1 rapporte la plupart de ces détecteurs utilisant un seuil d'énergie simple.

Tapiovaara et Wagner ont démontré que l'approche par comptage, quoique supérieure au mode intégration, reste sous-optimale en présence d'un spectre X large. Le détecteur parfait devrait aussi tenir compte de l'énergie individuelle des photons incidents [Tapiovaara et Wagner, 1985]. Le rapport signal sur bruit (RSB) de la mesure, présent entre une région contenant un tissu de référence (offrant un signal S_1) et une autre région contenant ce même tissu en plus d'un élément de contraste (offrant un signal S_2 , avec un $\text{RSB} = \frac{\bar{S}_1 - \bar{S}_2}{\sqrt{\sigma^2(S_1) + \sigma^2(S_2)}}$), est obtenu de manière optimale par une pondération énergétique des événements qui est dépendante de la tâche réalisée. En utilisant un détecteur possédant une bonne résolution en énergie et opérant en AAI, il est possible d'obtenir un RSB quasi idéal en utilisant une pondération indépendante de la tâche, soit simplement en E^{-3} [Cahn *et al.*, 1999; Giersch *et al.*, 2004; Shikhaliev, 2005]. Dans la pratique, l'utilisation d'un détecteur employant seulement quelques seuils d'énergie (par exemple ~ 5) semble suffisante pour optimiser le RSB [Niederlöhner *et al.*, 2005; Shikhaliev, 2006]. Les premières versions de détecteurs offrant ces possibilités utilisent un seuil d'énergie double (Tableau 2.1). L'énergie du photon X incident doit donc être supérieure au seuil bas et inférieure au seuil haut afin que l'événement soit considéré comme valide. En répétant diverses acquisitions tout en modifiant les valeurs de seuils, il est ainsi possible de simuler un système AAI. Cette méthode simple permet effectivement d'isoler différents niveaux énergétiques, mais reste sous-optimale du point de vue de la dose nécessaire à l'image (c.-à-d. les événements dont l'énergie est exclue par les seuils sont ignorés par le détecteur mais contribuent néanmoins à la dose absorbée par le sujet). Un détecteur optimal au niveau de la dose doit classifier simultanément l'énergie de tous les événements du spectre de la source. Des systèmes utilisant de telles méthodes de détection existent maintenant. D'un côté se trouvent les détecteurs à seuils multiples [Baumer *et al.*, 2008; Cajipe *et al.*, 2004; Le *et al.*, 2010; Shikhaliev, 2008a], et de l'autre ceux qui analysent et numérisent l'amplitude des pulses incidents à l'aide de convertisseurs analogique-numériques (CAN) [Bérard *et al.*, 2009; Fontaine *et al.*, 2005; Paulus *et al.*, 1999; Sato *et al.*, 2005]. Les tableaux 2.1 et 2.2 présentent la plupart des propositions apportées jusqu'à ce jour.

La venue de ces nouveaux détecteurs permet par la suite de valider les promesses théoriques concernant l'amélioration du RSB. Le tableau 2.3 contient diverses valeurs de l'amélioration du rapport contraste à bruit (RCB) obtenues autant expérimentalement qu'en simulation, et présentées par rapport au RCB de référence de la méthode par intégration. La méthode de pondération en énergie est effectivement supérieure au comptage simple,

Tableau 2.1 Détecteurs de rayons X opérant en mode comptage de photons proposés avant 2005.

Année	Projet	Seuils	Caractéristiques [†]	Références
1998	Medipix-1	1	Si ou GaAs, 170×170 μm^2 , 64×64, E_{\min} : 6 keV	[Campbell <i>et al.</i> , 1998]
1998	LBNL	1	'edge-on' Si, E_{\min} : 7.2 keV	[Beuville <i>et al.</i> , 1998]
1999	MicroCAT	MCA-10 bits	CdZnTe, 3 mm ³	[Gleason <i>et al.</i> , 1999; Paulus <i>et al.</i> , 1999]
1998	MPEC-1	2	GaAs ou CdZnTe, 50×350 μm^2 , 12×63, 2×10 ⁶ cps/pixel	[Fischer <i>et al.</i> , 1998, 2000]
2000	XPAD-1	1	Si, 330×330 μm^2 , 24×25, E_{\min} : 5 keV, R_e : 15% @ 10 keV, 10 ⁷ cps/pixel, P_c : 16 bits	[Blanquart <i>et al.</i> , 2000; Boudet <i>et al.</i> , 2003; Bérar <i>et al.</i> , 2002; Delpierre <i>et al.</i> , 2001]
2001	MPEC-2	2	CdTe ou Si (280 μm), 200×200 μm^2 , 32×32	[Lindner <i>et al.</i> , 2001; Löcker <i>et al.</i> , 2004]
2002	Pilatos	1	Si, 20×20 μm^2 , 1120×157, E_{\min} : 6 keV, 5×10 ⁵ cps/pixel	[Brönnimann <i>et al.</i> , 2002]
2002	Glasgow	1	Si, 300×300 μm^2 , 16×16, E_{\min} : 5 keV, R_e : 11.6% @14 keV	[Bates <i>et al.</i> , 2002]
2002	XPAD-2	2	Si, 330×330 μm^2 , 196×196, 10 ⁶ cps/pixel	[Delpierre <i>et al.</i> , 2002]
2002	Medipix-2	2	Si (300 μm), 55×55 μm^2 , 256×256	[Llopart <i>et al.</i> , 2002]
2003	Shikhaliev	1	'edge-on' MCP (1 mm), 50×70 μm^2	[Shikhaliev et Molloy, 2003]
2004	NEXIS	≤ 5	CdZnTe, 1×1 mm ² , 2×16, 10 ⁶ cps/pixel	[Cajipe <i>et al.</i> , 2004]

[†] Sont spécifiés dans l'ordre : le matériau convertissant l'énergie incidente en quantité mesurable (avec épaisseur), la dimension d'un pixel de détection, la géométrie du détecteur multi-pixels, l'énergie minimale E_{\min} pouvant être détectée, la résolution en énergie R_e en % à une énergie de référence donnée, le taux de comptage par pixel (parfois spécifié à un % de paralysie) et finalement la profondeur des compteurs de photons P_c . L'ensemble de toutes ces caractéristiques est rarement rapporté dans les diverses publications, certaines sont donc manquantes.

et ce dernier surclasse le mode par intégration. La promesse est donc tenue. Tout n'est cependant pas parfait, et les bénéfices associés à la mesure AAI vont de pair avec une panoplie de problèmes qui n'avaient peut-être pas été envisagés.

Tableau 2.2 Détecteurs de rayons X opérant en mode comptage de photons proposés à partir de 2005.

Année	Projet	Seuils	Caractéristiques [†]	Références
2005	BAT	CAN-7 bits	CdZnTe (2 mm), 4×4 mm ² , 180×180	[Sato <i>et al.</i> , 2005]
2005	LabPET-1	CAN-8 bits	LYSO, 2×4 mm ² , 4×1, 10 ⁶ cps/pixel	[Bérard <i>et al.</i> , 2007; Fontaine <i>et al.</i> , 2005]
2006	Medipix-3	2	Si ou GaAs, 55×55 μm ² , 8×8	[Ballabriga <i>et al.</i> , 2006]
2007	Macropad	2	a-Si (15 μm), 40% @ 5.9 keV	[Moraes <i>et al.</i> , 2007]
2007	XPAD-3	Bas/haut	Si, CdTe ou GaAs, 130×130 μm ² , 80×120	[Pangaud <i>et al.</i> , 2007]
2007	DxRay Inc.	Bas/haut	CdTe ou CdZnTe, 1×1 mm ² , 16×16, R _e : 4.75% @ 122 keV	[Iwanczyk <i>et al.</i> , 2007, 2009]
2008	eV Products	5	CdZnTe (3 mm), 0.9×0.9 mm ² , 2×16, 2×10 ⁶ cps/pixel, P _c : 16 bits	[Baumer <i>et al.</i> , 2008; Shikhaliev, 2008a]
2008	Gamma Medica	3 ou 6	CdTe, 1×10 ⁶ cps/pixel @ 20% para., 2×0.4 mm ² , 8.2% @ 122 keV, P _c : 16 bits	[Mikkelsen <i>et al.</i> , 2008; Wang <i>et al.</i> , 2010, 2011b]
2009	LabPET-2	CAN-8 bits	LYSO, 1.2×1.2 mm ² , 8×8	[Bérard <i>et al.</i> , 2009]
2010	Le	5	CdZnTe, 94×94 μm ²	[Le <i>et al.</i> , 2010]
2012	Stockholm	8	'edge-on' Si, 50×16, 0.4×0.5 mm ² , 400×10 ⁶ cps/mm ² @ 10% para., R _e : 1.1% @ 60 keV	[Liu <i>et al.</i> , 2014; Xu <i>et al.</i> , 2012]
2013	Medipix-3RX	8	Si (300 μm), 55×55 ou 110×110 μm ² , 256×256 ou 128×128, R _e ~ 11% @ 22 keV, P _c : 24 bits	[Ballabriga <i>et al.</i> , 2013; Koenig <i>et al.</i> , 2014]
2014	DxRay Inc.	4	Si, 1×10 ⁶ cps/pixel, 100×100 μm ² , 256×1, E _{min} < 4 keV, R _e < 9% @22 keV, P _c : 6 bits	[Cho <i>et al.</i> , 2014]

[†] Voir le tableau 2.1 pour la définition des caractéristiques.

2.4.3 Impondérables spectraux

Les travaux liés à l'amélioration du RSB mènent toutefois à un constat ennuyeux, prédit par Sandborg et Carlsson : les bénéfices de l'approche par comptage sont grandement amoindris face à la présence de rayonnement diffusé [Sandborg et Carlsson, 1992]. En effet, ce rayonnement de faible énergie contribue à dégrader les propriétés statistiques

Tableau 2.3 Amélioration du RCB par rapport au mode intégration pour les méthodes de comptage simple et de pondération en énergie ($\frac{\text{RCB}}{\text{RCB}_{\text{intégration}}}$). Les conditions expérimentales sont très différentes pour les diverses études.

Méthode	Comptage simple	Pondération en énergie	Références
Simulation	1.1	1.3	[Cahn <i>et al.</i> , 1999]
Simulation	1.1–1.3	1.2–1.9	[Giersch <i>et al.</i> , 2004]
Expérimental	1.15	1.31	[Niederlöhner <i>et al.</i> , 2005]
Expérimental	1.0	2.2	[Karg <i>et al.</i> , 2005]
Expérimental		1.05–1.17	[Rosso <i>et al.</i> , 2007]
Simulation		1.16–1.35	[Shikhaliev, 2008b]
Expérimental		1.40–1.63	[Shikhaliev, 2008a]
Simulation	1.11–1.25	1.15–1.6	[Schmidt, 2009]
Expérimental		1.32–1.36	[Shikhaliev, 2009]
Simulation	1.13–1.19	1.1–1.45	[Schmidt, 2010]
Simulation	1.17–1.44	1.28–1.85	[Le <i>et al.</i> , 2010]
Expérimental	1.02–1.04	1.25–1.35	[Le <i>et al.</i> , 2010]
Expérimental		1.15–1.41	[Kalluri <i>et al.</i> , 2013]

du signal en affectant plus fortement les événements à pondération élevée⁶ [Bhagtani et Schmidt, 2009; Niederlöhner *et al.*, 2005; Schlomka *et al.*, 2008; Schmidt, 2010; Shikhaliev, 2006]. Pour tirer pleinement parti des avantages liés au comptage de photons, les systèmes prochainement développés devront se munir de mécanismes rejetant efficacement le rayonnement diffusé, ou étant capable d’effectuer une correction adéquate de la mesure⁷.

De manière similaire, les détecteurs opérant en AAI sont aussi vulnérables au processus d’empilement de pulses (*pulse pileup*) pouvant détériorer les bénéfices précédemment énoncés [Wang *et al.*, 2011a]. Cette problématique est nouvelle et spécifique, puisque les détecteurs actuels opérant en mode intégration y sont insensibles. Un groupe de photons atteignant le détecteur à l’intérieur d’un court intervalle temporel peut être perçu comme un seul événement dont la mesure d’amplitude est faussée. Ce procédé dénature le spectre mesuré, affectant par exemple la résolution en énergie du détecteur, qui se dégrade alors

⁶Le mode intégration pondère les événements selon $m(E) = E$, le comptage simple donne le même poids à tous les événements, c.-à-d. $m(E) = 1$, et l’approche par pondération énergétique est généralement de la forme $m(E) = a + bE^{-3}$. C’est pourquoi l’intégration est affectée beaucoup moins fortement par le rayonnement diffusé de faible énergie.

⁷Cette discussion dépasse le cadre du sujet à l’étude, mais une littérature abondante traite cependant du sujet. Sommairement, les mécanismes de protection s’appliquent soit par une correction des données mesurées [Flisch *et al.*, 2008; Gao *et al.*, 2010; Glover, 1982; Joseph et Spital, 1982; Ohnesorge *et al.*, 1999], soit par une correction des images reconstruites [Altunbas *et al.*, 2007; Meyer *et al.*, 2010; Zhu *et al.*, 2009], soit par l’ajout d’un collimateur anti-diffusé protégeant le détecteur [Aslund *et al.*, 2006; Chan et Doi, 1985; Endo *et al.*, 2006; Johns et Yaffe, 1982, 1983; Kanamori *et al.*, 1985; Siewerdsen *et al.*, 2004], ou encore par l’ajout d’un modulateur entre la source et l’objet [Schorner *et al.*, 2012].

linéairement en fonction du débit d'événements [Liu *et al.*, 2014; Xu *et al.*, 2013]. Des corrections à ce problème ont été proposées ; elles s'appliquent soit au niveau de l'électronique d'acquisition [Riendeau *et al.*, 2008], soit par une compensation des données mesurées basée sur un modèle analytique [Cammin *et al.*, 2014; Roessl *et al.*, 2011b; Taguchi *et al.*, 2010, 2011], ou encore directement au niveau des images reconstruites [Ding *et al.*, 2014].

Indépendamment de l'empilement, les spectres mesurés par différents canaux peuvent apparaître inconsistants en raison d'une dispersion de leur réponse spectrale. Cet effet doit être corrigé pour assurer la validité de toute analyse spectroscopique effectuée à partir des données mesurées. Certaines corrections ont été proposées, basées soit sur l'utilisation d'atténuateurs d'épaisseur calibrée [Persson et Bornefalk, 2012], ou encore sur la variation de l'amplitude crête (kVp) d'une source polychromatique standard [Panta *et al.*, 2015]. La dépendance en température de la réponse spectrale a aussi été étudiée, et les mesures expérimentales [Bornefalk *et al.*, 2013] confirment la prédiction de modèles théoriques [Lecoq *et al.*, 2006; Rowlands, 2002] voulant que l'énergie perçue diminue avec une augmentation de la température du détecteur.

Certains détecteurs à interaction directe voient leur spectre dénaturé par un résidu de faible énergie (en anglais *spectrum tailing*). Lorsqu'un événement de haute énergie interagit dans un tel détecteur, plusieurs paires d'électrons/trous sont créées. Une fraction importante de ces trous reste cependant piégée, et génère tardivement des faux événements de plus faible énergie. Il a été proposé de minimiser cet effet en utilisant une configuration de détecteurs minces inclinés [Shikhaliyev, 2008a,b]. Cette solution permet de diminuer la quantité de faux événements, d'améliorer le taux de comptage et la résolution en énergie en diminuant le parcours de transition des paires électrons/trous et en étalant le flux de photons sur une plus grande surface de détection.

Bien que la pondération en énergie permette d'augmenter le RSB dans l'image reconstruite, cette approche n'est pas optimale au niveau de la gestion du durcissement de faisceau. En combinant les valeurs des sinogrammes polyénergétiques avant la transformation logarithmique, la non-linéarité discutée précédemment se trouve alors accentuée [Giersch *et al.*, 2004; Schmidt, 2009; Shikhaliyev, 2005]. Cet effet est plus important en comptage de photons (pire encore avec pondération en énergie) qu'en intégration, puisque l'atténuation moyenne mesurée est déplacée vers les plus faibles énergies, où se trouve généralement un gradient d'atténuation plus prononcé (Figure 2.3). Pour parer à cet inconvénient, une solution consiste à reconstruire individuellement les images par tranche d'énergie [Gleason *et al.*, 1999], et à composer l'image finale par une pondération adéquate des sous-images [Gonzales et Lalush, 2011, 2012; Heismann et Balda, 2009; Le *et al.*, 2010; Niederlöhner

et al., 2004; Schmidt, 2009; Semerci *et al.*, 2014; Zeng *et al.*, 2014]. Puisque l'artefact de durcissement de faisceau est absent des images individuelles (en supposant que la variation d'atténuation est faible à l'intérieur des tranches), il ne se retrouve pas dans l'image finale. Cette méthode n'est pas sans rappeler les manipulations de post-reconstruction par bi-énergie abordées à la section 2.2. D'ailleurs, l'arrivée des détecteurs à seuils multiples ravive l'intérêt porté à ce sujet.

2.4.4 Applications des détecteurs AAI

Faute de détecteurs adéquats, les premières manipulations TDM polyénergétiques ont perdu en popularité. Les nouveaux détecteurs à seuils multiples permettent donc de reprendre le travail de séparation en fonctions de base où il fut laissé. Si la nécessité ennuyante de réaliser un examen par énergie était présente alors, la mesure simultanée de la totalité du spectre maintenant disponible dissipe cette contrainte. La séparation en matériaux de base est reprise à la lumière des possibilités offertes par ces nouveaux détecteurs ayant des capacités spectrales. Dans le contexte d'une séparation par bi-énergie, le bénéfice associé à un plus grand nombre de bandes d'énergie que de fonctions de base peut sembler tout d'abord discutable [Brooks, 1977b]. C'est dans la perspective d'une séparation en fonctions de base multiples que l'utilité se manifeste. Il devient désormais possible de séparer autant de matériaux qu'il existe de fenêtres d'énergie disponibles. Cette propriété est remarquablement mise à l'épreuve par la séparation Alvarez-Macovski à laquelle est ajouté un ou plusieurs agents de contraste [Bornefalk et Persson, 2014; Maaß *et al.*, 2011; Roessl *et al.*, 2011a, 2007; Schirra *et al.*, 2013; Schlomka *et al.*, 2008; Xing *et al.*, 2013; Xu *et al.*, 2014]. Alvarez propose aussi une transformation permettant d'appliquer la séparation en fonctions de base dans le cadre de la conservation du RSB optimal suggéré par Tapiovaara-Wagner, et ce même à l'aide d'un détecteur possédant une résolution en énergie imparfaite [Alvarez, 2010]. Les détecteurs AAI stimulent aussi la recherche en mammographie, pour laquelle une décomposition séparant l'eau, les lipides et les protéines (ou parfois le calcium) est effectuée soit dans le domaine des projections [Ding *et al.*, 2014; Lee *et al.*, 2014], ou encore dans le domaine image [Alessio et MacDonald, 2013; Ding *et al.*, 2012; Ding et Molloy, 2012; Ronaldson *et al.*, 2012; Zhao *et al.*, 2013]. Un grand nombre de fenêtres d'énergie diminue aussi le durcissement à l'intérieur de ces bandes, permettant une imagerie à artefacts réduits.

Les toutes dernières années ont vu l'apparition de détecteurs opérant en comptage avec discrimination en énergie prendre d'assaut la clinique. Les premières utilisations sont effectuées dans les contextes pour lesquels le concept de bi-énergie a porté fruit par le passé,

comme par exemple la détection de calcifications en mammographie [Kalluri *et al.*, 2013]. Les années à venir verront probablement l'émergence de nombreuses applications.

CHAPITRE 3

Simulateur de sinogrammes polyénergétiques

Avant de se lancer dans le développement d’algorithmes dédiés aux mesures TDM polyénergétiques, il est important de bien comprendre ce que contiennent en réalité ces mesures. Une façon d’y parvenir consiste à reproduire, de manière logicielle, la chaîne de traitement permettant l’acquisition de telles données. Ce chapitre propose donc une méthode reproduisant certains des mécanismes associés aux détecteurs AAI, sans toutefois entrer dans le domaine de la simulation Monte Carlo. À l’aide de cet outil, il sera possible de simuler les données générées par diverses variantes de détecteur, et ce de façon rapide et aisée. Le modèle permet donc de générer des sinogrammes polyénergétiques, et ceux-ci seront utilisés tout au long de cette thèse afin de valider le comportement des nouveaux algorithmes proposés. La méthode a été présentée lors d’un congrès international de l’IEEE en 2012 [Thibaudeau *et al.*, 2012b] et à la conférence *Workshop on Medical Applications of Spectroscopic X-ray Detectors* du CERN en 2013.

3.1 Introduction

Tel que discuté au chapitre 2, le nouveau millénaire a vu naître les débats concernant les risques associés aux doses découlant des examens TDM. Si une réduction de ces doses peut provenir d’un usage plus approprié des protocoles d’acquisition cliniques, il est aussi possible de viser à la base en améliorant directement les dispositifs de détection. Depuis une quinzaine d’années, des détecteurs opérant en mode comptage de photons avec discrimination en énergie ont été développés. Il a été démontré théoriquement que ces détecteurs permettraient de réduire la dose au patient en améliorant le RSB en comparaison aux détecteurs actuels qui intègrent simplement l’énergie. D’autres avantages, tels que l’analyse spectroscopique menant à l’identification des matériaux, sont aussi possibles. Un outil simple est donc proposé dans le but de prédire le comportement de ces nouveaux dispositifs de détection en termes de qualité des images reconstruites. En incluant une description réaliste des matériaux ainsi qu’une dépendance en énergie pendant la génération des sinogrammes, il est possible de produire des données représentant bien la nature polyénergétique des acquisitions TDM spectrales.

3.2 Matériel et méthodes

3.2.1 Composants logiciels externes

Afin de limiter la durée de développement, minimiser les erreurs et tirer parti du travail antérieur, le modèle est basé sur certains composants logiciels ayant déjà été largement éprouvés, soit XCOM, CTSIM et SPEKCALC.

XCOM [Berger *et al.*, 1998] est une base de données disponible en ligne et maintenue par le *National Institute of Standards and Technology* (NIST). Elle permet de générer les sections efficaces d'atténuation des photons pour les processus de diffusion, d'absorption photoélectrique et de production de paires, et ce pour tout élément, composé ou mélange d'éléments sur une vaste étendue d'énergies incluant le spectre diagnostique-X. Sa formulation en ligne est convenable pour les usages sporadiques, mais peu pratique pour une utilisation répétée. Heureusement, le code source (Fortran) est disponible pour les calculs hors-ligne, ce qui a été utilisé pour le développement du modèle. Son utilisation se limite à la spécification d'un matériaux, sous la forme d'un composé ou d'un mélange d'éléments, ainsi que d'une plage d'énergie pour laquelle les sections efficaces sont finalement calculées. Les composés doivent être spécifiés sous la forme de formules chimiques standards (par exemple H_2O) et les mélanges par une liste d'éléments pondérés en fraction massique (par exemple $H_{0.11}O_{0.89}$ produirait un résultat équivalent).

CTSIM un est logiciel libre simulant le processus de transmission des rayons X à travers une mire arbitraire [Rosenberg, 1983] pour les géométries de détection parallèle, équilinéaire et équiangulaire. La définition de la mire n'est pas ici sous une forme voxelisée, mais utilise plutôt des primitives géométriques simples (ellipses, rectangles, triangles, etc.). Ceci permet l'obtention d'un sinogramme mathématiquement exact, et libre de certains artefacts associés à l'échantillonnage [Goertzen *et al.*, 2002]. Le logiciel comprend une interface en ligne de commande (CTSIMTEXT) qui facilite grandement son intégration à un projet tiers.

Le logiciel SPEKCALC¹ [Poludniowski *et al.*, 2009] et l'application en ligne SIEMENS SPEKTRUM² [Boone *et al.*, 1997] sont deux outils pratiques permettant la génération de spectres de sources à rayons X réalistes. Tandis que le premier repose sur des équations déterministes pour la génération du rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*), combinées à des distributions d'électrons pré-calculées, le second interpole des spectres expérimentaux

¹La version 1.0 de SPEKCALC était jadis distribuée librement sur la page web de l'Université Laval, le logiciel est maintenant un produit commercial disponible à l'adresse spekcalc.weebly.com.

²Disponible en ligne à l'adresse w9.siemens.com/cms/oemproducts/home/x-raytoolbox/spektrum.

préalablement mesurés. SPEKCALC modélise uniquement les sources à anode de tungstène, alors que le SIEMENS SPEKTRUM inclut les anodes de molybdène, rhodium et tungstène. Tous deux permettent l'ajout d'un nombre important de filtres d'épaisseur variable en sortie du tube. Malheureusement, aucun ne peut être interfacé de manière logicielle, exigeant obligatoirement une interaction par un utilisateur humain. Pour cette raison, un certain nombre de spectres ont été calculés en utilisant ces outils, puis entreposés sur disque pour utilisation future par le modèle.

3.2.2 Simulateur polyénergétique

Le simulateur, écrit en langage Python, est un assemblage des éléments logiciels précédemment décrits et agrémenté de fonctionnalités additionnelles. Les appels systèmes sont utilisés lorsque des données doivent être échangées entre les sections de code Python et les éléments externes. Un schéma représentant les interactions présentes entre les différents composants est présenté en figure 3.1.

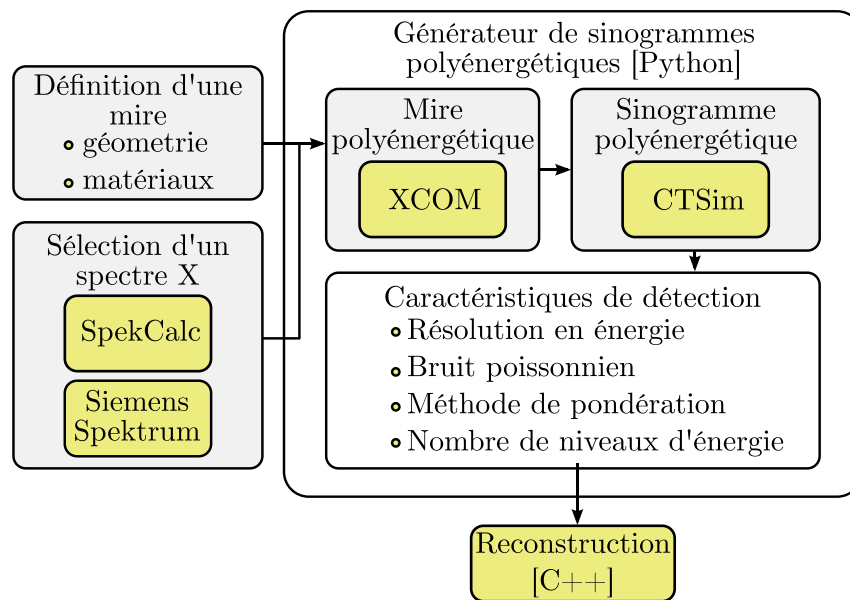


Figure 3.1 Représentation schématique des différents composants logiciels constituant le générateur de sinogrammes polyénergétiques.

En entrée du modèle, la définition d'une mire et d'un spectre de rayons X doivent être spécifiés. Ce spectre prend simplement la forme d'un fichier texte contenant une liste de paires [énergie, amplitude]. La spécification de la mire se fait d'une manière très similaire à celle normalement demandée par CTSIM, à la différence que les coefficients d'atténuation associés aux différentes géométries sont maintenant remplacés par des noms de matériaux.

Chacun de ces matériaux est ensuite identifié dans une base de données XML contenant les formules de composés ou de mélanges attendues par XCOM, ainsi que les masses volumiques correspondantes (Figure 3.2). Ensuite, pour chacune des énergies contenues dans la définition du spectre, une mire monoénergétique est générée par XCOM. Chacune de ces mires monoénergétiques est alors individuellement alimentée à CTSIM qui en extrait un sinogramme, et l'ensemble de ces éléments est appelé un sinogramme polyénergétique. À ce stade, les valeurs contenues dans le sinogramme correspondent aux résultats des intégrales de ligne $I_E = \int \mu_E l dl$ et sont donc adimensionnelles.

```
<?xml version="1.0" encoding="UTF-8"?>
<Materials>
  <Material name="water"           compoundFormula="H2O"           density="1.0" />
  <Material name="titanium"        compoundFormula="Ti"           density="4.5" />
  <Material name="iron"            compoundFormula="Fe"           density="7.86" />
  <Material name="lead"            compoundFormula="Pb"           density="10.34" />
  <Material name="hdpe"            compoundFormula="C2H4"         density="0.95" />
  <Material name="ldpe"            compoundFormula="C2H4"         density="0.91" />
  <Material name="compact-bone"    compoundFormula="Ca10P6O24O2H2" density="1.9" />
  <Material name="soft-bone"       compoundFormula="Ca10P6O24O2H2" density="1.3" />
  <Material name="pvc-rigid"       compoundFormula="C2H3Cl"       density="1.375" />
  <Material name="pvc-flexible"    compoundFormula="C2H3Cl"       density="1.225" />
  <Material name="soft-tissue"     mixtureFormula="H10.5C25.6N2.7..." density="1.030" />
  <Material name="liver-healthy"   mixtureFormula="H10.2C13.9N3.0..." density="1.060" />
  <Material name="skeletal-muscle" mixtureFormula="H10.2C14.3N3.4..." density="1.050" />
  <Material name="blood"           mixtureFormula="H10.2C11.0N3.3..." density="1.060" />
  ...
</Materials>
```

Figure 3.2 Définition de divers matériaux contenus dans la base de données XML du projet. L'ajout d'un nouveau composé nécessite uniquement la définition de la formule chimique et la masse volumique du matériau considéré.

Le dernier ensemble de fonctionnalités se charge de reproduire certaines caractéristiques propres aux détecteurs opérant en comptage de photons. Dans un premier temps, il est nécessaire de transformer les intégrales de ligne en nombre de photons détectés. Ce faisant, il est possible d'ajouter un bruit de comptage de Poisson en spécifiant le nombre d'événements N devant se retrouver dans l'ensemble du spectre (ceci correspond donc au nombre d'événements par détecteur par projection). Le spectre d'entrée s_E est alors normalisé pour s'assurer que son intégrale représente le nombre de photons sortants de la source de rayons X ($\hat{s}_E = \frac{N}{\int s_E} s_E$). Le nombre de photons détectés est alors obtenu par $n_E = \text{Poisson}(\hat{s}_E e^{-I_E})$. Cette quantité correspond ainsi au nombre de photons restants après atténuation. Dans le cas de sinogrammes non bruités, le nombre de comptes s'obtient alors simplement par $n_E = \hat{s}_E e^{-I_E}$. Il est aussi possible de spécifier la résolution en énergie $R_{E_{\text{ref}}}$ du détecteur, donnée à une énergie de référence E_{ref} , dans lequel cas le sinogramme polyénergétique est brouillé par l'application d'un filtre gaussien dans la di-

mension de l'énergie. La largeur de la distribution gaussienne est alors modulée afin de conserver la relation $R_E = R_{E_{\text{ref}}} \sqrt{E_{\text{ref}}/E}$, qui représente une forme simple applicable aux détecteurs de rayonnement [Knoll, 2000]. Cette dépendance représente en effet uniquement la dégradation de la résolution due au nombre de porteurs générés par le détecteur, qui sont moins nombreux à plus faible énergie. Elle néglige tous les autres facteurs pouvant contribuer à la résolution en énergie, tels que le bruit électronique, le bruit d'amplification et la résolution intrinsèque du détecteur [Lecomte *et al.*, 1998]. La figure 3.3 compare la relation utilisée à une mesure expérimentale tirée de la littérature.

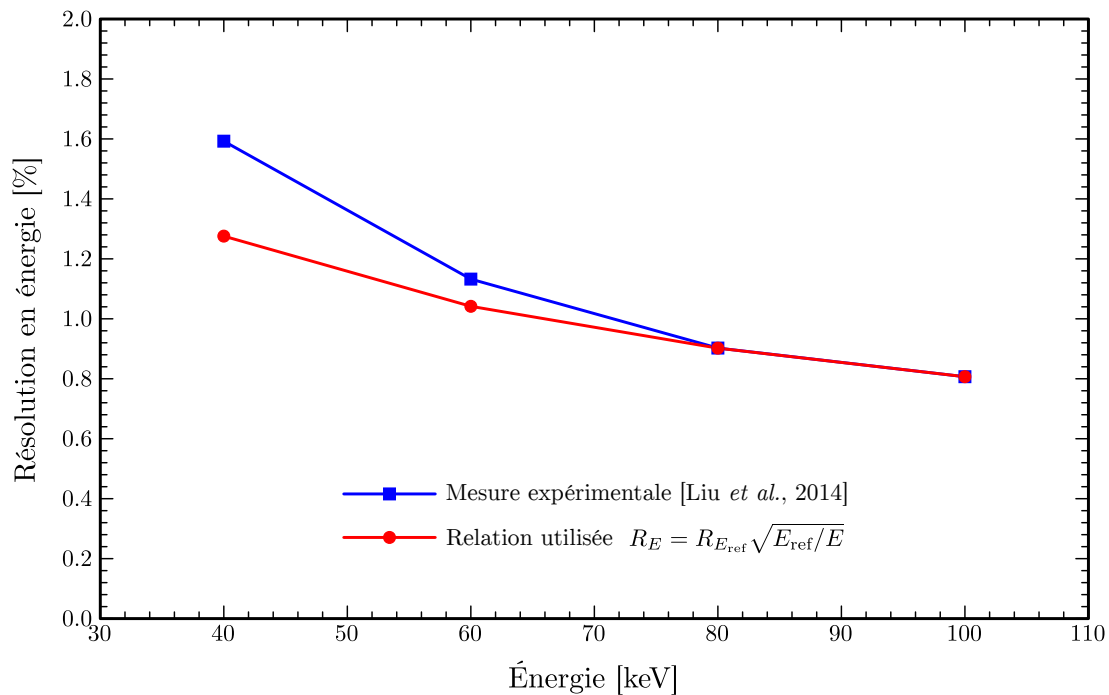


Figure 3.3 La résolution en énergie d'un détecteur se dégrade pour une énergie décroissante. Une étude récente montre que cette dégradation mesurée de façon expérimentale s'approche raisonnablement par la relation simple utilisée avec la mesure de 100 keV comme référence. La différence entre les deux courbes s'explique essentiellement par un bruit électronique constant s'additionnant de manière quadratique à la contribution statistique.

La dernière étape consiste à ré-échantillonner le signal pour obtenir le nombre désiré de canaux d'énergie discrets. C'est aussi à ce stade qu'un mode de pondération est appliqué. Pour simuler un détecteur de photons simple, un poids unitaire est utilisé pour chacun des niveaux d'énergie pendant le ré-échantillonnage. Pour mimer un détecteur conventionnel opérant en mode intégration, un poids proportionnel à l'énergie est alors utilisé. D'autres modes de pondération, comme celui utilisant E^{-3} proposée par Cahn [Cahn *et al.*, 1999; Giersch *et al.*, 2004; Shikhaliyev, 2005], et la pondération optimale de Tapiovaara et Wagner

[Tapiovaara et Wagner, 1985], ont aussi été implantés. La figure 3.4 montre de quelle manière l’information est manipulée afin de générer un sinogramme spectral.

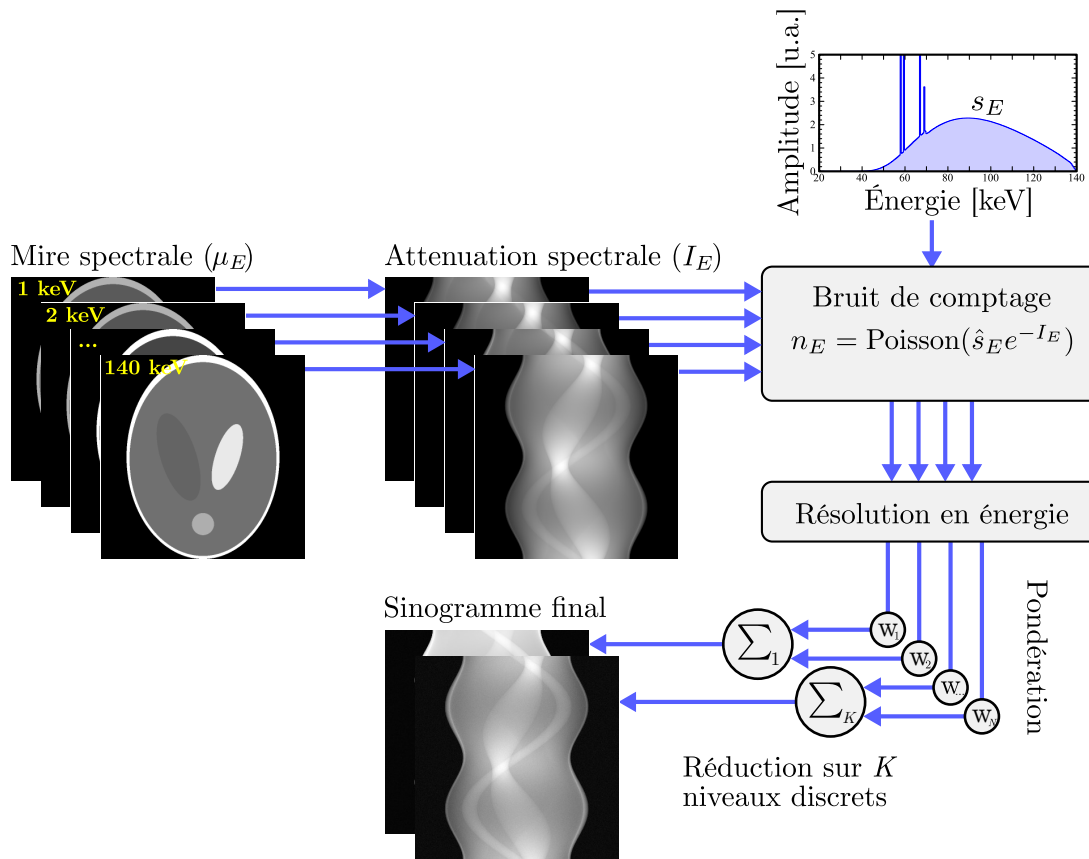


Figure 3.4 Transfert et transformation de l’information nécessaires à la génération d’un sinogramme spectral.

3.2.3 Définition des mires

Pour démontrer la validité du modèle proposé, des mires analytiques contenant un certain nombre de matériaux réalistes ont été utilisées (Figure 3.5). La liste inclut une mire d’uniformité représentée par un cylindre de plastique dense rempli d’eau, une mire simulant la présence d’inclusions osseuses de différentes masses volumiques, et une autre représentant une région buccale. Cette dernière contient deux inclusions d’amalgame dentaire (souvent surnommé “plombage”³), reconnu comme étant problématique lors de reconstructions tomographiques en dentisterie. Une dernière mire contient un ensemble de tissus biologiques et un agent de contraste iodé (concentration en iode de 1.875 mg/ml).

³Le “plombage” contemporain, de manière surprenante, ne contient pas de plomb. Il est constitué d’une combinaison de mercure, d’argent, de zinc et de cuivre, d’où il tire probablement son nom *amalgame*.

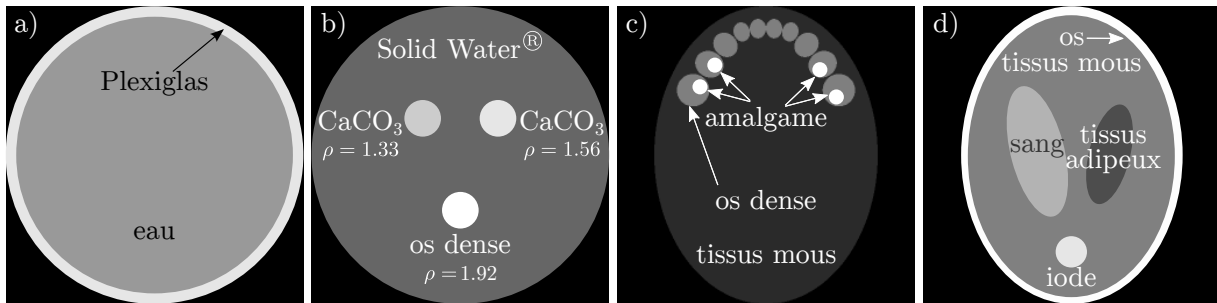


Figure 3.5 Différentes mières analytiques représentant : a) une mire d'uniformité, soit un cylindre de Plexiglas rempli d'eau, b) une mire inspirée de [Yagi *et al.*, 2013], comportant des inclusions osseuses de différentes masses volumiques (exprimées en g/cm^3), c) une mire dentaire contenant 4 inclusions d'amalgame, et d) une mire contenant divers tissus biologiques et un agent de contraste iodé (concentration d'iode 2.5 mg/ml). Toutes les images correspondent à une superficie de $20 \times 20 \text{ cm}^2$. La définition complète des matériaux simulés est disponible en annexe B.

3.2.4 Reconstruction d'images

Toutes les images ont été reconstruites en utilisant 10 itérations de l'algorithme convexe de minimisation de l'espérance du maximum de vraisemblance (*maximum likelihood expectation-minimization*, MLEM) pour les données acquises en transmission proposé par Lange et Fessler [Lange et Fessler, 1995], avec 8 sous-ensembles ordonnés. Sauf indication contraire, les sinogrammes ont été générés en utilisant 512 détecteurs répartis de manière équiangulaire, avec 512 projections et une grille de reconstruction de 256×256 . Toutes les simulations utilisent une résolution en énergie parfaite.

3.3 Résultats

3.3.1 Reproduction d'artefacts classiques

Dans le but de valider l'exactitude des données générées par le modèle, certains artefacts associés à la nature polyénergétique des acquisitions TDM ont été reproduits. Dans un premier temps, une comparaison qualitative de ces artefacts a été effectuée en prenant pour modèle certaines images tirées de la littérature. Puisque ces images proviennent toutes d'acquisitions utilisant des détecteurs opérant en mode intégration, c'est donc cette méthode de pondération qui a été simulée. Une source de rayonnement de 120 kVp filtrée par 0.1 mm de cuivre et un bruit de comptage correspondant à 10^5 photons/détecteur/projection sont utilisés.

L'artefact d'affaissement, caractérisé par une décroissance du coefficient d'atténuation non désirée bien visible au centre des reconstructions de mires d'uniformité, est une conséquence du durcissement du faisceau de rayons X lors de son interaction avec la matière (Section 2.1). Cet effet est reproduit par le modèle pour une reconstruction de la mire d'uniformité et présenté aux figures 3.6a,d. Lorsque des objets de densité considérable sont présents dans le champs de vue (CDV) de reconstruction, le durcissement plus important le long des projections traversant ces objets cause un phénomène d'ombrage. Il est possible de reproduire cet effet avec la mire contenant des inclusions osseuses (Figures 3.6b,e). Les objets de petite taille et d'atténuation encore plus considérable accentuent ce même phénomène en produisant des stries dans l'image. La mire dentaire, avec ses inclusions d'amalgame, permet encore une fois de reproduire ce résultat (Figures 3.6c,f).

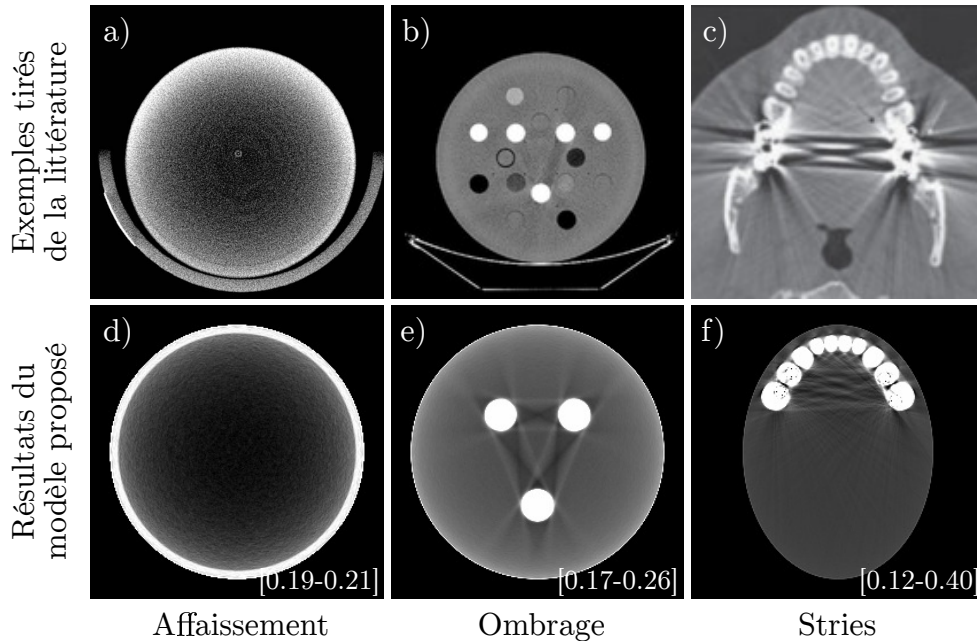


Figure 3.6 Comparaisons entre certaines images tirées de la littérature et celles produites à l'aide de la méthode proposée, montrant que les principaux artefacts causés par la nature spectrale des sources de rayons X peuvent être reproduits. L'artefact d'affaissement (a, d) est facilement observable à l'aide d'une mire d'uniformité, le phénomène d'ombrage se formant entre les régions osseuses (b, e) et les stries causées par les inclusions métalliques (c, f) sont aussi observables. La fenêtre d'observation [min–max], en cm^{-1} , est présentée pour chacune des images analytiques. Les images a), b) et c) sont respectivement tirées de [Kachelrieß *et al.*, 2006] (avec la permission de l'AAPM), [Yagi *et al.*, 2013] (libre accès avec la permission de l'auteur) et [Sharma et Aggarwal, 2010] (libre accès).

3.3.2 Étendue spectrale versus durcissement

Théoriquement, un spectre de source large est plus vulnérable au durcissement. Pour vérifier si le modèle permet d'observer cet effet, la mire d'uniformité a été utilisée en conjonction avec divers spectres de source. Ces spectres correspondent à une source à anode de tungstène de 120 kVp pour laquelle des épaisseurs d'un filtre de cuivre de 0.1, 0.6 et 1.2 mm sont utilisées afin de pré-durcir le faisceau. Une reconstruction avec une source monoénergétique de 80 keV a aussi été effectuée pour confirmer l'absence d'affaissement dans ces conditions (cette énergie se rapprochant de l'énergie moyenne du spectre durci par 1.2 mm de cuivre). Pour bien mettre l'emphase sur le durcissement, aucun bruit n'a été ajouté. La figure 3.7 montre les profils passant par le centre des images reconstruites, confirmant une reproduction adéquate du phénomène par le modèle. Les spectres plus larges produisent effectivement un affaissement plus important.

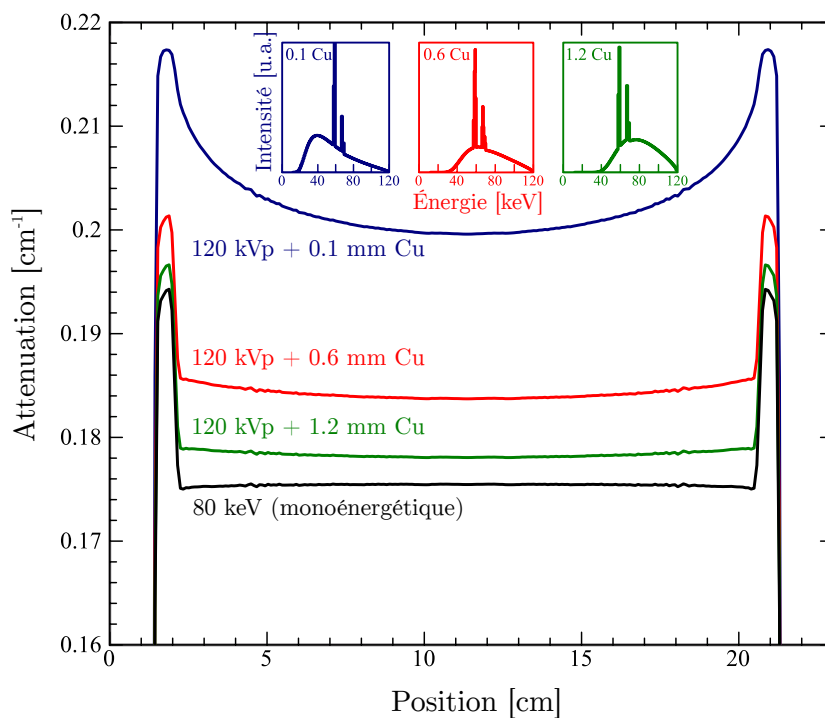


Figure 3.7 Profils tirés de reconstructions de la mire d'uniformité pour différentes distributions spectrales du flux de sortie d'une source de rayons X simulée. Un flux monoénergétique de 80 keV est comparé à une source de 120 kVp pour laquelle diverses épaisseurs de filtration de cuivre sont utilisées. Lorsque le spectre de sortie est durci (sa distribution spectrale se rétrécissant), l'amplitude de l'artefact d'affaissement diminue.

3.3.3 Mode de pondération versus durcissement

Même si les détecteurs opérant en comptage de photons promettent d'apporter un nombre intéressant d'avantages, il est possible de démontrer qu'une utilisation simpliste peut mener à une augmentation de l'intensité des artefacts dus au durcissement dans les images reconstruites. En effet, le détecteur traditionnel transforme le signal d'entrée $s(E)$ en lui apportant une pondération proportionnelle à l'énergie des photons incidents, soit $m(E) \propto E \times s(E)$. Cette transformation a pour effet de durcir artificiellement le faisceau en donnant un poids moins important aux événements de plus faible énergie. À la figure 3.8, la mire d'uniformité est de nouveau reconstruite, mais cette fois en variant le mode de pondération pour mesurer l'amplitude de l'artefact d'affaissement observé. En quantifiant l'artefact selon $\frac{\text{maximum} - \text{minimum}}{\text{minimum}}$, des affaissements relatifs de 4.8 et 6.9% sont respectivement obtenus pour les modes intégration et comptage. La pondération en comptage génère donc un affaissement plus important de 45% relativement à l'approche par intégration.

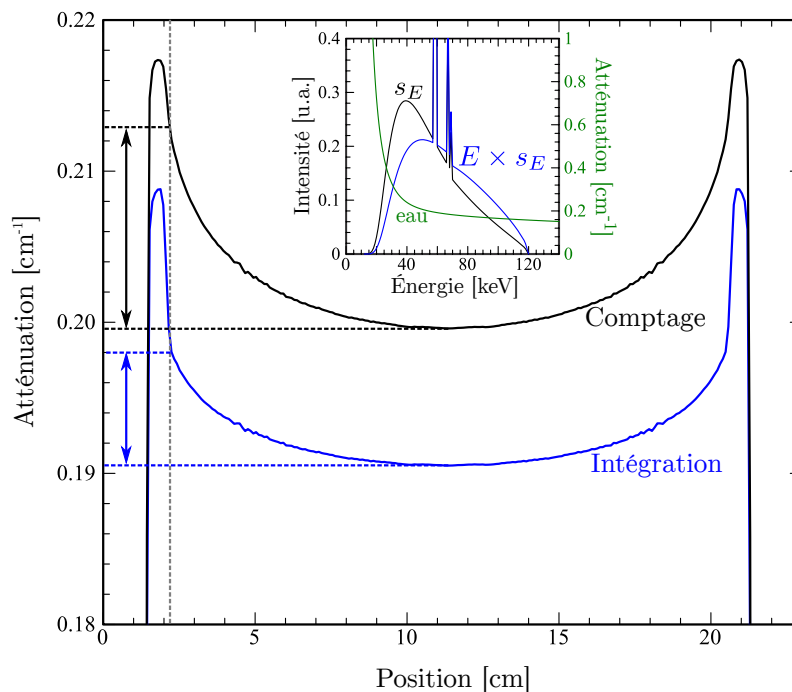


Figure 3.8 Profils tirés de reconstructions de la mire d'uniformité pour différents modes de pondération des photons incidents. Les détecteurs opérant en mode intégration durcissent artificiellement le faisceau en pondérant les événements en fonction de leur énergie. La détection en comptage applique un poids unitaire aux photons, procurant un spectre plus fidèle à celui d'origine, mais aussi plus sujet aux artefacts de durcissement. Pour une source de 120 kVp pré-filtrée par 0.1 mm de cuivre, l'artefact d'affaissement est près de 50% plus important pour l'image reconstruite à partir des données simulant le comptage.

3.3.4 Reconstruction par tranches d'énergie

Le modèle permet d'étudier les résultats attendus de reconstructions effectuées sur certaines tranches d'énergie particulières. Ce genre de résultat est intéressant puisqu'il représente la méthode souvent utilisée par les chercheurs pour traiter les données polyénergétiques [Gleason *et al.*, 1999; Koenig *et al.*, 2014; Ronaldson *et al.*, 2012; Schlomka *et al.*, 2008]. Un spectre de 120 kVp pré-filtré par 0.1 mm de cuivre a été séparé en 5 niveaux d'énergie (Figure 3.9a), un bruit correspondant à 10^4 photons/détecteur/projection a été ajouté et les événements ont été pondérés en comptage simple. Des reconstructions individuelles ont ensuite été effectuées pour chacun des niveaux d'énergie (Figures 3.9b–f). La figure 3.9b montre que pour la plage d'énergie de 10–32 keV, le durcissement est trop important et cause des effets non-linéaires catastrophiques empêchant la génération d'une image raisonnable. Le sinogramme associé à cette plage contient une quantité importante de valeurs nulles, signifiant que la plupart des photons n'atteignent pas le détecteur pour ces énergies. Pour les autres fenêtres, une dégradation du contraste et du rapport signal à bruit est observée en fonction de l'augmentation d'énergie, en accord avec les processus physiques inhérents.

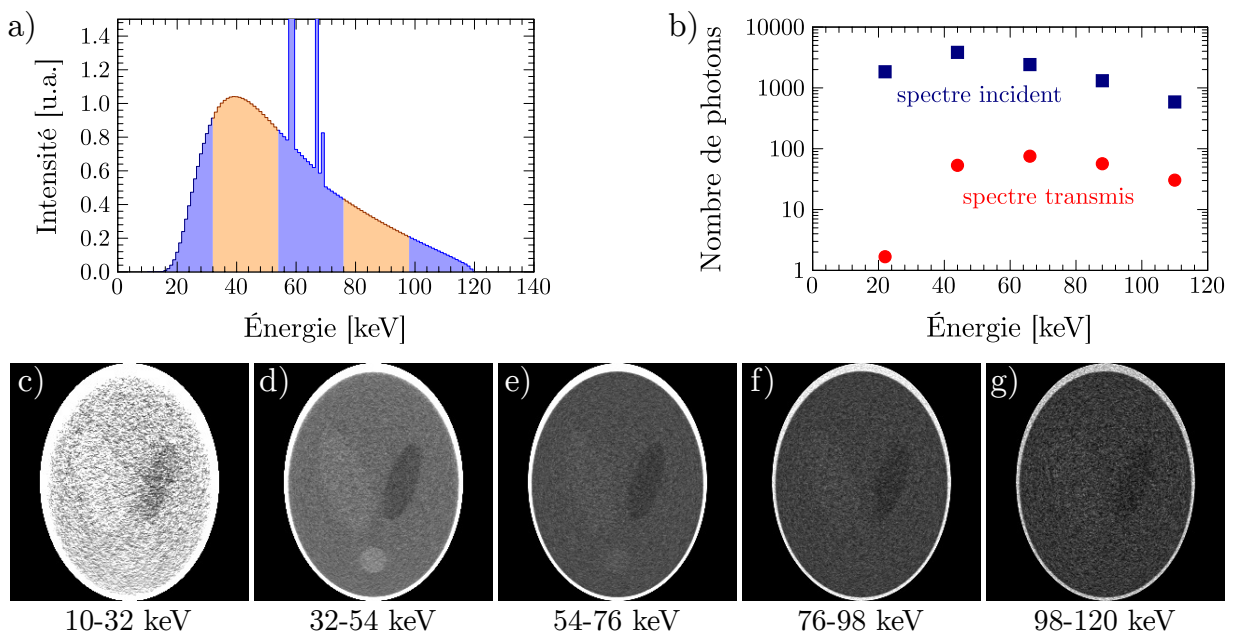


Figure 3.9 a) La mire de tissus biologiques est reconstruite en séparant un spectre X de 120 kVp en 5 différentes fenêtres d'énergie. b) Pour chacune de ces fenêtres, le nombre de photons contenus dans le spectre incident et transmis en moyenne sur toutes les projections pour le pixel de détection échantillonnant le centre du CDV est présenté. Il est ainsi possible d'observer les contrastes et l'influence du bruit de comptage sur les différentes fenêtres d'énergie (c à g). La fenêtre d'observation est de $0.1-0.4 \text{ cm}^{-1}$ pour toutes les images.

3.4 Discussion

Le modèle proposé permet de reproduire adéquatement le processus d'atténuation polychromatique subi par les photons traversant la matière. Il a été mis en œuvre sur la base de logiciels existants ayant déjà fait leurs preuves, réduisant la nécessité de déterminer certains composants essentiels. La méthode permet d'obtenir, souvent en quelques secondes, des résultats qui nécessiteraient autrement plusieurs jours de simulation par une approche Monte Carlo. Des outils basés sur cette dernière ont été proposés récemment pour la modélisation d'acquisitions TDM polyénergétiques, dont les logiciels de simulation SINDBAD [Tabary *et al.*, 2007] et GATE [Jan *et al.*, 2011]. En comparaison, la simplicité du modèle présenté ne permet pas la modélisation de mires tridimensionnelles, et n'offre pas la possibilité de prendre en compte le rayonnement diffusé (certaines méthodes de pondération adaptées au diffusé ont toutefois été proposées [Bornefalk, 2011; Niederlöhner *et al.*, 2004]). Le fait que ce rayonnement soit aussi de nature polyénergétique est une limitation digne de mention. L'approche proposée ne représente ainsi pas un remplacement aux méthodes Monte Carlo, mais se voit plutôt comme un outil complémentaire rapide et mathématiquement exact. Il serait toutefois possible de permettre le support pour les mires tridimensionnelles en intégrant au simulateur les méthodes de projection avant utilisées par les algorithmes de reconstruction itérative développés pour le projet. Une telle modification impliquerait toutefois la création d'un outil additionnel servant à la génération de mires voxelisées. L'utilisation de mires voxelisées dans un modèle tridimensionnel ne serait toutefois pas une nécessité, puisque d'autres types de primitives plus complexes existent. Il a notamment été proposé d'utiliser les NURBS (*Non-Uniform Rational Basis Splines*) afin de simuler des mires TDM non-voxélisées réalistes [Segars *et al.*, 2008, 2010], avec un coût de calcul cependant substantiel.

Dans le cadre de cet ouvrage, l'outil proposé sera utilisé afin de simuler des données qui auraient autrement été impossibles à obtenir de manière expérimentale. La présent chapitre se voulait toutefois plus une présentation de la méthode qu'un étalage des applications en découlant. Il a cependant été démontré qu'il est possible de quantifier l'influence du durcissement, au niveau des images reconstruites, face à différentes configurations du détecteur et de la source de rayons X. Le modèle permet de rapidement déterminer si la distribution spectrale de la source est adaptée à la taille d'un patient. En s'attardant au contenu du sinogramme pour les plus faibles énergies, il est possible de déterminer s'il serait préférable de pré-durcir davantage le faisceau dans le but de retirer une partie de la dose qui serait autrement inutile et seulement néfaste au patient. Il a aussi été montré que l'approche en comptage jumelée à une reconstruction simpliste est inférieure à l'intégration du point

de vue du durcissement. Autrement dit, l'action de compter simplement les photons de toutes énergies et de les sommer dans un seul sinogramme procure une image plus sensible au durcissement. Toutefois, puisque le contraste entre les tissus mous est plus intéressant à plus faible énergie (et pour d'autres raisons abordées à la section 2.4), le comptage ne doit pas être écarté pour autant. De nouvelles méthodes de traitement de l'information doivent être envisagées et le simulateur en facilitera le développement.

3.5 Conclusion

Un générateur de sinogrammes TDM polyénergétiques a été développé à partir de composants logiciels éprouvés. Le simulateur permet de modéliser correctement la dépendance en énergie du processus d'atténuation des photons, ce qui a été démontré par la reproduction d'un certain nombre d'artefacts liés au durcissement du faisceau. La définition de mires est simple et réaliste, utilisant une gamme de matériaux facilement extensible. Certaines caractéristiques associées aux détecteurs opérant en comptage de photons ont été introduites, permettant l'étude de l'impact de celles-ci sur la qualité des images reconstruites. Les détecteurs opérant en comptage et sensibles à l'énergie sont prometteurs, mais de meilleurs algorithmes de traitement de l'information mesurée seront absolument nécessaires afin d'en tirer pleinement parti. Le prochain chapitre apporte des propositions sur ce sujet.

CHAPITRE 4

Reconstruction itérative spectrale

It's not the number of counts that counts, it's what is done with those counts that counts

Freek J. Beekman, IEEE MIC 2011

Ce chapitre représente le cœur de cet ouvrage. Il contient la description d'un nouvel algorithme de reconstruction itératif adapté spécifiquement aux mesures TDM polyénergétiques qui sera réutilisé dans divers contextes au cours des chapitres suivants. Cette méthode a été présentée lors de la conférence *Workshop on Medical Applications of Spectroscopic X-ray Detectors* du CERN en 2015.

4.1 Introduction

Avec le bouillonnement de l'activité entourant le développement de détecteurs opérant en AAI observé depuis la dernière décennie, le futur de la TDM clinique et pré-clinique repose probablement sur ces nouveaux détecteurs. Ils représentent un changement de paradigme radical dans la façon de mesurer le rayonnement, ouvrant la porte à une TDM renouvelée, probablement dotée de capacités moléculaires [Taguchi et Iwanczyk, 2013]. Afin d'y parvenir, de nouvelles méthodes de reconstruction et d'analyse des images produites seront nécessaires.

Le fait de considérer la nature polyénergétique du rayonnement incident n'est pas récent. De nombreuses méthodes ont été proposées afin de corriger, pendant la reconstruction, les acquisitions standards provenant de détecteurs opérant en mode intégration [Abella et Fessler, 2009; De Man *et al.*, 2001; Elbakri et Fessler, 2002, 2003; Hamelin *et al.*, 2008; Lasio *et al.*, 2007; Little et La Riviere, 2012; Srivastava et Fessler, 2005; Williamson *et al.*, 2002; Yan *et al.*, 2000]. Puisque l'information spectrale n'est pas mesurée par de tels détecteurs, ces méthodes reposent sur un ensemble de connaissances *a priori* nécessaires afin de considérer de manière convenable le phénomène de durcissement. La distribution spectrale de la source de rayonnement doit alors être obtenue du fabricant ou d'une mesure

réalisée à l'aide d'un détecteur tiers. Certaines manipulations utilisant des matériaux de calibration doivent aussi être préalablement exécutée.

Les nouveaux détecteurs opérant en AAI offrent une information nouvelle, soit une dépendance énergétique de l'information mesurée. La méthode de traitement associée la plus simple consiste à reconstruire individuellement les tranches d'énergie [Gleason *et al.*, 1999]. Ceci permet en effet d'observer le contraste disponible à différentes énergies discrètes, mais fragmente la statistique entre ces images. Pour cette raison, des approches reconstruisant les tranches d'énergie individuelles pour ensuite en extraire une image composite ont été proposées [Gonzales et Lalush, 2011, 2012; Kalluri *et al.*, 2013; Schmidt, 2009; Semerci *et al.*, 2014; Zeng *et al.*, 2014]. La statistique de la mesure est ainsi mieux exploitée, ce qui est de nature à améliorer le RCB dans les images reconstruites. En particulier, puisque le durcissement du spectre d'énergie est faible dans chacune des tranches, cette approche tend à minimiser les artefacts dus au durcissement. De manière similaire, il a été démontré qu'une pondération s'opérant dans l'espace des projections peut aussi améliorer le RCB [Bornefalk, 2011; Cahn *et al.*, 1999; Giersch *et al.*, 2004; Kalluri *et al.*, 2013; Karg *et al.*, 2005; Leng *et al.*, 2011; Niederlöhner *et al.*, 2005; Sawatzky *et al.*, 2014; Shikhaliev, 2008a,b, 2009; Xi *et al.*, 2015; Yveborg *et al.*, 2013]. Puisque l'information est alors combinée avant la reconstruction, cette approche est plus sensible aux effets de durcissement. Dans tous les cas, le résultat, soit une estimation du coefficient d'atténuation effectif des matériaux à une énergie moyenne dépendant de la pondération appliquée, ne représente pas une quantité physique intéressante.

Le cas spécial pour lequel le nombre de niveaux d'énergie est de deux a déjà été largement couvert par la littérature portant sur les manipulations bi-énergétiques (Section 2.2). Pour un nombre plus élevé de niveaux, les méthodes basées sur la décomposition en fonctions de base ont été abordées à la section 2.4.4. Encore ici, ces approches manipulent l'information avant ou après la reconstruction, soit toujours dans des conditions affectées par la segmentation de la statistique. Pour tirer pleinement parti de la mesure polyénergétique, il serait souhaitable de réaliser la décomposition pendant la reconstruction. Pour les acquisitions à faible statistique, les algorithmes maximisant la log-vraisemblance (MLEM) [Dempster *et al.*, 1977] se sont montrés supérieurs face aux approches traditionnelles basées sur la rétro-projection filtrée (FBP). Pour ces raisons, un algorithme itératif basé sur la méthode MLEM et acceptant un nombre arbitraire de niveaux d'énergie est proposé. Puisque le spectre de la source est mesuré pendant la calibration, aucune information *a priori* n'est nécessaire à son fonctionnement. Des approches similaires ont récemment été proposées [Long et Fessler, 2014; Zhang *et al.*, 2014], mais ne fonctionnent uniquement que pour

deux niveaux d'énergie. Dans le cadre de cet ouvrage, l'algorithme proposé, qui unifie littéralement les concepts de reconstruction itérative et de TDM spectrale, sera utilisé dans divers scénarios d'imagerie.

4.2 Matériel et méthodes

4.2.1 MLEM monoénergétique

Les premières dérivations d'algorithmes d'espérance-maximisation pour les données acquises en transmission ont toutes été conduites sous l'hypothèse d'un rayonnement monoénergétique. Pour y parvenir, Lange et Carson [Lange et Carson, 1984] ont tout d'abord supposé que l'information mesurée devait obéir à la distribution de Poisson

$$P(Z = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}, \quad (4.1)$$

où Z représente une variable aléatoire de moyenne λ . Puisque l'atténuation des rayons X traversant la matière est sujette à la loi de Beer-Lambert (Équation 2.1), la valeur attendue le long d'une ligne de projection d'indice i est donnée par

$$E(Y_i) = d_i e^{-\langle l_i, \mu \rangle} \equiv \hat{Y}_i, \quad (4.2)$$

où d_i représente la mesure de référence sans objet, et où $\langle l_i, \mu \rangle = \sum_j l_{ij} \mu_j$ est le résultat de l'intégrale de ligne le long des voxels d'indice j de la carte d'atténuation monoénergétique μ . La matrice système l_{ij} contient les grandeurs d'intersection entre les lignes de projection et les voxels de la grille image μ (Figure 4.1).

Dans ce cas, la densité jointe proposée par Dempster *et al.* [Dempster *et al.*, 1977] devient

$$g(Y|\mu) = \prod_i \{P(Y_i = k)_{\lambda=E(Y_i)}\} \quad (4.3)$$

$$= \prod_i \left\{ e^{-d_i e^{-\langle l_i, \mu \rangle}} [d_i e^{-\langle l_i, \mu \rangle}]^{Y_i} \frac{1}{Y_i!} \right\}, \quad (4.4)$$

où Y_i représente la mesure du nombre de photons de l'acquisition avec objet. Dans le but de simplifier ce type d'équation, il est commun d'utiliser le logarithme de g . Cette

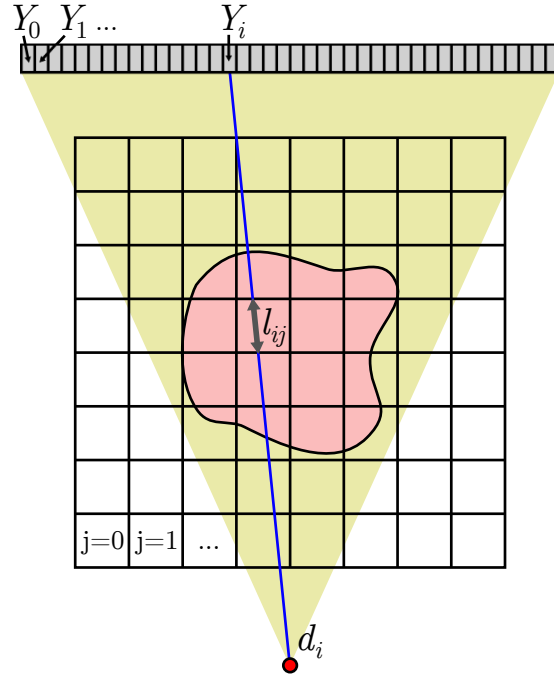


Figure 4.1 Le traçage de rayons en TDM implique le calcul des grandeurs d'intersection entre les différentes lignes de réponse d'indice i et les frontières des voxels d'indice j de l'image. Les poids de la matrice (l_{ij}) possèdent donc des unités de grandeur (en mm dans le cadre de ces travaux). L'utilisation de l'équation 4.2 permet d'estimer le nombre de photons mesuré (\hat{Y}_i), qui peut par la suite être comparé à la mesure réelle (Y_i). La mesure du nombre de photons quittant la source (d_i) est toujours nécessaire, et s'obtient aisément par une acquisition sans objet.

manipulation ne modifie pas les propriétés reliées à l'optimisation de la fonction. La log-vraisemblance $L(Y, \mu) = \ln(g(Y|\mu))$ devient alors

$$L(Y, \mu) = \sum_i \left\{ -d_i e^{-\langle l_i, \mu \rangle} + Y_i \ln(d_i e^{-\langle l_i, \mu \rangle}) + \ln\left(\frac{1}{Y_i!}\right) \right\} \quad (4.5)$$

$$= \sum_i \left\{ -d_i e^{-\langle l_i, \mu \rangle} + Y_i \ln(d_i) - Y_i \langle l_i, \mu \rangle + \ln\left(\frac{1}{Y_i!}\right) \right\} \quad (4.6)$$

$$= \sum_i \left\{ -d_i e^{-\langle l_i, \mu \rangle} - Y_i \langle l_i, \mu \rangle \right\} + c \quad (4.7)$$

$$= \sum_i \left\{ -\hat{Y}_i - Y_i \langle l_i, \mu \rangle \right\} + c, \quad (4.8)$$

où c est une constante regroupant les termes indépendants de μ . L'optimisation consiste alors à déterminer une correction pouvant être apportée aux valeurs de μ dans le but

de maximiser l'équation 4.8. Plusieurs méthodes ont été proposées pour y parvenir, mais l'équation de mise à jour de Nuyts *et al.* [Nuyts *et al.*, 1997]

$$\mu^{n+1} = \mu^n - \frac{\frac{\partial L(\mu)}{\partial \mu_j}}{\sum_{m=1}^J \frac{\partial^2 L(\mu)}{\partial \mu_m \partial \mu_j}}. \quad (4.9)$$

sera ici utilisée en raison de sa formulation générale présentée uniquement en terme de dérivées de la fonction de log-vraisemblance. En substituant ensuite 4.8 dans 4.9, l'équation monotone

$$\mu_j^{n+1} = \mu_j^n + \frac{\sum_i l_{ij} (\hat{Y}_i^n - Y_i)}{\sum_i l_{ij} \left\{ \sum_{m=1}^J l_{im} \right\} \hat{Y}_i^n} \quad (4.10)$$

est obtenue. Cette équation est dénommée ML-TR par De Man *et al.* [De Man *et al.*, 2001] (*maximum-likelihood algorithm for transmission tomography*), et sera référée sous le nom de MLTR_{mono} dans le cadre de ce chapitre.

4.2.2 MLEM spectrale

Les détecteurs opérant en comptage de photons avec discrimination en énergie permettent la mesure d'une information différente et nouvelle. En supposant une quantification utilisant K niveaux d'énergie distincts ($k = 1 \dots K$), la mesure de référence sans objet et la mesure des projections avec objet deviennent alors fonction de l'énergie, soit respectivement d_{ik} and Y_{ik} . Bien qu'il soit possible de reconstruire individuellement chacune des tranches d'énergie, ceci a pour résultat de segmenter la statistique entre K différentes images. Dans le but de combiner l'intégralité de l'information mesurée dans une reconstruction unifiée, il est ici proposé d'utiliser la version discrète de la décomposition en fonctions de base proposée par Alvarez et Macovski [Alvarez et Macovski, 1976]

$$\mu_{jk} = a_{\text{photo},j} P_k + a_{\text{Compton},j} C_k, \quad (4.11)$$

avec

$$P_k = \frac{1}{E_k^3}, \quad (4.12)$$

et

$$C_k = \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}, \quad (4.13)$$

où E_k représente l'énergie moyenne du niveau d'indice k et $\alpha = E_k/511$ keV. Tel qu'introduit au chapitre 2.2, les fonctions de base $a_{\text{photo}}P_k$ et $a_{\text{Compton}}C_k$ représentent respectivement les contributions des effets photoélectrique et Compton à la section efficace d'atténuation des photons X. À la différence des méthodes de reconstruction monoénergétiques, il n'est plus ici question de chercher à reconstruire directement la carte d'atténuation μ pour chacun des différents niveaux d'énergie, mais bien de reconstruire les fonctions a_{photo} et a_{Compton} , qui elles sont indépendantes de l'énergie. Pour y parvenir, récrivons la log-vraisemblance de manière à inclure les différents niveaux d'énergie mesurés (en supposant que ces mesures soient statistiquement indépendantes), soit

$$L(Y, \mu) = \sum_i \sum_k \left\{ -\hat{Y}_{ik} - Y_{ik} \langle l_i, \mu_k \rangle \right\}, \quad (4.14)$$

où

$$\hat{Y}_{ik} = d_{ik} e^{-\langle l_i, \mu_k \rangle}, \quad (4.15)$$

et

$$\langle l_i, \mu_k \rangle = \sum_j l_{ij} \mu_{jk}. \quad (4.16)$$

En remplaçant maintenant 4.14 dans 4.9, et en résolvant indépendamment pour $a_{\text{photo},j}$ et $a_{\text{Compton},j}$ (détails en Annexe A), la paire d'équations de mise à jour spectrale devient

$$a_{\text{photo},j}^{n+1} = a_{\text{photo},j}^n + \frac{\sum_i l_{ij} \sum_k P_k (\hat{Y}_{ik}^n - Y_{ik})}{\sum_i l_{ij} \left\{ \sum_{m=1}^J l_{im} \right\} \sum_k P_k^2 \hat{Y}_{ik}^n}, \quad (4.17)$$

$$a_{\text{Compton},j}^{n+1} = a_{\text{Compton},j}^n + \frac{\sum_i l_{ij} \sum_k C_k (\hat{Y}_{ik}^n - Y_{ik})}{\sum_i l_{ij} \left\{ \sum_{m=1}^J l_{im} \right\} \sum_k C_k^2 \hat{Y}_{ik}^n}. \quad (4.18)$$

Ce nouvel algorithme sera dorénavant dénommé $\text{MLTR}_{\text{poly}}$ en raison de son caractère poly-énergétique, et est présenté en version graphique à la figure 4.2. Bien que les équations 4.17 et 4.18 semblent indépendantes, elles sont en réalité liées par le calcul de la projection avant \hat{Y}_{ik} qui utilise les deux bases pour l'obtention d'un estimé du coefficient d'atténuation en fonction de l'énergie (Équations 4.11 et 4.15). Cette représentation d'une image décomposée en fonctions de base est intéressante puisqu'elle permet d'obtenir, et ce à partir d'une seule reconstruction, les cartes d'atténuation pour toute énergie demandée. Il s'agit alors d'utiliser à nouveau l'équation 4.11 une fois la reconstruction terminée. Bien que seule la plage énergétique associée à l'acquisition soit utilisée pendant la reconstruction, la décomposition résume en réalité les caractéristiques spectrales des matériaux sur un spectre beaucoup plus large. En théorie, le résultat conserve un sens physique pour les énergies inférieures à 1024 keV, seuil à partir duquel les effets de production de paires entrent en jeu. Ce modèle est aussi moins exact aux faibles énergies puisqu'il ignore le phénomène de diffusion cohérente (le lecteur peut consulter [Thibaudeau, 2010] pour approfondir ces concepts). Il est aussi attrayant de noter que la représentation photoélectrique/Compton peut servir à l'identification chimique des matériaux dans un espace à deux dimensions.

4.2.3 Utilisation des sous-ensembles ordonnés

Afin d'accélérer le processus de convergence de l'algorithme $\text{MLTR}_{\text{poly}}$, la méthode utilisant les sous-ensembles ordonnés (*ordered-subsets* ou OS) proposée par Hudson [Hudson et Larkin, 1994] a été implantée. Elle consiste à diviser les projections en N sous-groupes, et à calculer un nouvel estimé de l'image (ici des bases a_{photo} et a_{Compton}) en terminant le traitement de chacun des groupes. Ceci a généralement pour effet d'accélérer la convergence de l'algorithme d'un facteur N . Ainsi si M itérations sont utilisées sans accélération, seulement M/N itérations seront nécessaires pour atteindre un résultat similaire en utilisant les

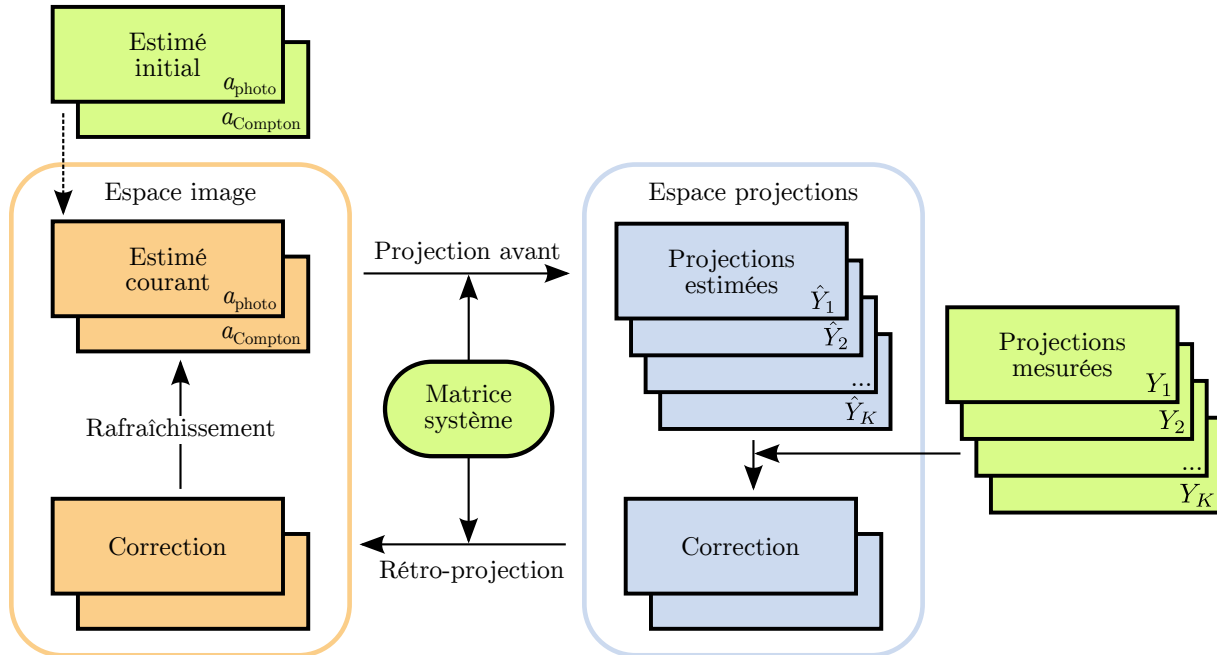


Figure 4.2 Chaîne de traitement de l’algorithme MLTR_{poly}. La projection avant est obtenue par l’équation 4.15 et permet de calculer une correction dans l’espace des projections (les termes se trouvant du côté droit des $\sum_i l_{ij}$ dans les numérateurs et dénominateurs des équations 4.17 et 4.18). La rétro-projection consiste finalement à distribuer cette erreur aux voxels concernés par l’utilisation des poids de la matrice.

OS. Cette accélération est cependant obtenue au prix d’une solution qui ne converge pas nécessairement vers la solution du problème de l’estimation [Erdogan et Fessler, 1999].

4.2.4 Création d’une mire polyénergétique

La mire utilisée pour la majeure partie de ce chapitre est inspirée d’une publication de Schmidt [Schmidt, 2009]. Cette mire est intéressante puisqu’elle permet de reproduire certaines problématiques rencontrées en mammographie, une modalité pour laquelle une exposition minimale au rayonnement semblerait naturelle. Elle représente une région de tissus mammaires dans laquelle se trouvent trois inclusions : la première contient des tissus adipeux, la seconde une calcification de carbonate de calcium (CaCO_3) à une concentration de 0.28 g/cm^3 et la dernière correspond à une solution d’iode de 2.5 mg/cm^3 (Figure 4.3a). Afin d’en extraire un sinogramme polyénergétique, le simulateur décrit au chapitre 3 a été utilisé. Le spectre d’entrée correspond à une source à anode de tungstène de 90 kVp, filtrée par 2 mm d’aluminium et 0.1 mm de cuivre (reproduisant le spectre simulé dans [Shikhaliiev, 2008a]), généré à l’aide du logiciel SPEKCALC [Poludniowski *et al.*, 2009].

L'amplitude du spectre est calculée sur la plage couvrant de 20 à 90 keV, par incrément de 1 keV (Figure 4.3b). Pour simuler un détecteur mesurant l'énergie sur un nombre réduit de niveaux discrets, les photons sont sommés en considérant 10 sous-sections lors de la génération du sinogramme spectral. La composition exacte des matériaux simulés ainsi que les courbes d'atténuation associées sont disponibles en annexe B.

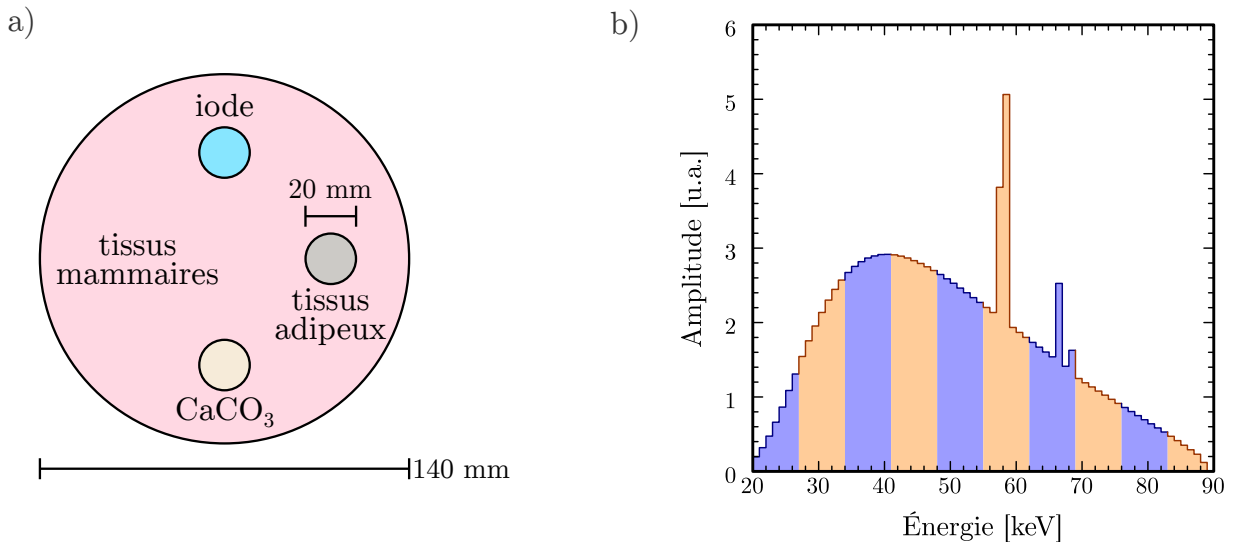


Figure 4.3 a) Mire inspirée d'une publication de Schmidt [Schmidt, 2009], représentant une région de tissus mammaire contenant des inclusions de tissus adipeux, de CaCO₃ (0.28 g/cm³) et d'une solution d'iode (2.5 mg/ml). b) Spectre de rayons X utilisé pour générer les sinogrammes polyénergétiques de la mire mammaire. La région spectrale de 20 à 90 keV est originalement échantillonnée par incréments de 1 keV, pour être finalement divisée en 10 niveaux d'énergie de largeur fixe reproduisant les seuils de détection d'un détecteur spectral.

4.2.5 Rapport contraste à bruit

Dans une image TDM standard, le rapport contraste à bruit (RCB) peut être défini comme

$$\text{RCB} = \frac{|\bar{\mu}_s - \bar{\mu}_r|}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_r^2}}, \quad (4.19)$$

où $\bar{\mu}_s$ et $\bar{\mu}_r$ représentent les moyennes des coefficients d'atténuation linéaire mesurées à partir de régions d'intérêt situées respectivement sur une région de signal et une autre de référence. Les mesures de bruit σ_s et σ_r correspondent aux écarts types tirés de ces mêmes régions. En utilisant maintenant les fonctions de base photoélectrique et Compton, il est possible d'identifier les matériaux d'après leur signature dans un espace à deux dimensions [Alvarez et Macovski, 1976]. Il sera ici démontré qu'il est aussi réalisable d'extraire

un équivalent au RCB, celui-ci spectral, par l'utilisation de cette décomposition. La figure 4.4 montre la distribution spectrale de voxels extraits des différentes régions d'intérêt de la mire mammaire. Elle est obtenue en utilisant les deux images paramétriques reconstruites par l'algorithme $MLTR_{poly}$, et en positionnant chacun des voxels dans l'espace bidimensionnel photoélectrique/Compton.

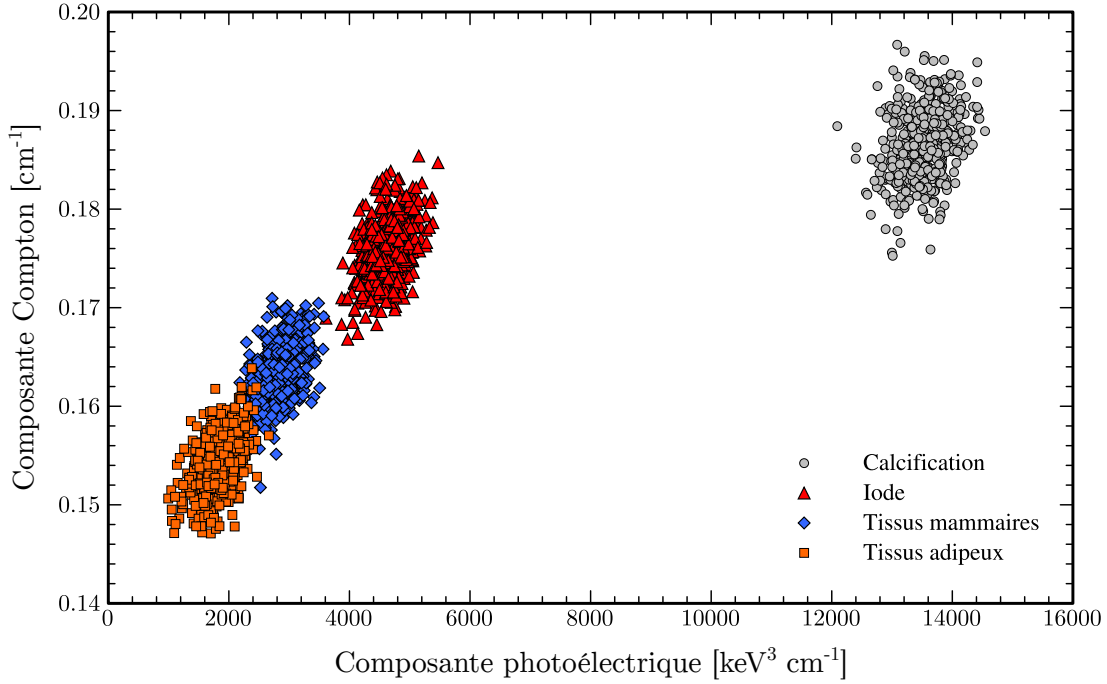


Figure 4.4 Distribution spectrale des voxels des différentes régions d'intérêt tirés d'une reconstruction spectrale de la mire mammaire avec un bruit de comptage de 10^5 photons/détecteur/projection.

Afin de définir le concept de RCB spectral, introduisons tout d'abord les notions de contraste et de bruit spectraux. Le contraste spectral sera défini par la distance euclidienne séparant la position des centres de masse des deux nuages de points, soit

$$\text{contraste}_{\text{spectral}} = \sqrt{[CM_1^{\text{photo}} - CM_2^{\text{photo}}]^2 + [CM_1^{\text{Compton}} - CM_2^{\text{Compton}}]^2}, \quad (4.20)$$

où CM^{photo} et CM^{Compton} représentent respectivement les centres de masse dans l'espace photoélectrique et Compton. Selon cette définition, la figure 4.4 laisse donc deviner un contraste important entre la région contenant la calcification et celle de référence contenant les tissus mammaires. Le centre de masse des régions d'iode et de tissus adipeux étant moins éloigné de la référence, un contraste moins important serait observé pour celles-ci.

De manière très similaire au calcul de bruit dans les images d'atténuation traditionnelles, le bruit spectral est obtenu par le calcul de la moyenne quadratique des écarts types respectifs des deux régions d'intérêt,

$$\text{bruit}_{\text{spectral}} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad (4.21)$$

où cette fois l'écart type est calculé sur la distance euclidienne séparant les points du centre de masse. Le RCB spectral est ainsi naturellement obtenu par

$$\text{RCB}_{\text{spectral}} = \frac{\text{contraste}_{\text{spectral}}}{\text{bruit}_{\text{spectral}}}. \quad (4.22)$$

En raison de la différence importante présente entre l'amplitude numérique des composantes photoélectrique et Compton (ici ~ 10000 versus ~ 0.2), il n'est pas souhaitable de mesurer le RCB directement dans le domaine des fonctions de base a_{photo} et a_{Compton} . Ceci reviendrait à mesurer le RCB de manière traditionnelle en utilisant uniquement la fonction photoélectrique, négligeant la composante Compton. Il est donc nécessaire de pondérer l'une des deux images afin d'obtenir des amplitudes comparables. Afin d'éviter d'utiliser une pondération arbitraire, il apparaît plus censé d'utiliser les fonctions $\mu_k^{\text{photo}} = a_{\text{photo}} P_k$ et $\mu_k^{\text{Compton}} = a_{\text{Compton}} C_k$ (Équation 4.11), permettant d'obtenir les contributions respectives au processus d'atténuation linéaire. Puisque les fonctions P_k et C_k sont dépendantes de l'énergie, il s'agit finalement de mesurer le RCB spectral aux différentes énergies présentes dans le spectre diagnostique et de conserver celui obtenu à l'énergie d'indice k favorisant un maximum, soit

$$k_{\text{max}} = \arg \max_k \text{RCB}_{\text{spectral},k}. \quad (4.23)$$

Cette définition, comparable à celle proposée par [Alvarez, 2010], représente simplement un RCB intrinsèque. Elle ne permet cependant pas de générer directement une image en tons de gris disponible pour consultation diagnostique. Afin d'y parvenir, nous proposons ici de générer en premier lieu deux images représentant la distance spectrale séparant les voxels des images d'atténuation et les centres de masse des régions d'intérêt pour la région de signal et celle de référence, soit

$$I_j^{\text{signal}} = \sqrt{[\text{CM}_{\text{signal}}^{\text{photo}} - \mu_{j,k_{\text{max}}}^{\text{photo}}]^2 + [\text{CM}_{\text{signal}}^{\text{Compton}} - \mu_{j,k_{\text{max}}}^{\text{Compton}}]^2}, \quad (4.24)$$

$$I_j^{\text{ref}} = \sqrt{[\text{CM}_{\text{ref}}^{\text{photo}} - \mu_{j,k_{\text{max}}}^{\text{photo}}]^2 + [\text{CM}_{\text{ref}}^{\text{Compton}} - \mu_{j,k_{\text{max}}}^{\text{Compton}}]^2}, \quad (4.25)$$

où $\text{CM}_{\text{signal}}$ et CM_{ref} représentent respectivement la position des centres de masse des régions de signal et de référence et j correspond aux différents indices des voxels des images. Les images I^{signal} et I^{ref} présentent un minimum respectif aux alentours des régions contenant le signal et la référence. De manière à obtenir une seule image possédant un maximum de contraste, la transformation suivante est proposée

$$I_j^{\text{gris}} = e^{-I_j^{\text{signal}}} - e^{-I_j^{\text{ref}}}. \quad (4.26)$$

Cette transformation ne permet pas toujours d'obtenir un RCB aussi intéressant que le $\text{RCB}_{\text{spectral}}$ intrinsèque précédemment introduit, mais possède toutefois un maximum à la même énergie d'indice k_{max} . Les images produites à l'aide de cette méthode seront désignées comme spectrales en tons de gris dans le reste de ce chapitre.

4.2.6 Méthodes traditionnelles de formation d'images

Dans le but de mettre en contexte les performances de l'algorithme proposé, il est important de le comparer aux méthodes rapportées par la littérature. Trois familles seront ici utilisées : les méthodes pondérant les événements au niveau du sinogramme (soit avant la reconstruction), les méthodes pondérant les images de sortie (soit après la reconstruction), et la méthode spectrale proposée qui manipule les données pendant la reconstruction.

Les approches pré-reconstruction incluront la pondération en comptage simple ($w(E) = 1$), la pondération de type intégration ($w(E) = E$), la pondération photoélectrique ($w(E) = E^{-3}$) [Cahn *et al.*, 1999; Giersch *et al.*, 2004; Shikhaliev, 2005] et la pondération optimale ($w(E) = \frac{1 - e^{-[\mu_s(E) - \mu_b(E)]d}}{1 + e^{-[\mu_s(E) - \mu_b(E)]d}}$) proposée par Tapiovaara et Wagner [Cahn *et al.*, 1999; Kalluri *et al.*, 2013; Shikhaliev, 2008a; Tapiovaara et Wagner, 1985].

Du côté des manipulations post-reconstruction, la pondération image optimale proposée par Schmidt sera utilisée [Schmidt, 2009]. Elle consiste à reconstruire individuellement les

tranches d'énergie, puis à sommer ces images en pondérant selon le rapport contraste à bruit-variance présent dans chacune des tranches ($w(E) = \text{RCBV}(E)$), où

$$\text{RCBV} = \frac{|\bar{\mu}_s - \bar{\mu}_r|}{\frac{1}{2}\sigma_s^2 + \frac{1}{2}\sigma_r^2}. \quad (4.27)$$

Finalement, les reconstructions des tranches d'énergie individuelles seront considérées, de même que les diverses informations rendues disponibles par l'algorithme de reconstruction spectral.

4.2.7 Reconstruction

À moins d'indication contraire, 25 itérations utilisant 10 sous-ensembles des algorithmes $\text{MLTR}_{\text{mono}}$ et $\text{MLTR}_{\text{poly}}$ seront utilisées. Il sera démontré à la section 4.3.1 que ce choix, quoique arbitraire, est suffisant afin d'obtenir une image ayant raisonnablement convergé. Pour les reconstructions monoénergétiques, l'estimé de l'image est initialisé avec une valeur uniforme correspondant au coefficient d'atténuation linéaire de l'eau à 60 keV (0.2 cm^{-1}). Du côté des reconstructions spectrales, les estimés initiaux des images photoélectrique et Compton sont aussi uniformes avec pour valeurs respectives $4600 \text{ keV}^3\text{cm}^{-1}$ et 0.164 cm^{-1} (coefficients proposés par [Alvarez et Macovski, 1976] pour l'eau).

Le champ de vue de reconstruction est de $160 \times 160 \text{ mm}^2$, utilisant une grille image de 256×256 pixels. Le détecteur, de géométrie équiangulaire, comporte 512 éléments et l'acquisition est effectuée en utilisant 512 projections réparties sur 360° . Lorsque les simulations sont effectuées avec un bruit de comptage Poissonien, ce bruit est spécifié en nombre de photons par détecteur par projection. Afin de diminuer le biais statistique, toutes ces simulations sont répétées à 10 reprises et les résultats moyennés.

4.3 Résultats

La validation de l'algorithme $\text{MLTR}_{\text{poly}}$ est ici réalisée par le biais des différentes métriques précédemment introduites. Dans le but de conserver l'attention sur les considérations quantitatives importantes, très peu d'images sont ici présentées. Le lecteur intéressé pourra toutefois consulter l'annexe C, qui contient une quantité intéressante d'exemples imagés.

4.3.1 Convergence de l’algorithme spectral

Afin de confirmer que les équations 4.17 et 4.18 permettent bien d’augmenter la mesure de log-vraisemblance au fil des itérations, une reconstruction de la mire de Schmidt a tout d’abord été effectuée. Dans un premier temps, pour valider le fonctionnement intrinsèque de l’algorithme, la mire est simulée sans ajout de bruit de comptage. Puisqu’il peut être difficile d’apprécier la signification absolue de la log-vraisemblance, une mesure plus intuitive est aussi proposée. L’erreur relative moyenne entre le sinogramme estimé pendant la projection avant et le sinogramme mesuré est ainsi définie comme

$$\epsilon_{\text{rel}} = \frac{1}{\sum_k \sum_i Y_{ik}} \sum_k \sum_i |Y_{ik} - \hat{Y}_{ik}|. \quad (4.28)$$

Cette grandeur représente l’erreur relative trouvée, en moyenne, entre chacune des valeurs contenues dans les sinogrammes estimé et mesuré. Afin de permettre une mesure comparative des résultats obtenus, la mire est aussi reconstruite en utilisant l’algorithme $\text{MLTR}_{\text{mono}}$ (Équation 4.10) individuellement sur chacune des tranches d’énergie. Les mesures de vraisemblance et d’erreur relative incluent alors la somme des résultats individuels pour toutes les énergies.

La figure 4.5a démontre que l’algorithme proposé augmente bien la vraisemblance au fil des itérations, confirmant le processus de convergence. Cette vraisemblance est légèrement inférieure à celle obtenue par la méthode monoénergétique, mais représente une différence relative de seulement 0.001%. Un phénomène semblable est observé au sujet de l’erreur relative (Figure 4.5b), où les valeurs terminales obtenues après 250 itérations diffèrent cependant par seulement 0.12% pour les deux approches. Ces résultats démontrent que la méthode spectrale produit une solution sensée, comparable à une approche traditionnelle en absence de bruit. Afin de s’assurer que la méthode OS est aussi fonctionnelle, les mêmes données ont aussi été reconstruites avec 25 itérations et 10 sous-ensembles. La figure 4.5 montre que ce nombre réduit d’itérations mène à un résultat terminal très similaire dans toutes les situations. La méthodologie a aussi été appliquée en ajoutant un bruit de comptage de 10^5 photons, dans lequel cas les valeurs terminales d’erreur relative correspondent respectivement à 0.71% et 0.61% pour les approches $\text{MLTR}_{\text{poly}}$ et $\text{MLTR}_{\text{mono}}$.

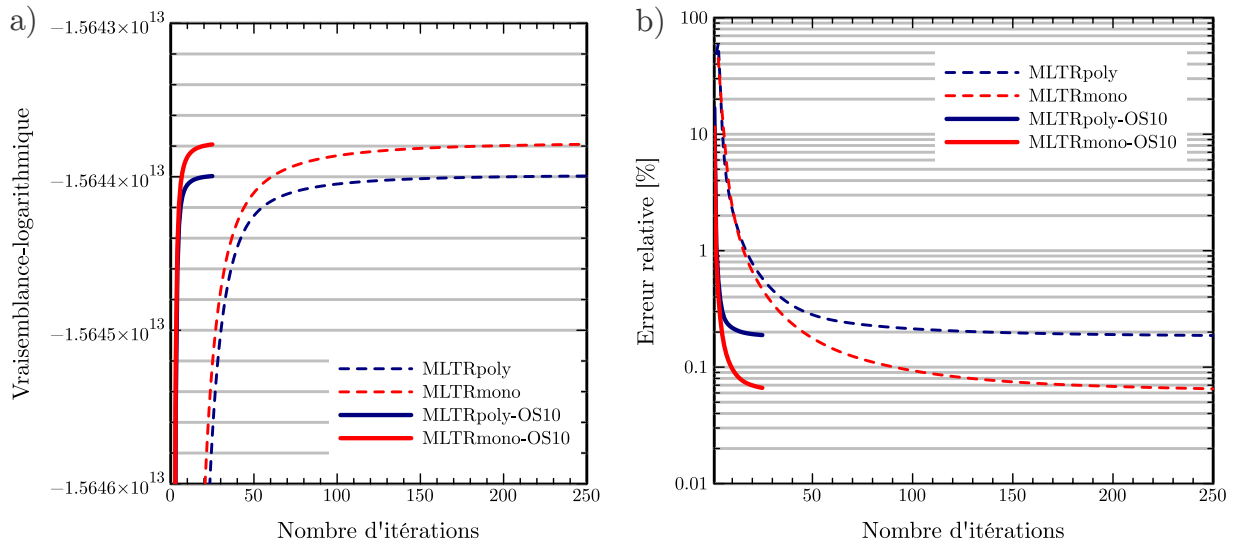


Figure 4.5 a) Log-vraisemblance en fonction du nombre d'itérations. b) Erreur relative entre l'estimé du sinogramme et le sinogramme mesuré en fonction du nombre d'itérations.

4.3.2 Qualité des images reconstruites

Même si les critères de vraisemblance et d'erreur relative au niveau du sinogramme semblent donner le feu vert, il est toutefois important de vérifier si le tout se confirme au niveau de la qualité des images reconstruites. Les images obtenues à la section précédente par les approches monoénergétique et polyénergétique sont maintenant comparées aux images de référence produites par XCOM (soit toujours en absence de bruit). Pour l'approche polyénergétique, les images de référence correspondent à l'atténuation mesurée aux énergies moyennes des tranches. Dans le cas monoénergétique, il est plus exact d'utiliser la moyenne des atténuations pour les différentes énergies constituant les tranches (par exemple, la tranche d'énergie moyenne de 24.2 keV est obtenue en moyennant les atténuations mesurées de 20 à 27 keV). Pour obtenir ces tranches avec la méthode monoénergétique, les images reconstruites individuellement sont simplement utilisées, alors que l'approche polyénergétique nécessite la reconstruction en fonctions de base et l'équation 4.11 afin d'y parvenir. Pour chaque tranche d'énergie d'indice k , l'erreur absolue moyenne entre les images de référence et les images reconstruites est rapportée, calculée selon

$$\epsilon_k = \frac{1}{\sum_j \mu_{jk}^{ref}} \sum_j |\mu_{jk}^{ref} - \mu_{jk}|. \quad (4.29)$$

La figure 4.6 montre cette erreur mesurée après 250 itérations pour les deux approches. Pour la méthode monoénergétique, le durcissement présent à l'intérieur même des tranches produit une erreur plus importante aux faibles énergies. Ceci est causé par une variation plus considérable des courbes d'atténuation des matériaux à ces énergies. Le phénomène est aussi présent avec la méthode polyénergétique, mais de moindre amplitude puisque la décomposition utilise la totalité du spectre mesuré pour l'estimation des coefficients photoélectrique et Compton. D'un autre côté, les erreurs présentes aux plus faibles énergies se répercutent probablement aussi sur l'extrémité opposée du spectre, produisant une erreur légèrement supérieure à la méthode monoénergétique à ces plus hautes énergies. La méthode proposée génère une erreur moyenne similaire à l'approche monoénergétique, mesurée respectivement à 1.6% et 2.2% en moyenne pour toutes les énergies.

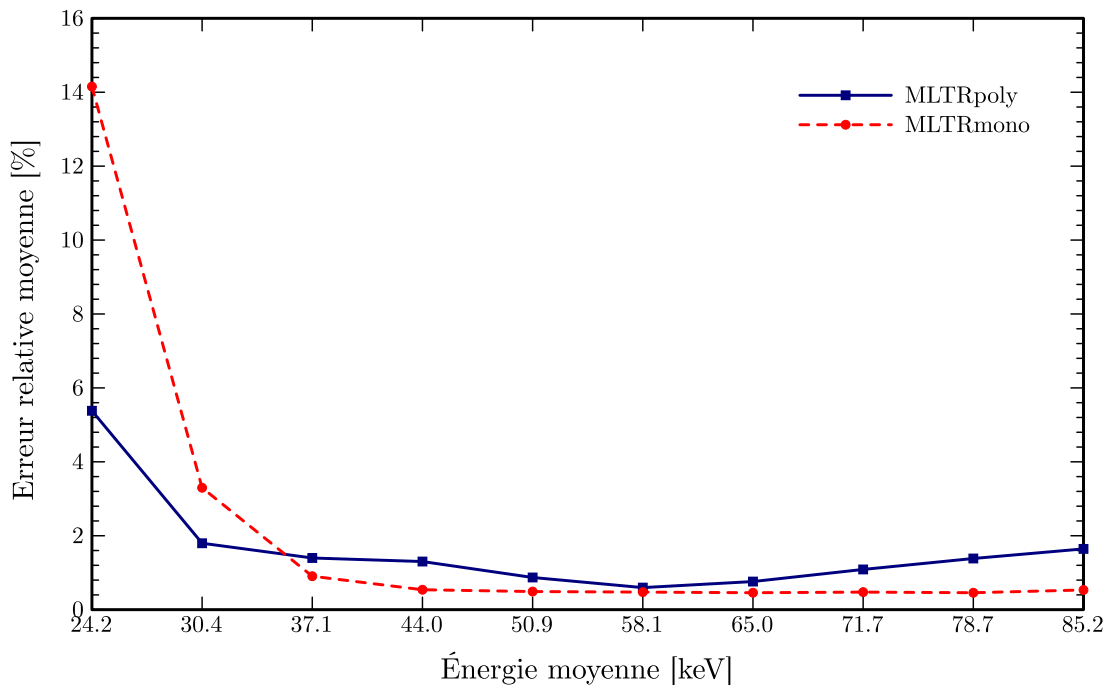


Figure 4.6 Erreur relative moyenne entre les images de référence et celles reconstruites pour les méthodes polyénergétique et monoénergétique, montrée pour chacune des tranches d'énergie.

4.3.3 Artefact d'affaissement

Il est aussi possible de quantifier l'amplitude de l'artefact d'affaissement présent dans les images reconstruites en comparant le signal dans deux régions d'intérêt, soit l'une en

périphérie de la mire (à une distance radiale de 64 mm, agissant comme référence), et une autre au centre (où l'affaissement est maximal). L'affaissement relatif est quantifié selon

$$\text{affaissement} = \frac{\mu_{\text{bord}} - \mu_{\text{centre}}}{\mu_{\text{bord}}}, \quad (4.30)$$

où les signaux correspondent à la moyenne des coefficients d'atténuation mesurés à l'intérieur des régions d'intérêt circulaires d'un diamètre de 8 mm. Le tableau 4.1 présente les résultats d'affaissement pour les différentes méthodes de formation d'image, ici sans ajout de bruit de comptage afin de ne pas biaiser les calculs. La figure 4.7 présente les mêmes résultats en version graphique, cette fois avec un bruit de comptage de 10^5 photons/détecteur/projection afin de représenter un cas plus réaliste. Sans grande surprise, les approches combinant l'information avant la reconstruction sont les plus affectées par le phénomène. Plus la pondération accorde de l'importance aux événements de faible énergie (où le durcissement est important), et plus l'amplitude de l'artefact est prononcé. Lorsque les tranches d'énergie sont reconstruites individuellement, l'affaissement est relativement faible en raison de la largeur limitée du spectre considéré. Dans ce cas, l'affaissement rapporté correspond à la moyenne des différents niveaux d'énergie. La pondération optimale dans le domaine image donne aussi de bons résultats, puisqu'elle combine des images contenant un faible affaissement. Il est intéressant de noter que l'algorithme spectral, par sa compréhension du processus d'atténuation polyénergétique, permet de minimiser l'amplitude de l'artefact, surpassant même les résultats obtenus à partir des tranches individuelles.

Tableau 4.1 Amplitude de l'artefact d'affaissement pour différentes approches.

Méthode	Affaissement [%]
Comptage simple	3.5
Intégration	2.5
Photoélectrique	7.3
Optimal domaine projections	6.6
Optimal domaine images	0.91
Moyenne(MLTR _{mono})	0.43
Moyenne(MLTR _{poly})	0.30

4.3.4 Rapport contraste à bruit

La méthode proposée prend tout son sens en présence d'une acquisition entachée d'un bruit de comptage statistique. La mire de Schmidt est donc de nouveau simulée, en ajoutant

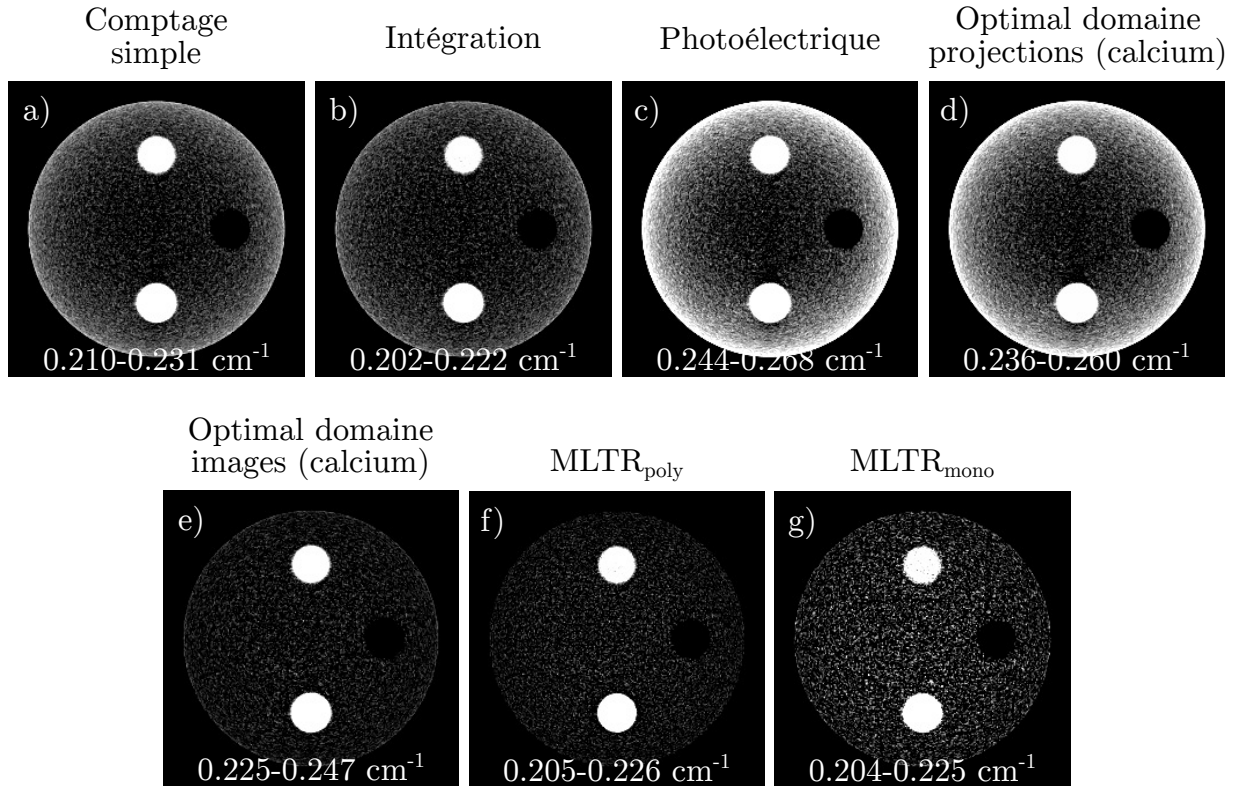


Figure 4.7 Reconstruction de la mire de Schmidt montrant l'artefact d'affaiblissement pour les différentes méthodes de formation d'image : (a–d) avec les manipulations dans le domaine des projections, e) dans le domaine image, f) avec l'algorithme proposé et présenté à une énergie de 50.9 keV et g) avec une reconstruction monoénergétique pour la bande d'énergie ayant pour moyenne 50.9 keV. Puisque les diverses approches produisent des coefficients d'atténuation différents, les fenêtres d'observation individuelles sont présentées avec pour minimum la moyenne mesurée au centre des images et pour maximum cette même moyenne à laquelle est ajouté 10%.

cependant divers niveaux de bruit. Pour obtenir une appréciation quantitative, une mesure de RCB est effectuée individuellement sur chacune des images reconstruites.

Pour les besoins de cette section, le RCB est calculé en prenant pour référence une région contenant des tissus mammaires. Le signal est mesuré en considérant les régions de calcification, de tissus adipeux et d'iode. Afin d'éviter que les mesures soient affectées par le durcissement, toutes les régions d'intérêt (circulaires, d'un diamètre de 10 mm) sont situées à distances radiales égales du centre de la mire. La figure 4.8 montre le RCB de la région de calcification pour un niveau de statistique de 10^5 photons/détecteur/projection, obtenu avec les algorithmes $MLTR_{mono}$ et $MLTR_{poly}$ et présenté pour chacune des tranches d'énergie du sinogramme. L'algorithme proposé fait effectivement une utilisation adéquate de la statistique présente dans l'intégralité du sinogramme en produisant un RCB moins

dépendant de la distribution spectrale de la source de rayonnement. En comparaison, les reconstructions monoénergétiques sont dominées par la statistique limitée causée par la segmentation de la statistique en différents niveaux d'énergie distincts. Il est intéressant de noter que la bande d'énergie avec pour moyenne 24.2 keV contient moins d'une dizaine de photons/détecteur/projection après atténuation pour les trajectoires traversant le centre de l'objet, rendant la reconstruction monoénergétique difficile même si cette région devrait en théorie permettre l'observation d'un maximum de contraste. Cette même bande obtenue par la méthode proposée produit une image de qualité avec un meilleur RCB. La figure C.3 permet une appréciation visuelle qualitative de ce phénomène.

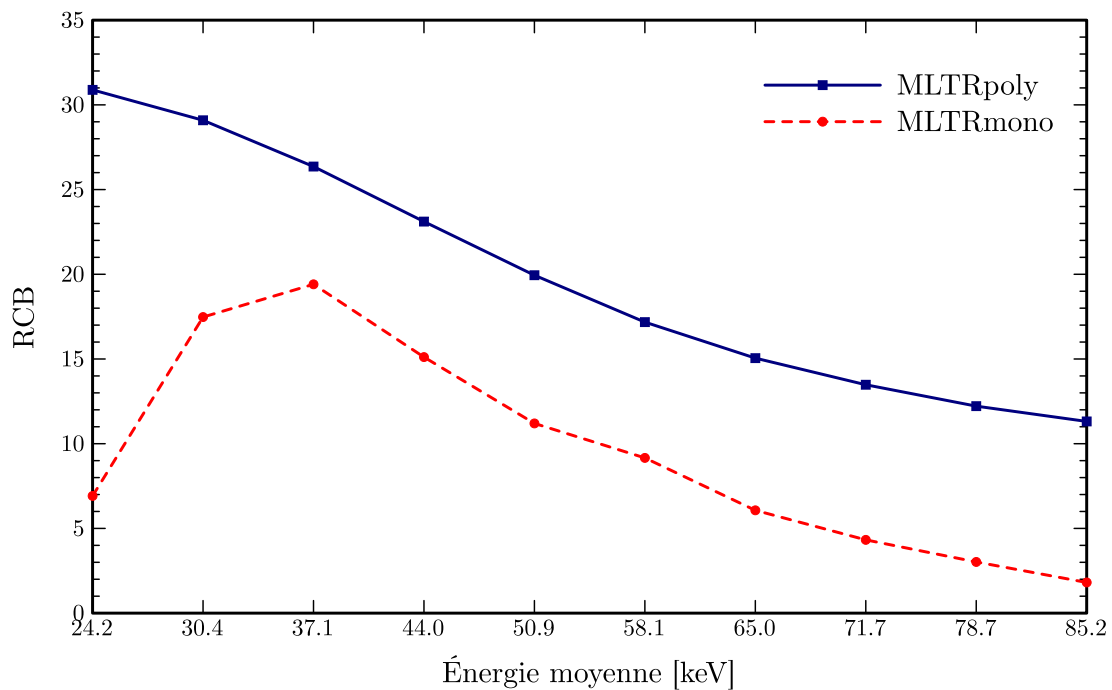


Figure 4.8 Rapport contraste à bruit mesuré entre la région de calcification et les tissus mammaires pour chacune des tranches d'énergie avec un bruit de comptage de 10^5 photons / détecteur / projection.

La décomposition en fonctions de base ne limite pas la génération des cartes d'atténuation au spectre utilisé pendant l'acquisition. La figure 4.9 montre le RCB mesuré sur la plage d'énergie s'étendant de 10 à 1000 keV pour les trois inclusions de la mire de Schmidt. Aux plus faibles énergies, le RCB tend vers la valeur mesurée uniquement dans l'image de la base photoélectrique. Le phénomène est inversé aux plus hautes énergies, où la base Compton est prédominante.

Afin de véritablement mettre en évidence les capacités du nouvel algorithme proposé, comparons maintenant les RCB obtenus par la méthode spectrale à ceux produits par les

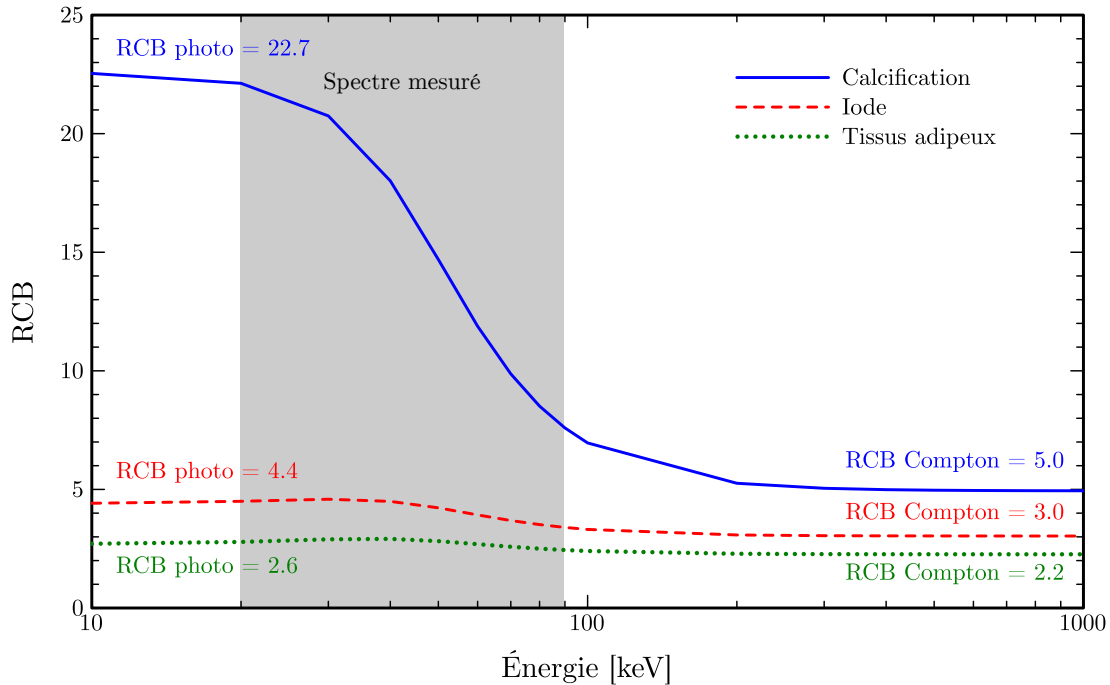


Figure 4.9 Rapport contraste à bruit mesuré pour chacune des tranches d'énergie pour la mire mammaire avec un bruit de comptage de 10^5 photons / détecteur / projection sur une plage d'énergie étendue dépassant le spectre d'acquisition.

approches traditionnelles. La figure 4.10 présente l'amélioration de RCB par rapport à la méthode de pondération en mode intégration. Cette métrique est ici utilisée puisqu'elle représente un étalon standard dans la littérature (voir les références dans le tableau 2.3). Encore ici, les résultats incluent les méthodes de pondération pré-reconstruction, post-reconstruction, ainsi que les deux variantes de l'algorithme MLTR. Pour ces dernières, le RCB est mesuré sur les diverses tranches d'énergie et le maximum trouvé est présenté. Le RCB spectral intrinsèque et celui en tons de gris sont aussi présentés. De manière générale, la méthode $\max(\text{MLTR}_{\text{mono}})$ produit le pire des résultats. Ce comportement est sans surprise puisque seulement une fraction de la statistique est utilisée dans ce cas. Théoriquement, cette approche devrait permettre une amélioration de RCB supérieure à 1 lorsque la statistique est très importante. Dans un tel cas, le bruit devient négligeable et le résultat de la bande énergétique possédant un maximum de contraste est rapporté. Ce phénomène est observé à la figure 4.10. La méthode $\max(\text{MLTR}_{\text{poly}})$ devrait se comporter de manière similaire, mais en offrant une amélioration supérieure dans tous les scénarios (puisque toute la statistique est utilisée lors de la reconstruction de fonctions de base). De manière décevante, elle ne surpasse la référence étalon uniquement que pour l'inclusion de CaCO_3 , et ne produit jamais un résultat optimal. Tel que rapporté dans la littérature, des améliorations intéressantes sont possibles par l'utilisation des méthodes de pondération

optimales. Les méthodes pondérant avant la reconstruction parviennent à de meilleurs résultats à faible statistique, alors que le contraire se produit pour la pondération dans le domaine image. Cette dernière produit un excellent résultat pour toute statistique, puisqu'elle considère le bruit dans sa pondération. Le résultat le plus intéressant provient du fait que le RCB spectral intrinsèque est supérieur à toutes les autres approches dans tous les scénarios. Pour un niveau de statistique adapté à la clinique (sur la plage située entre 10^5 et 10^6), la méthode spectrale en tons de gris procure un résultat égal ou supérieur aux autres propositions. Elle excelle spécialement pour l'inclusion de CaCO_3 , laissant présager que les reconstructions spectrales seraient intéressantes en mammographie.

Afin de déterminer la réduction d'exposition rendue possible par la méthode spectrale, la figure 4.11 montre le RCB tracé en fonction de la statistique pour les approches en mode intégration et spectrale en tons de gris. Sur l'ensemble de la plage de statistique, une réduction d'exposition d'un facteur de 8 à 10 est atteinte.

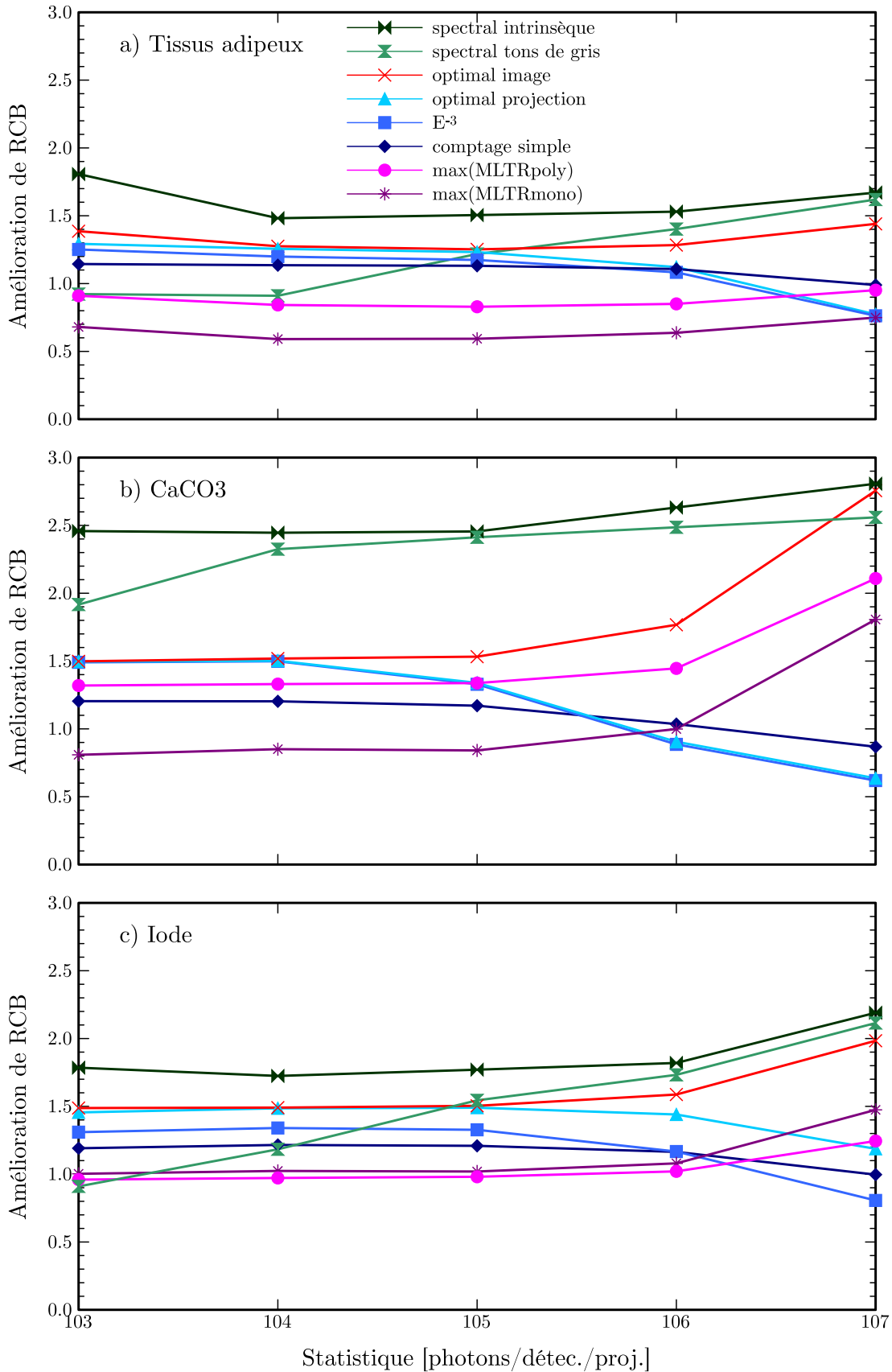


Figure 4.10 Amélioration du RCB en comparaison au mode intégration pour les inclusions de la mire de Schmidt en fonction du niveau de statistique : a) inclusion de tissus adipeux, b) de CaCO_3 (0.28 g/cm^3) et c) d'iode (2.5 mg/ml).

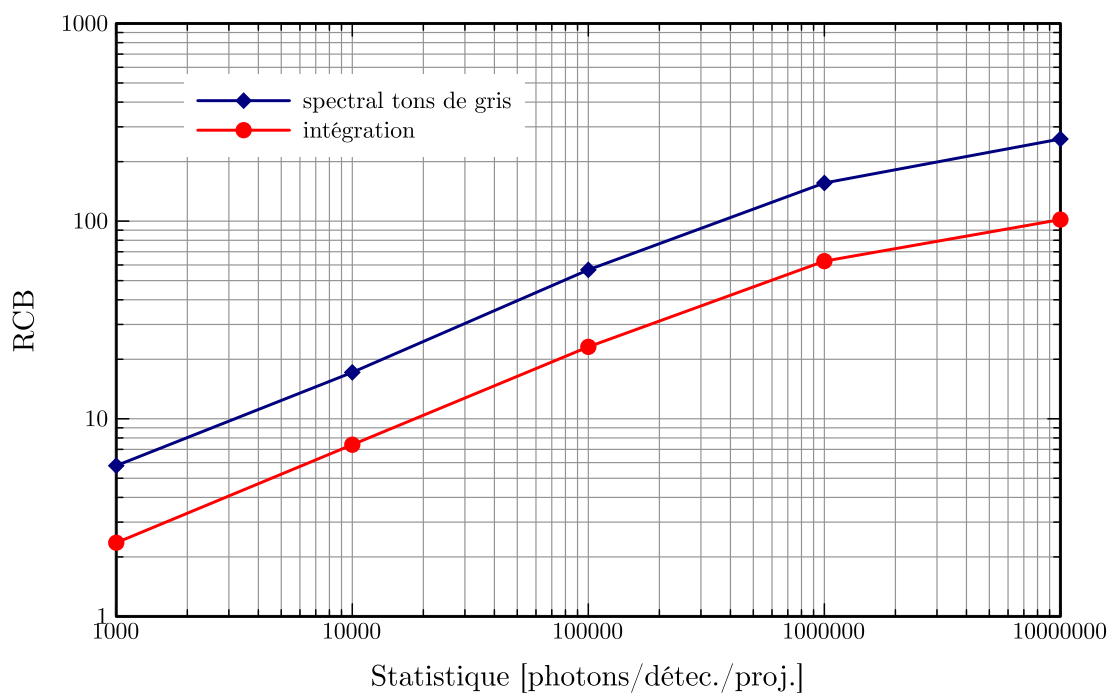


Figure 4.11 RCB de l'inclusion de CaCO_3 en fonction du niveau de statistique pour le mode intégration et pour la méthode spectrale avec une image en tons de gris. Cette dernière permet ici de prédire qu'il est possible d'obtenir un RCB équivalent pour une intensité de rayonnement réduite de l'ordre de 8.

4.4 Discussion

Il a été établi que la séparation en fonctions de base permet une identification chimique des constituants imagés d'après le positionnement de centres de masse dans un espace à deux dimensions. Par ailleurs, les algorithmes basés sur l'espérance-maximisation ont démontré des capacités supérieures lors de la reconstruction d'acquisition à faible niveau de statistique. Pour ces raisons, la méthode proposée dans ce chapitre combine ces caractéristiques dans un seul et même algorithme pouvant être utilisé pour la reconstruction d'images TDM spectrales. Il a été démontré qu'un RCB spectral intéressant est fourni par la décomposition proposée, et ce quel que soit le niveau de statistique. En conditions d'imagerie traditionnelle, où des images en tons de gris sont nécessaires au radiologue afin de poser un diagnostic, la méthode proposée permet aussi d'améliorer le RCB. Elle ne fonctionne cependant pas pour un très faible niveau de statistique, mais fournit des résultats attrayants pour une statistique moyenne. D'après certaines données retrouvées dans la littérature et adaptées au nombre de détecteurs utilisés pour les simulations de ce chapitre, un examen TDM effectué en mammographie ou un scan thoracique demande une statistique située entre 1.2 et 5.9×10^5 photons/détecteur/projection [Schmidt, 2009]. Ceci correspond à la plage de statistique pour laquelle la méthode proposée est supérieure aux approches traditionnelles. Il serait aussi certainement possible de trouver de meilleures méthodes de génération d'images en tons de gris capables de fournir un RCB plus près de la version spectrale intrinsèque. Sans se limiter aux images en tons de gris, auxquelles sont habitués les radiologistes, les équations 4.24 et 4.25 pourraient être utilisées afin de générer des images de couleurs composites. Les bases rouge, bleue et verte (*red, blue, green*, ou RGB) permettraient alors l'affichage de trois composants dans une même image. La figure C.4 présente un exemple d'une telle image.

La largeur des niveaux d'énergie ayant été conservée constante, les sinogrammes correspondant aux faibles énergies ne contiennent dans certains cas que très peu de comptes. La distribution spectrale de la source et l'atténuation importante à ces énergies contribuent tous deux à ce phénomène. Ces données problématiques sont probablement responsables des résultats inférieurs obtenus pour plusieurs méthodes lors d'un faible niveau de statistique. Il est donc possible que la méthode proposée fonctionne aussi pour un très faible niveau de statistique si utilisée en conjonction avec une répartition plus judicieuse des plages d'énergie. Il est courant de voir ces niveaux choisis afin de mieux échantillonner les plus faibles énergies [Schmidt, 2009; Shikhaliev, 2008b], où la pente des courbes d'atténuation est plus importante. Il serait aussi possible d'échantillonner afin de conserver un nombre de photons constants dans les différents niveaux. Cette dernière approche dété-

riorerait alors la qualité de la décomposition en fonctions de base, mais serait sans doute plus robuste au bruit.

La décomposition en fonctions de base photoélectrique/Compton permet aussi de générer les cartes d'atténuation standards (en coefficients d'atténuation linéaires) pour toute énergie demandée. Il serait ainsi possible de fournir aisément, par l'utilisation de l'équation 2.2, la carte d'atténuation à une énergie de 511 keV nécessaire à la correction d'atténuation de l'image TEP en imagerie bimodale TEP/TDM. Puisque l'algorithme modélise le processus d'atténuation polyénergétique, le phénomène de durcissement ne risque pas de venir entacher les images TEP, comme c'est le cas à l'heure actuelle [Bockisch *et al.*, 2004].

Du point de vue de la durée nécessaire à la reconstruction des images, les approches effectuant une pondération des événements au niveau du sinogramme sont les gagnantes puisqu'elles ne demandent qu'une seule reconstruction (posons d'une durée D). À l'opposé, les approches basées sur la reconstruction individuelle de chacun des K niveaux d'énergie sont plus lourdes, et exigent ainsi une reconstruction complète par niveau d'énergie ($t = K \times D$). La méthode proposée se rapproche de ce deuxième groupe, avec une dépendance linéaire face au nombre de niveaux d'énergie présents dans le sinogramme. Puisque deux fonctions de base sont reconstruites, la durée attendue pour l'algorithme MLTR_{poly} devrait naïvement être de $t = 2KD$. Cependant, l'étape de projection avant étant partagée par les deux bases, et puisque l'accès au contenu de la matrice système n'est pas nécessaire pour chacun des niveaux d'énergie (Équations 4.17 et 4.18), cette durée est en réalité bien moindre. Lors de la génération des résultats de cette section, la durée expérimentale observée est plutôt de $t = 1.03 \times KD$.

Puisque la reconstruction spectrale proposée demande une quantité de travail considérable, il devient important de pouvoir l'accélérer. L'approche classique consistant à utiliser la méthode des sous-ensembles ordonnés a donc été utilisée. Il a été validé que la convergence de l'algorithme lors de l'utilisation des sous-groupes respecte bien les attentes, soit de fournir un résultat final très similaire en une fraction du nombre d'itérations. Il est possible que la parallélisation de certaines parties de l'algorithme puisse diminuer encore la durée de calcul nécessaire (les boucles effectuées sur les différents niveaux d'énergie seraient de bonnes candidates). Ceci n'a pas été implémenté dans le cadre de ces travaux afin de conserver l'attention sur les considérations polyénergétiques (et éviter une optimisation prématurée, source de tous les maux [Knuth, 1974]).

Toutes les reconstructions présentées au cours de ce chapitre ont été effectuées à un nombre d'itérations arbitraire fixe. Il est possible que les RCB maximaux atteignables pour les

différentes approches soient dépendantes du nombre d'itérations utilisé. Il serait intéressant de valider, lors de travaux futurs, si l'algorithme proposé peut apporter un gain de RCB encore supérieur par l'utilisation d'un critère d'arrêt maximisant le RCB.

Dans sa condition actuelle, l'algorithme $MLTR_{poly}$ est bien adapté aux tissus biologiques possiblement retrouvés chez un sujet humain ou animal. Cependant, l'inclusion d'agents de contraste possédant un seuil K à l'intérieur du spectre diagnostique résulterait en une quantification erronée de ces constituants. Pour l'iode, l'agent de contraste TDM par excellence, il est possible que ceci ne représente pas un véritable problème si le seuil de bruit est supérieur à l'énergie de la discontinuité (ici $E_K=33.2$ keV). Pour les agents de contraste plus susceptibles de se retrouver à l'intérieur du spectre mesuré (tels que le gadolinium avec $E_K=50.2$ keV ou l'or avec $E_K=80.7$ keV), il serait facilement possible d'ajouter une troisième base à l'équation 4.11. L'inconvénient serait alors une durée de reconstruction légèrement accrue et une convergence possiblement ralentie en raison de la complexité additionnelle. Le fait de ne pas modéliser le seuil K ne semble cependant pas créer un biais quantitatif important au niveau des coefficients d'atténuation reconstruits lors de simulations (voir la figure C.2 et le texte associé en annexe).

La validation de ce nouvel algorithme a cependant été faite sous l'hypothèse d'une résolution en énergie parfaite et d'un nombre suffisant de fenêtres d'énergie. Par conséquent, le chapitre 6 propose une analyse de l'influence de ces caractéristiques sur les performances en imagerie des détecteurs opérant en AAI. Les autres imperfections associées aux détecteurs avec capacité spectrale (Section 2.4.3) affecteraient vraisemblablement les performances obtenues à l'aide d'un appareil expérimental. Les améliorations de RCB observées en simulation devront bien évidemment être validées expérimentalement lorsque la technologie des détecteurs atteindra un stade de maturité suffisant.

4.5 Conclusion

Un algorithme de reconstruction statistique a été proposé, basé sur une décomposition spectrale en fonctions de base photoélectrique et Compton. Sa convergence avec et sans l'utilisation de sous-ensembles ordonnés a été démontrée. La méthode accepte en entrée une mesure TDM acquise en AAI avec un nombre arbitraire de fenêtres d'énergie. Elle retourne invariablement deux images, représentant respectivement les contributions photoélectrique et Compton au coefficient d'atténuation linéaire des matériaux imagés. Par l'utilisation d'un modèle polyénergétique adéquat, l'amplitude des artefacts normalement liés au durcissement du faisceau est inférieure à celle générée par les méthodes suggérées

dans la littérature jusqu'à ce jour. Avec une statistique raisonnable, il est aussi possible de surpasser ces approches au niveau du RCB dans les images en tons de gris. L'évaluation d'une nouvelle forme de RCB, mesurée dans un espace bidimensionnel, laisse envisager une possible réduction de dose face aux approches de mesure traditionnelles. Il reste encore à déterminer des manières originales de tirer pleinement parti de ce RCB spectral, par exemple afin d'améliorer la différenciation des matériaux par cette approche similaire à la spectroscopie. De nouvelles applications utilisant les décompositions spectrales verront probablement le jour dans un avenir proche, pour preuve le chapitre 7 propose justement l'une d'elle. Les reconstructions TDM polyénergétiques demandent cependant une quantité de calcul plus importante, et c'est pourquoi le chapitre suivant couvrira une approche permettant de pallier cet inconvénient.

CHAPITRE 5

Reconstruction TDM polaire

Il a été démontré au chapitre précédent que les algorithmes nécessaires au traitement des données polyénergétiques peuvent demander une quantité de calcul accrue. Le présent chapitre propose donc une méthode permettant de faciliter et d'accélérer les reconstructions TDM par l'utilisation d'un système de coordonnées polaires. Puisque les caractéristiques permettant de bénéficier de ces améliorations sont complètement indépendantes de la nature spectrale de la mesure TDM, cette notion sera momentanément écartée de la méthode liée à ce chapitre. Ceci permettra de bien mettre l'emphase sur les considérations polaires, sans tirer de conclusions qui auraient pu autrement être attribuables au durcissement de faisceau. Les avantages présentés sont cependant pleinement compatibles avec les méthodes de reconstructions dédiées aux mesures polyénergétiques, ce qui pourrait permettre de faciliter une transition possible du côté clinique. L'approche a été publiée en détails dans [Thibaudeau *et al.*, 2013], mais les durées de traçage de rayons ici présentées ont été améliorées en raison d'une implantation maintenant plus efficace des algorithmes.

5.1 Introduction

Avec l'intensification de la fréquence des examens TDM cliniques, la dose administrée est récemment devenue une inquiétude importante [de Gonzalez *et al.*, 2009; Smith-Bindman *et al.*, 2009a]. L'exposition au rayonnement devient aussi un souci durant les investigations précliniques pour lesquelles les examens TDM font partie intégrante d'études avec suivi longitudinal chez le petit animal [Boone *et al.*, 2004; Carlson *et al.*, 2007; Taschereau *et al.*, 2006]. Une approche indirecte pour minimiser l'influence de ce problème consiste à utiliser des méthodes de reconstruction d'images plus appropriées. Il a déjà été démontré que les méthodes itératives produisent un résultat supérieur à celles basées sur l'algorithme FBP (considéré comme étalon) [Zbijewski et Beekman, 2004; Ziegler *et al.*, 2007], particulièrement lors de scans à statistique réduite. Elles n'ont cependant pas encore été pleinement acceptées en clinique [Pan *et al.*, 2009; Xu *et al.*, 2009], puisque jusqu'à maintenant les doses administrées aux patients étaient assez importantes, permettant de produire des images FBP de qualité acceptable. La durée importante des reconstructions itératives ainsi que les ressources logicielles considérables nécessaires à leur utilisation ont aussi contribué à retarder une utilisation à grande échelle. Étant donné les récentes moti-

vations pour un dosage réduit, des implémentations commerciales d’algorithmes itératifs [Miéville *et al.*, 2013] font cependant leur entrée en clinique [Brady *et al.*, 2012; Flicek *et al.*, 2010; Hara *et al.*, 2009; Silva *et al.*, 2010].

Dans le but d’accélérer la reconstruction itérative, il est possible de pré-calculer la matrice système pour ensuite l’emmagasiner sur disque. Avant chaque reconstruction, cette matrice est mise en mémoire et prête à l’emploi. De cette manière, l’étape de traçage de rayons nécessaire pendant les projections avant et arrière se résume à un simple accès mémoire. Cette méthode devient cependant inutilisable lorsqu’une reconstruction pleinement 3D et à haute résolution est demandée. Dans ce cas, la mémoire vive nécessaire à la manipulation de la matrice devient gigantesque et celle-ci ne peut plus être gérée par un ordinateur standard. Afin de répondre à cette problématique, une méthode permettant le calcul de matrices systèmes 3D utilisant une représentation polaire est ici proposée, permettant la manipulation de CDV à haute résolution avec une exigence réduite en mémoire vive. L’utilisation de coordonnées polaires a déjà été étudiée en reconstruction TEP [Ansorge *et al.*, 2008; Cabello *et al.*, 2010; Cho *et al.*, 1994; Kaufman, 1987; Leroux *et al.*, 2007; Mora et Rafecas, 2006; Ra *et al.*, 1982] et TEM [Hebert *et al.*, 1988; Israel-Jost *et al.*, 2006; Sauve *et al.*, 1999], mais a reçu moins d’attention en TDM en raison de la nécessité moindre pour une reconstruction itérative. Une proposition a tout de même été faite en 2D avec l’utilisation d’un algorithme algébrique [Jian *et al.*, 2007], mais a produit des images entachées d’une dégradation importante de résolution spatiale.

Le formalisme entourant la génération d’une matrice système polaire pleinement 3D sera ainsi introduit dans un contexte de reconstruction itérative. Une solution au problème de dégradation de résolution sera présentée, et sera accompagnée d’un algorithme de reconstruction adapté permettant une accélération des performances. Il sera démontré que la méthode fait une utilisation judicieuse de la mémoire cache et est pleinement compatible avec la technique d’accélération utilisant les sous-ensembles ordonnés.

5.2 Matériel et méthodes

5.2.1 Traçage de rayons en coordonnées polaires

Quelques prérequis doivent être respectés lors de la génération d’une matrice système compatible avec la méthode polaire. Dans un premier temps, le centre de rotation de l’ensemble source/détecteur doit correspondre avec l’origine du système d’axe du CDV de reconstruction (Figure 5.1). Cette exigence est généralement peu contraignante, puisque la

plupart des scanners cliniques et précliniques y adhèrent. Uniquement quelques exceptions seraient incompatibles. Par exemple, un système comme le C-arm [Fahrig et Holdsworth, 2000], pour lequel la trajectoire de rotation est non uniforme, serait difficilement adaptable. La source et le détecteur peuvent cependant orbiter sur des trajectoires de différents rayons, permettant d’accommoder toutes les configurations de grandissement. La géométrie du détecteur (équilinéaire, équiangulaire, parallèle, etc.) est aussi flexible, pour autant quelle soit statique relativement à la source. La contrainte la plus importante provient du fait que le nombre de discrétisations azimutales doit correspondre à un multiple entier du nombre de projections. Ceci permet de réduire le calcul des indices azimutaux à une simple incrémentation, une idée ayant déjà porté fruit en tomographie par émission [Chen *et al.*, 1996; Cho *et al.*, 1990; Egger *et al.*, 1998; He *et al.*, 1993]. Le respect de ces prérequis est non seulement essentiel, mais permet aussi de diminuer la durée de calcul lors de reconstructions en coordonnées cylindriques et sphériques.

Traçage cylindrique

Traditionnellement, le traçage de rayons est réalisé à l’aide d’une grille cartésienne. La représentation d’un pixel dans l’image reconstruite est donc un simple carré, ou encore un cube pour les voxels des images tridimensionnelles. En raison de la simplicité de ces géométries, des algorithmes de traçage très performants ont été proposés afin de représenter la trajectoire des photons dans un espace 3D [Jacobs *et al.*, 1998; Siddon, 1985]. Quoique moins rapide sur une base “par rayon”, les méthodes de traçage en coordonnées polaires proposées dans ce chapitre sont basées sur ces précédents travaux. Il sera démontré à la section 5.3 que la méthode permet tout de même une réduction importante de la durée des calculs. L’algorithme de traçage cylindrique divise les trois dimensions

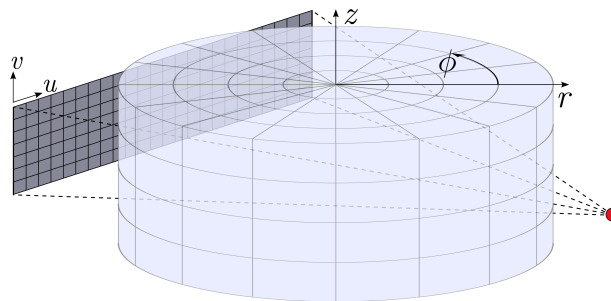


Figure 5.1 Schéma de la représentation cylindrique, montrant les axes radial (r), azimutal (ϕ) et axial (z). Le plan transaxial est formé des dimensions r et ϕ . Les axes u et v du détecteur sont aussi présentés.

spatiales en problèmes indépendants, diminuant ainsi la complexité¹ en s'affranchissant de fonctions imbriquées. Les lignes directrices sont présentées de manière conceptuelle à la figure 5.2. Tout comme en traçage cartésien, l'objectif est de déterminer la grandeur exacte de l'intersection entre un rayon et les frontières de chacun des voxels traversés.

L'équation d'une droite émanant de la source et atteignant un détecteur donné est tout d'abord calculée. Les trois dimensions spatiales (radiale, azimutale et axiale) sont ensuite traitées de manière séparée, l'ordre étant sans importance. Pour la dimension radiale, l'équation d'un cylindre centré sur l'origine du CDV est calculée, et les deux points d'intersection entre ce cylindre et la droite sont enregistrés (Figure 5.2a). L'opération est répétée pour chacun des cylindres concentriques représentant la totalité des indices radiaux. Lorsque la composante azimutale est considérée, les équations de divers plans équiangulaires et perpendiculaires au plan transaxial sont calculées, et encore ici les points d'intersection avec la droite sont enregistrés (Figure 5.2b). De façon similaire, la dimension axiale est traitée en s'attardant aux équations des plans équidistants et parallèles au plan transaxial, toujours en enregistrant les coordonnées d'intersection (Figure 5.2c). Afin d'obtenir les distances d'intersection avec les voxels du CDV, les différents points enregistrés sont ordonnés en fonction de la distance les séparant de la source. Une fois ordonnés, la distance entre deux points consécutifs correspond à la grandeur exacte de l'intersection entre la droite et les différents voxels traversés dans un volume cylindrique (Figure 5.2d). Pour modéliser la dimension finie des détecteurs (et aussi pour diminuer le repliement spectral dans les images reconstruites), il est possible de tracer plusieurs rayons pour une même paire source/détecteur [Thibaudeau *et al.*, 2012a].

L'avantage remarquable associé à l'utilisation de coordonnées polaires provient du fait que seule la première projection se doit d'être calculée. En raison de la symétrie présente lorsque les prérequis précédemment définis sont rencontrés, les grandeurs d'intersection entre les rayons et les voxels (c.-à-d. les poids de la matrice système) sont exactement les mêmes pour toutes les projections subséquentes (Figure 5.3). Ceci permet non seulement de réduire la taille mémoire de la matrice système d'un facteur équivalent au nombre de symétries du système (équivalent ici au nombre de projections), mais aussi d'améliorer la rapidité de reconstruction. Cette dernière affirmation sera démontrée à la section 5.2.2.

Traçage sphérique

Le traçage en coordonnées sphériques (Figure 5.4) est très similaire à sa contrepartie cylindrique. La composante radiale (ρ) utilise maintenant des sphères de rayons décroissants

¹L'idée, originalement proposée par Siddon [Siddon, 1985], est de faire passer le problème d'une complexité de N^3 à N .

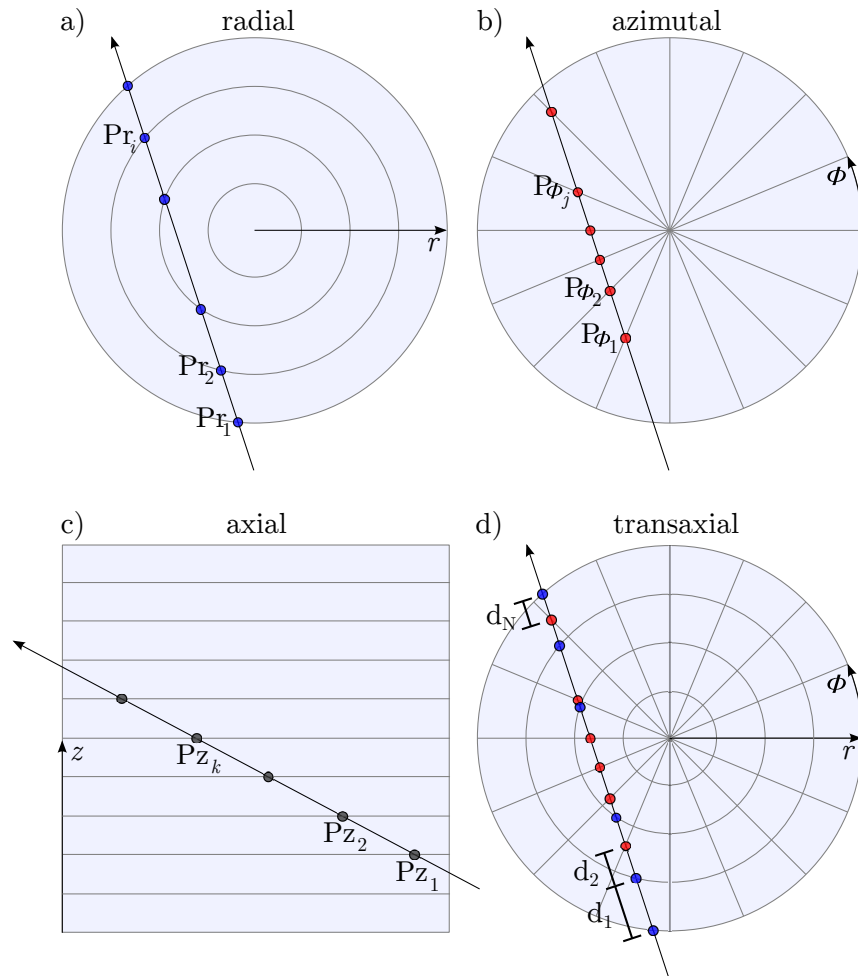


Figure 5.2 Le traçage de rayons en coordonnées cylindriques est réalisé en trois opérations non imbriquées. En premier lieu, l'équation de la droite joignant la source au détecteur est calculée. a) Les points d'intersection entre cette droite et les différents cylindres définissant la composante radiale du champ de vue (CDV) sont premièrement enregistrés (voir les points Pr_i). b) Pour la composante azimutale, l'opération est répétée pour les points $P\phi_j$ en considérant plutôt les plans équiangulaires croisant le centre du CDV. c) De manière similaire, la composante axiale est abordée par le traitement des plans équidistants parallèles à la dimension transaxiale, permettant l'obtention des coordonnées Pz_k . d) Afin d'obtenir les grandeurs d'intersection, les points Pr_i , $P\phi_j$ et Pz_k sont finalement ordonnés en fonction de la distance les séparant de la source. La distance entre deux points consécutifs correspond alors à la grandeur exacte de l'intersection entre la droite et les différents voxels cylindriques du CDV (représenté en deux dimensions par souci de simplicité).

au lieu de cylindres. La dimension axiale est remplacée par la zénithale (θ), pour laquelle des cônes d'ouverture croissante sont maintenant considérés. Finalement, la signification de la composante azimutale (ϕ) correspond exactement à celle de la version cylindrique,

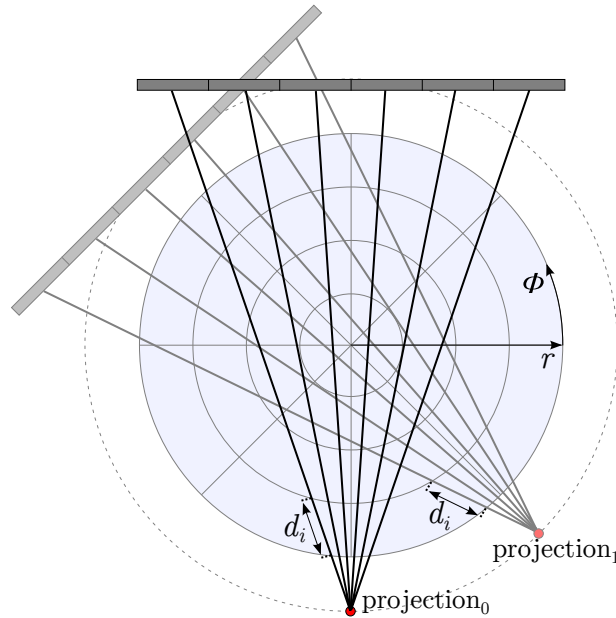


Figure 5.3 Exemple de traçage de rayons utilisant 4 divisions radiales (r) et 8 azimutales (ϕ), montrant deux projections consécutives. Les grandeurs d'intersections d_i calculées pour la première projection sont mathématiquement identiques pour les projections subséquentes. Le concept de symétrie prend donc naissance dans le fait que seuls les calculs relatifs à cette première projection sont nécessaires, les autres devenant redondants.

permettant une utilisation du concept de symétrie identique dans les deux représentations. Encore ici, les trois composantes sont traitées indépendamment puis fusionnées pour obtenir les différentes grandeurs d'intersection.

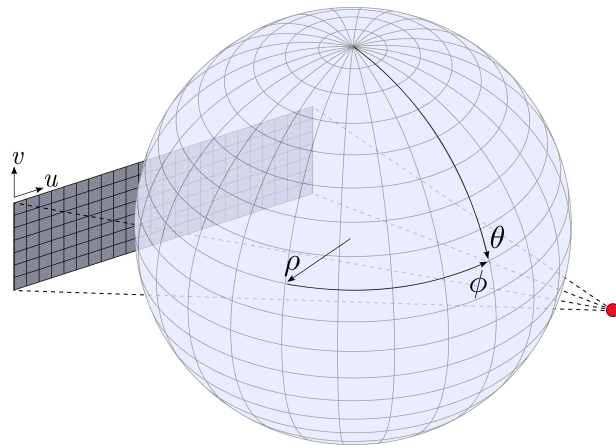


Figure 5.4 Schéma de la représentation sphérique, montrant les axes radial (ρ), azimutal (ϕ) et zénithal (θ). La signification de la dimension azimutale est identique pour les représentations sphérique et cylindrique.

5.2.2 Algorithme de reconstruction polaire

La nature polaire de la matrice système suggère une approche appropriée concernant la manipulation de son contenu. En effet, il est possible d'implanter un algorithme dédié tirant pleinement avantage de cette forme particulière.

Implémentation

L'implémentation proposée est basée sur la version convexe de l'algorithme d'estimation du maximum de vraisemblance pour les données acquises en transmission suggéré par Lange [Lange et Fessler, 1995], mais pourrait facilement être adaptée à une multitude d'autres approches. L'algorithme convexe original est donné par

$$\mu_j^{n+1} = \mu_j^n + \mu_j^n \frac{\sum_i l_{ij} [d_i e^{-\langle l_i, \mu^n \rangle} - Y_i]}{\sum_i l_{ij} \langle l_i, \mu^n \rangle d_i e^{-\langle l_i, \mu^n \rangle}} \quad (5.1)$$

$$= \mu_j^n + \mu_j^n \frac{\sum_i l_{ij} [\hat{Y}_i^n - Y_i]}{\sum_i l_{ij} \langle l_i, \mu^n \rangle \hat{Y}_i^n}, \quad (5.2)$$

où μ_j^n représente le voxel d'indice j de l'image à l'itération n , l_{ij} contient les poids de la matrice le long du rayon i , Y_i et d_i correspondent respectivement aux données mesurées avec et sans objet le long du rayon i et $\langle l_i, \mu^n \rangle$ représente le produit scalaire $\sum_j l_{ij} \mu_j^n$ (aussi dénommé intégrale de ligne). La quantité \hat{Y}_i^n représente l'estimé courant du nombre de photons détectés le long du rayon d'indice i à l'itération n . Dans cette représentation, cet indice i se veut une combinaison des indices des pixels de détection selon les axes u et v , mais combinant aussi l'indice de projection (associé à la position angulaire de l'ensemble source/détecteur). L'indice j combine les dimensions x , y , et z du CDV, du moins en coordonnées cartésiennes. Lorsqu'utilisé en conjonction avec la méthode d'accélération par sous-ensembles ordonnés, cet algorithme sera dénommé *ordered-subsets convex* (OSC).

Avant d'introduire les détails de l'algorithme de reconstruction polaire dédié, prenons le temps de réécrire l'équation 5.2 sous la forme

$$\mu_j^{n+1} = \mu_j^n + \mu_j^n \frac{A_j^n}{B_j^n}, \quad (5.3)$$

et posons que

$$\alpha_i^n = \langle l_i, \mu^n \rangle = \sum_j l_{ij} \mu_j^n. \quad (5.4)$$

Puisque la matrice système polaire contient uniquement la première projection, introduisons aussi l'indice modifié \hat{i} , qui, contrairement à l'indice i original, n'a plus de dépen-

dance selon l'angle de projection. Les lignes maîtresses de l'implantation polaire proposée se trouvent dans l'algorithme 5.1. Il est présenté en 2D seulement par soucis de simplicité, sa transformation en 3D étant triviale. En coordonnées cylindriques, les indices z et r peuvent être combinés, ne demandant ainsi aucune modification à l'algorithme. Puisque la définition de la dimension azimutale est identique en coordonnées sphériques, l'algorithme reste aussi inchangé dans ce scénario, pour lequel les indices r et z peuvent être librement interchangés par ρ et θ . L'unique différence entre les reconstructions cylindrique et sphérique se manifeste pendant l'étape de conversion de l'image à partir des coordonnées polaires vers cartésiennes.

Algorithme 5.1 Représentation en pseudo-code de l'algorithme de reconstruction polaire, exprimé en 2D par souci de simplicité.

```

1:  $N_P =$  nombre de projections
2: pour chaque itération faire
3:   pour chaque rayon  $\hat{i}$  dans la zéroième projection faire
4:     étape 1 : calcul de la projection avant :
5:     étape 1.1 : allocation des tableaux  $\alpha\{N_P\}$  et  $\hat{Y}\{N_P\}$ 
6:     étape 1.2 : calcul des intégrales de ligne :
7:     pour chaque voxel d'indice  $j$  du rayon courant faire
8:       mémoriser  $w = l_{\hat{i},j}$ , déterminer  $r$  et  $\phi$  à partir de  $j$ 
9:       pour  $p = 0$  à  $N_P - 1$  faire
10:         $\alpha_p \leftarrow \alpha_p + w\mu_{r,\phi+p}$ 
11:       fin pour
12:     fin pour
13:     étape 1.3 : calcul de l'estimé de la mesure :
14:     pour  $p = 0$  à  $N_P - 1$  faire
15:        $\hat{Y}_p \leftarrow d_{\hat{i}}e^{-\alpha_p}$ 
16:     fin pour
17:     étape 2 : calcul de la rétroprojection :
18:     pour chaque voxel d'indice  $j$  du rayon courant faire
19:       mémoriser  $w = l_{\hat{i},j}$ , déterminer  $r$  et  $\phi$  à partir de  $j$ 
20:       pour  $p = 0$  à  $N_P - 1$  faire
21:         $A_{r,\phi+p} \leftarrow A_{r,\phi+p} + w[\hat{Y}_p - Y_{\hat{i},p}]$ 
22:         $B_{r,\phi+p} \leftarrow B_{r,\phi+p} + w\alpha_p\hat{Y}_p$ 
23:       fin pour
24:     fin pour
25:   fin pour
26:   étape 3 : mise à jour de l'image
27:   pour toutes les combinaisons de  $r$  et  $\phi$  dans l'image faire
28:      $\mu_{r,\phi} \leftarrow \mu_{r,\phi} + \mu_{r,\phi} \frac{A_{r,\phi}}{B_{r,\phi}}$ 
29:   fin pour
30: fin pour

```

Pendant les étapes de projection avant et de rétroprojection, la matrice est accédée sur une base de rayon par rayon. La différence fondamentale avec les algorithmes opérant en coordonnées cartésiennes provient du fait que, pour chacun des indices de voxel contenus dans la définition d'un rayon, tous les angles de projection sont considérés séquentiellement. Cet accès séquentiel permet de tirer avantage du fait que les processeurs modernes font un bon usage de la mémoire cache, tel que présenté dans la section suivante.

5.2.3 Utilisation efficace de la mémoire cache

En coordonnées cartésiennes, une reconstruction utilisant une approche par rayon accède aux voxels du CDV de manière désordonnée du point de vue de la gestion de la mémoire vive (Figure 5.5a). En raison de la symétrie présente lors de l'utilisation des coordonnées polaires, cet accès mémoire devient contigu en présence d'une définition judicieuse de la géométrie des tableaux. Il n'est donc pas nécessaire d'apporter d'importantes modifications à l'algorithme pour le rendre efficace du point de vue de la gestion de la cache, puisque celui-ci est implicitement adapté à cette réalité².

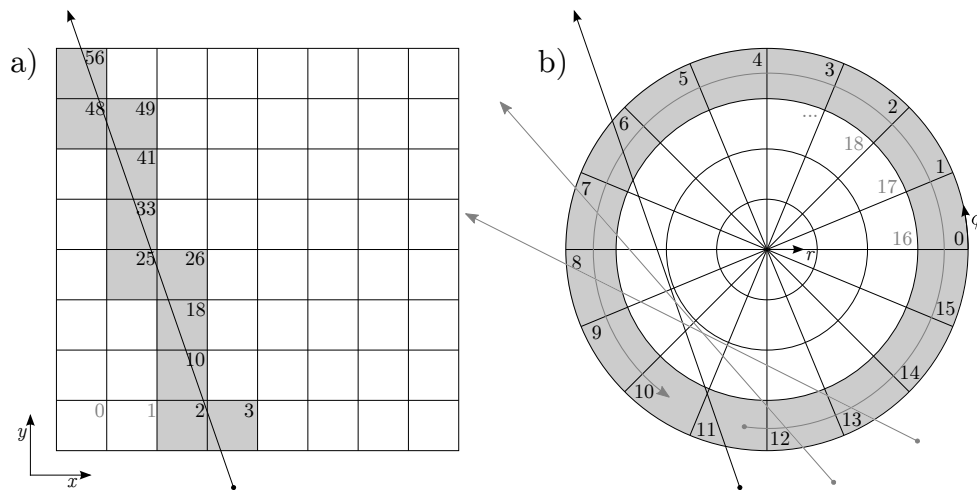


Figure 5.5 a) L'accès aux voxels présents le long d'un rayon est non contigu en coordonnées cartésiennes. b) En coordonnées polaires, les voxels sont toujours non contigus le long d'un rayon, mais la symétrie permet de traiter de façon séquentielle tous les rayons associés au même pixel de détection (le même détecteur pour chacune des projections).

Pour tirer pleinement parti de la localité de la mémoire cache, il est nécessaire de s'assurer que les voxels de la matrice image soient contigus selon la dimension azimutale (Figure 5.5b), et que les éléments du sinogramme soient contigus selon leur index de

²L'algorithme est donc considéré comme *cache-oblivious*, à distinguer de *cache-aware*.

projection. Ceci est mis en évidence dans les boucles onéreuses aux lignes 9 et 20 de l'algorithme 5.1. Si la matrice système est creuse et stockée par rayon (ce qui est le cas dans toutes les implantations associées à cet ouvrage), elle offre une bonne localité autant en coordonnées cartésienne que polaire. Sa forme polaire devient cependant bloc-circulante, puisqu'alors les éléments de la première projection sont suffisants pour définir l'ensemble de la matrice. Les éléments correspondants aux projections subséquentes peuvent ainsi être obtenus par une simple permutation cyclique. Dans l'implantation proposée, cette forme permet aussi une meilleure temporalité puisque les éléments de la matrice système sont accédés à une seule reprise pendant les étapes de projection et de rétroprojection.

Il est possible de remarquer que les bénéfices reliés à la cache devraient être anéantis lorsque l'ensemble source/détecteur pivote en direction horaire, puisque l'accès aux projections subséquentes correspondrait à un incrément négatifs de la coordonnée azimutale. Il est toutefois facilement possible de conserver tous les avantages simplement en réordonnant le sinogramme avant de débiter la reconstruction. Ainsi, si P projections étaient originalement indexées selon $\{0, 1, \dots, P - 1\}$, elles devraient être réordonnées selon $\{0, P - 1, \dots, 1\}$.

Conversion polaire à cartésien

Une fois la reconstruction terminée, l'image doit être convertie en coordonnées cartésiennes pour fins d'affichage. L'importance de cette étape ne doit pas être négligée, puisque la qualité de l'image finale en dépend. Deux types de méthodes sont généralement utilisés pour effectuer une conversion du domaine polaire vers cartésien; les méthodes *directes* et *inverses*. La méthode directe parcourt les coordonnées natives (polaires), en effectuant une conversion de polaire vers cartésien pour chacun des pixels. De son côté, la méthode inverse réalise l'opposé, c'est-à-dire qu'elle échantillonne le domaine cible (cartésien), et exécute une conversion de cartésien vers polaire pour établir la correspondance avec l'image d'origine. Pour réduire les effets de repliement spectral (*aliasing*), les images polaires sont généralement sur-échantillonnées durant l'opération de conversion. Ceci s'accompagne cependant d'une durée et d'une nécessité en mémoire vive accrues. Une méthode bien plus efficace consiste à pré-calculer une table de correspondance (*look-up table* ou *LUT*), contenant la relation entre les indices cartésiens et polaires [Hebert *et al.*, 1988]. Pour une géométrie donnée, cette LUT peut être calculée une seule fois et enregistrée sur disque pour réutilisation lors de futures conversions.

Dans l'implantation proposée (de type inverse), une liste pondérée contenant les indices des voxels polaires chevauchant chacun des voxels cartésiens est calculée. Pour la géométrie

cylindrique, les poids sont obtenus en déterminant tout d’abord les coordonnées d’intersection d’une grille cartésienne 2D sur-échantillonnée par un facteur $M \times M$ (Figure 5.6). Pour chacun des points de cette grille, une simple conversion de cartésien vers polaire est effectuée, et le poids correspondant au voxel polaire trouvé est incrémenté. Les poids sont finalement normalisés par le facteur $M \times M$ pour assurer une conversion quantitative. La méthode utilisée correspond donc à un calcul d’aire discret, pour lequel un compromis entre l’exactitude du résultat et la rapidité est possible simplement par la modification du paramètre M . Puisque la même LUT peut être utilisée pour chacune des tranches axiales, la conversion peut être parallélisée pour plus de rapidité. Par exemple, la conversion d’un CDV cylindrique de géométrie $256 \times 1024 \times 512$ avec un sur-échantillonnage de 5×5 ne demande que quelques secondes à l’aide d’un processeur récent.

En coordonnées sphériques, il n’est plus possible de réutiliser la même LUT 2D pour toutes les tranches axiales. Ceci demande donc un sur-échantillonnage cartésien devant être effectué dans les trois dimensions, soit par une super grille de $M \times M \times M$. L’approche devient ainsi très lente, nécessite une quantité importante de mémoire vive, et produit une LUT de taille considérable. Pour la conversion d’un CDV sphérique de $256 \times 1024 \times 512$, la méthode devient impraticable, et une approche par conversion directe utilisant les plus proches voisins a plutôt été utilisée.

5.2.4 Accélération par sous-ensembles ordonnés

L’utilisation de la méthode d’accélération par sous-ensembles ordonnés [Hudson et Larkin, 1994] dans un contexte de reconstruction en coordonnées cartésiennes est relativement triviale [Beekman et Kamphuis, 2001; Erdogan et Fessler, 1999; Hudson et Larkin, 1994; Kamphuis et Beekman, 1998; Manglos *et al.*, 1995]. Elle consiste simplement à rafraîchir les coefficients de la matrice images à plusieurs occasions lors d’une itération en considérant les projections acquises par sous-groupes (le lecteur peut consulter [Thibaudeau, 2010] pour une description plus détaillée). Bien qu’elle pourrait être utilisée telle quelle en coordonnées polaires, elle résulterait alors en une dégradation des avantages procurés par l’utilisation efficace de la mémoire cache (Section 5.2.3). Les bénéfices reliés à l’accès séquentiel des indices azimutaux (Figure 5.5) seraient anéantis par les bonds angulaires demandés par la méthode.

Il est cependant possible de concilier harmonieusement la reconstruction polaire et les sous-ensembles ordonnés. Pour parer à ce désavantage, il est ici proposé d’utiliser un ordonnancement méticuleux de l’indexation des projections du sinogramme, et de considérer les indices azimutaux de l’image selon la même logique pendant la reconstruction. Tel que

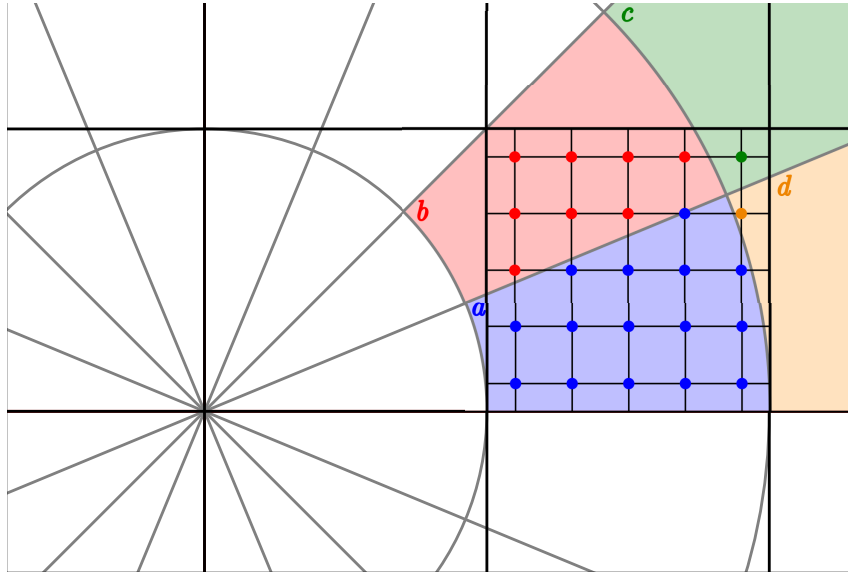


Figure 5.6 La conversion du domaine polaire vers cartésien est accomplie en suréchantillonnant le système de coordonnées cartésien. L'idée est de déterminer la contribution de chacun des voxels polaires chevauchant un voxel cartésien donné. Dans l'exemple ci-dessus, une grille de 5×5 est générée pour chacun des voxels cartésiens. Pour chaque point d'intersection de cette grille, la coordonnée polaire correspondante est obtenue par une simple conversion cartésien vers polaire. En additionnant ces contributions, les poids obtenus correspondent à la fraction de l'aire du voxel polaire chevauchant un voxel cartésien donné. Pour le voxel cartésien ci-dessus, les poids pour les voxels polaires de *a* à *d* seraient respectivement $15/25$, $8/25$, $1/25$ et $1/25$, correspondant à la somme des points pour chacune des couleurs (où 25 représente simplement le nombre total de points, nécessaire pour une normalisation adéquate).

montré en figure 5.7, l'idée est de grouper les projections étant consécutives dans l'espace des sous-ensembles ordonnés, et de faire de même pour l'indexage des voxels azimutaux de la matrice image. En utilisant cette représentation abstraite, les boucles de reconstructions onéreuses opèrent ainsi toujours sur des données séquentielles en mémoire. Une légère dégradation des performances, inversement proportionnelle à la taille des sous-groupes ordonnés, existe cependant en raison d'une augmentation du taux d'accès cache raté. Cet inconvénient est cependant largement compensé par les bénéfices de rapidité associés à l'utilisation des sous-ensembles ordonnés.

5.2.5 Acquisition des données et reconstruction d'image

Dans le but de valider le fonctionnement intrinsèque de la méthode proposée, certaines données ont été générées de manière analytique à l'aide du modèle proposé au chapitre 3.

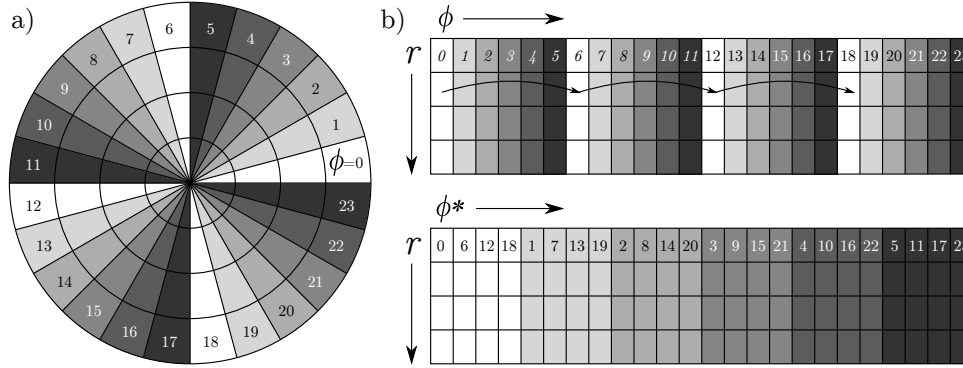


Figure 5.7 Champ de vue hypothétique divisé en 4 voxels selon r et 24 voxels selon ϕ , qui pourrait être utilisé pour reconstruire une acquisition de 24 projections en utilisant 6 sous-ensembles : a) dans sa représentation polaire, montrant les voxels membre d'un même sous-groupe par une même couleur, b) dans une représentation matricielle similaire à celle trouvée en mémoire vive, révélant les bonds nécessaires pour accéder séquentiellement aux membres d'un même sous-groupe selon ϕ , et dans une représentation ϕ^* pour laquelle l'accès mémoire est plus séquentiel pour une amélioration de la performance. Le sinogramme doit être réordonné selon la même représentation avant de débiter la reconstruction.

Ces données, sous la forme de sinogrammes 2D sans bruit, servent principalement à quantifier les performances de la méthode polaire dans le plan transaxial. Elles ont été produites avec une géométrie équiangulaire, utilisant 1024 détecteurs, 512 projections et un grandissement de 2. Une seule fenêtre d'énergie a été utilisée afin d'éviter de confondre les problèmes associés au domaine polaire à ceux dus au durcissement du faisceau.

Pour évaluer la robustesse de l'algorithme face aux données bruitées, dans un environnement pleinement 3D, et ainsi prouver qu'une utilisation courante est possible, des données expérimentales ont aussi été acquises et reconstruites. Ces données proviennent d'un scanner TDM pour petits animaux de marque Triumph X-O³, possédant un détecteur plat à base de CsI de 2368×2240 pixels (avec un pas de $50 \mu\text{m}$ dans les dimensions u et v) et une source de rayons X à anode de tungstène de 40 W ajustable en tension (de 30–80 kVp). Les acquisitions comprenaient 512 projections réparties sur 360° , d'une durée approximative de 250 ms par projection et utilisant une tension crête de 60 kVp à $230 \mu\text{A}$. Le champ axial du scanner étant suffisamment large pour les besoins de la démonstration, une seule rotation de l'ensemble source/détecteur était nécessaire (le scanner Triumph X-O n'offrant pas la possibilité de réaliser un scan hélicoïdal dans tous les cas). Afin de modéliser

³Fabriqué par la division préclinique de la compagnie *Gamma Medica*, restructurée sous le nom de *TriFoil Imaging* en 2013.

la taille non-nulle des pixels de détecteurs, 25 rayons sont tracés par détecteur (soit un sur-échantillonnage de 5×5 dans les dimensions u et v) et leur réponse est normalisée.

Les algorithmes de traçage de rayons et de reconstruction en coordonnées polaires ont été implantés et ajoutés à une bibliothèque de reconstruction maison contenant au préalable des algorithmes cartésiens. La reconstruction et le traçage de rayons ont été effectués à l'aide d'un poste de travail opérant sous Linux (Ubuntu 12.04), muni d'un processeur Intel Core i7-2600 cadencé à 3.4 GHz et contenant 16 Go de mémoire vive. Avant de débiter la reconstruction, tous les voxels des images ont été initialisés à une valeur de 0.2 cm^{-1} , reproduisant le coefficient d'atténuation linéaire de l'eau à 54 keV.

Les reconstructions FBP ont été pour leur part effectuées par le logiciel du fabricant (FLEX X-O 4.1.0.3), utilisant l'option *general purpose* sur une grille image de $512 \times 512 \times 512$. Dans ce cas la station de travail opérait sous Windows XP Professionnel SP3, munie d'un processeur Intel Xeon E5410 cadencé à 2.33 GHz et contenant 3 Go de mémoire vive.

5.3 Résultats

5.3.1 Calcul de la matrice système

Afin de quantifier les performances des algorithmes de traçage polaires proposés, une matrice système 3D de taille imposante a été calculée à l'aide de différentes méthodes (Tableau 5.1). L'algorithme de Jacobs [Jacobs *et al.*, 1998] a tout d'abord été utilisé afin d'établir un point de référence en coordonnées cartésiennes. La matrice système a ensuite été calculée en coordonnées cylindriques et sphériques. En considérant la durée de traçage sur une base par rayon (ou encore en voxels par seconde), l'approche polaire est beaucoup moins rapide que celle en coordonnées cartésiennes (d'un facteur 7 à 10 pour la matrice considérée). Cependant, puisque seulement la première projection doit être calculée, la durée totale de traçage est grandement diminuée en coordonnées polaires (la gain de rapidité est évidemment fonction du nombre de projections, ici un gain de 70 est obtenu pour 512 projections). Pour la même raison, la taille mémoire de la matrice est diminuée d'un facteur comparable au nombre de projections. En coordonnées cartésiennes, cette taille (>600 Go) est trop importante pour être emmagasinée en mémoire vive, du moins pour tout ordinateur de bureau actuel. Conséquemment, aucune reconstruction cartésienne 3D n'a été réalisée dans le contexte de ces travaux. Avec l'approche polaire, la taille (~ 1 Go) peut être gérée, permettant ainsi les reconstructions 3D à haute résolution.

Tableau 5.1 Statistiques de traçage de rayons pour une matrice 3D contenant $N_{x,r,\rho} \times N_{y,\phi} \times N_{z,\theta} = 256 \times 512 \times 256$ voxels, 592×560 pixels de détection et 512 projections.

Système de coordonnées	Taux de traçage vox/s	Durée totale s	Taille de la matrice Go
Cartésien [Jacobs <i>et al.</i> , 1998]	5.79×10^8	152	659
Cylindrique	7.62×10^7	2.13	1.2
Sphérique	6.0×10^7	2.21	0.99

5.3.2 Accélération de la reconstruction

La diminution de durée des reconstructions polaires (en comparaison avec l’approche cartésienne) a été investiguée par l’utilisation d’une version analytique 2D de la mire de Shepp-Logan [Shepp et Logan, 1974]. Pour obtenir une durée de référence, une image a tout d’abord été reconstruite en coordonnées cartésiennes, en utilisant une grille de $N_x \times N_y = 512 \times 512$, 1024 détecteurs et 512 projections (la taille réduite des matrices 2D permet sans problème de réaliser des reconstructions en coordonnées cartésiennes). Deux reconstructions polaires différentes ont ensuite été réalisées en utilisant un nombre équivalent de voxels, soit respectivement $N_r \times N_\phi = 512 \times 512$ et 256×1024 . Afin de simuler la largeur non-nulle des pixels de détection, 5 rayons sont tracés puis normalisés pour chacun des détecteurs. Le Tableau 5.2 contient les différents résultats obtenus, lesquels doivent être interprétés selon le contexte de reconstruction utilisé.

Si la matrice système est pré-calculée et réutilisée pour une multitude de reconstructions, l’étape de traçage de rayons peut être ignorée et le gain de rapidité s’obtient simplement par le rapport des durées de reconstruction par itération. Pour les images de cette section, ce gain est de l’ordre de 5 à 6 en coordonnées polaires.

Tableau 5.2 Différentes statistiques tirées de reconstructions 2D en coordonnées cartésiennes et polaires, indiquant les gains de rapidité associés au domaine polaire.

Paramètre	Cartésien 512×512	Polaire 512×512	Polaire 256×1024
Taille de la matrice [Mo]	2765	5.5	5.0
Durée de traçage [s]	2.90	0.061	0.070
Durée de reconstruction/itération [s]	2.12	0.375	0.348
Accélération avec pré-calcul		5.6	6.1
Accélération avec calcul à la volée		16.0	16.2

Il existe un autre paradigme utilisé pour la reconstruction statistique des images, pour lequel la matrice système n'est pas pré-calculée, mais plutôt calculée à la volée à chaque itération. Ce scénario présente l'avantage de nécessiter un usage minimaliste en mémoire vive, au détriment de la durée de calcul. En effet, la matrice doit alors être calculée en totalité à deux reprises par itération (une fois pour la projection avant, et l'autre pendant la rétroprojection, voir l'algorithme 5.1). Cette approche n'a pas été utilisée dans le cadre de ces travaux, mais le gain de rapidité associé à un tel cas peut être facilement extrait des résultats de cette section. Il s'agit en effet de considérer la durée de reconstruction par itération additionnée du double de la durée de traçage, dans lequel cas une accélération de 16 est alors obtenue.

Globalement, pour les paramètres de reconstruction utilisés ici, le gain de rapidité associé à la méthode polaire se situe entre 5 et 16, tout dépendant du contexte. Cependant, ce facteur peut être influencé par la discrétisation du CDV, et, comme inféré par l'algorithme 5.1, est aussi dépendant du nombre de projections utilisé. Puisque l'accélération est liée à un accès cache rapide des voxels le long de l'axe azimutal, un plus grand nombre de projections amène un meilleur gain⁴. La conversion des images polaires vers le domaine cartésien a été ignorée de ces calculs en raison de sa durée négligeable.

5.3.3 Exactitude de la reconstruction

Les images 2D reconstruites à la section 5.3.2 sont présentées à la figure 5.8 pour démontrer l'exactitude du procédé polaire. Qualitativement, les images cartésiennes et polaires sont identiques. C'est pourquoi l'erreur, sous la forme de la différence absolue entre ces images, est présentée. Les figures 5.8a et 5.8b montrent le résultat de 80 itérations (choisi arbitrairement, sans sous-ensembles ordonnés) pour deux patrons de discrétisation différents. Si une reconstruction cartésienne utilise généralement le même nombre de voxels dans les dimensions x et y ($N_y = N_x$), une représentation polaire demande une approche plus raffinée. Pour s'assurer d'une comparaison équitable, le nombre total de voxels est conservé fixe pour toutes les approches. L'image d'erreur présentée à la figure 5.8c montre qu'une discrétisation polaire selon $N_r \times N_\phi = N_x \times N_x$ produit un repliement spectral causé par un sous-échantillonnage azimutal. En utilisant un échantillonnage plus adéquat selon $N_r \times N_\phi = 1/2 N_x \times 2 N_x$ (Figure 5.8d), ces artefacts disparaissent. Ce phénomène se comprend aisément lorsque ces différentes représentations sont superposées à la grille cartésienne finale (Figure 5.9).

⁴Il est peut-être nécessaire de préciser de nouveau que le nombre de voxels azimutaux doit être fonction du nombre de projections, voir la section 5.2.1.

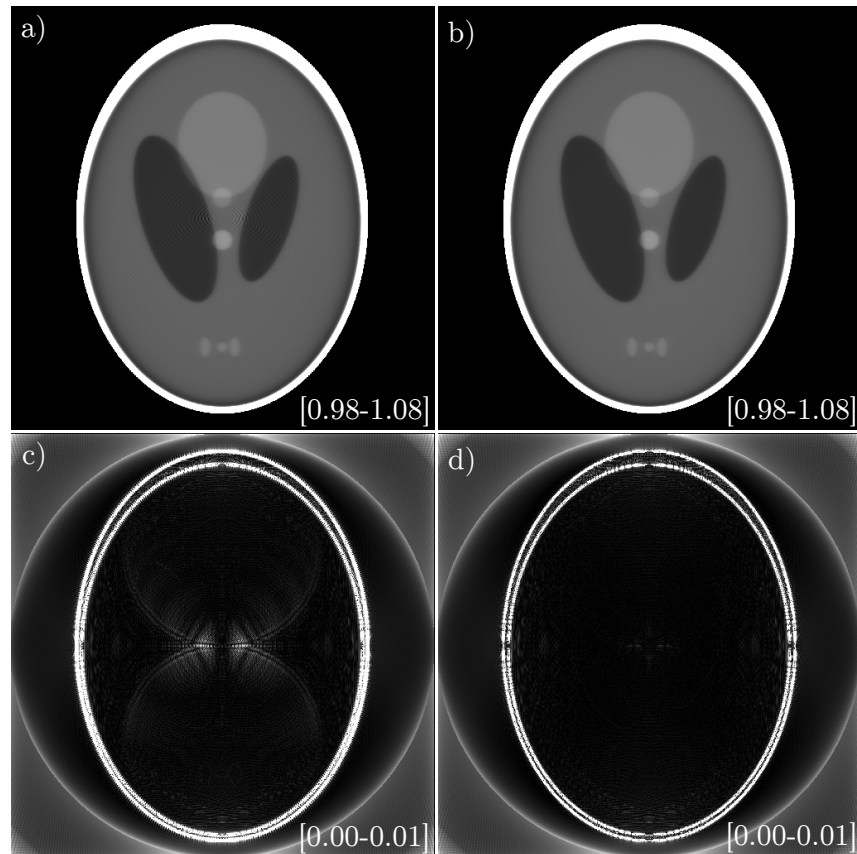


Figure 5.8 Images bi-dimensionnelles reconstruites à partir de données analytiques de la mire de Shepp-Logan [Shepp et Logan, 1974], utilisant différents patrons de discrétisation du CDV polaire : a) $N_r \times N_\phi = 512 \times 512$, b) $N_r \times N_\phi = 256 \times 1024$. Les images représentant la différence absolue c) et d) ont été obtenues en comparant à une reconstruction en coordonnées cartésiennes et utilisant une grille de $N_x \times N_y = 512 \times 512$. Si l'on s'en tient à un budget fixe en regard au nombre de voxels du CDV, une image contenant moins d'artefacts est obtenues lorsque le nombre de divisions azimutales est plus équilibré. Le phénomène de Gibbs se comporte différemment dans les deux systèmes de coordonnées en raison des procédés d'échantillonnage distincts, produisant des discontinuités dans les régions de transitions abruptes du crâne. La fenêtre d'observation [min-max], en cm^{-1} , est présentée pour chacune des images.

La taille des voxels étant non uniforme sur l'étendue du CDV polaire, une analyse a été réalisée afin d'évaluer la dépendance radiale de la résolution spatiale. Une mire analytique 2D a été générée, simulant un cylindre d'eau (diamètre = 40 mm, $\mu_{\text{eau}} = 0.2 \text{ cm}^{-1}$) contenant des inclusions circulaires de Nylon (diamètre = 0.25 mm, $\mu_{\text{nylon}} = 0.4 \text{ cm}^{-1}$). Ces inclusions ont été positionnées le long de l'abscisse de manière à échantillonner le CDV radialement à un pas de 2 mm (Figure 5.10a). La géométrie du scanner a été choisie équiangulaire, soit 2048 détecteurs échantillonnant un faisceau de rayons X d'une ouverture de 60° , pour

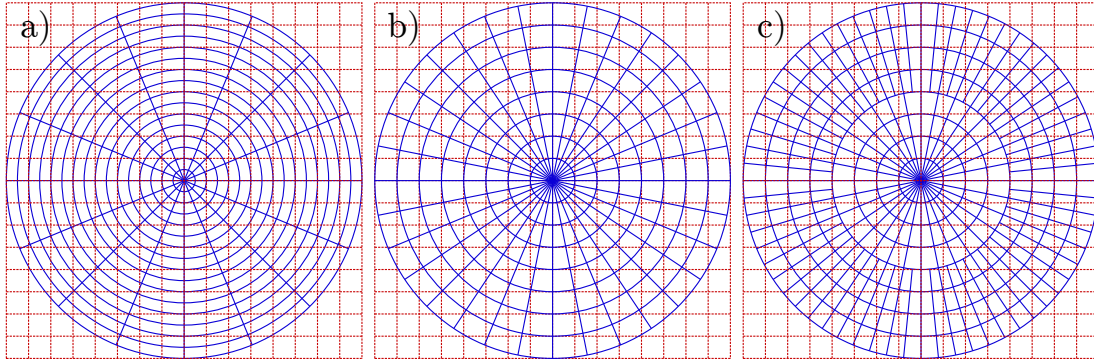


Figure 5.9 Différentes approches concernant la division du plan azimutal superposées à une grille cartésienne de $N_x \times N_y = N \times N$: a) une division naïve utilisant $N_r \times N_\phi = N \times N$ produit une distribution déséquilibrée de l'espace, b) une division plus appropriée utilise une grille de $N_r \times N_\phi = 1/2N \times 2N$, pour laquelle la taille radiale des voxels est la même que celle des voxels cartésiens, et, dans le pire des cas, la taille azimutale est dégradée par un facteur $\pi/2$, et c) une approche compatible avec la méthode de reconstruction proposée, pour laquelle les voxels sont divisés de nouveau en deux dans le plan azimutal lorsque leur aire devient plus grande que celle de l'équivalent cartésien (cette dernière méthode n'a pas été utilisée dans le cadre de ces travaux).

minimiser toute dépendance radiale dans le jeu de données⁵. Les distances source-CDV et source-détecteur étaient respectivement de 56.6 mm et 113.1 mm, et la largeur du CDV de reconstruction était de 45 mm dans les dimensions x et y . Aucun bruit n'a été ajouté aux données pour bien mettre l'emphase sur les propriétés liées à la résolution spatiale intrinsèque des images reconstruites. Dans le but d'assurer un échantillonnage adéquat des petites inclusions, la voxelisation du CDV était de 1024×1024 en coordonnées cartésiennes et de 512×2048 en coordonnées polaires, en utilisant toujours 1024 projections. La résolution en largeur à mi-hauteur (LMH) a été extraite des images reconstruites par l'application d'une régression gaussienne 2D sur chacune des inclusions de Nylon. Puisque les composantes radiale et azimutale de la résolution peuvent se comporter de manière différente en représentation polaire, la régression gaussienne a été effectuée avec des paramètres distincts selon x et y . Pour les images originalement polaires, la résolution a été extraite de leur conversion cartésienne. Toutes les images ont été reconstruites jusqu'à concurrence de 500 itérations, mesurant la résolution à chaque 5 itérations. Puisque la dimension radiale des voxels a été choisie identique pour les représentations polaire et cartésienne, la résolution radiale reconstruite devrait être similaire dans les deux cas, ce qui est observé en figure 5.10b. En ce qui concerne la composante azimutale, la figure 5.10c montre que l'utilisation de la représentation polaire dégrade légèrement la résolution et

⁵Une distribution équilinéaire impliquerait une largeur efficace non uniforme des détecteurs.

son uniformité. Cependant, en considérant la moyenne des résolutions radiale et azimutale (Figure 5.10d), la différence maximale observée entre les deux approches est de l'ordre de seulement 1%.

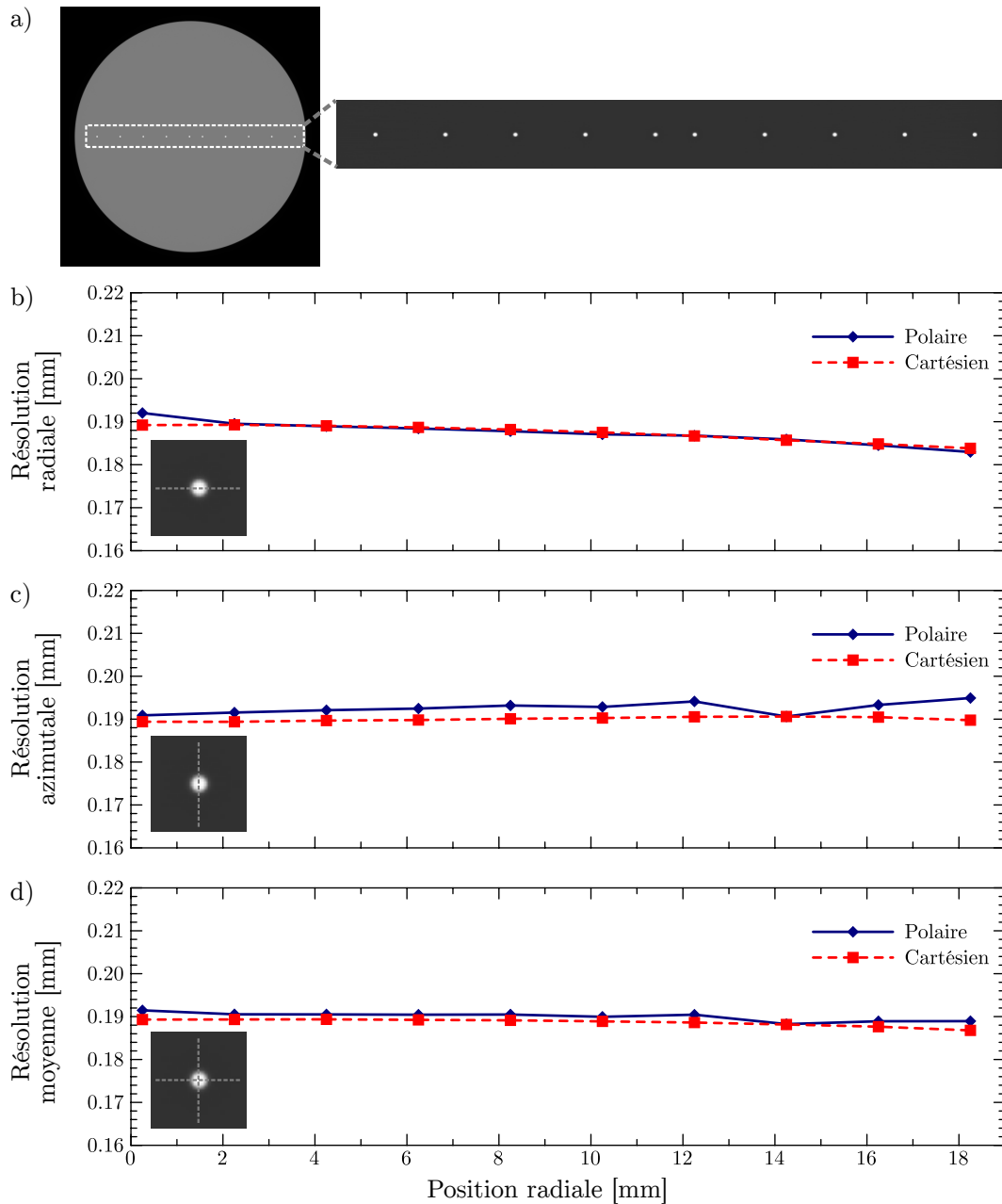


Figure 5.10 Résolution en fonction de la position radiale (distance au centre de l'image) après 500 itérations pour les méthodes de reconstruction en coordonnées cartésiennes et polaires : a) La résolution en LMH est mesurée pour différentes inclusions ponctuelles (diamètre de 0.25 mm) d'une mire analytique. La LMH est extraite d'une régression gaussienne, mesurée avec des paramètres indépendants selon x et y , permettant l'obtention respective des résolutions b) radiale, c) azimutale et d) moyenne.

Même s'il a été démontré que la qualité de l'image finale est pratiquement indépendante du système de coordonnées utilisé, il pourrait être légitime de se demander si les propriétés de convergence sont affectées par la géométrie non uniforme des voxels en représentation polaire. La figure 5.11 montre une moyenne des résolutions en largeur à mi-hauteur (LMH) radiale et azimutale présentée en fonction du nombre d'itérations pour deux des inclusions, une située près du centre du CDV, et l'autre en périphérie. Bien que les courbes convergent toutes vers une valeur finale très similaire, les inclusions en périphérie sont mieux résolues sur presque toute la plage d'itération, et ce indépendamment du système de coordonnées. Pendant les toutes premières itérations (< 50), la représentation cartésienne procure une meilleure résolution pour les deux positions, après quoi les approches polaire et cartésienne se comportent de façon très similaire.

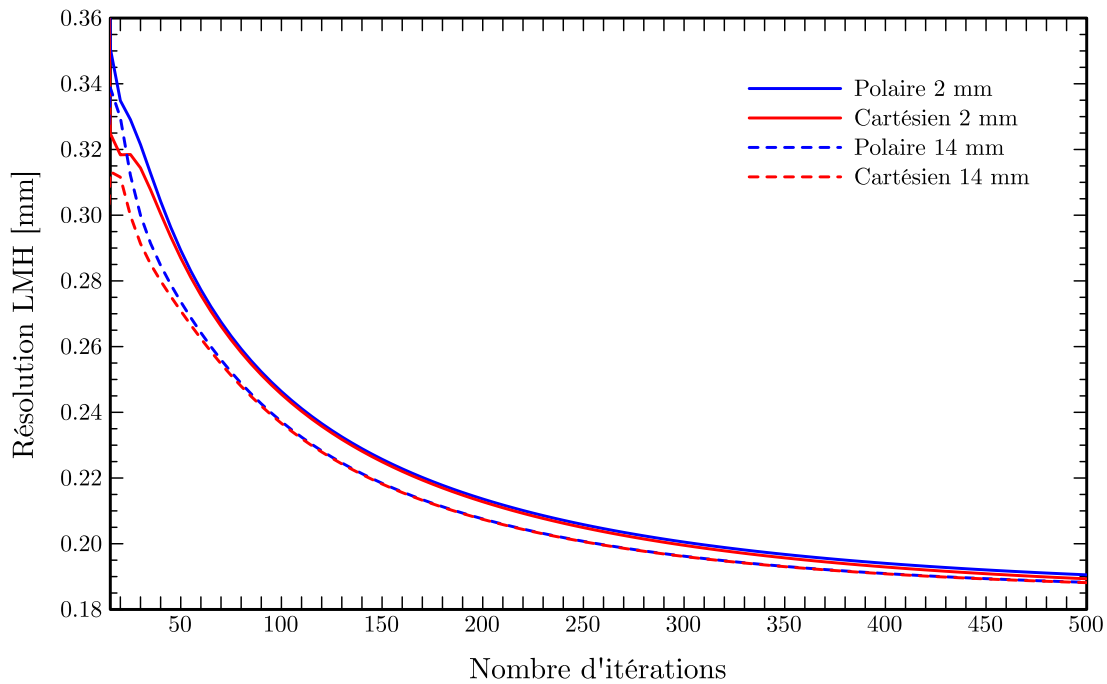


Figure 5.11 Résolution en LMH moyenne (radiale/azimutale) en fonction du nombre d'itérations pour les méthodes de reconstruction cartésienne et polaire, mesurée à deux positions radiales différentes : une près du centre du CDV (2 mm), et l'autre en périphérie (14 mm). La résolution est extraite de la même mire qu'en figure 5.10. Le diamètre des inclusions utilisées afin de mesurer la résolution est de 0.25 mm.

5.3.4 Reconstruction de données expérimentales

Certaines images provenant de données expérimentales ont aussi été reconstruites afin de valider le comportement de la méthode proposée face à un ensemble de données brui-

tées pleinement 3D (les différents paramètres expérimentaux utilisés sont disponibles au tableau 5.3). En observant les reconstructions d'une mire Defrise en coordonnées cylindriques (Figure 5.12a) et d'une mire Derenzo en coordonnées sphériques (Figure 5.12b), il est possible de conclure que les deux approches produisent des résultats qualitativement cohérents, ne présentant pas d'artefacts visibles. Pour une approche plus quantitative, certains profils de lignes ont été tracés à partir des images itératives mais aussi à partir de celles produites par l'algorithme FBP du fabricant.

Un profil axial passant par les différents disques de la mire Defrise montre que le plus mince des disques est mieux résolu par l'approche itérative, qui utilise un procédé de traçage de rayons pleinement 3D, que par la méthode FBP (Figure 5.12c). Cette dernière utilise plutôt une approche pseudo-3D, puisqu'elle ré-interpole les données afin de produire un empilement de tranches 2D.

Un profil de ligne passant par les canaux de 1.2 mm et 4.0 mm de la mire Derenzo démontre que les approches sphérique et FBP produisent un résultat similaire (Figure 5.12d), quoique le version itérative soit moins bruitée. Ce profil fut tracé à une distance axiale de 10 mm en rapport avec l'origine du CDV pour bien prendre en considération la nature 3D de la représentation sphérique.

Une reconstruction de la tête d'un rat de 301 g a aussi été effectuée, pour laquelle des tranches transverse et coronale sont une fois de plus comparées au résultat de la méthode FBP (Figure 5.13). En itérant pour obtenir un niveau de résolution spatiale similaire, l'image polaire montre un niveau de bruit réduit, toujours sans la présence d'artefacts observables. L'image itérative a été obtenue par l'utilisation d'un volume cylindrique de $N_r \times N_\phi \times N_z = 256 \times 1024 \times 512$, converti sur une grille cartésienne de $512 \times 512 \times 512$ après reconstruction.

Tous les paramètres en lien avec les différentes reconstructions itératives 3D sont présentés au tableau 5.3. Les durées de traçage de rayons qui y sont rapportées incluent ici les étapes de normalisation et d'écriture sur disque.

Tableau 5.3 Informations variées concernant les diverses reconstruction 3D effectuées à partir des acquisitions expérimentales.

	Defrise	Derenzo	Rat
Référence dans le texte	Figures 5.12a,c	Figures 5.12b,d	Figure 5.13
Distance source/détecteur [mm]	283.4	283.1	283.1
Distance source/objet [mm]	128.0	180.4	180.4
Grandissement	2.25	1.6	1.6
Système de coordonnées	cylindrique	sphérique	cylindrique
Géométrie du CDV $N_{r,\rho} \times N_\phi \times N_{z,\theta}$	256×1024×512	256×1024×1024	256×1024×512
Dimension du CDV [mm ³]	54.2×54.2×54.2	76.8×76.8×76.8	76.8×76.8×76.8
Taille de la matrice [Go]	3.9	5.7	4.0
Durée de traçage de rayons [s]	103	147	101
Nombre d'itérations	10×OS-32	20×OS-32	20×OS-32
Durée reconstruction/itération [min]	6.5	13.8	6.8
Méthode conversion polaire/cartésien	inverse 9×9	directe	inverse 9×9
Durée conversion polaire/cartésien [s]	5.2	56.2	5.2

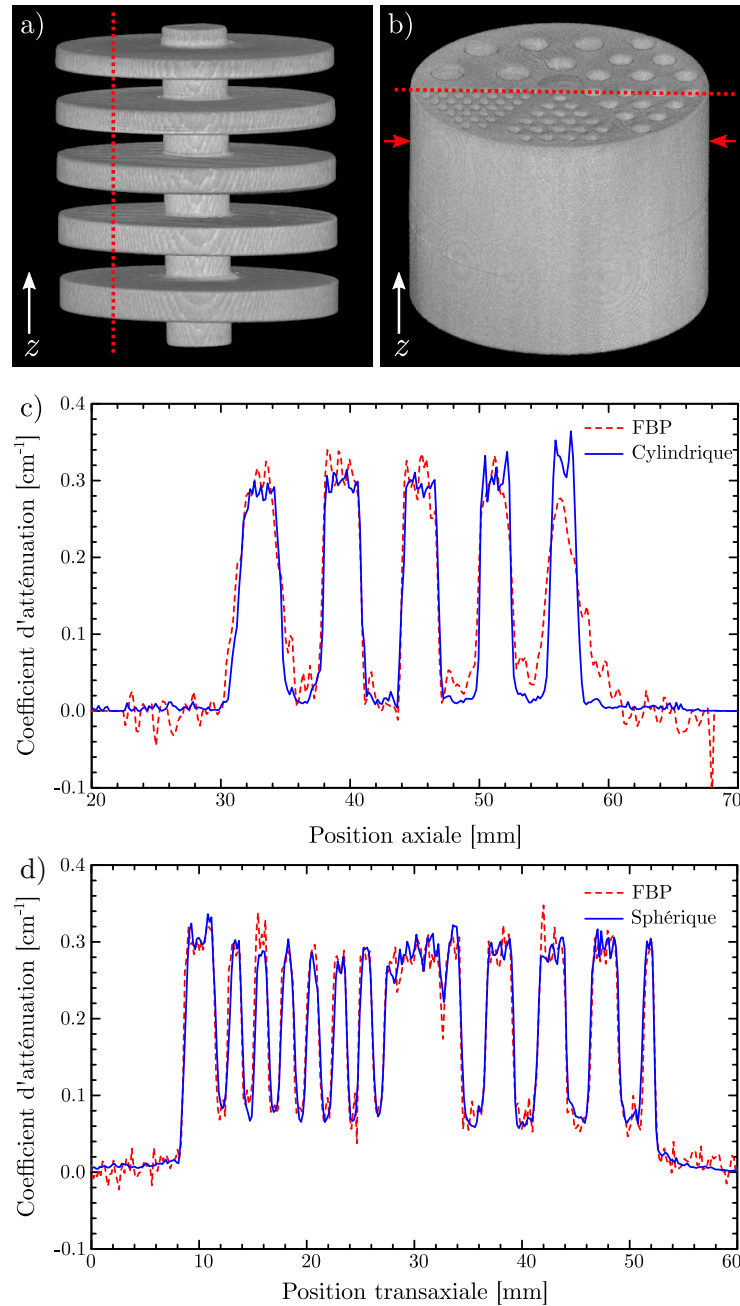


Figure 5.12 Rendus de surface de reconstructions 3D : a) provenant du cœur d'une mire Ultra Micro Defrise, formé de disques d'un diamètre de 27 mm, d'épaisseurs variant de 3.25, 2.95, 2.85, 2.55 à 2.30 mm et d'espace disque-à-disque de 3.25, 3.02, 2.90 et 2.78 mm, reconstruite en utilisant une matrice système en coordonnées cylindriques utilisant un CDV de $N_r \times N_\phi \times N_z = 256 \times 1024 \times 512$, et b) provenant du cœur d'une mire Mini Hot Spot Derenzo, formé d'un cylindre d'un diamètre de 43 mm contenant des canaux vides d'un diamètre de 4.8, 4.0, 3.2, 2.4, 1.6 et 1.2 mm, reconstruite en coordonnées sphériques avec un CDV de $N_\rho \times N_\phi \times N_\theta = 256 \times 1024 \times 1024$. Des profils de ligne tirés des volumes reconstruits sont comparés à ceux provenant des reconstructions FBP pour : c) un profil axial tiré de la mire Defrise et d) un profil transaxial tiré de la mire Derenzo (passant par les canaux de 1.2 et 4.0 mm à la hauteur des flèches dans b).

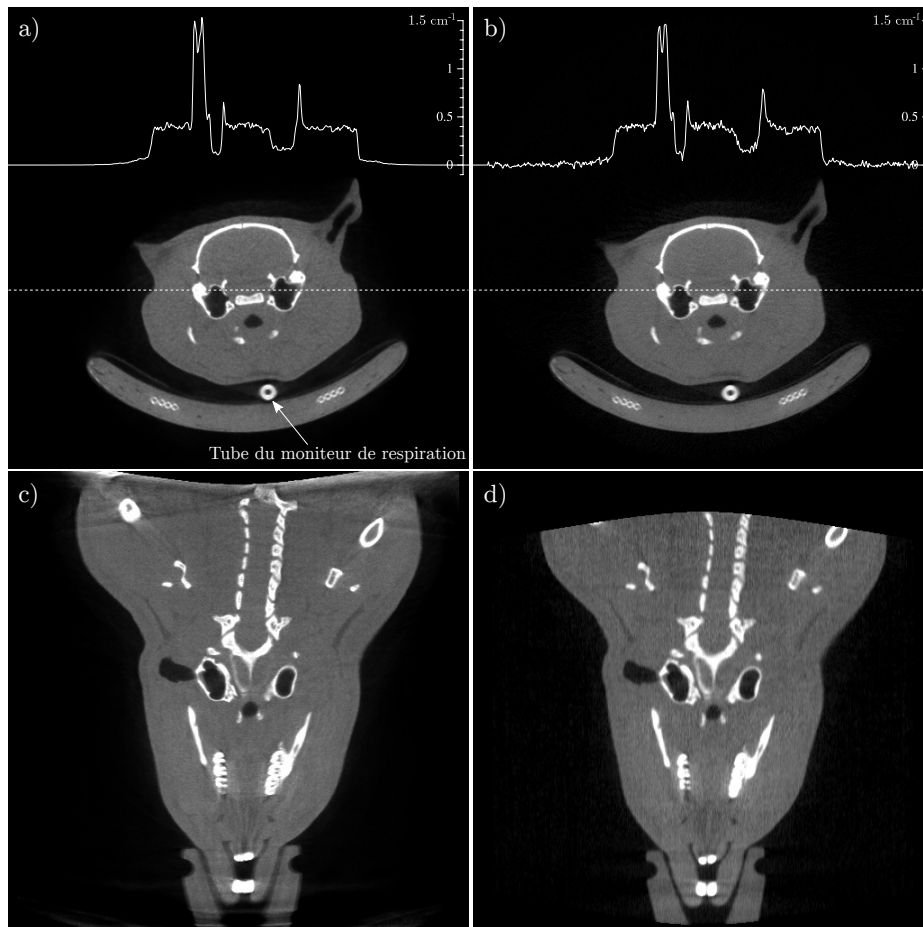


Figure 5.13 Comparaison entre les images obtenues par la méthode proposée en coordonnées cylindriques (a, c) et celles obtenues en utilisant l'algorithme FBP du Triumph X-O avec son noyau *general purpose* (b, d). Les tranches du haut représentent une coupe transverse de la tête d'un rat de 301 g, tandis que celles du bas correspondent à une coupe coronale de la même image. L'image polaire a été itérée jusqu'à l'obtention du contraste trouvé dans l'image FBP entre le plastique et l'air du tube de surveillance de respiration (20 itérations utilisant 32 sous-ensembles). La fenêtre d'observation est de $0.0\text{--}1.0\text{ cm}^{-1}$ pour toutes les tranches.

5.4 Discussion

Par l'utilisation de la méthode polaire proposée, des images 3D à haute définition de mires et de petits animaux ont été obtenues, et exemptes d'artefacts observables. En choisissant un échantillonnage approprié, il est possible de produire une image équivalente à celle réalisée par l'approche pleinement cartésienne (Figure 5.8d). Le phénomène de Gibbs, observable aux discontinuités abruptes et à contraste important des images reconstruites (visible en bordure du crâne de la mire de Shepp-Logan en figure 5.8), est tout de même responsable d'un biais présent entre les images polaire et cartésienne. Il est explicable par la géométrie d'échantillonnage très différentes des deux approches, et serait probablement appelé à disparaître si un *a priori* de Gibbs était utilisé dans les deux cas. Un examen minutieux de la résolution spatiale, utilisant des données analytiques et non bruitées, a permis l'identification de différences mineures apparaissant durant le processus de convergence (Figures 5.10 et 5.11). Ces différences seraient probablement imperceptibles pour les examens provenant de scanners réels, en raison des différentes sources de bruit inhérentes à la mesure.

Les images expérimentales ont été acquises à l'aide d'une géométrie de faisceau conique, à laquelle la méthode proposée n'est pas limitée. La plupart des géométries basées sur une rotation circulaire de l'ensemble source/détecteur autour du patient présentent un niveau de symétrie compatible avec l'approche polaire, incluant le faisceau parallèle, le faisceau éventail (*fan beam*), les scans hélicoïdaux et même les scanners de 4^{ième} génération. Puisque la distribution spatiale des pixels de détection n'est pas un facteur limitant, les astuces telles que l'utilisation d'un décalage de $1/4$ détecteurs pour l'amélioration de la résolution spatiale sont aussi compatibles avec l'approche proposée.

Si la méthode devait être utilisée en combinaison avec un protocole hélicoïdal, certaines restrictions additionnelles seraient nécessaires pour assurer la préservation de l'intégrité des symétries. En effet, le nombre de divisions axiales du CDV présentes sur l'équivalent d'une rotation complète de l'ensemble source/détecteur devrait correspondre au nombre total de projections. Dans un tel cas, le déplacement axial du lit entre chaque projection devient égal à la dimension axiale d'un voxel du CDV, permettant de réutiliser uniquement la première projection de la matrice système pour l'ensemble de la reconstruction. Une telle approche serait valable pour les systèmes TDM hélicoïdaux à tranche simple ou multiple. Pour les systèmes à couverture axiale réduite (c'est-à-dire avec un faible nombre de tranches) la dimension axiale des voxels deviendrait cependant très petite, demandant peut-être de moyennner les tranches en sous-groupe pendant la reconstruction.

Pour maximiser la vitesse de calcul, les algorithmes de traçage de rayons et de reconstruction en coordonnées polaires ont tous été implémentés dans un contexte de matrices système pré-calculées. Le désavantage d’une telle approche est son incapacité à gérer les matrices systèmes dont la taille est trop importante pour les capacités mémoire de l’ordinateur de reconstruction. L’approche polaire serait encore plus bénéfique si la matrice système n’était pas pré-calculée, mais plutôt calculée à la volée pendant la reconstruction⁶, quoique globalement plus lente. Dans un tel scénario, la matrice système doit être entièrement calculée à deux reprises à chaque itération (Algorithme 5.1), et, tel que présenté au tableau 5.1, le principal avantage de la méthode polaire réside alors dans la durée de traçage de rayons réduite. Dans le cadre de ces travaux, la taille réduite de la matrice système représente plutôt l’avantage capital, permettant l’utilisation de CDV à haute résolution qui serait autrement inutilisables sous la forme d’une matrice cartésienne pré-calculée. Ce bénéfice est cependant aussi accompagné d’une réduction brute de la durée de reconstruction. L’accès séquentiel aux indices des voxels du CDV dans la dimension azimutale (et aussi aux données du sinogramme dans la dimension des projections), permet une utilisation efficace des capacités de gestion de la mémoire cache des processeurs actuels.

Un désavantage lié à l’utilisation d’un système de coordonnées polaires simpliste lors de la génération de la matrice système est la dégradation de la dimension azimutale des voxels du CDV. D’excellentes alternatives à ce problème ont été proposées en reconstruction TEP [Ansorge *et al.*, 2008; Cabello *et al.*, 2010; Leroux *et al.*, 2007; Mora et Rafecas, 2006], mais ne s’appliquent malheureusement pas en TDM puisqu’elles ne respectent pas le patron de division azimutal nécessaire à l’existence des symétries. Ce patron demande que chacun des anneaux représentant la grille polaire possède un nombre de divisions azimutales correspondant à un multiple entier du nombre de projections. Une approche simple et équilibrée (Figure 5.9b) a été utilisée pour la production des images de ce chapitre, même si elle impliquait une dégradation de la dimension azimutale des voxels. Une solution à cette situation, qui n’est toutefois pas un grave problème puisque la qualité des images ne s’en trouve pas affectée, est l’utilisation d’une grille à résolution variable (Figure 5.9c). En imposant que l’aire des voxels polaires ne soit jamais supérieure à celle de l’équivalent cartésien, il est possible de générer une grille de discrétisation $N_r \times N_\phi = 1/2N \times 2N$ pour la partie centrale, et de $N_r \times N_\phi = 1/2N \times 4N$ pour la périphérie. Puisque cette approche produirait une matrice système possédant une densité de voxels plus importante qu’un équivalent cartésien de $N \times N$ (d’un facteur $3/2$), elle n’a pas été utilisée lors des comparaisons (ni même été implantée d’ailleurs). Elle représenterait une alternative intéressante

⁶L’auteur croit que l’approche de calcul à la volée est principalement utilisée dans le monde de la reconstruction d’images, sans toutefois pouvoir le prouver.

si la dimensions des voxels venait éventuellement à poser problème, par exemple pour un système d'imagerie à très haute résolution. Des patrons de discrétisation encore plus fantaisistes pourraient être utilisés en coordonnées sphériques, puisque qu'il n'existe pas de limitation en lien avec la composante zénithale. Dans tous les cas, l'utilisation d'une discrétisation extravagante rend plus difficile, voire impossible, la délégation de la conversion polaire/cartésienne à des logiciels tiers.

Le traçage de rayons en coordonnées sphériques a été mis en œuvre plutôt comme une preuve de concept, puisque la géométrie cylindrique est beaucoup plus appropriée pour les examens corps-entiers pratiqués autant en clinique qu'en pré-clinique. En réalité, la représentation sphérique nécessite un CDV aux dimensions égales dans les directions axiale et transaxiale, ce qui implique une fraction importante de voxels inutilisés dans la plupart des scénarios d'imagerie⁷. Cette représentation pourrait cependant s'avérer utile dans certaines situations pour lesquelles la géométrie de l'objet à imager peut être grossièrement représentée par une sphère, par exemple une tête ou un cerveau (ou encore toute une panoplie d'objets arrondis en contrôle non-destructif des matériaux). La difficulté liée à la production d'un algorithme de conversion sphérique vers cartésien efficace reste encore un problème, mais pourrait probablement être amoindrie par l'utilisation de divers degrés de symétrie.

L'accélération conférée par le procédé polaire est accompagnée par la complexité supplémentaire nécessaire pour exposer la dimension azimutale dans les boucles internes de reconstruction⁸. Cependant, il n'est pas nécessaire d'exposer toutes les dimensions pour tirer avantage du concept de symétrie azimutale. Par exemple, dans un contexte de reconstruction 3D, les dimensions u et v du détecteur peuvent être combinées dans un indice unique, tandis que les dimensions r et z d'un CDV cylindrique (ou ρ et θ en coordonnées sphériques) peuvent aussi être combinées afin de réduire la complexité de l'algorithme. Cependant, il pourrait être préférable de conserver ces dimensions indépendantes si une forme de pénalisation devait être implémentée. En effet, les fonctions de pénalisation incluent généralement un facteur de lissage qui, pour un voxel donné, est calculé en considérant les voxels voisins.

Considérant l'intérêt croissant pour la programmation d'algorithmes de projection et rétroprojection utilisant les processeurs graphiques (PG) [Hissoiny *et al.*, 2010; Leeser *et al.*, 2014; Mueller et Xu, 2006; Nassiri, 2015; Nassiri *et al.*, 2015, 2012; Riabkov *et al.*, 2007; Vaz

⁷Une géométrie ellipsoïde procurerait un CDV beaucoup plus flexible.

⁸Pour fixer les idées, l'implémentation de l'algorithme convexe avec support pour les sous-ensembles ordonnés demande 32 lignes de code en version cartésienne, contre 148 en coordonnées polaires (soit un rapport de plus de 4 entre la taille des fonctions).

et al., 2007a,b; Wang *et al.*, 2005], il peut être intéressant de situer l’approche polaire dans un contexte de calcul hautement parallèle. D’un point de vue de calcul, l’exécution polaire n’apporterait pas de réel avantage sur son homologue cartésienne, puisque les bénéfices liés à l’utilisation de la mémoire cache ne s’appliqueraient plus. Cependant, étant donné que les cartes graphiques récentes possèdent maintenant plusieurs gigaoctets de mémoire vive, la taille réduite de la matrice système polaire devient un avantage intéressant. S’il était possible de charger en totalité une matrice pré-calculée en mémoire du PG, le processus de reconstruction serait grandement accéléré par un faible transfert de données entre le processeur central et le PG. Que ce soit en coordonnées cartésiennes ou polaires, les tâches très répétitives exécutées pendant les étapes de traçage de rayons ou de projection avant sont d’excellentes candidates pour un calcul hautement parallèle par PG.

Le concept de symétrie pourrait aussi s’appliquer à un système de coordonnées cartésien, mais avec un bénéfice moins intéressant. Dans les faits, seulement 8 axes de symétries existent dans cette représentation. Il a aussi été démontré que 12 axes de symétries pourraient être utilisés avec une grille hexagonale [Knaup *et al.*, 2007; Steckmann *et al.*, 2009]. Il serait aussi possible de calculer uniquement la première projection en utilisant une méthode cartésienne très rapide, pour ensuite convertir la matrice système en coordonnées polaires avant de débiter la reconstruction. Cette dernière méthode n’a pas été étudiée dans le cadre de ces travaux puisqu’il apparaissait probable que les erreurs de conversion se propageraient de manière excessive au cours des itérations.

L’objectif du présent chapitre était de démontrer que les méthodes itératives peuvent être exécutées de manière aisée et rapide par l’utilisation des symétries polaires. En aucune façon la charge de calcul associée aux reconstructions itératives ne peut rivaliser avec la simplicité des méthodes basées sur la FBP. Par comparaison, l’application FBP hautement optimisée du Triumph X-O permet de reconstruire un CDV de $512 \times 512 \times 512$ en 2.5 minutes, tandis qu’une seule itération de l’approche proposée demande ~ 6 minutes (Tableau 5.3). Les nombreux avantages de la reconstruction itérative sur l’approche FBP ont été largement débattus par le passé [Brady *et al.*, 2012; Flicek *et al.*, 2010; Hara *et al.*, 2009; Miéville *et al.*, 2013; Silva *et al.*, 2010; Ziegler *et al.*, 2007], et la méthode polaire pourrait contribuer à populariser l’utilisation de cette première.

Depuis la publication de ces travaux, il est apparu qu’un second groupe de travail (Valence, Espagne) a mené indépendamment des travaux parallèles concernant la reconstruction TDM polaire [Mora *et al.*, 2008; Rodríguez-Alvarez *et al.*, 2013, 2011; Soriano *et al.*, 2013]. En accord avec la proposition de Jian [Jian *et al.*, 2007] et celle apportée dans cet ouvrage, un consensus existe quant à la réduction de la taille de la matrice d’un facteur

correspondant au nombre de projections acquises. La matrice devient alors bloc-circulante, et seuls les coefficients associés à la première projection se doivent d’être calculés. Tous s’accordent aussi pour affirmer que cette taille réduite permet de pré-calculer la matrice, de l’enregistrer sur disque et de la charger en totalité en mémoire lors de futures reconstructions. Le groupe de Valence propose cependant une méthode différente afin de calculer en 3D la contribution d’un voxel à un tube de réponse. En contraste à l’approche proposée dans ce chapitre, qui nécessite de tracer plusieurs rayons et de normaliser la réponse, une approximation directe du volume d’intersection est plutôt utilisée [Rodríguez-Alvarez *et al.*, 2013]. Au niveau de la conversion finale entre les coordonnées polaires et cartésiennes, seule l’approche ici suggérée semble applicable à des CDV 3D à très haute résolution. En effet, la conversion inverse ne nécessite pas d’image intermédiaire sur-interpolée, ce qui largement différent de la méthode directe utilisée dans [Rodríguez-Alvarez *et al.*, 2011]. Finalement, ce qui distingue particulièrement la proposition de ce chapitre se trouve dans l’amélioration de rapidité au niveau de la reconstruction. Même si les autres groupes proposent aussi des versions polaires adaptées des algorithmes MLEM (même avec support pour les OS dans [Rodríguez-Alvarez *et al.*, 2013]), le gain de rapidité entre les versions cartésiennes et polaires ne se situe qu’entre 1.1–1.4X (la version polaire est parfois même plus lente dans [Soriano *et al.*, 2013]). Ce gain est plutôt de l’ordre de 6X avec la version ici proposée, en raison de l’ordonnancement judicieux des différents indices.

5.5 Conclusion

Le formalisme lié au calcul d’une matrice système polaire pleinement 3D a été introduit dans un contexte de reconstruction itérative pour tomodensitométrie. En respectant un nombre raisonnable de prérequis, la taille mémoire de la matrice peut être réduite par un facteur correspondant au nombre de projections acquises, et ce sans dégradation apparente de la qualité de l’image finale. En utilisant cette stratégie, des reconstructions itératives à haute résolution peuvent être exécutées rapidement sans l’utilisation de superordinateur. Ceci pourrait représenter un pas vers l’adoption de méthodes de reconstruction itérative plus abordables, permettant la réduction de dose dans les études précliniques, mais aussi dans le contexte plus stimulant de la clinique moderne. Tel que vu au chapitre 4, les algorithmes de reconstruction TDM spectrale demanderont aussi une importante quantité de calcul. La méthode polaire pourrait aussi être utilisée afin de les accélérer.

CHAPITRE 6

Caractérisation des détecteurs spectraux

6.1 Introduction

Les détecteurs TDM fonctionnant en AAI permettent la mesure de nouvelles données plus quantitatives et moins sujettes aux artefacts. Jusqu'à présent, le détecteur considéré se rapprochait d'un détecteur parfait. Il a cependant été vu à la section 2.4.3 que ce type de détection possède son lot d'impondérables. Ce chapitre propose de caractériser l'influence de la résolution en énergie et du nombre de fenêtres sur la qualité des images reconstruites en présence de bruit. Puisque l'algorithme $MLTR_{poly}$ présenté au chapitre 4 semble une approche intéressante face aux autres méthodes proposées par la littérature, il sera ici utilisé pour toutes les reconstructions.

Les analyses de ce chapitre sont axées sur quatre points principaux, soit la nature quantitative des reconstructions, l'impact sur les artefacts d'affaissement et d'ombrage, et les considérations de RCB. Puisqu'il est impossible de varier les paramètres de détection d'un détecteur réel, les données d'entrée seront simulées à l'aide du modèle proposé au chapitre 3.

6.2 Matériel et méthodes

6.2.1 Reconstruction

À moins d'indication contraire, chacune des images de ce chapitre est reconstruite à l'aide de 20 itérations de l'algorithme $MLTR_{poly}$ utilisant un facteur d'accélération OS de 8. La géométrie d'acquisition est équiangulaire, utilisant 512 détecteurs, 512 projections, un grandissement de 2 et un CDV discret de 256×256 voxels. La dimension physique du CDV est de 160×160 mm² pour toutes les reconstructions, sauf dans le cas des études concernant les artefacts d'affaissement et d'ombrage, pour lesquelles la dimension est de 220×220 mm².

6.2.2 Définition des mires

Toutes les mires polyénergétiques ont été générées à l'aide de la méthode analytique présentée au chapitre 3. Sauf avis contraire, la statistique utilisée est fixée à 585 000 (toujours définie en nombre de photons par détecteur par projection). Ce nombre, adapté à la géométrie ici simulée, a déjà été proposé comme une approximation raisonnable d'un examen thoracique [Schmidt, 2009]. Le spectre X, obtenu à l'aide du logiciel SPEKCALC [Poludniowski *et al.*, 2009], correspond à une source à anode de tungstène alimentée à 90 kVp et filtrée par 2 mm d'aluminium et 0.1 mm de cuivre. Les énergies de 20 à 90 keV sont originalement échantillonnées à pas fixe sur 128 niveaux discrets (Figure 6.1). Aucune pondération n'est utilisée lors de la génération des sinogrammes polyénergétiques associés aux mires. Le nombre de fenêtres d'énergie en sortie du modèle prend alors les différentes valeurs de 2^N pour $N = 1 \dots 5$. La résolution en énergie du détecteur est aussi variée de 0 à 50%, avec 60 keV pour énergie de référence. Toutes les permutations possibles de ces deux paramètres sont alors calculées.

Une mire représentant un cylindre de polyéthylène haute densité (PEHD) rempli de tissus mous et de diverses inclusions de tissus biologiques (Figure 6.2a) est simulée afin de valider l'aspect quantitatif des reconstructions. Pour étudier l'artefact d'affaissement, une mire de PEHD simplement remplie d'eau est employée (Figure 6.2b). Une mire osseuse, compre-

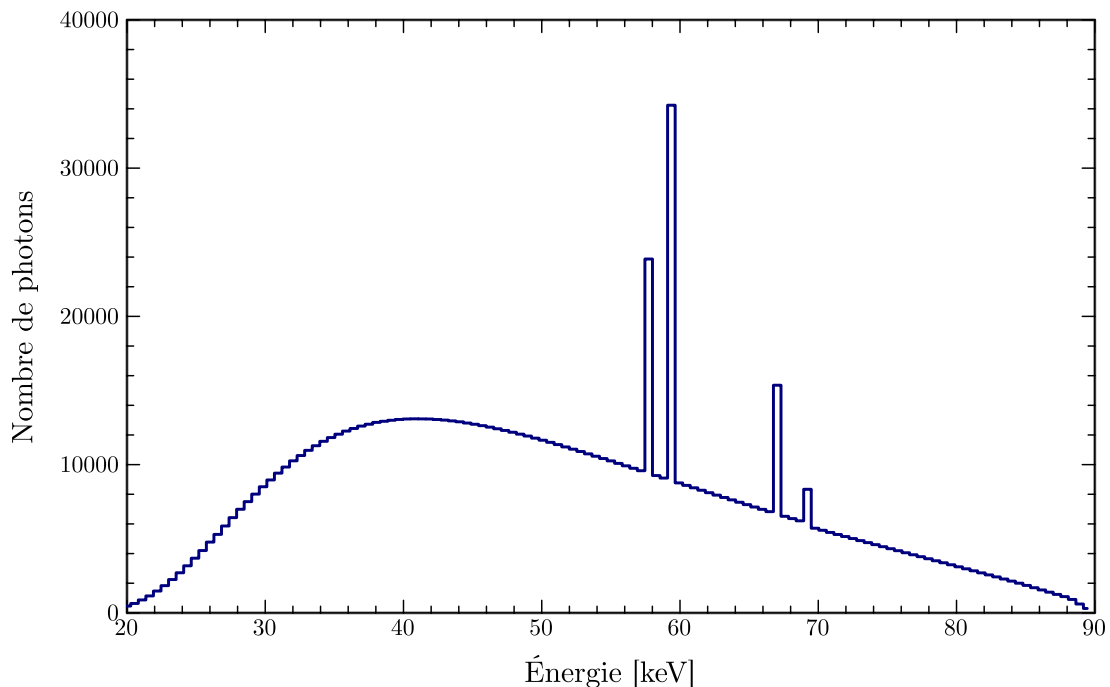


Figure 6.1 Spectre X servant à la génération des mires, utilisant 128 niveaux d'énergie discrets.

nant une région d'eau et des inclusions d'os dense, sert à quantifier l'artefact d'ombrage. Dans le cas de l'étude du RCB, la mire de Schmidt (Figure 4.3) présentée précédemment est de nouveau utilisée.

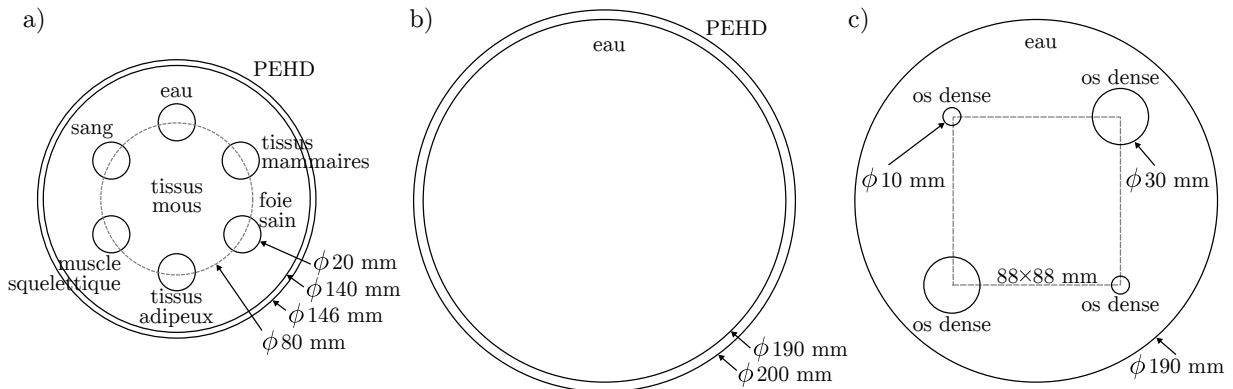


Figure 6.2 Mires utilisées au cours de ce chapitre : a) mire contenant plusieurs tissus biologiques, b) mire d'uniformité représentée par un cylindre de plastique rempli d'eau et c) mire d'eau contenant des inclusions osseuses (inspirée de [De Man *et al.*, 2001]).

6.3 Résultats

Cette section contient l'étude de l'influence des paramètres de détection sur les différentes métriques introduites précédemment. Elle ne renferme cependant que très peu d'exemples visuels correspondant aux images reconstruites à partir desquelles les données sont mesurées. Le lecteur est invité à consulter l'annexe C.2 s'il désire satisfaire sa curiosité.

6.3.1 Atténuation spectrale

La décomposition en fonction de base photoélectrique/Compton permet de résumer, par la création de deux images, les caractéristiques spectrales des matériaux imagés. La première étape logique consiste donc à quantifier l'erreur présente entre les cartes d'atténuation vraies et celles déterminées par la reconstruction en fonction de la résolution en énergie et du nombre de canaux. Les cartes d'atténuation vraies sont générées par le modèle et celles reconstruites obtenues par l'utilisation de l'équation 2.2. Pour une énergie donnée, l'erreur entre la référence et l'image reconstruite est calculée en utilisant l'équation 4.29. Afin de rapporter une métrique unique, l'erreur relative moyenne mesurée sur les énergies de 30 à 80 keV, avec un pas de 10 keV, est utilisée.

La figure 6.3 montre cette erreur pour les différentes configurations du détecteur. Il est possible de constater que pour une bonne résolution en énergie (inférieure à 10%), l'utilisation d'un nombre grandissant de fenêtres permet une légère diminution de l'erreur (Figure 6.3a). Lorsque la résolution en énergie se dégrade, l'ajout de niveaux additionnels est inutile et détériore même la mesure. Ceci est causé par le fait que l'erreur contenue dans le sinogramme est localement plus importante pour un grand nombre de fenêtres. Avec un nombre plus faible, les erreurs locales sont moyennées et l'influence de la résolution en énergie est alors moins importante. Par exemple la courbe à deux niveaux en figure 6.3b reste assez constante jusqu'à une résolution de 20%.

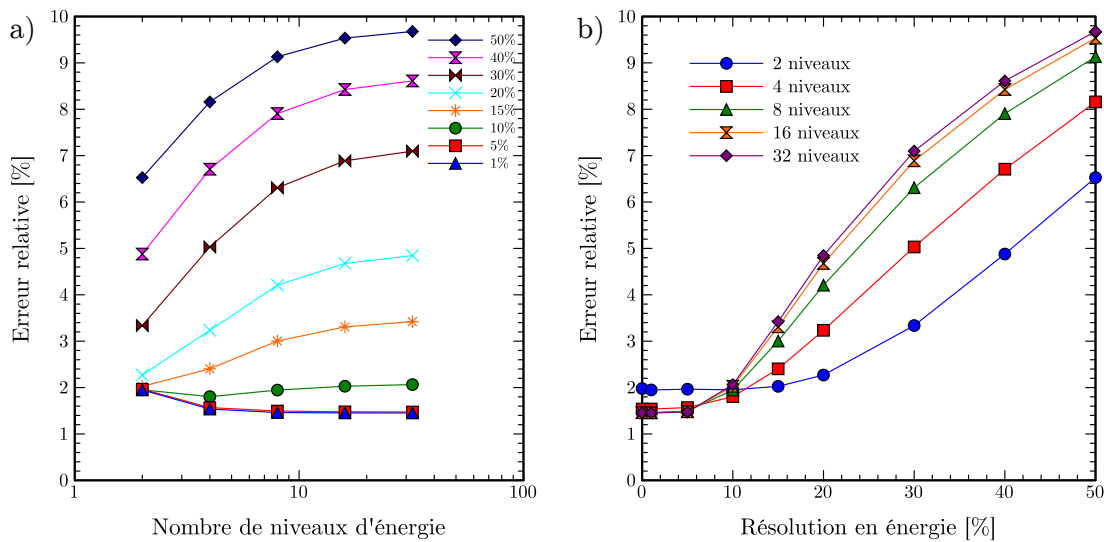


Figure 6.3 Erreur moyenne sur la mesure d'atténuation réalisée sur l'ensemble des énergies de référence s'étendant de 30 à 80 keV par incrément de 10 keV : a) en fonction du nombre de fenêtres utilisés et pour diverses résolution en énergie, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur pour différents nombres de fenêtres.

6.3.2 Affaissement

L'amplitude de l'artefact d'affaissement est ici étudiée en utilisant la mire d'uniformité (Figure 6.2b). La quantification est faite à l'aide de l'équation 4.30, utilisant des régions d'intérêt circulaires d'un diamètre de 17 mm. La région de référence est située à 82 mm du centre de la mire, et la mesure affaissée est prise au centre du CDV. L'affaissement est mesuré à une énergie de 50.4 keV (toujours par l'équation 2.2), correspondant à l'énergie moyenne pondérée du spectre utilisé.

Le résultat de cette mesure en fonction des différentes configurations du détecteur est présenté à la figure 6.4. Afin de mettre en contexte, spécifions qu'une différence d'atténuation sous la barre des 0.1% (correspondant à 1 HU) serait inapparente en imagerie clinique. Il est ainsi possible d'éliminer complètement l'artefact d'affaissement avec un détecteur possédant une résolution de 5% en utilisant un minimum de 8 fenêtres. En tolérant l'affaissement jusqu'à 0.8% (correspondant à l'écart-type relatif du bruit au centre de l'image), plusieurs configurations permettent d'atténuer suffisamment l'amplitude de l'artefact. Même un détecteur possédant une résolution de 20% corrige efficacement s'il utilise au moins quatre fenêtres. Pour un résolution en énergie raisonnable, un nombre réduit de niveaux d'énergie augmente l'affaissement, un phénomène aussi observé par Shikhaliev [Shikhaliev, 2008a]. À titre de référence, l'affaissement mesuré pour un détecteur opérant en mode intégration est de 2.2% pour cette mire.

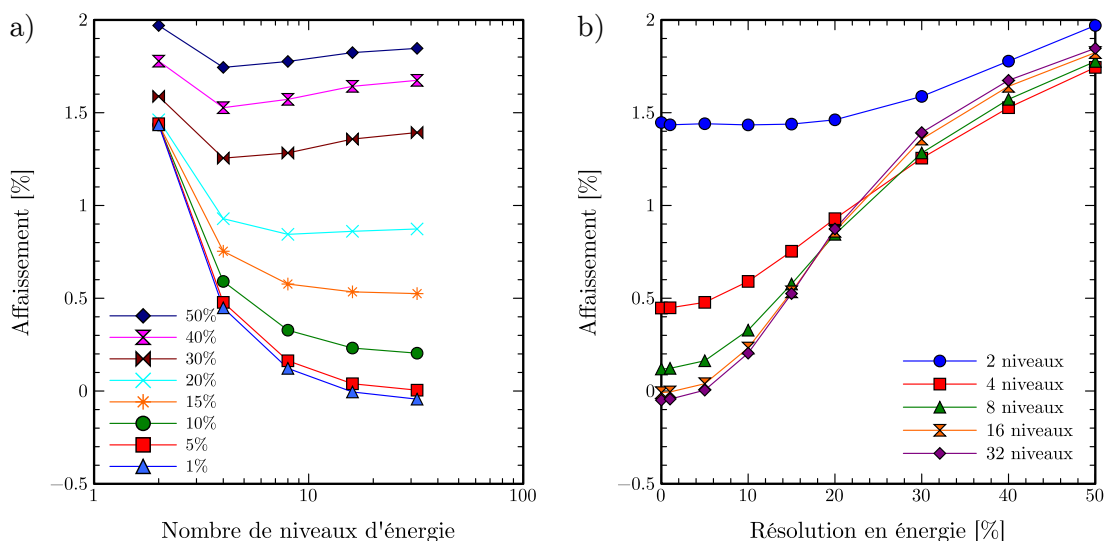


Figure 6.4 Amplitude de l'artefact d'affaissement : a) en fonction du nombre de niveaux d'énergie utilisés, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur.

6.3.3 Ombrage

En utilisant la mire osseuse (Figure 6.2c), l'ombrage présent entre les régions d'atténuation importante est maintenant abordé. À la différence du reste de ce chapitre, les reconstructions sont ici effectuées à l'aide de 50 itérations et 32 OS. Ce nombre important d'itérations est nécessaire afin de mener l'image à une convergence acceptable. En effet, les régions de contraste important impliquent un contenu fréquentiel élevé, et les hautes fréquences sont reconstruites tardivement dans le cycle itératif. Dans le but de quantifier l'artefact d'ombrage, la déviation standard est mesurée à l'intérieur d'une région rectangulaire située au

centre de l'image ($43 \times 172 \text{ mm}^2$). Puisque cette mesure est problématique en présence de bruit, les simulations sont ici effectuées sans l'ajout de bruit de comptage. Encore ici, la mesure est effectuée à partir de l'image provenant de la reconstruction en fonctions de base générée à une énergie de 50.4 keV. Les résultats rapportés sont relatifs à l'ombrage mesuré dans la même mire à l'aide d'un détecteur opérant en mode intégration ($\text{ombrage}_{\text{relatif}} = \frac{\text{ombrage}_{\text{spectral}}}{\text{ombrage}_{\text{intégration}}}$).

La figure 6.5 présente le résultat de cette mesure pour les différentes configurations du détecteur. Pour les meilleurs scénarios, l'amplitude de l'artefact est réduite à seulement 30% de celle présente dans l'image provenant du mode intégration. Il est intéressant de noter que huit niveaux sont nécessaires pour l'obtention de cette correction maximale, et que l'ajout de niveaux supplémentaires est inutile. Cependant, même un détecteur utilisant uniquement deux niveaux permet une diminution appréciable de l'artefact si sa résolution en énergie est raisonnable.

Afin de démontrer que la diminution de l'artefact d'ombrage est aussi possible en présence de bruit, la figure 6.6 montre le résultat des reconstructions avec et sans bruit de comptage pour un détecteur possédant huit niveaux et une résolution en énergie de 1%, et aussi pour un détecteur traditionnel en mode intégration. L'artefact est bel et bien présent dans la version bruitée et la correction est aussi efficace pour le détecteur spectral. La fenêtre d'observation est de $0.18\text{--}0.22 \text{ cm}^{-1}$, correspondant à une fenêtre HU centrée sur 0 et d'une largeur de 200.

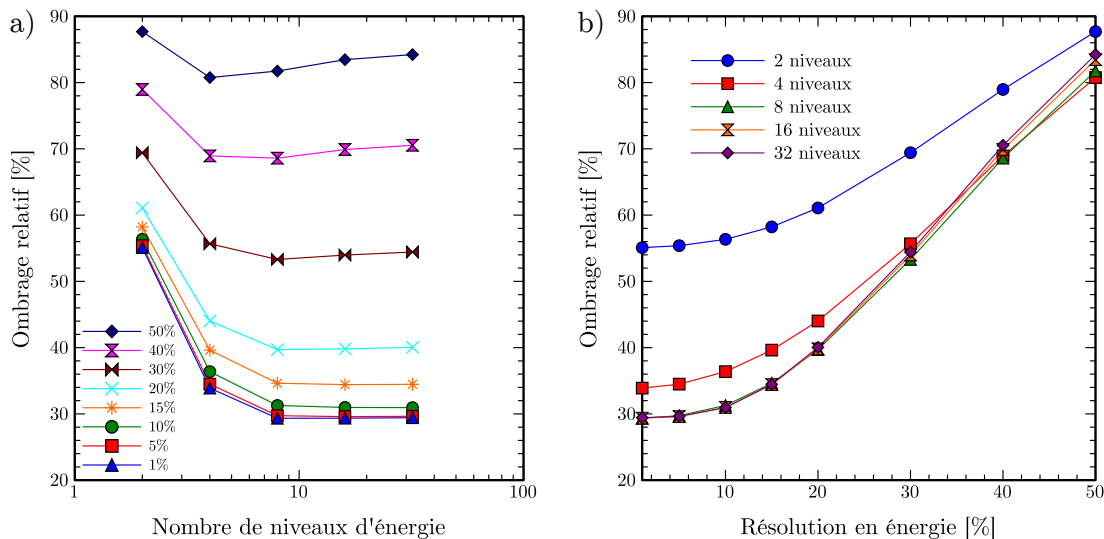


Figure 6.5 Amplitude de l'artefact d'ombrage : a) en fonction du nombre de niveaux d'énergie utilisés, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur.

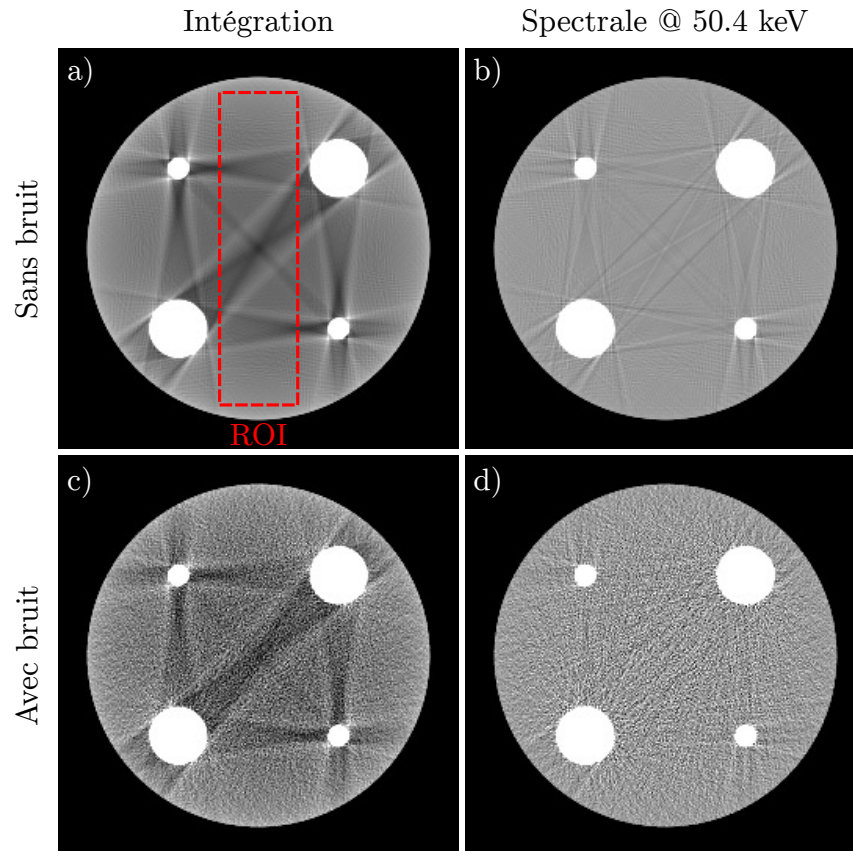


Figure 6.6 Reconstructions de la mire contenant les inclusions osseuses sans bruit (a, b) et avec un bruit correspondant à 585 000 comptes/détecteur/projection (c, d), pour un détecteur opérant en mode intégration (a, c) et pour un détecteur AAI possédant 8 niveaux et une résolution en énergie de 1% (b, d). La figure a) montre aussi la région d'intérêt utilisée afin de quantifier l'amplitude de l'artefact d'ombrage. La fenêtre d'observation est de $0.18\text{--}0.22\text{ cm}^{-1}$ pour toutes les images.

6.3.4 Rapport contraste à bruit

Le RCB est ici étudié en se concentrant sur l'identification de calcifications en mammographie. Afin d'y parvenir, l'inclusion de carbonate de calcium (CaCO_3 à une concentration de 0.28 g/cm^3) présent dans la mire de Schmidt (Figure 4.3) est à présent considérée. La mesure de RCB est effectuée sur l'image en tons de gris obtenue par l'équation 4.26, à l'énergie maximisant le RCB spectral. De cette manière, le RCB serait utilisable dans un contexte d'imagerie clinique. Afin de rapporter les résultats en termes d'amélioration du RCB, une reconstruction simulant un détecteur opérant en mode intégration est encore ici effectuée.

Les différentes configurations de détecteur sont à nouveau testées et le résultat est observable à la figure 6.7. Pour une bonne résolution en énergie, le RCB augmente de façon significative en fonction du nombre de niveaux et sature vers 16 niveaux. Sans grande surprise, le gain de RCB par l'ajout de niveaux additionnels n'est pas aussi intéressant lorsque la résolution est moindre. L'amélioration de RCB est toutefois intéressante pour toutes les configurations, même pour un détecteur possédant un faible nombre de niveaux d'énergie.

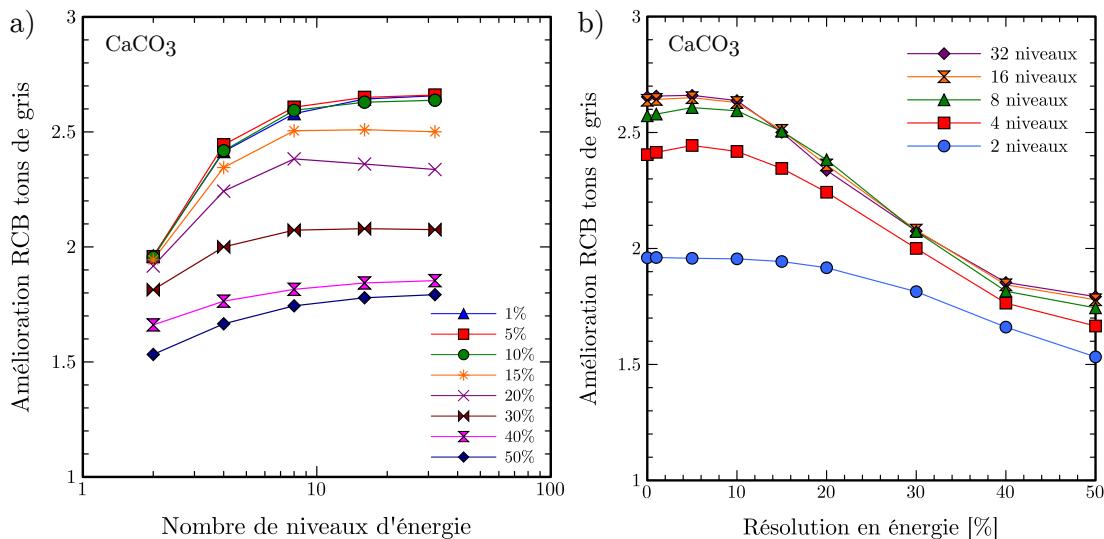


Figure 6.7 Amélioration du RCB pour l'inclusion de CaCO_3 : a) en fonction du nombre de niveaux d'énergie utilisés, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur.

6.4 Discussion

Ce chapitre évalue les performances de la méthode de reconstruction proposée au chapitre 4 face à différentes configurations de détecteurs. Les conclusions qui peuvent en être tirées seraient probablement différentes si une autre approche de reconstruction était utilisée. D'autres facteurs, tels que la taille du sujet et l'étendue spectrale de la source de rayonnement, influenceraient aussi grandement le résultat. Par exemple, les considérations de durcissement de faisceau seraient probablement insignifiantes pour une mire d'un diamètre de quelques centimètres simulant un petit animal. À l'opposé, les bénéfices liés à la reconstruction polyénergétique seraient probablement encore plus importants pour l'imagerie chez les patients obèses.

Pour les mires simulées dans le cadre de ce chapitre, les conclusions provenant des différents contextes mènent à un constat harmonieux. Si l'on s'intéresse à l'aspect quantitatif des

reconstructions, soit concernant l'exactitude des coefficients d'atténuation reconstruits, une résolution en énergie inférieure à 10% permet une diminution de l'erreur par l'ajout de fenêtres additionnelles. L'utilisation de plus de 8 niveaux ne réduit pas significativement cette erreur. Concernant les artefacts liés au durcissement du faisceau, 8 fenêtres sont suffisantes pour réduire l'affaîssement à environ 1 HU si la résolution en énergie est sous la barre de 10%. Afin de minimiser l'ombrage, il est encore une fois inutile d'ajouter plus de 8 niveaux pour une résolution en énergie raisonnable. Certaines stries restent cependant visibles dans les images d'ombrage, et ce même si l'algorithme $MLTR_{poly}$ gère le processus de durcissement de manière appropriée. Ces stries ne peuvent être corrigées parfaitement [De Man *et al.*, 2001], en raison des effets non linéaire de volume partiel [Joseph et Spital, 1981] et de repliement spectral [Brooks *et al.*, 1979; Crawford et Kak, 1979; Leng *et al.*, 2008; Stockham, 1979; Zbijewski et Beekman, 2004, 2006]. Finalement, le RCB mesuré entre une inclusion de $CaCO_3$ et un tissu mammaire ne s'améliore pas de façon significative avec plus de 8 fenêtres, et ce pour toute résolution en énergie. Un léger gain de RCB est cependant disponible en utilisant 16 niveaux si la résolution en énergie est de l'ordre de 1%. Somme toute, un détecteur spectral intéressant posséderait 8 fenêtres et une résolution en énergie sous la barre des 10% à 60 keV.

Des détecteurs offrant des caractéristiques comparables commencent à faire leur apparition sur le marché. Par exemple, le Medipix-3RX [Ballabriga *et al.*, 2013; Koenig *et al.*, 2014] avec ses 8 niveaux et une résolution de 11% à 22 keV semble un candidat intéressant, quoiqu'il soit pour l'instant restreint à acquérir une énergie maximale de 35 keV. Une telle limitation, combinée au fait que sa géométrie ne permette pas de juxtaposer suffisamment d'unités pour imager un patient humain, rendent toutefois son utilité clinique difficile (cette énergie serait cependant adaptée à la mammographie). D'autres propositions ont été apportées (Tableau 2.1 et 2.2), mais ne représentent pour l'instant que des prototypes de laboratoire.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'influence du nombre de fenêtres et de la résolution en énergie d'un détecteur opérant en AAI sur la capacité à générer des images reconstruites de qualité à été étudiée. Les critères d'évaluation incluaient la précision de la quantification, la sensibilité aux artefacts causés par le durcissement du faisceau et la capacité à améliorer le RCB. Pour tous ces scénarios, il a été observé que 8 fenêtres et une résolution en énergie inférieure à 10% (à 60 keV) représentent une configuration intéressante permettant de générer des images pour lesquelles le processus de durcissement est traité de manière adéquate. Un

détecteur avec ces caractéristiques n'est pas encore disponible commercialement, mais les nombreuses propositions expérimentales mises de l'avant ces dernières années laissent entrevoir une possibilité clinique concrète dans un avenir rapproché. Si les considérations de bruit, de distorsion spectrale et de taux de comptage sont aussi adressées correctement, la TDM comme la radiographie bénéficieront alors d'une réduction de dose et de nouvelles capacités spectrales. Ce complément d'information permettra de mieux caractériser les tissus observés, de localiser plus aisément les détails fins et ouvrira la porte à une nouvelle ère diagnostique dont les capacités restent encore à être découvertes.

CHAPITRE 7

Estimation de la distribution de dose

Il a été exposé au cours des chapitres précédents que la TDM polyénergétique permet, en autres, l'identification spectroscopique des matériaux ainsi que l'amélioration du RBC. Bien d'autres utilisations sont cependant envisageables. Ce chapitre propose donc une nouvelle application, avec laquelle il est possible d'approximer la dose délivrée à un patient directement suite à un examen TDM si un détecteur AAI est utilisé. En théorie, une résolution en énergie et un nombre de niveaux d'énergie suffisants permettrait de calculer la distribution spatiale de la dose absorbée dans le corps imagé. Une solution, basée sur la méthode démontrée au chapitre 4, est proposée afin d'y parvenir.

7.1 Introduction

L'obtention de la distribution 3D de la dose délivrée au patient suite à un examen TDM clinique, pouvant mener au calcul de dose totale ou de dose absorbée par organe, serait un atout fantastique pour les cliniciens d'aujourd'hui [Kalender, 2014]. Kalender ajoute même qu'une surveillance continue et rigoureuse de la dose administrée est une nécessité. Dans ce contexte, et devant la mesure d'énergie permise par les nouveaux détecteurs opérant en comptage de photons, cette mesure devient maintenant possible.

De nombreuses méthodes ont déjà été proposées afin d'estimer la dose absorbée suite à un examen TDM. Elles se basent généralement sur une modélisation Monte Carlo reproduisant les caractéristiques associées à l'examen [Atherton et Huda, 1996; Huda et Atherton, 1995; Rivard *et al.*, 2010], et sont généralement très gourmandes en durée de calcul. Peu de méthodes proposent d'utiliser directement les données acquises par TDM afin d'en extraire un estimé de dose. Par exemple, il a été montré que la mesure de la dose à un point d'intérêt est possible à partir d'une mesure standard (en mode intégration), si la distribution spectrale de la source est connue [Kouznetsov et Tambasco, 2011].

Dans un cadre de reconstruction itérative avec données polyénergétiques, tel que présenté au chapitre 4, tous les éléments nécessaires au développement d'une nouvelle solution sont déjà disponibles. La matrice système, traduisant la géométrie du système d'acquisition, et une reconstruction en fonctions de base sont ainsi utilisées en entrées pour le calcul de dose. Cette proposition est intéressante, puisqu'elle permet d'estimer la distribution de la

dose immédiatement après un examen, indépendamment de tous changements ayant pu survenir concernant l'état du scanner ou le protocole d'acquisition (tension et courant de la source, présence/absence de filtres, durée, pas axial, etc.).

L'idée est articulée selon trois opérations analytiques exécutées de manière non itérative. Dans un premier temps, le nombre de photons atténués dans chacun des voxels de l'image reconstruite est calculé. Ensuite, de ce nombre sont estimées les énergies déposées par les effets photoélectriques et Compton. Puisque les énergies moyennes des niveaux sont connues, ceci permet d'obtenir, en Joules (J), la distribution spatiale de l'énergie déposée. Finalement, pour obtenir la dose en Gray (Gy), la densité est estimée pour chacun des voxels de l'image.

7.2 Matériel et méthodes

7.2.1 Calcul du dépôt d'énergie

Le calcul du nombre de photons absorbés est basé sur l'algorithme original de reconstruction TDM utilisant la similitude logarithmique proposé par Lange et Carson [Lange et Carson, 1984] pour une mesure monochromatique. Celui-ci est reproduit ici afin de mieux soutenir la démonstration. L'estimé de l'image est rafraîchi, pour l'itération $n + 1$, en utilisant

$$\mu_j^{n+1} = \frac{\sum_i [M_{ij} - N_{ij}]}{\frac{1}{2} \sum_i [M_{ij} + N_{ij}] l_{ij}}, \quad (7.1)$$

où M_{ij} et N_{ij} représentent respectivement les nombres de photons entrant et sortant d'un voxel d'indice j le long d'un tube de réponse d'indice i . Ces quantités sont définies par

$$M_{ij} = d_i e^{-\sum_{p \leq j} l_{ip} \mu_p} + Y_i - \hat{Y}_i \quad (7.2)$$

et

$$N_{ij} = M_{ij+1}. \quad (7.3)$$

En émettant l'hypothèse que la matrice image a déjà été pleinement reconstruite, il est possible de dépouiller l'équation 7.2 de ses termes additifs, puisqu'alors $Y_i - \hat{Y}_i \cong 0$. En

raison du nombre important d'appels de la fonction exponentielle nécessaires au fonctionnement de cet algorithme (un pour chacun des voxels de tous les rayons), il a été rapidement remplacé par des versions demandant le calcul d'une seule exponentielle par rayon [Lange et Fessler, 1995]. Même si elle est moins rapide, cette forme est ici tout à fait appropriée pour le calcul de dose. Puisque ce calcul n'est pas itératif, la durée est alors peu importante. La quantité recherchée, soit le nombre de photons absorbés à l'intérieur d'un voxel d'indice j pendant un scan entier, devient simplement (pour une fenêtre d'énergie d'indice k)

$$\eta_{jk} = \sum_i [M_{ij} - N_{ij}]_k. \quad (7.4)$$

Les photons étant absorbés via l'effet photoélectrique déposent rapidement la totalité de leur énergie par l'ionisation du milieu environnant. On pose ici l'hypothèse que ce dépôt est confiné aux frontières du voxel d'intérêt. De leur côté, les photons subissant une diffusion Compton ne déposent que partiellement leur énergie dans le milieu. En fonction de leur énergie d'incidence e et de l'angle de diffusion θ , l'énergie de ces photons diffusés est donnée par [Klein et Nishina, 1929]

$$e_{\text{diff}}(e, \theta) = \frac{e}{1 + \alpha[1 - \cos \theta]}, \quad (7.5)$$

où $\alpha = e/510.975$ keV. La méthode ici proposée n'est pas de nature Monte Carlo, ainsi les photons ne sont pas traités de manière individuelle afin de leur associer une direction de diffusion. Pour cette raison, il est plus pertinent d'utiliser une énergie moyenne afin d'estimer le transfert d'énergie par effet Compton. L'énergie transférée moyenne sur tous les angles de diffusion est ainsi estimée par

$$\overline{e_{\text{diff}}}(e) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e_{\text{diff}}(e, \theta) d\theta = \frac{e}{\sqrt{1 + 2\alpha}}, \quad (7.6)$$

et l'énergie déposée moyenne s'obtient aisément par

$$\overline{e_{\text{dépôt}}}(e) = e - \overline{e_{\text{diff}}}(e). \quad (7.7)$$

Le nombre de photons absorbés à l'intérieur d'un voxel est ensuite séparé en composantes photoélectrique et Compton, en pondérant par l'atténuation respective de ces effets, soit

$$\eta_{jk}^{\text{photo}} = \eta_{jk} \frac{p_j P_k}{p_j P_k + c_j C_k}, \quad (7.8)$$

$$\eta_{jk}^{\text{Compton}} = \eta_{jk} \frac{c_j C_k}{p_j P_k + c_j C_k} = \eta_{jk} - \eta_{jk}^{\text{photo}}. \quad (7.9)$$

L'indice k est ici introduit puisque ce calcul est effectué individuellement sur chacun des niveaux d'énergie. Finalement, le dépôt d'énergie total par voxel est calculé en considérant tous les niveaux d'énergie, soit

$$E_j = \sum_k [e_k \eta_{jk}^{\text{photo}} + \overline{e_{\text{diff}}}(e_k) \eta_{jk}^{\text{Compton}}], \quad (7.10)$$

où e_k représente l'énergie moyenne du niveaux d'énergie d'indice k .

7.2.2 Calcul de la dose déposée

La dose se définit par le rapport de l'énergie déposée à l'intérieur d'une région sur la masse de cette région. Pour obtenir cette mesure, il faut alors estimer la masse volumique de chacun des voxels de l'image reconstruite. Cette quantité n'est cependant pas directement fournie par la décomposition en fonctions de base photoélectrique/Compton, et il est alors nécessaire de l'estimer. Pour y parvenir, on émet ici l'hypothèse que tous les matériaux sont composés d'un mélange d'air, d'eau et d'os. Pour chacun des voxels de la décomposition en fonctions de base reconstruite, l'atténuation est tout d'abord calculée à une énergie de référence (ici 140 keV). Par la suite, les fractions respectives des constituants air/eau/os sont déterminées à l'aide de l'ensemble de fonctions affines par morceaux

$$f_{\text{air}}(\mu) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mu \leq \mu_{\text{air}} \\ \left(\frac{\mu_{\text{air}}}{\mu}\right)^n & \text{si } \mu > \mu_{\text{air}}, \end{cases} \quad (7.11)$$

$$f_{\text{eau}}(\mu) = \begin{cases} 1 - f_{\text{air}}(\mu) & \text{si } \mu \leq \mu_{\text{eau}} \\ \left(\frac{\mu_{\text{eau}}}{\mu}\right)^n & \text{si } \mu > \mu_{\text{eau}}, \end{cases} \quad (7.12)$$

$$f_{\text{os}}(\mu) = \begin{cases} 0 & \text{si } \mu \leq \mu_{\text{eau}} \\ 1 - f_{\text{eau}}(\mu) & \text{si } \mu > \mu_{\text{eau}}, \end{cases} \quad (7.13)$$

où μ_{air} , μ_{eau} et μ_{os} représentent les coefficients d'atténuation respectifs de ces matériaux à l'énergie de référence (constantes connues). Cette méthode est inspirée de la proposition de [Elbakri et Fessler, 2003], à laquelle l'air a été ajouté, et offrant des transitions plus abruptes par l'utilisation de l'exposant n . Dans le cadre de ces travaux, une valeur de $n = 4$ a été jugée raisonnable. La valeur exacte de cette constante est plutôt accessoire, puisqu'elle n'affecte uniquement que les matériaux dont la masse volumique surpasse substantiellement celle de l'eau. La figure 7.1 montre la distribution de ces fractions en fonction du coefficient d'atténuation.

Une fois les fractions obtenues, la masse volumique de chacun des voxels est calculée par

$$\rho(\mu) = f_{\text{air}}(\mu) \frac{\mu}{\mu_{\text{air}}} \rho_{\text{air}} + f_{\text{eau}}(\mu) \frac{\mu}{\mu_{\text{eau}}} \rho_{\text{eau}} + f_{\text{os}}(\mu) \frac{\mu}{\mu_{\text{os}}} \rho_{\text{os}}, \quad (7.14)$$

où ρ_{air} , ρ_{eau} et ρ_{os} représentent les masses volumiques des différents matériaux (constantes connues). Cette approximation représente bien les constituants pouvant être retrouvés dans le corps humain, mais devient rapidement inexacte pour les matériaux contenant des atomes avec un numéro atomique et un nombre de masse très différents. Heureusement, le concept de dose n'est intéressant que pour les tissus biologiques.

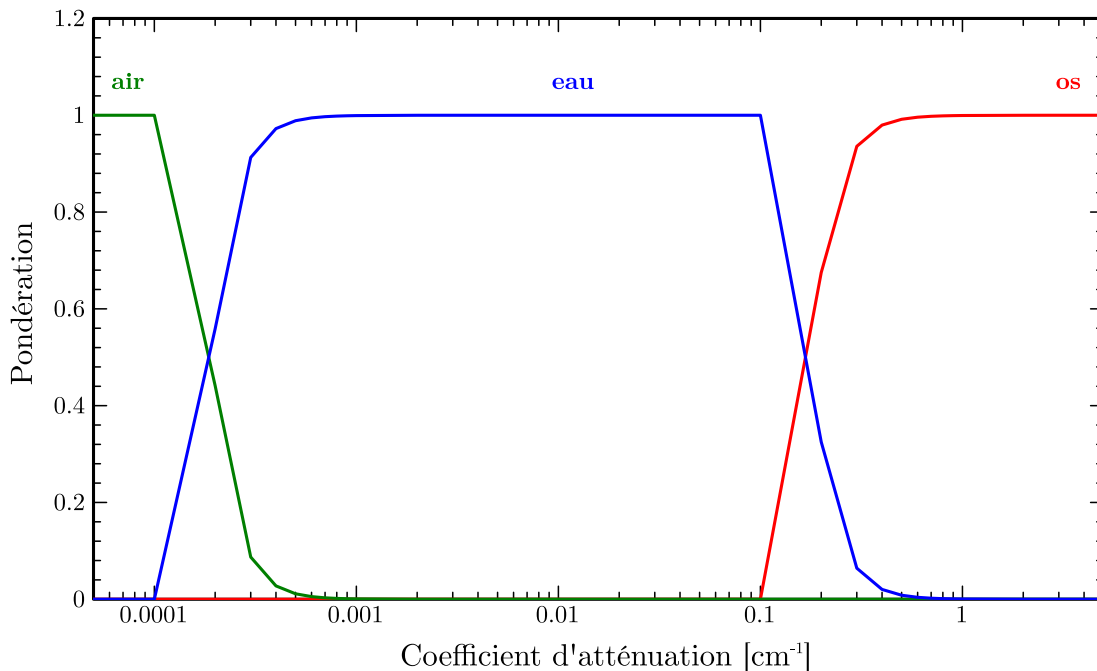


Figure 7.1 Poids accordés aux différents matériaux lors de l'estimation de la masse volumique des voxels de l'image reconstruite. Le coefficient d'atténuation linéaire est calculé à une énergie de référence (ici 140 keV) à partir de la décomposition en fonctions de base en utilisant l'équation 2.2.

La masse de chacun des voxels est alors une mesure triviale, leur volume étant défini par la matrice système

$$m_j = \rho_j V_j. \quad (7.15)$$

Finalement, l'estimé de la dose absorbée dans la totalité du volume imagé est obtenu par le rapport du dépôt total d'énergie sur la masse totale, soit

$$D = \frac{\sum_j E_j}{\sum_j m_j}. \quad (7.16)$$

7.3 Résultats

7.3.1 Mise en application de la méthode

La mire de Schmidt introduite à la section 4.2.4 est à nouveau reconstruite afin de permettre l'observation de la distribution du dépôt d'énergie utilisant la méthode présentée. La mire et le spectre de rayons X sont les mêmes que ceux définis à la figure 4.3. Le CDV de reconstruction est pixelisé selon $256 \times 256 \times 1$, avec pour dimensions physiques $160 \times 160 \times 0.625 \text{ mm}^3$, soit une seule tranche d'un volume tridimensionnel avec voxels isotropes de 0.625^3 mm^3 . La géométrie d'acquisition est toujours équiangulaire, utilisant 512 détecteurs et 512 projections. L'image est reconstruite par la décomposition en fonctions de base présentée au chapitre 4, utilisant 20 itérations, 8 sous-ensembles, 10 niveaux d'énergie discrets, une résolution en énergie parfaite et une statistique de 10^5 photons/détecteur/projection.

La figure 7.2 montre le résultat suite à l'application de la méthode au niveau de la distribution spatiale de l'énergie déposée. Tel qu'attendu, le dépôt d'énergie est plus important en périphérie de l'image. Ceci est causé par le durcissement du faisceau, les photons de plus faible énergie traversant en moyenne une distance réduite dans le milieu atténuant. L'énergie impartie, soit la somme des dépôts pour l'image entière, équivaut dans ce cas à $23.4 \mu\text{J}$, pour une dose de 2.38 mGy .

La méthode permet aussi d'observer le dépôt énergétique par tranche d'énergie. Il est possible de constater, en observant la figure 7.3, que le dépôt d'énergie est en effet très important en périphérie de l'objet pour les photons de basse énergie, et devient plus uniforme lorsque cette énergie croît.

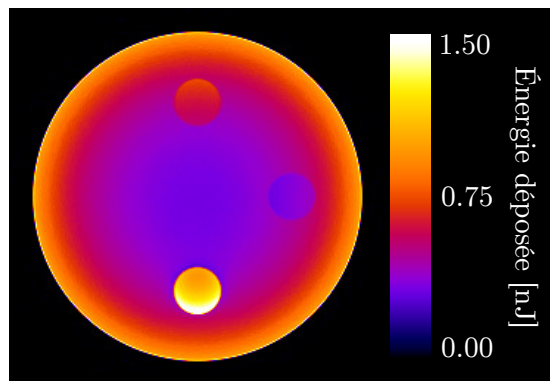


Figure 7.2 Distribution spatiale du dépôt d'énergie dans la mire de Schmidt (Figure 4.3) pour un niveau de statistique de 10^5 photons/détecteur/projection, correspondant à une énergie impartie de $23.4 \mu\text{J}$, pour une dose de 2.38 mGy .

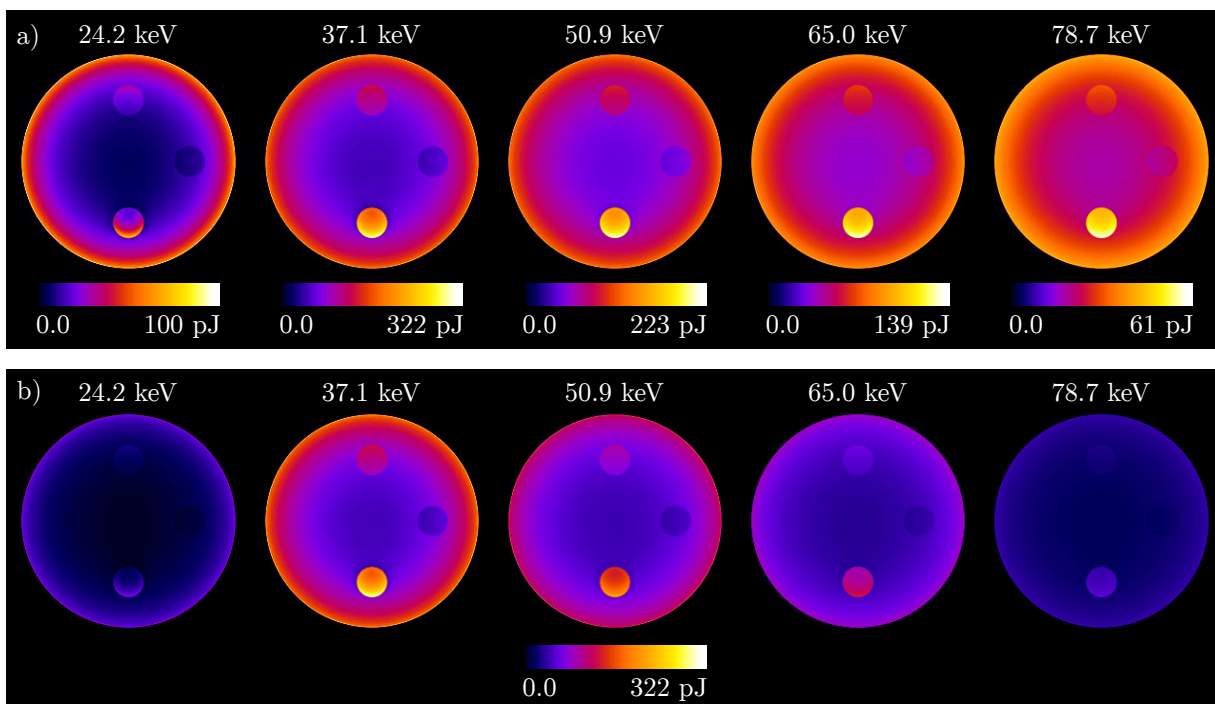


Figure 7.3 Distribution spatiale du dépôt énergétique pour 5 des 10 niveaux d'énergie utilisés : a) présentée à l'aide d'échelles d'intensité individuelles afin de permettre d'observer le gradient de dépôt radial bien distinct pour chacune des différentes fenêtres, et b) présentée à l'aide d'une échelle constante afin de mettre l'emphasis sur le dépôt inégal en fonction de l'énergie, qui est ici maximal pour la fenêtre d'énergie de 37.1 keV . En raison du durcissement du faisceau, les photons de plus faible énergie contribuent peu à la dose administrée au centre du CDV.

La dose absorbée devrait être proportionnelle à la statistique utilisée. Ce résultat est obtenu en figure 7.4 par la mesure la dose absorbée en fonction du niveau de statistique simulé

afin de générer le sinogramme. Un coefficient de corrélation R^2 de 1 est obtenu à partir d'une régression linéaire effectuée sur les données obtenues, confirmant le phénomène.

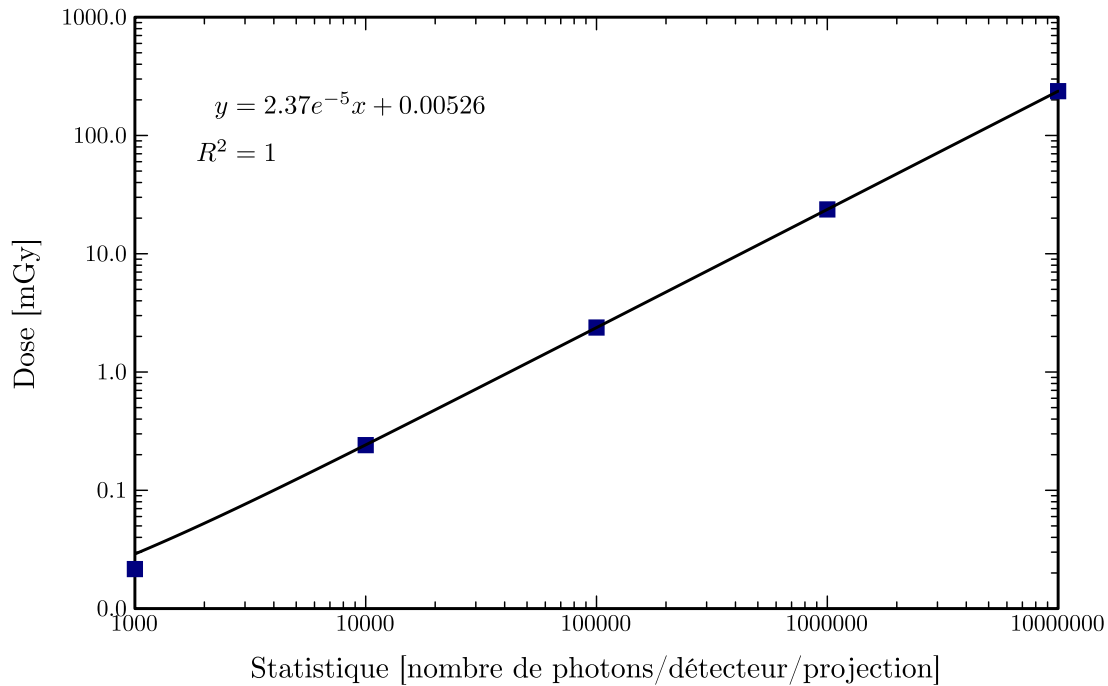


Figure 7.4 Dose délivrée au volume total en fonction du niveau de statistique.

La qualité de l'estimation de la masse volumique a aussi été validée par la reconstruction d'une mire analytique contenant des matériaux retrouvés dans le corps humain (Figure 7.5a). Dans un premier temps, elle est calculée en utilisant l'équation 7.14 avec le coefficient d'atténuation théorique des matériaux (procuré par XCOM). Ensuite, la reconstruction de la mire analytique a été effectuée et la carte de la distribution de la masse volumique en a été extraite (Figure 7.5b). Les masses volumiques ρ sont mesurées en utilisant les moyennes de régions d'intérêt (ROI) circulaires d'un diamètre de 10 mm centrées sur les tissus d'intérêt. Le tableau 7.1 montre que pour les tissus et organes l'erreur absolue entre la référence et la valeur reconstruite reste inférieure à 4%, alors que pour les os elle est inférieure à 1%. Dans le cas de l'air, pour lequel le calcul de dose est cependant inintéressant, l'erreur est légèrement supérieure tout en demeurant raisonnable. Il est à noter que le poumon et l'air ont été simulés indépendamment, puisqu'ils présentent des conditions d'imagerie très différentes. En effet, de nombreuses références situent la masse volumique du poumon gonflé entre 0.25 et 0.3 g/cm³ [ICRP, 2002; Jones *et al.*, 2003; Mosleh-Shirazi *et al.*, 2004; White *et al.*, 1986], ce qui est une valeur près de 250 fois plus importante que celle de l'air.

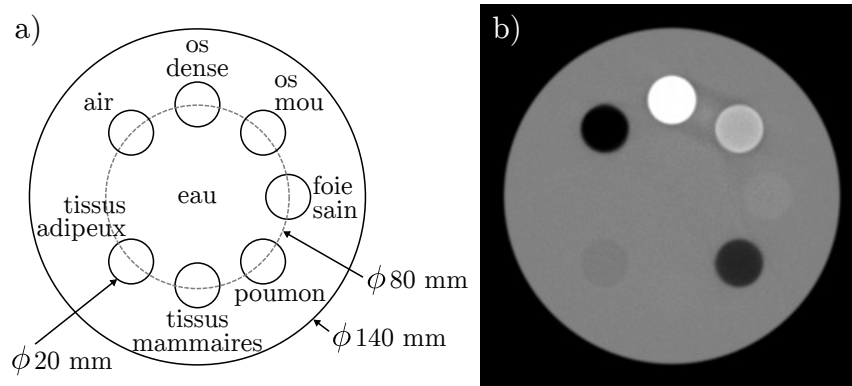


Figure 7.5 a) Définition de la mire utilisée afin de valider l'approximation du calcul de masse volumique réalisé à partir du coefficient d'atténuation. b) Carte de la masse volumique reconstruite, montrée pour une fenêtre de 0–1.9 g/cm³.

Tableau 7.1 Performance de la méthode d'estimation de la masse volumique pour certains matériaux. Les valeurs prévues par le modèle sont présentées ainsi que les résultats obtenus suite à la reconstruction d'une mire analytique. Pour les deux approches, l'erreur relative (ϵ) à la référence vraie est rapportée selon

$$\frac{\rho - \rho_{\text{vrai}}}{\rho_{\text{vrai}}}$$

Matériaux	ρ_{vrai} [g/cm ³]	$\rho_{\text{modèle}}$ [g/cm ³]	$\epsilon_{\text{modèle}}$ [%]	ρ_{recon} [g/cm ³]	ϵ_{recon} [%]
Eau	1	1.000	0.00	0.976	-2.42
Tissus mammaires	1.02	1.015	-0.45	0.990	-2.93
Tissus adipeux	0.95	0.951	0.07	0.927	-2.38
Os mou	1.3	1.287	-1.03	1.303	0.28
Os dense	1.92	1.916	-0.22	1.927	0.37
Air	0.0012	0.00120	0.00	0.00125	4.27
Poumons	0.296	0.293	-0.86	0.284	-3.89
Foie	1.06	1.056	-0.38	1.023	-3.48

7.3.2 Influence des caractéristiques du détecteur

Il est pertinent d'étudier l'influence des caractéristiques du détecteur sur la distribution spatiale du dépôt d'énergie. Afin d'y parvenir, l'erreur relative sera mesurée en utilisant l'équation 4.29 entre les cartes de distribution du dépôt d'énergie obtenues pour les différentes configurations et un cas idéal. Cette référence consiste en un détecteur possédant 128 niveaux, une résolution en énergie parfaite et pour lequel le bruit de comptage est inexistant. Puisque la notion de dose est uniquement intéressante pour les tissus vivants, la mire contenant les tissus biologiques (Figure 6.2a) est de nouveau utilisée. La méthodologie utilisée est identique à celle employée au chapitre 6, où la résolution en énergie (0

à 50%, avec 60 keV pour énergie de référence) ainsi que le nombre de fenêtres (différentes valeurs de 2^N pour $N = 1, \dots, 5$) sont variés.

La figure 7.6 montre que l'erreur relative suit de très près les tendances observées à la section 6.3.1. Il n'est pas surprenant de constater une similitude importante entre l'estimation de la distribution spatiale du coefficient d'atténuation et celle du dépôt d'énergie, puisque cette dernière est mesurée à partir de la première. L'amplitude de cette erreur est cependant de beaucoup supérieure à celle observée en figure 6.3, et la dégradation de résolution en énergie a rapidement des conséquences dramatiques sur la mesure. Encore ici, l'ajout de fenêtres additionnelles est bénéfique uniquement pour une résolution en énergie inférieure à 10%.

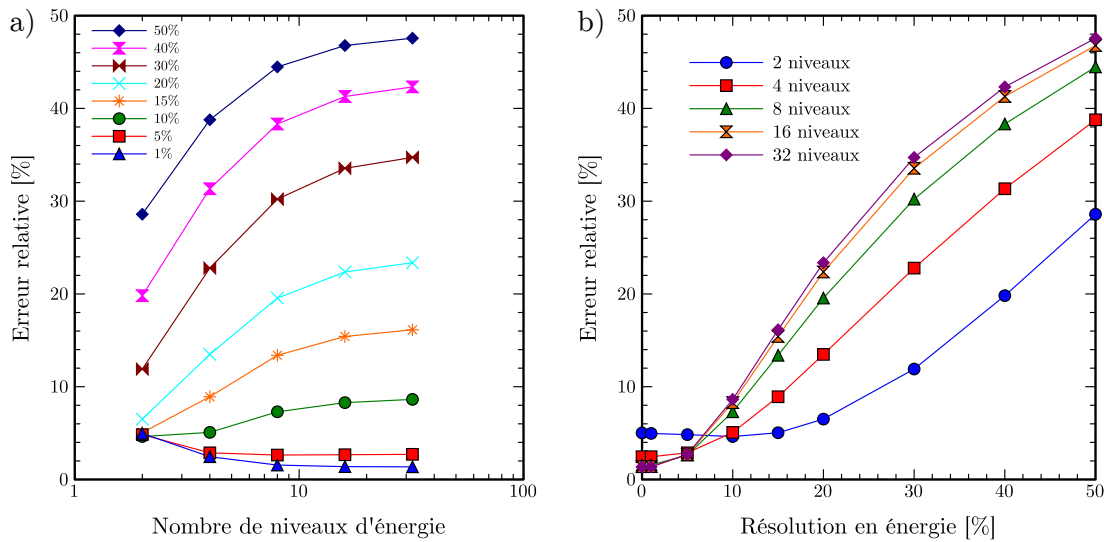


Figure 7.6 Erreur effectuée sur l'approximation de la distribution spatiale du dépôt d'énergie utilisée par le calcul de dose : a) en fonction du nombre de fenêtres utilisés et pour diverses résolution en énergie, b) en fonction de la résolution en énergie du détecteur pour différents nombres de fenêtres.

7.4 Discussion

La méthode proposée permet le calcul de la distribution spatiale de la dose déposée en utilisant comme entrée uniquement le résultat d'une décomposition en fonctions de base photoélectrique/Compton. Cette décomposition peut être obtenue à l'aide de l'algorithme proposé au chapitre 4, sans toutefois être une nécessité. L'avantage d'utiliser le cadre d'une reconstruction itérative est de se voir fournir la matrice système, qui elle est nécessaire dans tous les cas. Le calcul de dose se faisant de manière analytique et ne nécessitant pas un processus itératif, il peut donc être obtenu rapidement.

Dans un contexte de reconstruction itérative en clinique, la distribution de dose serait ainsi accessible au coût équivalent d'une seule itération additionnelle. Jumelée à des algorithmes de segmentation automatique, ceci permettrait l'obtention rapide des doses par organe, ou de toute autre mesure nécessitant la distribution 3D de la dose déposée. L'obtention de la dose à chaque examen permettrait la validation de tout protocole et de toute configuration de l'appareil en temps réel, et ce sans quelconques suppositions sur l'état de ce dernier. Par exemple, l'effet d'un filtre papillon sur un patient est rapidement validé par l'absence d'une augmentation de la dose en surface de la peau. Tout bris ou mauvais fonctionnement de l'appareil est alors observable immédiatement suite à un examen (on pourrait cependant penser que certaines protections devraient être en place sur les appareils).

Un certain nombre de limitations détériorent cependant le caractère quantitatif de la méthode proposée. Premièrement, uniquement les interactions Compton d'ordre zéro sont considérées. Il est donc supposé que suite à une première interaction, le photon quitte le sujet. En réalité, cette situation doit rarement se produire chez les sujets humains (quoique plus probable chez le petit animal), et les conséquences sur la qualité de l'estimation de la dose seraient plus importantes chez les patients obèses. La mesure devient alors une sous-approximation sujette à une dépendance radiale. Il serait cependant possible d'implanter une correction analytique d'ordre supérieur qui diminuerait cet effet, par exemple en utilisant l'équation 7.5 pour distribuer l'énergie résiduelle des diffusés de premier degré.

Afin de produire un résultat quantitatif, d'autres hypothèses se doivent d'être respectées. Puisque seule la mesure du détecteur sert à l'estimation de la dose, tout rayonnement ne pouvant atteindre le détecteur doit être stoppé par un collimateur limitant l'étendue de la source. Dans la direction axiale, cette hypothèse est probablement respectée par tous les fabricants de scanners soucieux du bien-être du patient. Cependant, si le détecteur n'offre pas une fraction d'empaquetage parfaite (ce qui risque d'être le cas pour les détecteurs opérant en AAI), un biais est introduit. De la même manière, l'efficacité de détection et le temps mort du détecteur tendent à sous-estimer la dose mesurée s'ils ne sont pas considérés. Si des modèles sont disponibles afin de quantifier ces effets pour un détecteur donné, ils devraient être utilisés afin de corriger le dépôt d'énergie total, ou encore plus simplement afin de corriger le sinogramme mesuré.

Avant d'obtenir une mesure de dose, il a été démontré que le calcul de l'approximation de la masse des voxels à partir de la décomposition spectrale est nécessaire. La méthode proposée afin d'y parvenir repose sur l'hypothèse que tous les matériaux sont constitués d'un mélange d'eau, d'air et d'os. Cette approximation devrait produire un résultat quantitatif pour la plupart des tissus et organes constituant le corps humain. Deux paramètres

doivent être choisis afin de réaliser ce calcul, soit le facteur n des équations 7.11 et 7.12 ainsi que l'énergie de référence à laquelle l'atténuation est mesurée. En pratique, la valeur exacte du paramètre n est sans grande importance dans un scénario d'imagerie médicale. Premièrement, aucun tissu humain ne se retrouve près de la transition air/eau (même les poumons se trouvent beaucoup plus près de la transition eau/os). Ensuite, l'atténuation de la plupart des tissus et organes se situe si près de celle de l'eau qu'ils ne sont pas affectés par la transition eau/os. En réalité seuls les os se voient affectés par ce paramètre. S'il est cependant choisi trop faible (par exemple $n = 1$), il augmentera l'erreur du modèle concernant les os, qui seront alors considérés comme un mélange contenant une partie trop importante d'eau. Le choix de l'énergie de référence s'est montré plus critique sur la quantification de la masse volumique dans les images reconstruites. Une valeur plus faible (par exemple 50 keV) produit une erreur presque nulle pour certains matériaux comme l'eau et le poumon, au détriment d'autres comme les tissus adipeux et le foie pour lesquels l'erreur augmente. La valeur de 140 keV retenue afin de générer les résultats de ce chapitre constitue ainsi un compromis favorable à l'ensemble des matériaux. Dans un cadre clinique, l'estimation de la masse volumique pour les différents organes pourrait être améliorée en comparant la décomposition photoélectrique/Compton à des atlas pré-calculés.

L'influence de certaines caractéristiques du détecteurs sur la qualité de l'information générée a aussi été étudiée. Une résolution en énergie sous la barre des 10%, idéalement près de 1%, serait souhaitable afin de minimiser l'erreur sur l'estimation du dépôt d'énergie. Avec une telle résolution en énergie, l'utilisation de plus de 8 fenêtres est inutile. Ces conclusions sont très semblables à celles tirées au chapitre 6.

Il a été mentionné que le calcul de dose utilisant la méthode proposée s'effectue au coût approximatif d'une seule itération de l'algorithme $\text{TRML}_{\text{poly}}$. En réalité, dû au nombre important de répétitions de la fonction exponentielle sous-entendu par l'équation 7.4, ce coût est supérieur. Validé sur une station de travail récente (Intel i7-2600, 3.4 GHz, 8 cœurs, 16 GO de RAM), il correspond plutôt à 4.2 itérations. Cependant, puisque le calcul de l'énergie déposée peut s'effectuer naturellement de manière parallèle (simultanément sur chacune des fenêtres d'énergie), cette approche a été implémentée. Dans ce cas la durée du calcul de dose pour le sinogramme utilisé au cours de ce chapitre (utilisant 10 fenêtres d'énergie) correspond alors à 1.3 itérations de l'algorithme $\text{TRML}_{\text{poly}}$, respectant ainsi pratiquement l'affirmation originale.

La méthode proposée est analytique, non-itérative et rapide. En contrepartie, certains processus physiques sont ignorés pendant le calcul. Par exemple, certains modèles, en plus de simuler la diffusion Compton et l'absorption photoélectrique, considèrent le diffusé

cohérent (Rayleigh) et le processus d'émission de fluorescence caractéristique [Taylor *et al.*, 2007]. Il serait donc intéressant de comparer de manière quantitative la sortie du modèle proposé à un logiciel de référence tel que EGSnrc/DOSXYZnrc [Walters *et al.*, 2005].

7.5 Conclusion

Une méthode permettant d'estimer la distribution de la dose administrée à un patient suite à un examen TDM utilisant un détecteur sensible à l'énergie a été proposée. Elle se démarque par une rétroaction graphique, avec laquelle les organes radiosensibles pourraient être inspectés rapidement. Dans un cadre de reconstruction itérative utilisant une décomposition en fonctions de base photoélectrique/Compton, la procédure ne requière qu'une quantité très limitée d'entrées additionnelles. Uniquement la matrice système, le sinogramme et le résultat d'une reconstruction antérieure sont nécessaires. La méthode est rapide et permettrait une validation en continu des protocoles de contrôle de dose utilisés en clinique. Il faudrait pour ce faire que les détecteurs opérant en AAI deviennent la norme, une transformation qui risque fort bien de s'opérer dans un avenir rapproché.

CHAPITRE 8

Conclusion

8.1 Sommaire

Les nouveaux détecteurs de rayons X opérant en comptage de photons avec analyse d'amplitude d'impulsion représentent une solution envisageable au problème de dose administrée par les scanners TDM actuels. Dans le but de faire avancer la compréhension de ces dispositifs et de leur potentiel, cette thèse a porté sur leur étude dans un contexte d'imagerie médicale. Alors que certains se concentrent sur la fabrication de tels détecteurs, l'attention a ici plutôt été portée sur les caractéristiques des données générées ainsi que leur influence sur la qualité des images reconstruites. Puisque plusieurs scénarios d'imagerie allaient être considérés, la première étape a consisté à réaliser un modèle capable de simuler la sortie de divers détecteurs face à différentes mires réalistes. Armé de la possibilité de générer de telles données contrôlées, il a par la suite été possible de développer et valider un algorithme de reconstruction dédié spécifiquement à une mesure TDM spectrale. Malgré l'apport de certains avantages, cet algorithme demande aussi une quantité de calculs importante se traduisant par une durée de reconstruction accrue. Afin de palier à cet inconvénient, une méthode basée sur l'utilisation de coordonnées polaires a aussi été proposée. Cette dernière ne nécessite qu'une fraction des ressources mémoires normalement nécessaires aux reconstructions itératives, mais permet aussi de réduire la durée des calculs. Ceci laisse ainsi envisager un avenir clinique pour ces nouvelles méthodes, mais qui dépendra largement de la qualité des détecteurs qui équiperont les scanners. Afin de pouvoir aiguiller le développement de tels dispositifs vers une direction utilisable, une étude de l'influence de certaines de leur caractéristiques sur la qualité des images reconstruites a aussi été réalisée. Il a ainsi été possible de fixer certains critères qui se devront d'être respectés afin d'offrir une imagerie quantitative et réduite en artefacts. Il a été montré que ces détecteurs, si leur caractéristiques sont suffisantes, peuvent mener à une réduction des doses nécessaires à l'obtention d'une qualité d'image égale à celle produite par les détecteurs contemporains. Les détecteurs spectraux procurent cependant une information beaucoup plus riche, que les métriques actuelles peinent à mettre en valeur. Une méthode proposant de fournir une information originale a justement été apportée. Celle-ci reprend la nécessité de surveiller les doses administrées en proposant de fournir une appréciation

graphique du dépôt de dose. L'ensemble de ces travaux s'inscrit ainsi dans un effort visant à mener, à terme, la TDM spectrale vers une application démocratique.

8.2 Discussion

Cette thèse porte sur l'étude de certaines caractéristiques de ce type de détecteur et sur leurs applications potentielles. Afin de pouvoir mener à bien un tel travail, il est rapidement apparu comme évident qu'une source de données contrôlée allait devenir nécessaire. Puisqu'il est impraticable d'obtenir une quantité importante de détecteurs expérimentaux aux spécifications variées, un simulateur de données polyénergétiques a été développé. La principale qualité de modèle proposé est son caractère analytique, en opposition aux propositions plus complexes fonctionnant selon l'approche Monte Carlo. En effet, le nombre important de simulations nécessaires à la réalisation de cet ouvrage aurait été difficilement atteignable sans une approche rapide, et certains compromis ont ainsi été évités. L'approche proposée permet de modéliser aisément une multitude de matériaux et de géométries, tout en modélisant adéquatement le caractère polyénergétique du processus d'atténuation des photons X. Certaines caractéristiques associées aux détecteurs opérant en AAI peuvent être modélisées, incluant la résolution spatiale, le nombre de niveaux d'énergie, la résolution en énergie ainsi que le mode de pondération des événements. La distribution spectrale de la source de rayonnement et la statistique utilisée (équivalente au courant du tube) ont aussi été intégrées au modèle, quoi que cette première n'ait pu être implantée de manière complètement automatisée. Il a été démontré que les divers artefacts liés au durcissement du faisceau peuvent ainsi être reproduits.

Le modèle proposé représente un détecteur idéal à bien des égards, car de nombreux impendables n'ont pas été modélisés. Outre les fluctuations de comptage, diverses sources de bruit affectant les détecteurs AAI ont été ignorées, jugées comme trop spécifiques à leurs technologies respectives. De nombreux détecteurs, comme par exemple ceux basés sur les photodiodes à avalanche employés par la technologie LabPET, sont affectés par un nombre important de comptes présents à faible énergie [Bergeron *et al.*, 2015; Bérard *et al.*, 2007]. En acceptant de perdre une partie du spectre riche en information, il est possible de s'affranchir de ce problème en augmentant le seuil de détection minimum. D'autres détecteurs, comme ceux utilisant le CZT, voient leur spectre distordu par un front de basse énergie [Shikhaliyev, 2008a]. Dans ce cas, la mesure est entachée d'une erreur systématique difficile à corriger. D'autres facteurs ayant été ignorés sont probablement encore plus importants. En effet, l'empilement des impulsions [Roessl *et al.*, 2011b; Wang *et al.*, 2011b] et le temps mort sont tous deux directement affectés par le taux de comptage (et ainsi par le

niveau de statistique), et devraient être considérés afin de réellement caractériser les améliorations de RCB rendues possibles pour un détecteur particulier. De manière similaire, le rayonnement diffusé atteignant le détecteur, qui dégrade généralement les propriétés liées au contraste, a aussi été ignoré. Le fait de ne pas incorporer ces diverses informations au modèle limite ainsi la pertinence des conclusions tirées à un détecteur idéal. L'approche utilisée a toutefois permis de bien caractériser les contributions respectives des paramètres simulés. Au moment de la première présentation du modèle, aucun projet incluant un niveau d'intégration semblable n'avait été proposé. Depuis, certaines propositions similaires sont apparues [Ghadiri *et al.*, 2013], l'une incluant même le rayonnement diffusé [Diaz *et al.*, 2013].

En contraste aux approches basées sur la FBP, les algorithmes statistiques offrent une flexibilité de modélisation incomparable et permettent souvent de réduire le niveau de bruit tout en conservant les propriétés de résolution spatiale. D'un autre côté, les algorithmes utilisant la séparation en fonctions de base se sont montrés très utiles dans diverses applications nécessitant l'identification des matériaux. L'algorithme présenté au chapitre 4 unifie ces concepts de reconstruction statistique et de décomposition en fonctions de base. Pour un niveau de statistique réaliste, il permet d'égaliser ou de surpasser le RCB obtenu par les différentes approches proposées par la littérature. À ce jour, aucune proposition ne permettait d'accommoder un nombre de fenêtres d'énergie arbitraire, chose rendue possible par l'algorithme $MLTR_{poly}$. Il peut donc être utilisé pour les examens à énergie double, qui deviennent populaires, tout comme pour les futurs scanners qui offriront un nombre supérieur de fenêtres d'énergie.

La durée des reconstructions spectrales est cependant augmentée par le nombre de canaux d'énergie utilisés. Afin d'éviter que les méthodes statistiques retombent dans l'oubli si les détecteurs spectraux deviennent un jour la norme, il faut s'assurer que la complexité du calcul demeure accessible. Le chapitre 5 démontre qu'il est possible, par l'utilisation de coordonnées polaires, de réduire cette durée. En effet, les géométries cylindrique et sphérique présentent toutes deux une symétrie azimutale permettant de diminuer la durée de calcul de la matrice système. Lorsque cette matrice est pré-calculée, sa taille est aussi réduite d'un facteur important. Cette réduction de taille est proportionnelle au nombre de projection acquises, un facteur pouvant aisément dépasser 512 dans bien des scénarios d'imagerie TDM. Avec une telle réduction, la reconstruction de CDV à haute résolution tirée d'un détecteur hautement pixelisé devient possible par un ordinateur de bureau standard dans le contexte d'une matrice pré-calculée. En ordonnant soigneusement la mémoire vive nécessaire pour emmagasiner le CDV et la matrice, la durée de reconstruction est aussi réduite.

Cette réduction pourrait compenser l'accroissement nécessaire au calcul spectral. Par souci de démonstrations rigoureuses, et puisque les concepts de reconstruction spectrale et polaire sont indépendants, ceux-ci n'ont pas été implémentés conjointement. Cependant, aucune considération fondamentale ne s'y oppose et il serait possible de les combiner dans le but d'une éventuelle application clinique ou préclinique.

Tel que précédemment établi, les considérations de dose inquiètent de plus en plus les cliniciens. Il semble que l'obtention de la dose absorbée à chacun des examens TDM serait un atout considérable [Kalender, 2014]. En combinant les détecteurs spectraux et la reconstruction itérative, il a été démontré au chapitre 7 que ceci devient possible. Au coût d'environ une itération additionnelle, un estimé de la dose déposée dans un volume imagé peut être obtenu. De nombreuses caractéristiques associées au détecteur influencent l'aspect quantitatif de ce calcul, menant généralement à une sous-estimation de la vérité terrain. Si elles sont connues, certaines de ces caractéristiques peuvent cependant être utilisées afin de corriger la mesure. Même considérées de manière qualitative, les cartes de distribution du dépôt d'énergie pourraient se révéler d'une grande utilité comme outil d'assurance-qualité continue. Pour un patient particulier, il est possible que l'énergie du tube, son courant, le filtre papillon ou encore une panoplie d'autres paramètres ne soient pas appropriés. En obtenant immédiatement une rétroaction liée à la dose, il serait possible de détecter sur le champ et d'éviter la répétition de ces erreurs.

Dans le contexte d'un détecteur quasi-idéal, il a été démontré que 8 niveaux d'énergie et une résolution sous la barre des 10% (à 60 keV) seraient suffisants afin de tirer pleinement parti d'une session d'imagerie TDM spectrale. Malheureusement, le seul détecteur TDM capable d'une mesure AAI disponible au centre de recherche du CHUS n'offre pas une résolution en énergie suffisante (41% à 60 keV pour le LabPET-II [Bergeron *et al.*, 2015]) afin de valider de façon expérimentale les algorithmes proposés. Heureusement, certains autres prototypes de laboratoire sujets de récentes publications s'approchent de très près de ces caractéristiques, et il ne serait pas surprenant d'assister sous peu au dévoilement de produits commerciaux dédiés au domaine clinique. Il sera alors intéressant de déterminer si les imperfections de ces détecteurs pourront être surpassées par les avantages associés à une chaîne d'acquisition, de traitement et d'analyse pleinement spectrale.

8.3 Ouverture

En terminant, certains sujets en lien avec cet ouvrage mériteraient d'être approfondis. Par exemple, il serait intéressant d'étudier le comportement des agents de contraste actuels face

au RCB spectral et de déterminer si de nouveaux matériaux ne seraient pas plus appropriés pour la prochaine génération de détecteurs TDM. Une méthode permettant de conserver le RCB spectral dans une image en tons de gris, et ce pour tout niveau de statistique, serait aussi grandement utile afin de permettre une diminution encore plus importante de la dose administrée sans changer les habitudes de travail des cliniciens. Il est cependant vraisemblable que de nouveaux modèles d’affichage, probablement basés principalement sur l’utilisation de couleurs, verront le jour bien avant l’arrivée des scanners spectraux en clinique. Ceux-ci permettront au radiologiste de poser un diagnostic avec assurance, puisque les inclusions problématiques seront alors colorées selon son désir.

Il apparaît comme très probable que la qualité des détecteurs TDM spectraux atteigne une maturité suffisante pour un usage clinique d’ici la fin de la décennie en cours. D’ici là, il sera primordial d’obtenir des durées de reconstruction itérative inférieures à la minute, préférablement sous le seuil des 10 secondes. Ceci représente une exigence indiscutable devant la nécessité du radiologue de poser un diagnostic immédiatement suite à l’examen. La croissance soutenue de la capacité de calcul des ordinateurs aidera à l’atteinte de cet objectif, mais ne sera probablement pas suffisante. Il deviendra ainsi impératif de porter l’implantation des algorithmes spectraux vers les structures de calcul hautement parallèles. Le candidat naturel est actuellement le PG, qui se voit doté de capacités de calculs à usage général de plus en plus sophistiquées.

Le PG pourrait aussi aider à supporter l’implantation du calcul associé au processus de diffusion d’ordres supérieurs, qui serait une nécessité absolue pour l’obtention d’une approximation du dépôt de dose raisonnable chez le patient obèse. Devant la complexification des méthodes de filtrage adaptatif du flux de rayons X, une surveillance immédiate et continue de la distribution du dépôt d’énergie deviendra une obligation afin d’assurer au patient un examen à exposition minimale. Les mêmes routines pourraient aussi être utilisées afin de simuler le diffusé dans le modèle servant à générer des sinogrammes polynergétiques, et ainsi permettre l’étude de ce phénomène qui possède aussi une dépendance spectrale.

L’amélioration de la rapidité grâce au calcul parallèle est attrayante, mais il est bien plus intéressant de cibler le perfectionnement à la base. En effet, en revoyant la structure fondamentale des algorithmes et en se prévalant d’artifices mathématiques appropriés, il est souvent possible d’obtenir des vitesses insoupçonnées. Cette voie est probablement la plus intéressante afin de permettre l’utilisation clinique des algorithmes itératifs spectraux.

La TDM polyénergétique, si elle se réalise à l’aide de détecteurs et d’algorithmes de traitement appropriés, permettra probablement, dans certaines conditions, des réductions de

dose appréciables. Les principaux avantages se préciseront à travers les nouvelles occasions offertes par les diverses manipulations spectrales qui verront le jour. Il reste à vaincre l'inertie pour faire accepter ces nouvelles méthodes en clinique, chose qui deviendra possible lorsque suffisamment de ces avantages seront exposés. Laissons à d'autres le soin d'explorer le sujet.

ANNEXE A

Développement de l'algorithme MLTR_{poly}

Afin de démontrer de quelle manière sont obtenues les équations 4.17 et 4.18, établissons tout d'abord le résultat de quelques dérivées partielles par rapport à la base a_{photo} (notée ici α afin d'alléger l'écriture). Les résultats propres à la base a_{compton} (notée β) peuvent ensuite être déduits par simple inspection. Soit

$$\frac{\partial \langle l_i, \mu_k \rangle}{\partial \alpha_m} = \left[\sum_j l_{ij} \mu_{jk} \right]' \quad (\text{A.1})$$

$$= \left[\sum_j l_{ij} \{ \alpha_j P_k + \beta_j C_k \} \right]' \quad (\text{A.2})$$

$$= l_{im} P_k, \quad (\text{A.3})$$

alors

$$\frac{\partial \hat{Y}_{ik}}{\partial \alpha_m} = [d_{ik} e^{-\langle l_i, \mu_k \rangle}]' \quad (\text{A.4})$$

$$= -d_{ik} e^{-\langle l_i, \mu_k \rangle} [\langle l_i, \mu_k \rangle]' \quad (\text{A.5})$$

$$= -\hat{Y}_{ik} l_{im} P_k. \quad (\text{A.6})$$

Afin de résoudre l'équation 4.9, les dérivées première et seconde de la fonction objectif proposée (Eq 4.14) sont nécessaires.

$$\frac{\partial L(\mu)}{\partial \alpha_m} = \left[\sum_i \sum_k \{ -\hat{Y}_{ik} - Y_{ik} \langle l_i, \mu_k \rangle \} \right]' \quad (\text{A.7})$$

$$= - \sum_i \sum_k [\hat{Y}_{ik}]' - \sum_i \sum_k [Y_{ik} \langle l_i, \mu_k \rangle]' \quad (\text{A.8})$$

$$= \sum_i \sum_k \hat{Y}_{ik} l_{im} P_k - \sum_i \sum_k Y_{ik} l_{im} P_k \quad (\text{A.9})$$

$$= \sum_i \sum_k l_{im} P_k (\hat{Y}_{ik} - Y_{ik}) \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial^2 L(\mu)}{\partial \alpha_m \partial \alpha_j} = \left[\sum_i \sum_k l_{ij} P_k (\hat{Y}_{ik} - Y_{ik}) \right]' \quad (\text{A.11})$$

$$= \sum_i \sum_k l_{ij} P_k [\hat{Y}_{ik}]' \quad (\text{A.12})$$

$$= \sum_i \sum_k l_{ij} P_k \{-\hat{Y}_{ik} l_{im} P_k\} \quad (\text{A.13})$$

$$= - \sum_i \sum_k l_{ij} P_k^2 \hat{Y}_{ik} l_{im} \quad (\text{A.14})$$

Ainsi, l'équation de mise à jour devient

$$\alpha_j^{n+1} = \alpha_j^n - \frac{\frac{\partial L(\mu)}{\partial \alpha_j}}{\sum_{m=1}^J \frac{\partial^2 L(\mu)}{\partial \alpha_m \partial \alpha_j}} \quad (\text{A.15})$$

$$= \alpha_j^n - \frac{\sum_i \sum_k l_{ij} P_k (\hat{Y}_{ik} - Y_{ik})}{- \sum_{m=1}^J \sum_i \sum_k l_{ij} P_k^2 \hat{Y}_{ik} l_{im}} \quad (\text{A.16})$$

$$= \alpha_j^n + \frac{\sum_i l_{ij} \sum_k P_k (\hat{Y}_{ik} - Y_{ik})}{\sum_i l_{ij} \{ \sum_{m=1}^J l_{im} \} \sum_k P_k^2 \hat{Y}_{ik}}, \quad (\text{A.17})$$

ce qui correspond au résultat présenté à l'équation 4.17.

ANNEXE B

Définition des matériaux simulés

Tableau B.1 Définition des différents matériaux utilisés afin de générer les mires simulées dans le cadre de cette thèse. Les composés simples sont spécifiés par leur formule chimique brute, alors que que les mélanges sont caractérisés par une liste d'éléments pondérés par leur fraction massique. Les masses volumiques ρ sont spécifiées en g/cm^3 .

Composé	Formule brute	ρ	Référence
CaCO ₃ (1.33 g/cm ³)	CaCO ₃	1.33	[Ramaseshan <i>et al.</i> , 2008]
CaCO ₃ (1.56 g/cm ³)	CaCO ₃	1.56	[Ramaseshan <i>et al.</i> , 2008]
Eau	H ₂ O	1	
PEHD	C ₂ H ₄	0.95	rotationalmoulding
Plexiglas	C ₅ O ₂ H ₈	1.17	wikipedia
Mélange	Pondération massique	ρ	Référence
Air	C _{0.0124} N _{75.5} O _{23.2} Ar _{1.28}	0.0012	[ICRU, 1989]
Amalgame	Hg _{33.1} Ag _{34.4} Sn _{15.7} Cu _{16.8}	11.45	wikipedia
CaCO ₃ (0.28 g/cm ³)	H _{8.1} C ₂₈ N _{2.3} O ₅₁ Na _{0.076} P _{0.076} S _{0.15} Cl _{0.076} Ca _{9.6}	1.18	Cette thèse [†]
Foie sain	H _{10.2} C _{13.9} N _{3.0} O _{71.6} Na _{0.2} P _{0.3} S _{0.3} Cl _{0.2} K _{0.3}	1.06	[Heismann et Balda, 2009]
Iode (2.5 mg/ml)	H _{11.16} O _{88.59} I _{0.249}	1.002	Cette thèse [†]
Muscle squelettique	H _{10.2} C _{14.3} N _{3.4} O _{71.0} Na _{0.1} P _{0.2} S _{0.3} Cl _{0.1} K _{0.4}	1.05	[ICRU, 1989]
Os dense	H _{3.4} C _{15.5} N _{4.2} O _{43.5} Na _{0.1} Mg _{0.2} P _{10.3} S _{0.3} Ca _{22.5}	1.92	[ICRU, 1989]
Os mou	H _{3.4} C _{15.5} N _{4.2} O _{43.5} Na _{0.1} Mg _{0.2} P _{10.3} S _{0.3} Ca _{22.5}	1.3	[ICRU, 1989] [‡]
Poumon	H _{10.1} C _{10.2} N _{2.9} O _{75.8} Na _{0.2} S _{0.2} Cl _{0.3} K _{0.2}	0.296	[Jones <i>et al.</i> , 2003]
Sang	H _{10.2} C _{11.0} N _{3.3} O _{74.5} Na _{0.1} P _{0.1} S _{0.2} Cl _{0.3} K _{0.2} Fe _{0.1}	1.06	[ICRU, 1989]
Solid Water [®]	H _{8.1} C _{67.2} N _{2.4} O _{19.9} Cl _{0.1} Ca _{2.3}	1.04	[Ramaseshan <i>et al.</i> , 2008]
Tissus adipeux	H _{11.4} C _{59.8} O _{28.5}	0.95	[Shikhaliev, 2012a]
Tissus mammaires	H _{10.6} C _{33.2} N ₃ O _{52.7} Na _{0.1} P _{0.1} S _{0.2} Cl _{0.1}	1.02	[ICRU, 1989]
Tissus mous	H _{10.5} C _{25.6} N _{2.7} O _{60.2} Na _{0.1} P _{0.2} S _{0.3} Cl _{0.2} K _{0.2}	1.03	[Heismann et Balda, 2009]

[†] Pondérations calculées en considérant la concentration dans un volume d'eau.

[‡] Masse volumique choisie arbitrairement afin de représenter de l'os spongieux. D'après les sources citées dans [Gibson, 1985], cette valeur peut atteindre un minimum de 1.0 g/cm³ chez l'humain.

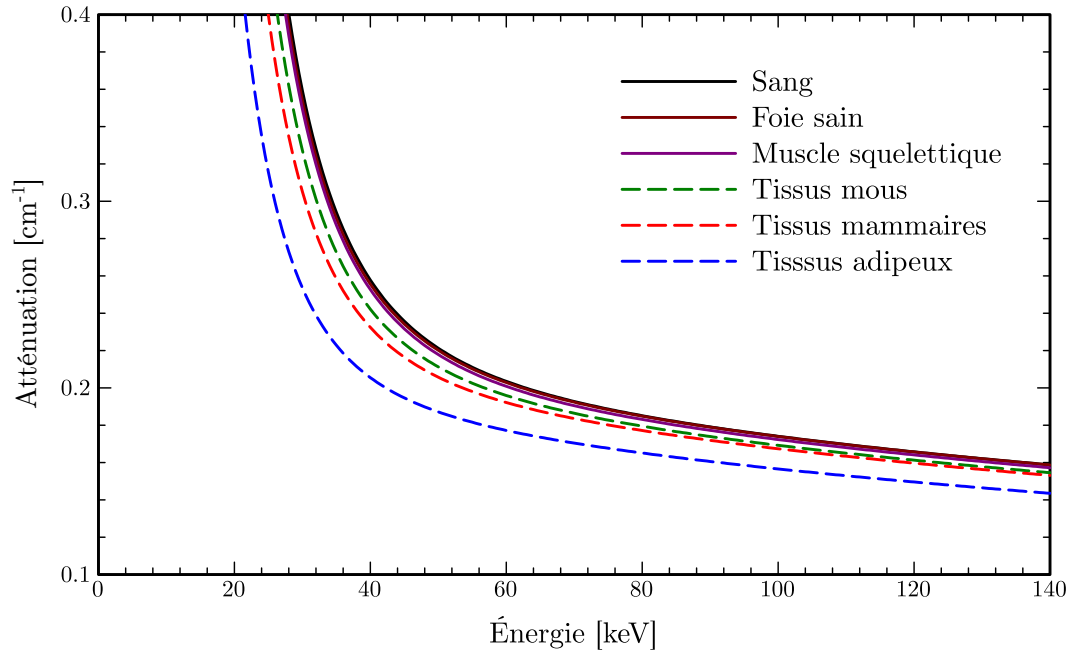


Figure B.1 Coefficient d'atténuation linéaire de différents tissus humains.

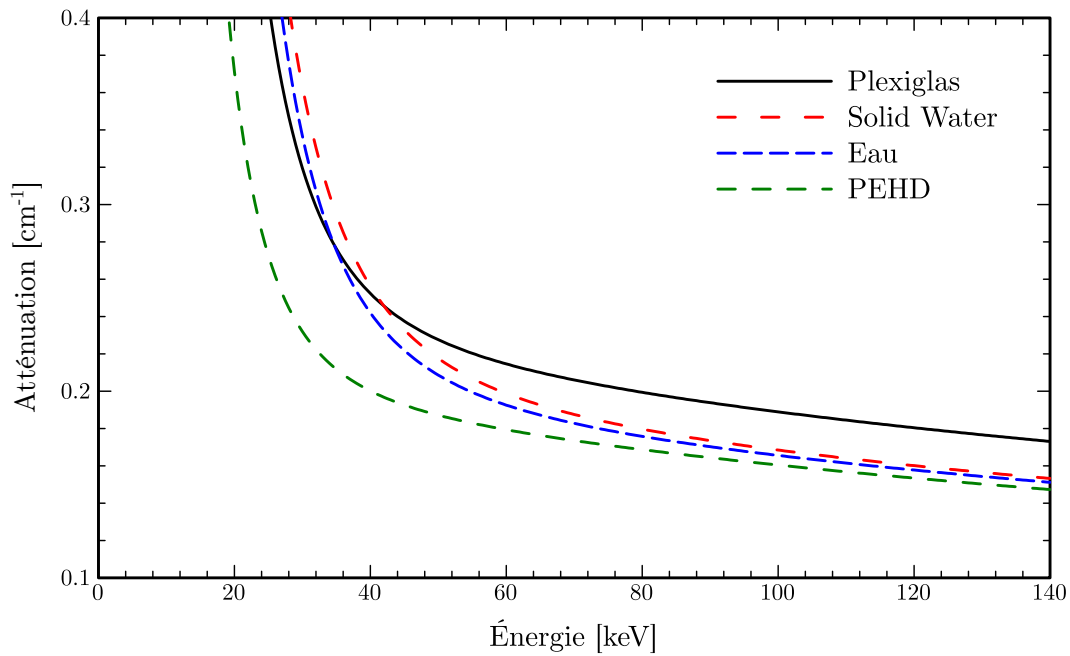


Figure B.2 Coefficient d'atténuation linéaire de différents composés plastiques.

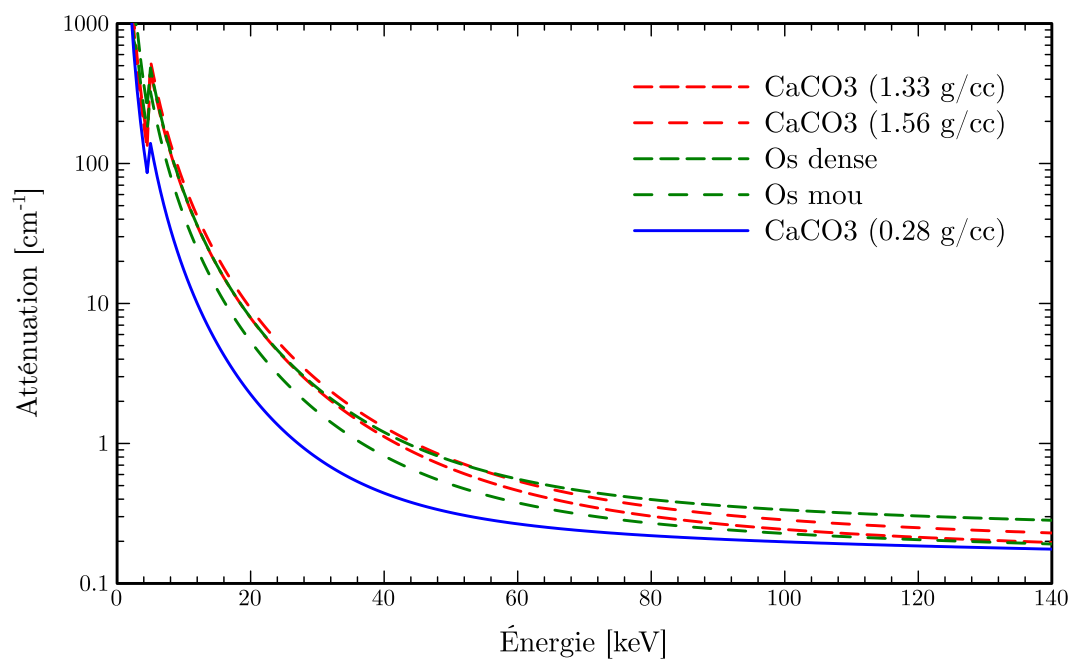


Figure B.3 Coefficient d'atténuation linéaire de différents matériaux à base de calcium.

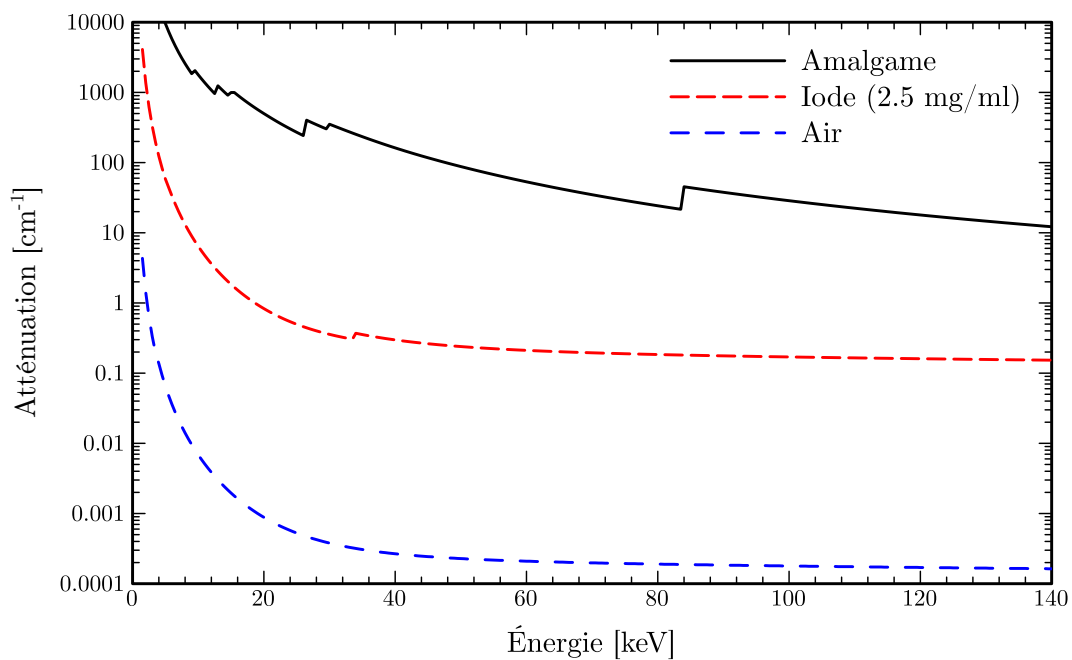


Figure B.4 Coefficient d'atténuation linéaire de divers composés.

ANNEXE C

Complément d'images

Afin de ne pas alourdir certaines démonstrations, quelques chapitres ont été volontairement assemblés sans la présentation de chacune des images à partir desquelles les données ont été mesurées. Dans le cadre d'une thèse appliquée au domaine de l'imagerie, ce support visuel facultatif est cependant souvent intéressant. Cette annexe contient donc un supplément d'images regroupées par leur chapitre d'attache respectif.

C.1 Complément au chapitre 4

Les figures de cette section proviennent de reconstructions de la mire de Schmidt effectuées à l'aide de 25 itérations utilisant 10 sous-ensembles ordonnés, et ce pour une statistique équivalente à 10^5 photons/détecteur/projection. Un exemple de décomposition en fonctions de base photoélectrique/Compton utilisant l'algorithme $MLTR_{poly}$ est présenté à la figure C.1, où les images correspondant aux bases respectives sont directement montrées. La base photoélectrique est généralement plus bruitée, mais procure un contraste bien supérieur.

À partir de ces images, il est possible de calculer les courbes d'atténuation pour les différents matériaux constituant la mire. Pour y parvenir, il suffit de mesurer la moyenne dans les différentes régions d'intérêt et d'utiliser l'équation 2.2 afin d'obtenir le coefficient d'atténuation linéaire aux énergies voulues. La figure C.2 compare ces courbes obtenues à partir de la reconstruction polyénergétique à celles de référence générées par XCOM. Puisque la décomposition en fonctions de base photoélectrique/Compton ne modélise pas les seuils K, ceux-ci n'apparaissent pas dans les spectres reconstruits (voir le seuil K du calcium à 4 keV à la figure C.2a, et celui de l'iode à 33.2 keV dans la figure C.2b). Sur l'ensemble du spectre diagnostique, les courbes reconstruites sont très similaires à celles de référence, et ce même si un bruit de comptage est présent. Pour les tissus adipeux et

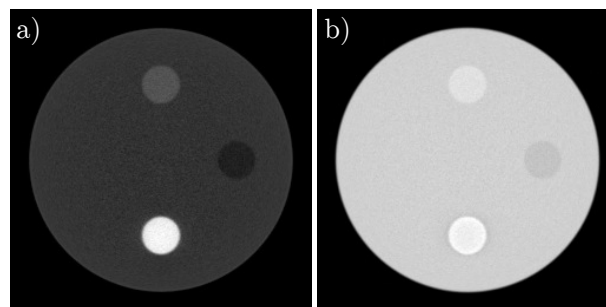


Figure C.1 Décomposition en fonctions de base obtenue par l'utilisation de l'algorithme $MLTR_{poly}$: a) la base photoélectrique avec une fenêtre d'observation de $0-14000 \text{ keV}^3 \text{ cm}^{-1}$, et b) la base Compton avec une fenêtre de $0-0.2 \text{ cm}^{-1}$.

mammaires, un biais est présent aux énergies inférieures à 20 keV, en raison d'une légère sous-estimation de la base photoélectrique par l'algorithme $MLTR_{poly}$.

Afin de mieux apprécier les différences de RCB obtenues par les méthodes $MLTR_{poly}$ et $MLTR_{mono}$ (préalablement présentées à la figure 4.8), les images reconstruites par ces approches respectives sont montrées à la figure C.3 pour quelques énergies de référence sélectionnées. La méthode $MLTR_{mono}$, qui n'utilise qu'une fraction de la statistique pour chacune des images, révèle un niveau de bruit plus important.

Une méthode de formation d'images en tons de gris à partir d'une décomposition en fonctions de base a été présentée à la section 4.2.5. Les images intermédiaires I^{signal} et I^{ref} , ainsi que les images en tons de gris I^{gris} sont montrées à la figure C.4 pour les trois

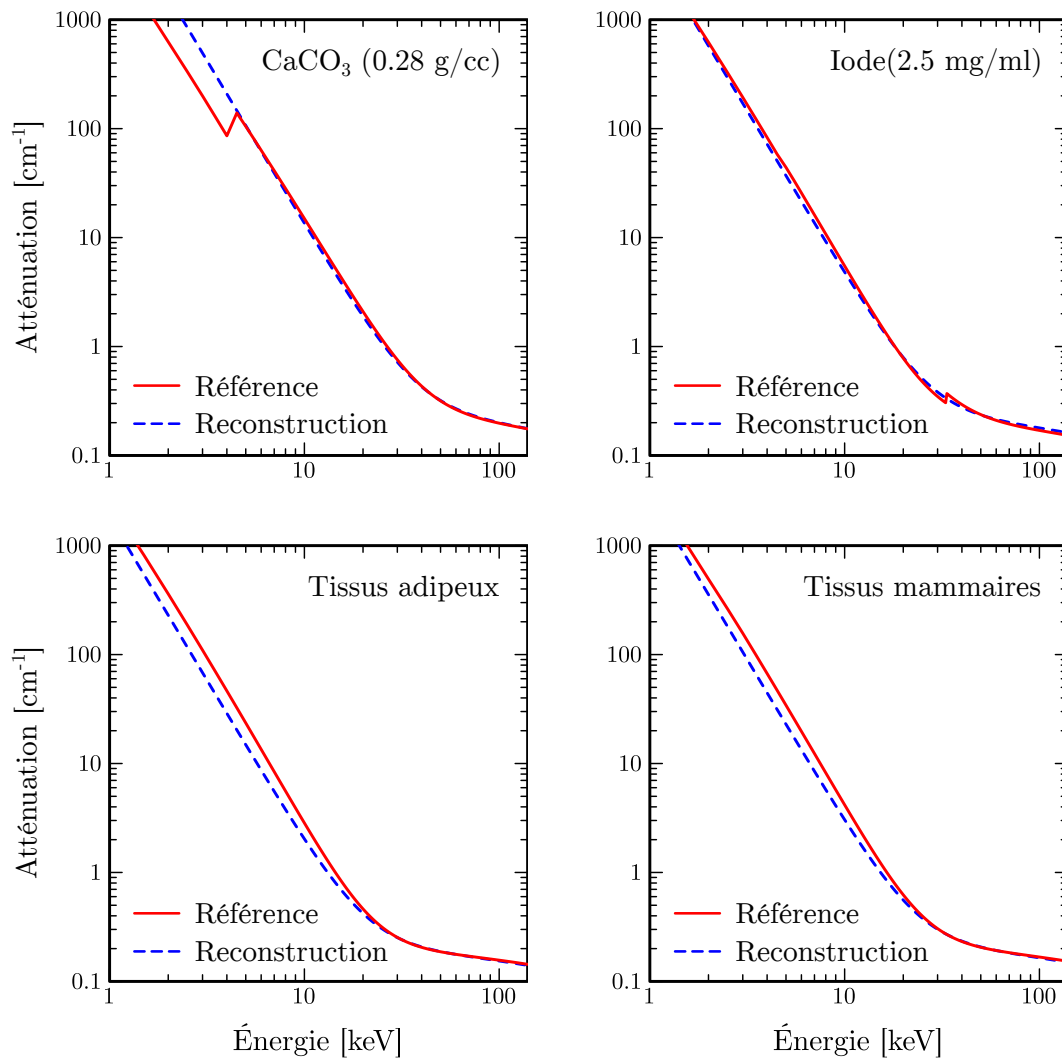


Figure C.2 Comparaison des courbes d'atténuation calculées à partir des images reconstruites par la méthode $MLTR_{poly}$ et celles générées à l'aide d'X-COM, considérées comme la référence.

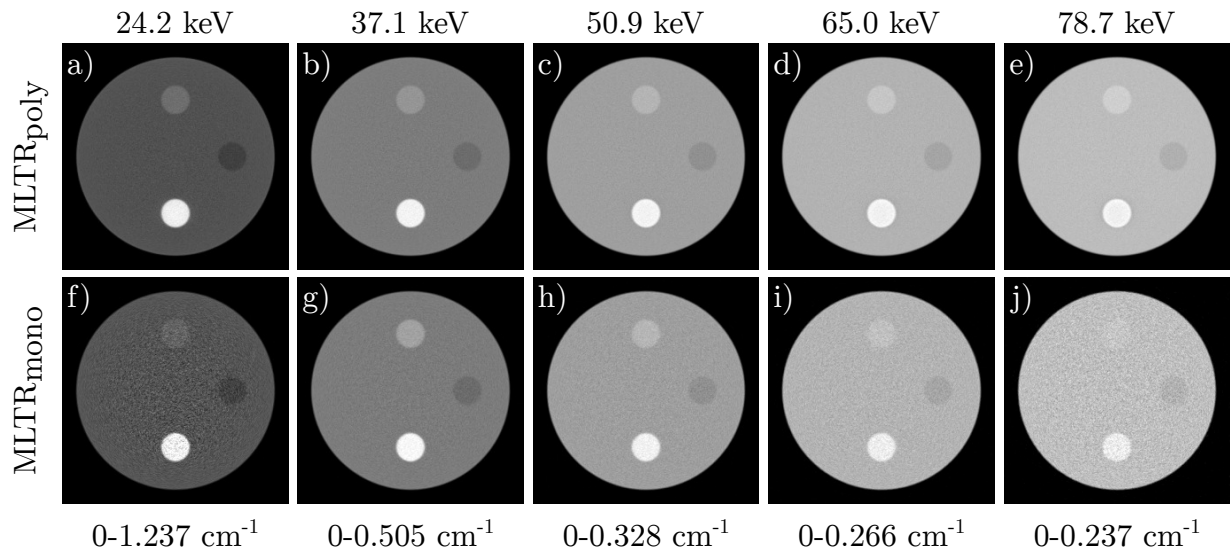


Figure C.3 Reconstructions de la mire de Schmidt par les méthodes $\text{MLTR}_{\text{poly}}$ (a à e) et $\text{MLTR}_{\text{mono}}$ (f à j), présentées à différentes énergies de référence. Les fenêtres d'observation respectives sont affichées sous les images.

inclusions de la mire de Schmidt. Pour chacune de ces inclusions, l'énergie de référence est celle maximisant le $\text{RCB}_{\text{spectral}}$.

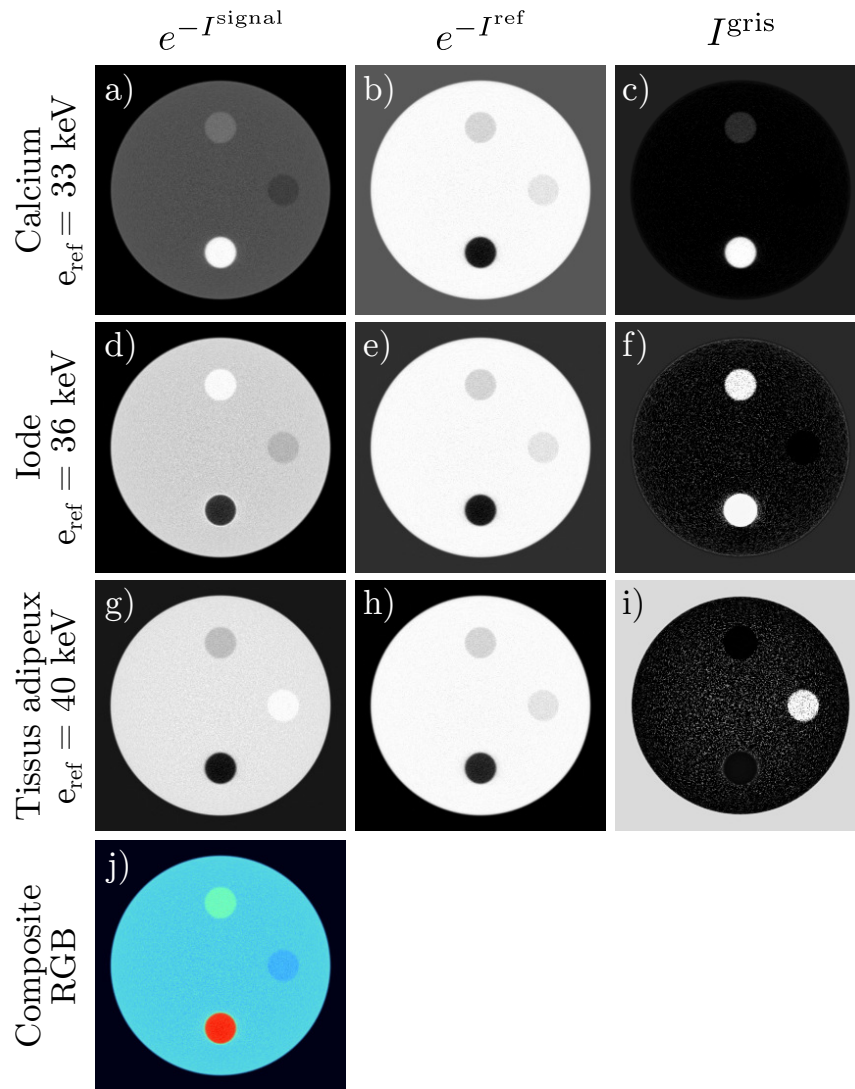


Figure C.4 Images en tons de gris obtenues à partir de décomposition photoélectrique / Compton pour les trois inclusions de la mire de Schmidt. Les images intermédiaires correspondant aux régions de signal (a, d, g) et de référence (b, e, h), permettent l'obtention des images en tons de gris (c, f, i) avec un contraste intéressant. j) Il est aussi possible d'associer les images a, d, et g respectivement aux bases rouge, bleue et verte d'une image composite RGB afin de visualiser les matériaux de manière colorée.

C.2 Complément au chapitre 6

Cette section contient quelques images intéressantes associées à certaines sections du chapitre traitant de l'impact des caractéristiques du détecteur sur les performances en imagerie.

La section 6.3.1 traitait de l'erreur présente entre les coefficients d'atténuation reconstruits et ceux de référence procurés par XCOM, et ce en moyenne pour les énergies de 30 à 80 keV

par incrément de 10 keV. Il est ici proposé d'observer cette erreur en fonction de l'énergie, et ce pour diverses valeurs de la résolution en énergie d'un détecteur AAI utilisant 8 fenêtres d'énergie (Figure C.5). Tel que présenté précédemment, l'erreur augmente lorsque la résolution en énergie du détecteur se dégrade. Il est aussi intéressant de noter que l'erreur présente un minimum vers une énergie de 50 keV, ce qui se rapproche de l'énergie pondérée moyenne de la distribution spectrale de la source utilisée (50.5 keV). Ce phénomène a aussi été observé à la figure 4.6.

La figure C.6 permet d'illustrer le phénomène d'affaissement rapporté à la section 6.3.2. Pour un détecteur muni d'une bonne résolution en énergie, passer de 2 à 8 fenêtres élimine complètement le phénomène. L'ajout d'un nombre plus important de fenêtres d'énergie ne produit pas un effet perceptible et n'est donc pas montré ici. À titre de référence, l'affaissement plus important produit par un détecteurs traditionnel opérant en mode intégration est aussi présenté.

De la même manière, il est possible d'observer l'influence de la résolution en énergie sur l'apparence du phénomène d'affaissement. La figure C.7 montre qu'avec 8 fenêtres d'énergie, une résolution en énergie sous la barre des 10% est suffisante pour contrecarrer l'artefact.

À la section 6.3.4, le RCB était évalué pour différentes configurations d'un détecteur AAI. La figure C.8 montre certaines des images en tons de gris à partir desquelles les données ont été mesurées. Avec le niveau de statistique utilisé (585 000 photons/détecteur/projection), il est difficile d'apprécier visuellement l'amélioration apportée par l'utilisation de fenêtres d'énergie additionnelles. Pour cette raison, les images correspondant à une statistique réduite (10 000 photons/détecteur/projection) sont aussi présentées. Dans ce dernier cas, il est légèrement plus aisé de visualiser l'amélioration de RCB.

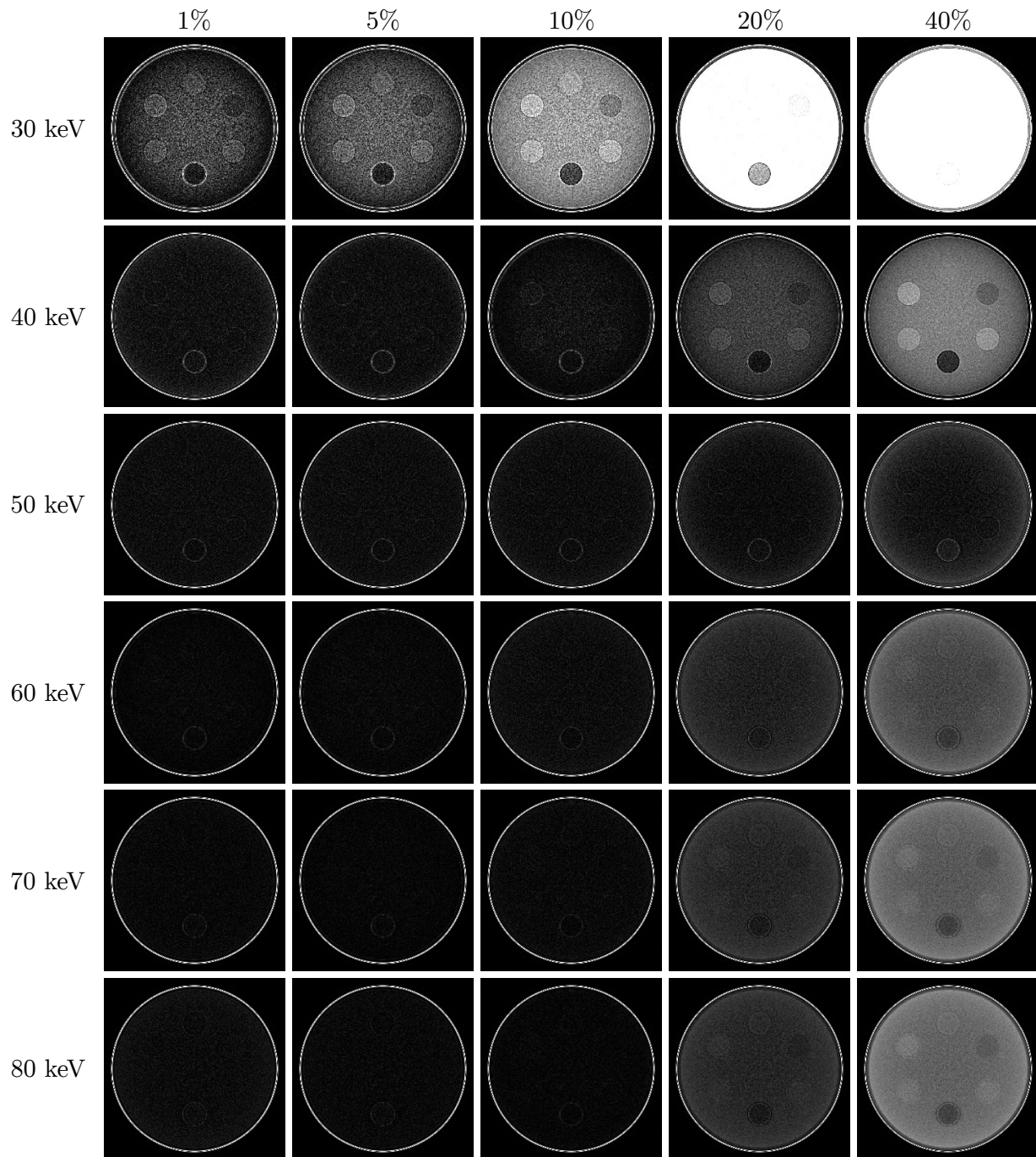


Figure C.5 Erreur absolue entre les coefficients d'atténuation reconstruits et les images de référence pour diverses énergies de référence et pour différentes valeurs de résolution en énergie d'un détecteur AAI utilisant 8 fenêtres d'énergie. Une fenêtre d'observation de $0.0\text{--}0.03\text{ cm}^{-1}$ est utilisée pour toutes les images.

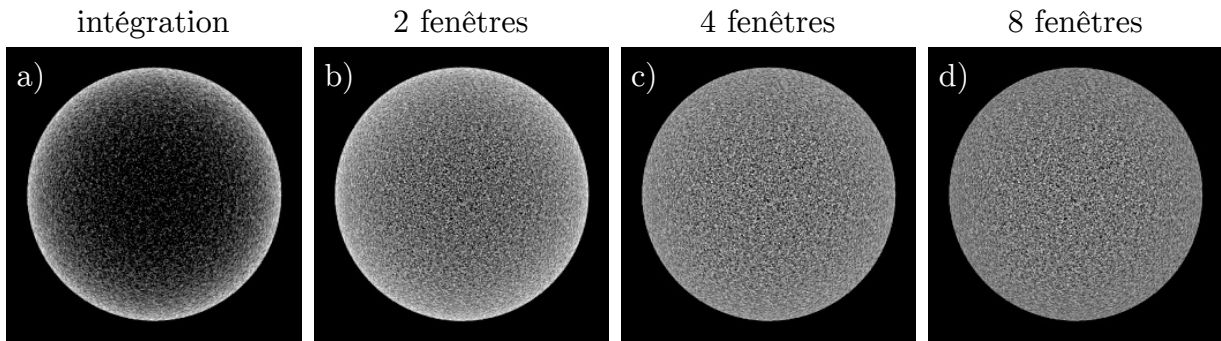


Figure C.6 Artefact d'affaissement bien visibles dans une mire d'uniformité pour a) un détecteur traditionnel opérant en mode intégration, b) un détecteur AAI doté d'une résolution en énergie de 1% et utilisant 2 , c) 4 et d) 8 fenêtres d'énergie. Une fenêtre d'observation très étroite de $0.20\text{--}0.22\text{ cm}^{-1}$ est utilisée pour toutes les images afin faire ressortir le phénomène.

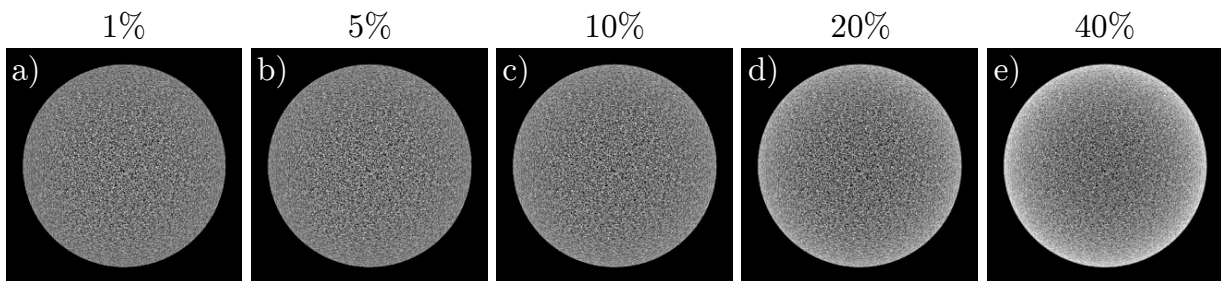


Figure C.7 Artefact d'affaissement en fonction de la résolution en énergie d'un détecteur AAI utilisant 8 fenêtres d'énergie. Une fenêtre d'observation très étroite de $0.20\text{--}0.22\text{ cm}^{-1}$ est utilisée pour toutes les images.

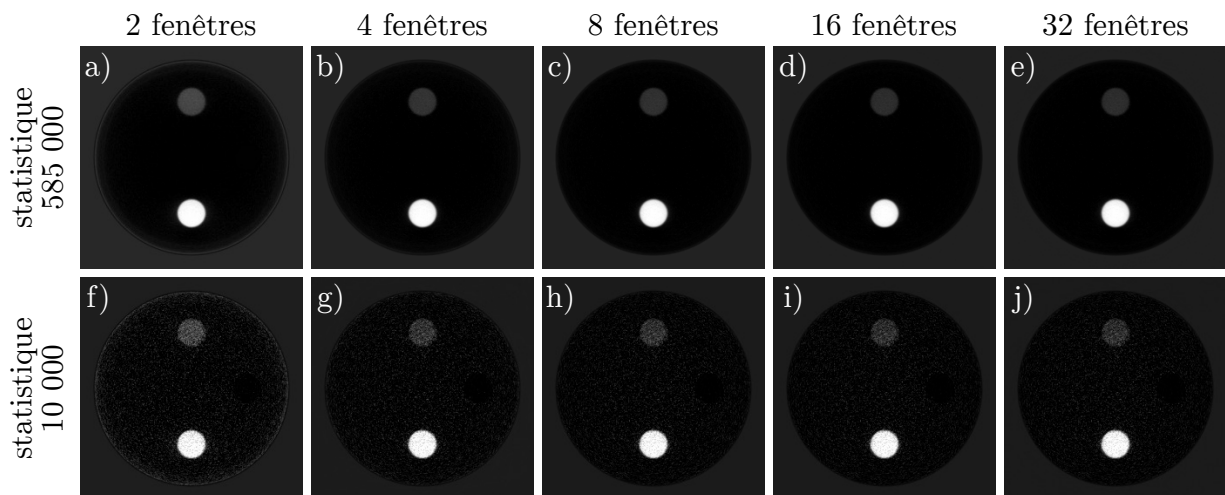


Figure C.8 Images en tons de gris de la mire de Schmidt dans lesquelles le RCB est optimisé pour l'inclusion de CaCO_3 , en fonction du nombre de fenêtres d'énergie utilisé avant d'entreprendre une reconstruction spectrale. Deux niveaux de statistiques sont présentés, soit 585 000 photons/détecteur/projection (a à e) et 10 000 photons/détecteur/projection (f à j).

LISTE DES RÉFÉRENCES

- AAPM (2010). *AAPM Response in Regards to CT Radiation Dose and its Effects*. <http://www.aapm.org/publicgeneral/CTDoseResponse.asp> (page consultée le 7 mars 2010).
- Abella, M. et Fessler, J. A. (2009). A new statistical image reconstruction algorithm for polyenergetic X-ray CT. Dans *IEEE International Symposium on Biomedical Imaging*. IEEE Press, Piscataway, NJ, USA, p. 165–168.
- Alessio, A. M. et MacDonald, L. R. (2013). Quantitative material characterization from multi-energy photon counting CT. *Medical Physics*, volume 40, numéro 3, 031108.
- Altunbas, M. C., Shaw, C. C., Chen, L., Lai, C., Liu, X., Han, T. et Wang, T. (2007). A post-reconstruction method to correct cupping artifacts in cone beam breast computed tomography. *Medical Physics*, volume 34, numéro 7, p. 3109–3118.
- Alvarez, R. E. (2010). Near optimal energy selective x-ray imaging system performance with simple detectors. *Medical Physics*, volume 37, numéro 2, p. 822–841.
- Alvarez, R. E. et Macovski, A. (1976). Energy-selective reconstructions in X-ray computerised tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 21, numéro 5, p. 733–744.
- Alvarez, R. E. et Seppi, E. (1979). A comparison of noise and dose in conventional and energy selective computed tomography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 26, numéro 2, p. 2853–2856.
- Ansorge, R. E., Carpenter, T. A., Clark, J. C., Fryer, T. D., Hawkes, R. C. et Lucas, A. J. (2008). Very high resolution 3D list-mode PET reconstruction using polar voxels. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 4112–4114.
- Asaga, T., Masuzawa, C., Yoshida, A. et Matsuura, H. (1995). Dual-energy subtraction mammography. *Journal of Digital Imaging*, volume 8, numéro 1, p. 70–73.
- Aslund, M., Cederström, B., Lundqvist, M. et Danielsson, M. (2006). Scatter rejection in multislit digital mammography. *Medical Physics*, volume 33, numéro 4, p. 933–940.
- Atherton, J. V. et Huda, W. (1996). Energy imparted and effective doses in computed tomography. *Medical Physics*, volume 23, numéro 5, p. 735–741.
- Avrin, D. E., Macovski, A. et Zatz, L. M. (1978). Clinical application of Compton and photo-electric reconstruction in computed tomography : Preliminary results. *Investigative Radiology*, volume 13, numéro 3, p. 217–222.
- Bal, M. et Spies, L. (2006). Metal artifact reduction in CT using tissue-class modeling and adaptive prefiltering. *Medical Physics*, volume 33, numéro 8, p. 2852–2859.
- Ballabriga, R., Alozy, J., Blaj, G., Campbell, M., Fiederle, M., Frojdh, E., Heijne, E. H. M., Llopart, X., Pichotka, M., Procz, S., Tlustos, L. et Wong, W. (2013). The

- Medipix3RX : a high resolution, zero dead-time pixel detector readout chip allowing spectroscopic imaging. *Journal of Instrumentation*, volume 8, numéro 2, p. C02016.
- Ballabriga, R., Campbell, M., Heijne, E. H. M., Llopart, X. et Tlustos, L. (2006). The Medipix3 prototype, a pixel readout chip working in single photon counting mode with improved spectrometric performance. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 6. p. 3557–3561.
- Bates, R., Derbyshire, G., Gannon, W. J. F., Iles, G., Lowe, B., Mathieson, K., Passmore, M. S., Prydderch, M., Seller, P., Smith, K. et Thomas, S. L. (2002). Performance of an energy resolving X-ray pixel detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 477, numéro 1-3, p. 161–165.
- Baumer, C., Martens, G., Menser, B., Roessl, E., Schlomka, J. P., Steadman, R. et Zeitler, G. (2008). Testing an energy-dispersive counting-mode detector with hard X-rays from a synchrotron source. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 55, numéro 3, p. 1785–1790.
- Bazalova, M., Beaulieu, L., Palefsky, S. et Verhaegen, F. (2007). Correction of CT artifacts and its influence on Monte Carlo dose calculations. *Medical Physics*, volume 34, numéro 6, p. 2119–2132.
- Beekman, F. J. et Kamphuis, C. (2000). Fast ordered subset reconstruction for X-ray CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 2. p. 87–90.
- Beekman, F. J. et Kamphuis, C. (2001). Ordered subset reconstruction for x-ray CT. *Physics in Medicine and Biology*, volume 46, numéro 7, p. 1835–1844.
- Beer, A. (1852). Bestimmung der absorption des rothen lichts in farbigen flüssigkeiten. *Annalen der Physik*, volume 162, numéro 5, p. 78–88.
- Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Chang, J., Coursey, J. S., Sukumar, R. et Zucker, J. S. (1998). XCOM : Photon cross sections database. *NIST Standard Reference Database 8 XGAM*.
- Bergeron, M., Thibaudeau, C., Cadorette, J., Tetrault, M.-A., Pepin, C., Clerk-Lamallice, J., Loignon-Houle, F., Davies, M., Dautet, H., Deschamps, P., Fontaine, R. et Lecomte, R. (2015). LabPET II, an APD-based detector module with PET and counting CT imaging capabilities. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 62, numéro 3, p. 756–765.
- Beuville, E., Cahn, R., Cederstrom, B., Danielsson, M., Hall, A., Hasegawa, B., Luo, L., Lundqvist, M., Nygren, D., Oltman, E. et Walton, J. (1998). High resolution X-ray imaging using a silicon strip detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 45, numéro 6, p. 3059–3063.

- Bhagtani, R. et Schmidt, T. G. (2009). Simulated scatter performance of an inverse-geometry dedicated breast CT system. *Medical Physics*, volume 36, numéro 3, p. 788–796.
- Blanquart, L., Valin, I., Trouilleau, C., Meillere, S. et Crest, L. (2000). XPAD, a new read-out pixel chip for X-ray counting. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 2. p. 92–97.
- Bliznakova, K., Kolitsi, Z. et Pallikarakis, N. (2006). Dual-energy mammography : simulation studies. *Physics in Medicine and Biology*, volume 51, numéro 18, p. 4497–4515.
- Bockisch, A., Beyer, T., Antoch, G., Freudenberg, L. S., Köhl, H., Debatin, J. F. et Müller, S. P. (2004). Positron emission tomography/computed tomography–imaging protocols, artifacts, and pitfalls. *Molecular Imaging and Biology*, volume 6, numéro 4, p. 188–199.
- Bogdanich, W. (2010). *The radiation boom - Radiation Offers New Cures, and Ways to Do Harm*. <http://www.nytimes.com/2010/01/24/health/24radiation.html> (page consultée le 17 décembre 2015).
- Boone, J. M., Fewell, T. R. et Jennings, R. J. (1997). Molybdenum, rhodium, and tungsten anode spectral models using interpolating polynomials with application to mammography. *Medical Physics*, volume 24, numéro 12, p. 1863–1874.
- Boone, J. M., Kwan, A. L. C., Seibert, J. A., Shah, N., Lindfors, K. K. et Nelson, T. R. (2005). Technique factors and their relationship to radiation dose in pendant geometry breast CT. *Medical Physics*, volume 32, numéro 12, p. 3767–3776.
- Boone, J. M., Velazquez, O. et Cherry, S. R. (2004). Small-animal X-ray dose from micro-CT. *Molecular Imaging*, volume 3, numéro 3, p. 149–158.
- Bornefalk, H. (2011). Task-based weights for photon counting spectral x-ray imaging. *Medical Physics*, volume 38, numéro 11, p. 6065–6073.
- Bornefalk, H. et Persson, M. (2014). Theoretical comparison of the iodine quantification accuracy of two spectral CT technologies. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 33, numéro 2, p. 556–565.
- Bornefalk, H., Persson, M., Xu, C., Karlsson, S., Svensson, C. et Danielsson, M. (2013). Effect of temperature variation on the energy response of a photon counting silicon CT detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 60, numéro 2, p. 1442–1449.
- Boudet, N., Berar, J.-F., Blanquart, L., Breugon, P., Caillot, B., Clemens, J.-C., Koudobine, I., Delpierre, P., Mouget, C., Potheau, R. et Valin, I. (2003). XPAD : a hybrid pixel detector for X-ray diffraction and diffusion. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 510, numéro 1-2, p. 41–44.
- Brady, S. L., Yee, B. S. et Kaufman, R. A. (2012). Characterization of adaptive statistical iterative reconstruction algorithm for dose reduction in CT : A pediatric oncology perspective. *Medical Physics*, volume 39, numéro 9, p. 5520–5531.

- Brasch, R. C., Boyd, D. P. et Gooding, C. A. (1978). Computed tomographic scanning in children : comparison of radiation dose and resolving power of commercial CT scanners. *American Journal of Roentgenology*, volume 131, numéro 1, p. 95–101.
- Brenner, D. J., Elliston, C. D., Hall, E. J. et Berdon, W. E. (2001). Estimated risks of radiation-induced fatal cancer from pediatric CT. *American Journal of Roentgenology*, volume 176, numéro 2, p. 289–296.
- Brenner, D. J. et Hall, E. J. (2007). Computed tomography—an increasing source of radiation exposure. *The New England Journal of Medicine*, volume 357, numéro 22, p. 2277–2284.
- Brody, A. S., Frush, D. P., Huda, W. et Brent, R. L. (2007). Radiation risk to children from computed tomography. *Pediatrics*, volume 120, numéro 3, p. 677–682.
- Brody, W. R., Butt, G., Hall, A. et Macovski, A. (1981a). A method for selective tissue and bone visualization using dual energy scanned projection radiography. *Medical Physics*, volume 8, numéro 3, p. 353–357.
- Brody, W. R., Cassel, D. M., Sommer, F. G., Lehmann, L. A., Macovski, A., Alvarez, R. E., Pelc, N. J., Riederer, S. J. et Hall, A. L. (1981b). Dual-energy projection radiography : initial clinical experience. *American Journal of Roentgenology*, volume 137, numéro 2, p. 201–205.
- Brooks, R. A. (1977a). Bone corrections in computer assisted tomography. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 1, numéro 2, p. 267.
- Brooks, R. A. (1977b). Energy dependence of the hounsfield number. Dans *Proceedings of the Annual Symposium on Computer Application in Medicinal Care*. p. 368–371.
- Brooks, R. A. et Chiro, G. D. (1976). Beam hardening in X-ray reconstructive tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 21, numéro 3, p. 390–398.
- Brooks, R. A., Glover, G. H., Talbert, A. J., Eisner, R. L. et DiBianca, F. A. (1979). Aliasing : A source of streaks in computed tomograms. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 3, numéro 4, p. 511–518.
- Brönnimann, C., Baur, R., Eikenberry, E. F., Fischer, P., Florin, S., Horisberger, R., Lindner, M., Schmitt, B. et Schulze, C. (2002). A pixel detector for the protein crystallography beamline at the SLS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 477, numéro 1-3, p. 531–535.
- Béar, J.-F., Blanquart, L., Boudet, N., Breugnot, P., Caillot, B., Clemens, J.-C., Delpierre, P., Koudobine, I., Mouget, C., Potheau, R. et Valin, I. (2002). A pixel detector with large dynamic range for high photon counting rates. *Journal of Applied Crystallography*, volume 35, numéro 4, p. 471–476.
- Béard, P., Bergeron, M., Pepin, C. M., Cadorette, J., Tétrault, M.-A., Viscogliosi, N., Fontaine, R., Dautet, H., Davies, M., Deschamps, P. et Lecomte, R. (2009). Development of a 64-channel APD detector module with individual pixel readout for submillimetre

- spatial resolution in PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 610, numéro 1, p. 20–23.
- Bérard, P., Riendeau, J., Pepin, C. M., Rouleau, D., Cadorette, J., Fontaine, R. et Lecomte, R. (2007). Investigation of the LabPET(TM) detector and electronics for photon-counting CT imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 571, numéro 1-2, p. 114–117.
- Cabello, J., Oliver, J., Torres-Espallardo, I. et Rafecas, M. (2010). Polar voxelization schemes combined with a Monte-Carlo based system matrix for image reconstruction in high resolution PET. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 3256–3261.
- Cahn, R. N., Cederstrom, B., Danielsson, M., Hall, A., Lundqvist, M. et Nygren, D. (1999). Detective quantum efficiency dependence on x-ray energy weighting in mammography. *Medical Physics*, volume 26, numéro 12, p. 2680–2683.
- Cajipe, V. B., Calderwood, R. F., Clajus, M., Hayakawa, S., Jayaraman, R., Tumer, T. O., Grattan, B. et Yossifor, O. (2004). Multi-energy X-ray imaging with linear CZT pixel arrays and integrated electronics. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 7. p. 4548–4551.
- Cammin, J., Xu, J., Barber, W. C., Iwanczyk, J. S., Hartsough, N. E. et Taguchi, K. (2014). A cascaded model of spectral distortions due to spectral response effects and pulse pileup effects in a photon-counting x-ray detector for CT. *Medical Physics*, volume 41, numéro 4, 041905.
- Campbell, M., Heijne, E. H. M., Meddeler, G., Pernigotti, E. et Snoeys, W. (1998). A readout chip for a 64×64 pixel matrix with 15-bit single photon counting. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 45, numéro 3, p. 751–753.
- Cardinal, H. N. et Fenster, A. (1990). An accurate method for direct dual-energy calibration and decomposition. *Medical Physics*, volume 17, numéro 3, p. 327–341.
- Carlson, S. K., Classic, K. L., Bender, C. E. et Russell, S. J. (2007). Small animal absorbed radiation dose from serial micro-computed tomography imaging. *Molecular Imaging and Biology*, volume 9, p. 78–82.
- Carmi, R., Naveh, G. et Altman, A. (2005). Material separation with dual-layer CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 4. p. 1876–1878.
- Chan, H.-P. et Doi, K. (1985). Physical characteristics of scattered radiation in diagnostic radiology : Monte Carlo simulation studies. *Medical Physics*, volume 12, numéro 2, p. 152–165.

- Chan, J. L. H., Alvarez, R. E. et Macovski, A. (1976). Measurement of soft tissue overlying bone utilizing broad band energy spectrum techniques. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 23, numéro 1, p. 551–554.
- Chen, C.-M., Cho, Z.-H. et Wang, C.-Y. (1996). A fast implementation of the incremental backprojection algorithms for parallel beam geometries. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 43, numéro 6, p. 3328–3334.
- Chen, C.-Y., Chuang, K.-S., Wu, J., Lin, H.-R. et Li, M.-J. (2001). Beam hardening correction for computed tomography images using a postreconstruction method and equivalent tissue concept. *Journal of Digital Imaging*, volume 14, numéro 2, p. 54–61.
- Chen, Y., Li, Y., Guo, H., Hu, Y., Luo, L., Yin, X., Gu, J. et Toumoulin, C. (2012). CT metal artifact reduction method based on improved image segmentation and sinogram in-painting. *Mathematical Problems in Engineering*, volume 2012, 786281.
- Chiro, G. D., Brooks, R. A., Kessler, R. M., Johnston, G. S., Jones, A. E., Herdt, J. R. et Sheridan, W. T. (1979). Tissue signatures with dual-energy computed tomography. *Radiology*, volume 131, numéro 2, p. 521–523.
- Cho, H.-M., Barber, W. C., Ding, H., Iwanczyk, J. S. et Molloy, S. (2014). Characteristic performance evaluation of a photon counting Si strip detector for low dose spectral breast CT imaging. *Medical Physics*, volume 41, numéro 9, 091903.
- Cho, Z., Chen, C. et Lee, S. (1990). Incremental algorithm—a new fast backprojection scheme for parallel beam geometries. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 9, numéro 2, p. 207–217.
- Cho, Z. H., Wu, E. X. et Hilal, S. K. (1994). Weighted backprojection approach to cone beam 3D projection reconstruction for truncated spherical detection geometry. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 13, numéro 1, p. 110–121.
- Christ, G. (1984). Exact treatment of the dual-energy method in CT using polyenergetic x-ray spectra. *Physics in Medicine and Biology*, volume 29, numéro 12, p. 1501–1510.
- Coleman, A. J. et Sinclair, M. (1985). A beam-hardening correction using dual-energy computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 30, numéro 11, p. 1251–1256.
- Crawford, C. R. et Kak, A. C. (1979). Aliasing artifacts in computerized tomography. *Applied Optics*, volume 18, numéro 21, p. 3704–3711.
- Crotty, D. J., McKinley, R. L. et Tornai, M. P. (2007). Experimental spectral measurements of heavy K-edge filtered beams for x-ray computed mamotomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 52, numéro 3, p. 603–616.
- de Castele, E. V., Dyck, D. V., Sijbers, J. et Raman, E. (2002). An energy-based beam hardening model in tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 47, numéro 23, p. 4181.

- de Gonzalez, A. B., Mahesh, M., Kim, K.-P., Bhargavan, M., Lewis, R., Mettler, F. et Land, C. (2009). Projected cancer risks from computed tomographic scans performed in the United States in 2007. *Archives of Internal Medicine*, volume 169, numéro 22, p. 2071–2077.
- De Man, B., Nuyts, J., Dupont, P., Marchal, G. et Suetens, P. (2000). Reduction of metal streak artifacts in X-ray computed tomography using a transmission maximum a posteriori algorithm. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 47, numéro 3, p. 977–981.
- De Man, B., Nuyts, J., Dupont, P., Marchal, G. et Suetens, P. (2001). An iterative maximum-likelihood polychromatic algorithm for CT. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 20, numéro 10, p. 999–1008.
- Delpierre, P., Berar, J. F., Blanquart, L., Boudet, N., Breugnon, P., Caillot, B., Clemens, J. C., Mouget, C., Potheau, R. et Valin, I. (2002). Large surface X-ray pixel detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 49 I, numéro 4, p. 1709–1711.
- Delpierre, P., Berar, J. F., Blanquart, L., Caillot, B., Clemens, J. C. et Mouget, C. (2001). X-ray pixel detector for crystallography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 48, numéro 4, p. 987–991.
- Dempster, A. P., Laird, N. M. et Rubin, D. B. (1977). Maximum likelihood from incomplete data via the EM algorithm. *Journal of the Royal Statistical Society, Series B*, volume 39, numéro 1, p. 1–38.
- Diaz, O., Elangovan, P., Enshaeifar, S., Veale, M., Wilson, M., Seller, P., Cernik, R., Pani, S. et Wells, K. (2013). Breast CT image simulation framework for optimisation of lesion visualisation. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 1–5.
- Dilmanian, F. A., Wu, X. Y., Parsons, E. C., Ren, B., Kress, J., Button, T. M., Chapman, L. D., Coderre, J. A., Giron, F., Greenberg, D., Krus, D. J., Liang, Z., Marcovici, S., Petersen, M. J., Roque, C. T., Shleifer, M., Slatkin, D. N., Thomlinson, W. C., Yamamoto, K. et Zhong, Z. (1997). Single- and dual-energy CT with monochromatic synchrotron x-rays. *Physics in Medicine and Biology*, volume 42, numéro 2, p. 371–387.
- Ding, H., Ducote, J. L. et Molloy, S. (2012). Breast composition measurement with a cadmium-zinc-telluride based spectral computed tomography system. *Medical Physics*, volume 39, numéro 3, p. 1289–1297.
- Ding, H. et Molloy, S. (2012). Image-based spectral distortion correction for photon-counting x-ray detectors. *Medical Physics*, volume 39, numéro 4, p. 1864–1876.
- Ding, H., Zhao, B., Baturin, P., Behroozi, F. et Molloy, S. (2014). Breast tissue decomposition with spectral distortion correction : A postmortem study. *Medical Physics*, volume 41, numéro 10, 101901.
- Donnelly, L. F., Emery, K. H., Brody, A. S., Laor, T., Gylys-Morin, V. M., Anton, C. G., Thomas, S. R. et Frush, D. P. (2001). Minimizing radiation dose for pediatric body

- applications of single-detector helical CT : Strategies at a large children's hospital. *American Journal of Roentgenology*, volume 176, numéro 2, p. 303–306.
- Doss, M., Little, M. P. et Orton, C. G. (2014). Point/counterpoint : Low-dose radiation is beneficial, not harmful. *Medical Physics*, volume 41, numéro 7, 070601.
- Duan, X., Zhang, L., Xiao, Y., Cheng, J., Chen, Z. et Xing, Y. (2008). Metal artifact reduction in CT images by sinogram TV inpainting. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 4175–4177.
- Egger, M., Joseph, C. et Morel, C. (1998). Incremental beamwise backprojection using geometrical symmetries for 3D PET reconstruction in a cylindrical scanner geometry. *Physics in Medicine and Biology*, volume 43, numéro 10, p. 3009–3024.
- Elbakri, I. A. et Fessler, J. A. (2001). Statistical X-ray computed tomography image reconstruction with beam hardening correction. Dans *Proceedings of SPIE, Medical Imaging : Image Processing*. volume 4322. p. 1–12.
- Elbakri, I. A. et Fessler, J. A. (2002). Statistical image reconstruction for polyenergetic X-ray computed tomography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 21, numéro 2, p. 89–99.
- Elbakri, I. A. et Fessler, J. A. (2003). Segmentation-free statistical image reconstruction for polyenergetic x-ray computed tomography with experimental validation. *Physics in Medicine and Biology*, volume 48, numéro 15, p. 2453–2477.
- Endo, M., Mori, S., Tsunoo, T. et Miyazaki, H. (2006). Magnitude and effects of x-ray scatter in a 256-slice CT scanner. *Medical Physics*, volume 33, numéro 9, p. 3359–3368.
- Erdogan, H. et Fessler, J. A. (1999). Ordered subsets algorithms for transmission tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 44, numéro 11, p. 2835–2851.
- Evans, J. D., Whiting, B. R., O'Sullivan, J. A., Politte, D. G., Klahr, P. H., Yu, Y. et Williamson, J. F. (2013). Prospects for in vivo estimation of photon linear attenuation coefficients using postprocessing dual-energy CT imaging on a commercial scanner : Comparison of analytic and polyenergetic statistical reconstruction algorithms. *Medical Physics*, volume 40, numéro 12, 121914.
- Fahrig, R. et Holdsworth, D. W. (2000). Three-dimensional computed tomographic reconstruction using a C-arm mounted XRII : Image-based correction of gantry motion nonidealities. *Medical Physics*, volume 27, numéro 1, p. 30–38.
- Fischer, P., Hausmann, J., Overdick, M., Raith, B., Wermes, N., Blanquart, L., Bonzom, V. et Delpierre, P. (1998). A counting pixel readout chip for imaging applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 405, numéro 1, p. 53–59.
- Fischer, P., Helmich, A., Lindner, M., Wermes, N. et Blanquart, L. (2000). A photon counting pixel chip with energy windowing. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 47, numéro 3, p. 881–884.

- Fletcher, J. G., Takahashi, N., Hartman, R., Guimaraes, L., Huprich, J. E., Hough, D. M., Yu, L. et McCollough, C. H. (2009). Dual-energy and dual-source CT : is there a role in the abdomen and pelvis? *Radiologic Clinics of North America*, volume 47, numéro 1, p. 41–57.
- Flicek, K. T., Hara, A. K., Silva, A. C., Wu, Q., Peter, M. B. et Johnson, C. D. (2010). Reducing the radiation dose for CT colonography using adaptive statistical iterative reconstruction : A pilot study. *American Journal of Roentgenology*, volume 195, numéro 1, p. 126–131.
- Flisch, A., Miceli, A., Thierry, R. et Hofmann, J. (2008). Correction of scattered radiation for cone-beam computed tomography at high X-ray energies. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 547–554.
- Flohr, T., McCollough, C., Bruder, H., Petersilka, M., Gruber, K., Süß, C., Grasruck, M., Stierstorfer, K., Krauss, B., Raupach, R., Primak, A., Küttner, A., Achenbach, S., Becker, C., Kopp, A. et Ohnesorge, B. (2006). First performance evaluation of a dual-source CT (DSCT) system. *European Radiology*, volume 16, numéro 2, p. 256–268.
- Fontaine, R., Belanger, F., Cadorette, J., Leroux, J.-D., Martin, J.-P., Michaud, J.-B., Pratte, J.-F., Robert, S. et Lecomte, R. (2005). Architecture of a dual-modality, high-resolution, fully digital positron emission tomography/computed tomography (PET/CT) scanner for small animal imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 52, numéro 3, p. 691–696.
- Frush, D. P. (2002). Strategies of dose reduction. *Pediatric Radiology*, volume 32, numéro 4, p. 293–297.
- Frush, D. P. et Applegate, K. (2004). Computed tomography and radiation : understanding the issues. *Journal of the American College of Radiology*, volume 1, numéro 2, p. 113–119.
- Funama, Y., Awai, K., Nakayama, Y., Kakei, K., Nagasue, N., Shimamura, M., Sato, N., Sultana, S., Morishita, S. et Yamashita, Y. (2005). Radiation dose reduction without degradation of low-contrast detectability at abdominal multisection CT with a low-tube voltage technique : Phantom study. *Radiology*, volume 237, numéro 3, p. 905–910.
- Gao, H., Fahrig, R., Bennett, N. R., Sun, M., Star-Lack, J. et Zhu, L. (2010). Scatter correction method for x-ray CT using primary modulation : Phantom studies. *Medical Physics*, volume 37, numéro 2, p. 934–946.
- Ghadiri, H., Rahmim, A., Shiran, M., Soltanian-Zadeh, H. et Ay, M. (2013). A fast and hardware mimicking analytic CT simulator. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 1–5.
- Giacomuzzi, S. M., Erckert, B., Freund, M. C., Schopf, T., Dessl, A. et Jaschke, W. (1996a). Dose reduction in computerized tomography with a new scan procedure. *Aktuelle Radiologie*, volume 6, numéro 2, p. 110–113.

- Giacomuzzi, S. M., Erckert, B., Schopf, T., Freund, M. C., Springer, P., Dessl, A. et Jaschke, W. (1996b). The smart-scan procedure of spiral computed tomography. a new method for dose reduction. *Fortschr Röntgenstr*, volume 165, numéro 7, p. 10–16.
- Gibson, L. (1985). The mechanical behaviour of cancellous bone. *Journal of Biomechanics*, volume 18, numéro 5, p. 317–328.
- Giersch, J., Niederlöhner, D. et Anton, G. (2004). The influence of energy weighting on X-ray imaging quality. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 531, numéro 1-2, p. 68–74.
- Gies, M., Kalender, W. A., Wolf, H., Suess, C. et Madsen, M. T. (1999). Dose reduction in CT by anatomically adapted tube current modulation. I. simulation studies. *Medical Physics*, volume 26, numéro 11, p. 2235–2247.
- Gleason, S. S., Sari-Sarraf, H., Paulus, M. J., Johnson, D. K., Norton, S. J. et Abidi, M. A. (1999). Reconstruction of multi-energy X-ray computed tomography images of laboratory mice. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 46, numéro 4, p. 1081–1086.
- Glick, S. J., Thacker, S., Gong, X. et Liu, B. (2007). Evaluating the impact of x-ray spectral shape on image quality in flat-panel CT breast imaging. *Medical Physics*, volume 34, numéro 1, p. 5–24.
- Glover, G. H. (1982). Compton scatter effects in CT reconstructions. *Medical Physics*, volume 9, numéro 6, p. 860–867.
- Goertzen, A. L., Beekman, F. J. et Cherry, S. R. (2002). Effect of phantom voxelization in CT simulations. *Medical Physics*, volume 29, numéro 4, p. 492–498.
- Goertzen, A. L., Nagarkar, V., Street, R. A., Paulus, M. J., Boone, J. M. et Cherry, S. R. (2004). A comparison of x-ray detectors for mouse CT imaging. *Physics in Medicine and Biology*, volume 49, numéro 23, p. 5251–5265.
- Gonzales, B. et Lalush, D. (2011). Full-spectrum CT reconstruction using a weighted least squares algorithm with an energy-axis penalty. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 30, numéro 2, p. 173–183.
- Gonzales, B. J. et Lalush, D. S. (2012). Eigenvector decomposition of full-spectrum x-ray computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 57, numéro 5, p. 1309–1323.
- Goodsitt, M. M. et Johnson, R. H. (1992). Precision in quantitative CT : Impact of x-ray dose and matrix size. *Medical Physics*, volume 19, numéro 4, p. 1025–1036.
- Gore, J. C. et McCullough, E. C. (1980). Signal variance in computed tomography : the \sqrt{N} syndrome. *Physics in Medicine and Biology*, volume 25, numéro 1, p. 153–155.
- Grasruck, M., Kappler, S., Reinwand, M. et Stierstorfer, K. (2009). Dual energy with dual source CT and kVp switching with single source CT : a comparison of dual energy

- performance. Dans Samei, E. et Hsieh, J., *Proceedings of SPIE, Medical Imaging : Physics of Medical Imaging*. volume 7258. SPIE, p. 72583R.
- Greess, H., Wolf, H., Baum, U., Lell, M., Pirkl, M., Kalender, W. et Bautz, W. A. (2000). Dose reduction in computed tomography by attenuation-based on-line modulation of tube current : evaluation of six anatomical regions. *European Radiology*, volume 10, numéro 2, p. 391–394.
- Grinyov, B., Ryzhikov, V., Lecoq, P., Naydenov, S., Opolonin, A., Lisetskaya, E., Galkin, S. et Shumeiko, N. (2007). Dual-energy radiography of bone tissues using ZnSe-based scintielectronic detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 571, numéro 1-2, p. 399–403.
- Haaga, J. R., Miraldi, F., MacIntyre, W., LiPuma, J. P., Bryan, P. J. et Wiesen, E. (1981). The effect of mAs variation upon computed tomography image quality as evaluated by in vivo and in vitro studies. *Radiology*, volume 138, numéro 2, p. 449–454.
- Hamelin, B., Goussard, Y., Gendron, D., Dussault, J. P., Cloutier, G., Beaudoin, G. et Soulez, G. (2008). Iterative CT reconstruction of real data with metal artifact reduction. Dans *IEEE International Symposium on Biomedical Imaging*. p. 1453–1456.
- Hara, A. K., Paden, R. G., Silva, A. C., Kujak, J. L., Lawder, H. J. et Pavlicek, W. (2009). Iterative reconstruction technique for reducing body radiation dose at CT : feasibility study. *American Journal of Roentgenology*, volume 193, numéro 4, p. 764–771.
- Hartman, T. E. (1997). Dual-energy radiography. *Seminars in Roentgenology*, volume 32, numéro 1, p. 45–49.
- Hawkes, D. J., Jackson, D. F. et Parker, R. P. (1986). Tissue analysis by dual-energy computed tomography. *The British Journal of Radiology*, volume 59, numéro 702, p. 537–542.
- He, Y., Cai, A. et Sun, J.-A. (1993). Incremental backprojection algorithm : modification of the searching flow scheme and utilization of the relationship among projection views. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 12, numéro 3, p. 555–559.
- Hebert, T., Leahy, R. et Singh, M. (1988). Fast MLE for SPECT using an intermediate polar representation and a stopping criterion. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 35, numéro 1, p. 615–619.
- Heismann, B. et Balda, M. (2009). Quantitative image-based spectral reconstruction for computed tomography. *Medical Physics*, volume 36, numéro 10, p. 4471–4485.
- Heismann, B. J. (2005). Atomic number measurement precision of spectral decomposition methods for CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 5. p. 2741–2742.
- Heismann, B. J., Leppert, J. et Stierstorfer, K. (2003). Density and atomic number measurements with spectral x-ray attenuation method. *Journal of Applied Physics*, volume 94, numéro 3, p. 2073–2079.

- Herman, G. T. (1979a). Correction for beam hardening in computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 24, numéro 1, p. 81–106.
- Herman, G. T. (1979b). Demonstration of beam hardening correction in computed tomography of the head. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 3, numéro 3, p. 373–378.
- Herman, G. T. et Trivedi, S. S. (1983). A comparative study of two postreconstruction beam hardening correction methods. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 2, numéro 3, p. 128–135.
- Hissoiny, S., Ozell, B. et Després, P. (2010). A convolution-superposition dose calculation engine for GPUs. *Medical Physics*, volume 37, numéro 3, p. 1029–1037.
- Hounsfield, G. N. (1973). Computerized transverse axial scanning (tomography) : Part 1. description of system. *The British Journal of Radiology*, volume 46, numéro 552, p. 1016–1022.
- Hounsfield, G. N. (1975). *Reconstructive Tomography in Diagnostic Radiology and Nuclear Medicine*, Baltimore University Park Press édition. 573 p.
- Hsieh, J., Molthen, R. C., Dawson, C. A. et Johnson, R. H. (2000). An iterative approach to the beam hardening correction in cone beam CT. *Medical Physics*, volume 27, numéro 1, p. 23–29.
- Hsieh, S. S., Fleischmann, D. et Pelc, N. J. (2014). Dose reduction using a dynamic, piecewise-linear attenuator. *Medical Physics*, volume 41, numéro 2, 021910.
- Huda, W. et Atherton, J. V. (1995). Energy imparted in computed tomography. *Medical Physics*, volume 22, numéro 8, p. 1263–1269.
- Huda, W., Bushong, S. C. et Hendee, W. R. (2001). In x-ray computed tomography, technique factors should be selected appropriate to patient size. *Medical Physics*, volume 28, numéro 8, p. 1543–1545.
- Huda, W., Lieberman, K. A., Chang, J. et Roskopf, M. L. (2004a). Patient size and x-ray technique factors in head computed tomography examinations. I. radiation doses. *Medical Physics*, volume 31, numéro 3, p. 588–594.
- Huda, W., Lieberman, K. A., Chang, J. et Roskopf, M. L. (2004b). Patient size and x-ray technique factors in head computed tomography examinations. II. image quality. *Medical Physics*, volume 31, numéro 3, p. 595–601.
- Huda, W., Scalzetti, E. M. et Levin, G. (2000). Technique factors and image quality as functions of patient weight at abdominal CT. *Radiology*, volume 217, numéro 2, p. 430–435.
- Hudson, H. et Larkin, R. (1994). Accelerated image reconstruction using ordered subsets of projection data. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 13, numéro 4, p. 601–609.

- ICRP (2002). Basic anatomical and physiological data for use in radiological protection : Reference values, ICRP publication 89. *Annals of the ICRP*, volume 32, numéro 3-4, p. 1–277.
- ICRP (2007). Managing patient dose in multi-detector computed tomography (MDCT), ICRP publication 102. *Annals of the ICRP*, volume 37, numéro 1, p. 1–86.
- ICRU (1989). *Report 44 : Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement* (Rapport technique). [International Commission on Radiation Units and Measurements](#), Bethesda, MD.
- Israel-Jost, V., Choquet, P., Salmon, S., Blondet, C., Sonnendrucker, E. et Constantinesco, A. (2006). Pinhole SPECT imaging : compact projection/backprojection operator for efficient algebraic reconstruction. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 25, numéro 2, p. 158–167.
- Iwanczyk, J. S., Nygard, E., Meirav, O., Arenson, J., Barber, W. C., Hartsough, N. E., Malakhov, N. et Wessel, J. C. (2007). Photon counting energy dispersive detector arrays for X-ray imaging. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 4. p. 2741–2748.
- Iwanczyk, J. S., Nygard, E., Meirav, O., Arenson, J., Barber, W. C., Hartsough, N. E., Malakhov, N. et Wessel, J. C. (2009). Photon counting energy dispersive detector arrays for X-ray imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 56, numéro 3, p. 535–542.
- Jacobs, F., Sundermann, E., Sutter, B. D., Christiaens, M. et Lemahieu, I. (1998). A fast algorithm to calculate the exact radiological path through a pixel or voxel space. *Journal of Computing and Information Technology*, volume 6, numéro 1, p. 89–94.
- Jan, S., Benoit, D., Becheva, E., Carlier, T., Cassol, F., Descourt, P., Frisson, T., Grevillot, L., Guigues, L., Maigne, L., Morel, C., Perrot, Y., Rehfeld, N., Sarrut, D., Schaart, D. R., Stute, S., Pietrzyk, U., Visvikis, D., Zahra, N. et Buvat, I. (2011). GATE V6 : a major enhancement of the GATE simulation platform enabling modelling of CT and radiotherapy. *Physics in Medicine and Biology*, volume 56, numéro 4, p. 881–901.
- Jeong, K. Y. et Ra, J. B. (2009). Metal artifact reduction based on sinogram correction in CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 3480–3483.
- Jian, F. et Hongnian, L. (2006). Beam-hardening correction method based on original sinogram for X-CT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 556, numéro 1, p. 379–385.
- Jian, L., Litao, L., Peng, C., Qi, S. et Zhifang, W. (2007). Rotating polar-coordinate ART applied in industrial CT image reconstruction. *NDT&E International*, volume 40, numéro 4, p. 333–336.

- Johns, P. C., Drost, D. J., Yaffe, M. J. et Fenster, A. (1985). Dual-energy mammography : Initial experimental results. *Medical Physics*, volume 12, numéro 3, p. 297–304.
- Johns, P. C. et Yaffe, M. (1982). Scattered radiation in fan beam imaging systems. *Medical Physics*, volume 9, numéro 2, p. 231–239.
- Johns, P. C. et Yaffe, M. J. (1983). Coherent scatter in diagnostic radiology. *Medical Physics*, volume 10, numéro 1, p. 40–50.
- Johns, P. C. et Yaffe, M. J. (1985). Theoretical optimization of dual-energy x-ray imaging with application to mammography. *Medical Physics*, volume 12, numéro 3, p. 289–296.
- Johnson, T., Krauß, B., Sedlmair, M., Grasruck, M., Bruder, H., Morhard, D., Fink, C., Weckbach, S., Lenhard, M., Schmidt, B., Flohr, T., Reiser, M. et Becker, C. (2007). Material differentiation by dual energy CT : initial experience. *European Radiology*, volume 17, numéro 6, p. 1510–1517.
- Jones, A. K., Hintenlang, D. E. et Bolch, W. E. (2003). Tissue-equivalent materials for construction of tomographic dosimetry phantoms in pediatric radiology. *Medical Physics*, volume 30, numéro 8, p. 2072–2081.
- Joseph, P. M. et Ruth, C. (1997). A method for simultaneous correction of spectrum hardening artifacts in CT images containing both bone and iodine. *Medical Physics*, volume 24, numéro 10, p. 1629–1634.
- Joseph, P. M. et Spital, R. D. (1978). A method for correcting bone induced artifacts in computed tomography scanners. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 2, numéro 1, p. 100–108.
- Joseph, P. M. et Spital, R. D. (1981). The exponential edge-gradient effect in X-ray computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 26, numéro 3, p. 473.
- Joseph, P. M. et Spital, R. D. (1982). The effects of scatter in x-ray computed tomography. *Medical Physics*, volume 9, numéro 4, p. 464–472.
- Kabir, M. Z., Chowdhury, L., DeCrescenzo, G., Tousignant, O., Kasap, S. O. et Rowlands, J. A. (2010). Effect of repeated x-ray exposure on the resolution of amorphous selenium based x-ray imagers. *Medical Physics*, volume 37, numéro 3, p. 1339–1349.
- Kachelrieß, M. et Kalender, W. A. (2005). Improving PET/CT attenuation correction with iterative CT beam hardening correction. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 4. p. 1905–1909.
- Kachelrieß, M., Sourbelle, K. et Kalender, W. A. (2006). Empirical cupping correction : A first-order raw data pre-correction for cone-beam computed tomography. *Medical Physics*, volume 33, numéro 5, p. 1269–1274.
- Kalender, W. A. (2000). *Computed tomography : fundamentals, system technology, image quality, applications*. Publicis MCD Verlag, 220 p.
- Kalender, W. A. (2014). Dose in x-ray computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 59, numéro 3, p. R129–R150.

- Kalender, W. A., Hebel, R. et Ebersberger, J. (1987). Reduction of CT artifacts caused by metallic implants. *Radiology*, volume 164, numéro 2, p. 576–577.
- Kalender, W. A., Perman, W. H., Vetter, J. R. et Klotz, E. (1986). Evaluation of a prototype dual-energy computed tomographic apparatus. I. phantom studies. *Medical Physics*, volume 13, numéro 3, p. 334–339.
- Kalender, W. A., Schmidt, B., Zankl, M. et Schmidt, M. (1999). A PC program for estimating organ dose and effective dose values in computed tomography. *European Radiology*, volume 9, numéro 3, p. 555–562.
- Kalluri, K. S., Mahd, M. et Glick, S. J. (2013). Investigation of energy weighting using an energy discriminating photon counting detector for breast CT. *Medical Physics*, volume 40, numéro 8, 081923.
- Kalra, M. K., Maher, M. M., Toth, T. L., Hamberg, L. M., Blake, M. A., Shepard, J.-A. et Saini, S. (2004a). Strategies for CT radiation dose optimization. *Radiology*, volume 230, numéro 3, p. 619–628.
- Kalra, M. K., Maher, M. M., Toth, T. L., Schmidt, B., Westerman, B. L., Morgan, H. T. et Saini, S. (2004b). Techniques and applications of automatic tube current modulation for CT. *Radiology*, volume 233, numéro 3, p. 649–657.
- Kalra, M. K., Naz, N., Rizzo, S. M. R. et Blake, M. A. (2005). Computed tomography radiation dose optimization : Scanning protocols and clinical applications of automatic exposure control. *Current Problems in Diagnostic Radiology*, volume 34, numéro 5, p. 171–181.
- Kamel, I. R., Hernandez, R. J., Martin, J. E., Schlesinger, A. E., Niklason, L. T. et Guire, K. E. (1994). Radiation dose reduction in CT of the pediatric pelvis. *Radiology*, volume 190, numéro 3, p. 683–687.
- Kamphuis, C. et Beekman, F. J. (1998). Accelerated iterative transmission CT reconstruction using an ordered subsets convex algorithm. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 17, numéro 6, p. 1101–1105.
- Kanamori, H., Nakamori, N., Inoue, K. et Takenaka, E. (1985). Effects of scattered x-rays on CT images. *Physics in Medicine and Biology*, volume 30, numéro 3, p. 239–249.
- Kappadath, S. C. et Shaw, C. C. (2005). Dual-energy digital mammography for calcification imaging : Scatter and nonuniformity corrections. *Medical Physics*, volume 32, numéro 11, p. 3395–3408.
- Karg, J., Niederlöhner, D., Giersch, J. et Anton, G. (2005). Using the Medipix2 detector for energy weighting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 546, numéro 1-2, p. 306–311.
- Kasap, S. O., Haugen, C., Nesdoly, M. et Rowlands, J. A. (2000). Properties of a-Se for use in flat panel X-ray image detectors. *Journal of Non-Crystalline Solids*, volume 266–269, numéro 2, p. 1163–1167.

- Kaufman, L. (1987). Implementing and accelerating the EM algorithm for positron emission tomography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 6, numéro 1, p. 37–51.
- Kelcz, F. et Mistretta, C. A. (1976). Absorption-edge fluoroscopy using a three-spectrum technique. *Medical Physics*, volume 3, numéro 3, p. 159–168.
- Kelcz, F., Mistretta, C. A. et Riederer, S. J. (1977). Spectral considerations for absorption-edge fluoroscopy. *Medical Physics*, volume 4, numéro 1, p. 26–35.
- Klein, O. et Nishina, T. (1929). Über die streuung von strahlung durch freie elektronen nach der neuen relativistischen quantendynamik von dirac. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, volume 52, numéro 11, p. 853–868.
- Knaup, M., Steckmann, S., Bockenbach, O. et Kachelrieß, M. (2007). CT image reconstruction using hexagonal grids. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 4. p. 3074–3076.
- Knoll, G. F. (2000). *Radiation Detection and Measurement, Third Edition*, Wiley édition. 802 p.
- Knuth, D. E. (1974). Structured programming with go to statements. *ACM Computing Surveys*, volume 6, numéro 4, p. 261–301.
- Koenig, T., Zuber, M., Hamann, E., Cecilia, A., Ballabriga, R., Campbell, M., Ruat, M., Thustos, L., Fauler, A., Fiederle, M. et Baumbach, T. (2014). How spectroscopic x-ray imaging benefits from inter-pixel communication. *Physics in Medicine and Biology*, volume 59, numéro 20, p. 6195–6213.
- Kopka, L., Funke, M., Breiter, N., Hermann, K. P., Vosschenrich, R. et Grabbe, E. (1995). An anatomically adapted variation of the tube current in CT. studies on radiation dosage reduction and image quality. *RöFo – Fortschritte auf dem Gebiete der Rontgenstrahlen und der Nuklearmedizin*, volume 163, numéro 5, p. 383–387.
- Kouznetsov, A. et Tambasco, M. (2011). A hybrid approach for rapid, accurate, and direct kilovoltage radiation dose calculations in CT voxel space. *Medical Physics*, volume 38, numéro 3, p. 1378–1388.
- Kruger, R. A., Riederer, S. J. et Mistretta, C. A. (1977). Relative properties of tomography, K-edge imaging, and K-edge tomography. *Medical Physics*, volume 4, numéro 3, p. 244–249.
- Lambert, J. (1760). *Photometria, sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae. Sumptibus Vidae Eberhardi Klett.*
- Lange, K. et Carson, R. (1984). EM reconstruction algorithms for emission and transmission tomography. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 8, numéro 2, p. 306–316.
- Lange, K. et Fessler, J. A. (1995). Globally convergent algorithms for maximum a posteriori transmission tomography. *IEEE Transactions on Image Processing*, volume 4, numéro 10, p. 1430–1438.

- Lasio, G. M., Whiting, B. R. et Williamson, J. F. (2007). Statistical reconstruction for x-ray computed tomography using energy-integrating detectors. *Physics in Medicine and Biology*, volume 52, numéro 8, p. 2247–2266.
- Latchaw, R. E., Payne, J. T. et Gold, L. H. A. (1978). Effective atomic number and electron density as measured with a computed tomography scanner : Computation and correlation with brain tumor histology. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 2, numéro 2, p. 199–208.
- Le, H. Q., Ducote, J. L. et Molloy, S. (2010). Radiation dose reduction using a cdznte-based computed tomography system : Comparison to flat-panel detectors. *Medical Physics*, volume 37, numéro 3, p. 1225–1236.
- Lecomte, R., Pepin, C., Rouleau, D., Saoudi, A., Andreaco, M., Casey, M., Nutt, R., Dautet, H. et Webb, P. (1998). Investigation of GSO, LSO and YSO scintillators using reverse avalanche photodiodes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 45, numéro 3, p. 478–482.
- Lecoq, P., Annenkov, A., Gektin, A., Korzhik, M. et Pedrini, C. (2006). *Inorganic Scintillators for Detector Systems : Physical Principles and Crystal Engineering*, Springer édition. 246 p.
- Lee, S., Choi, Y.-N. et Kim, H.-J. (2014). Quantitative material decomposition using spectral computed tomography with an energy-resolved photon-counting detector. *Physics in Medicine and Biology*, volume 59, numéro 18, p. 5457–5482.
- Leeser, M., Mukherjee, S. et Brock, J. (2014). *Fast reconstruction of 3D volumes from 2D CT projection data with GPUs* (Rapport technique 7 :582). [BMC Research Notes](#).
- Lehmann, K. J., Wild, J. et Georgi, M. (1997). Clinical use of software-controlled x-ray tube modulation with "Smart-Scan" in spiral CT. *Aktuelle Radiologie*, volume 7, numéro 3, p. 156–158.
- Lehmann, L. A., Alvarez, R. E., Macovski, A., Brody, W. R., Pelc, N. J., Riederer, S. J. et Hall, A. L. (1981). Generalized image combinations in dual kVp digital radiography. *Medical Physics*, volume 8, numéro 5, p. 659–667.
- Lemmens, C., Faul, D. et Nuyts, J. (2009). Suppression of metal artifacts in CT using a reconstruction procedure that combines MAP and projection completion. *Medical Imaging, IEEE Transactions on*, volume 28, numéro 2, p. 250–260.
- Leng, S., Yu, L., Wang, J., Fletcher, J. G., Mistretta, C. A. et McCollough, C. H. (2011). Noise reduction in spectral CT : Reducing dose and breaking the trade-off between image noise and energy bin selection. *Medical Physics*, volume 38, numéro 9, p. 4946–4957.
- Leng, S., Zambelli, J., Tolakanahalli, R., Nett, B., Munro, P., Star-Lack, J., Paliwal, B. et Chen, G.-H. (2008). Streaking artifacts reduction in four-dimensional cone-beam computed tomography. *Medical Physics*, volume 35, numéro 10, p. 4649–4659.
- Leroux, J.-D., Selivanov, V., Fontaine, R. et Lecomte, R. (2007). Accelerated iterative image reconstruction methods based on block-circulant system matrix derived from a

- cylindrical image representation. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 4. p. 2764–2771.
- Lindner, M., Blanquart, L., Fischer, P., Krüger, H. et Wermes, N. (2001). Medical X-ray imaging with energy windowing. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 465, numéro 1, p. 229–234.
- Linton, O. W. et Mettler, F. A. J. (2003). National conference on dose reduction in CT, with an emphasis on pediatric patients. *American Journal of Roentgenology*, volume 181, numéro 2, p. 321–329.
- Little, K. et La Riviere, P. (2012). An algorithm for modeling non-linear system effects in iterative CT reconstruction. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 2174–2177.
- Liu, X., Bornefalk, H., Chen, H., Danielsson, M., Karlsson, S., Persson, M., Xu, C. et Huber, B. (2014). A silicon-strip detector for photon-counting spectral CT : Energy resolution from 40 keV to 120 keV. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 61, numéro 3, p. 1099–1105.
- Llopart, X., Campbell, M., Dinapoli, R., Segundo, D. S. et Pernigotti, E. (2002). Medipix2 : A 64-k pixel readout chip with 55- μm square elements working in single photon counting mode. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 49, numéro 5, p. 2279–2283.
- Long, Y. et Fessler, J. (2014). Multi-material decomposition using statistical image reconstruction for spectral CT. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 33, numéro 8, p. 1614–1626.
- Löcker, M., Fischer, P., Krimmel, S., Krüger, H., Lindner, M., Nakazawa, K., Takahashi, T. et Wermes, N. (2004). Single photon counting X-ray imaging with Si and CdTe single chip pixel detectors and multichip pixel modules. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 51, numéro 4, p. 1717–1723.
- Maaß, N., Sawall, S., Knaup, M. et Kachelrieß, M. (2011). Empirical multiple energy calibration (EMEC) for material-selective CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 4222–4229.
- Manduca, A., Yu, L., Trzasko, J. D., Khaylova, N., Kofler, J. M., McCollough, C. M. et Fletcher, J. G. (2009). Projection space denoising with bilateral filtering and CT noise modeling for dose reduction in CT. *Medical Physics*, volume 36, numéro 11, p. 4911–4919.
- Manglos, S. H., Gagne, G. M., Krol, A., Thomas, F. D. et Narayanaswamy, R. (1995). Transmission maximum-likelihood reconstruction with ordered subsets for cone beam CT. *Physics in Medicine and Biology*, volume 40, numéro 7, p. 1225–1241.
- Marshall, W. H., Easter, W. et Zatz, L. M. (1977). Analysis of the dense lesion at computed tomography with dual kVp scans. *Radiology*, volume 124, numéro 1, p. 87–89.

- Marshall, W. H. J., Alvarez, R. E. et Macovski, A. (1981). Initial results with prereconstruction dual-energy computed tomography (PREDECT). *Radiology*, volume 140, numéro 2, p. 421–430.
- McCullough, C. H. (2005). Automatic exposure control in CT : Are we done yet ? *Radiology*, volume 237, numéro 3, p. 755–756.
- McCullough, C. H. (2008). CT dose : How to measure, how to reduce. *Health Physics*, volume 95, numéro 5, p. 508–517.
- McCullough, C. H., Bruesewitz, M. R. et Kofler, J. M. (2006). CT dose reduction and dose management tools : Overview of available options. *Radiographics*, volume 26, numéro 2, p. 503–512.
- McCullough, E. C. (1975). Photon attenuation in computed tomography. *Medical Physics*, volume 2, numéro 6, p. 307–320.
- McCullough, E. C., Jr, H. L. B., Houser, O. W. et Reese, D. F. (1974). An evaluation of the quantitative and radiation features of a scanning x-ray transverse axial tomograph : the EMI scanner. *Radiology*, volume 111, p. 709–715.
- McDavid, W. D., Waggener, R. G., Dennis, M. J., Sank, V. J. et Payne, W. H. (1977a). Estimation of chemical composition and density from computed tomography carried out at a number of energies. *Investigative Radiology*, volume 12, numéro 2, p. 189–193.
- McDavid, W. D., Waggener, R. G., Payne, W. H. et Dennis, M. J. (1975). Spectral effects on three-dimensional reconstruction from x rays. *Medical Physics*, volume 2, numéro 6, p. 321–324.
- McDavid, W. D., Waggener, R. G., Payne, W. H. et Dennis, M. J. (1977b). Correction for spectral artifacts in cross-sectional reconstruction from x rays. *Medical Physics*, volume 4, numéro 1, p. 54–57.
- McKinley, R. L., Tornai, M., Samei, E. et Bradshaw, M. (2005). Initial study of quasi-monochromatic X-ray beam performance for X-ray computed mammatomography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 52, numéro 5, p. 1243–1250.
- McKinley, R. L., Tornai, M. P., Samei, E. et Bradshaw, M. L. (2004). Simulation study of a quasi-monochromatic beam for x-ray computed mammatomography. *Medical Physics*, volume 31, numéro 4, p. 800–813.
- Meng, B., Wang, J. et Xing, L. (2010). Sinogram preprocessing and binary reconstruction for determination of the shape and location of metal objects in computed tomography (ct). *Medical Physics*, volume 37, numéro 11, p. 5867–5875.
- Menvielle, N., Goussard, Y., Orban, D. et Soulez, G. (2005). Reduction of beam-hardening artifacts in x-ray CT. Dans *Annual International Conference of the Engineering in Medicine and Biology Society Conference Record*. p. 1865–1868.

- Mettler, F. A. J., Wiest, P. W., Locken, J. A. et Kelsey, C. A. (2000). CT scanning : patterns of use and dose. *Journal of Radiological Protection*, volume 20, numéro 4, p. 353–359.
- Meyer, E., Maaß, C., Baer, M., Raupach, R., Schmidt, B. et Kachelrieß, M. (2010). Empirical scatter correction (ESC) : A new CT scatter correction method and its application to metal artifact reduction. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 2036–2041.
- Mikkelsen, S., Meier, D., Maehlum, G., Oya, P., Sundal, B. et Talebi, J. (2008). An ASIC for multi-energy x-ray counting. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 1996–2001.
- Miéville, F. A., Gudinchet, F., Brunelle, F., Bochud, F. O. et Verdun, F. R. (2013). Iterative reconstruction methods in two different MDCT scanners : physical metrics and 4-alternative forced-choice detectability experiments—a phantom approach. *Physica Medica*, volume 29, numéro 1, p. 99–110.
- Mora, C. et Rafecas, M. (2006). Polar pixels for high resolution small animal PET. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 5. p. 2812–2817.
- Mora, C., Rodríguez-Álvarez, M. J. et Romero, J. V. (2008). New pixellation scheme for CT algebraic reconstruction to exploit matrix symmetries. *Computers & Mathematics with Applications*, volume 56, numéro 3, p. 715–726.
- Moraes, D., Kaplon, J. et Jarron, P. (2007). Solid-state photo-detectors for both CT and PET applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 571, numéro 1-2, p. 333–338.
- Mosleh-Shirazi, M., Hansen, V., Childs, P., Warrington, A. et Saran, F. (2004). Stereotactic conformal radiotherapy based on a general-purpose treatment planning system. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, volume 5, numéro 3, p. 1–14.
- Mott, D. J., Zheng, G. L. et Eddleston, B. (1985). The removal of a "cupping" artefact from brain images produced by the EMI 7070 CT scanner. *The British Journal of Radiology*, volume 58, numéro 693, p. 873–880.
- Mueller, K. et Xu, F. (2006). Practical considerations for GPU-accelerated CT. Dans *IEEE International Symposium on Biomedical Imaging*. p. 1184–1187.
- Nachaliel, E., Dilmanian, F. A., Garrett, R. F., Thomlinson, W. C., Chapman, L. D., Gmür, N. F., Lazarz, N. M., Moulin, H. R., Rivers, M. L., Rarback, H., Stefan, P. M., Spanne, P., Luke, P. N., Pehl, R., Thompson, A. C. et Miller, M. (1992). Monochromatic computed tomography of the human brain using synchrotron X-rays : technical feasibility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 319, numéro 1-3, p. 305–310.

- Nakayama, Y., Awai, K., Funama, Y., Hatemura, M., Imuta, M., Nakaura, T., Ryu, D., Morishita, S., Sultana, S., Sato, N. et Yamashita, Y. (2005). Abdominal CT with low tube voltage : Preliminary observations about radiation dose, contrast enhancement, image quality, and noise. *Radiology*, volume 237, numéro 3, p. 945–951.
- Nalcioğlu, O. et Lou, R. Y. (1979). Post-reconstruction method for beam hardening in computerised tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 24, numéro 2, p. 330–341.
- Nassiri, M. A. (2015). *Les algorithmes de haute résolution en tomographie d'émission par positrons : développement et accélération sur les cartes graphiques*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, Montréal, Québec, Canada, 161 p.
- Nassiri, M. A., Carrier, J.-F. et Després, P. (2015). Fast GPU-based computation of spatial multigrid multiframe LMEM for PET. *Medical & Biological Engineering & Computing*, p. 1–13.
- Nassiri, M. A., Hissoiny, S., Carrier, J.-F. et Després, P. (2012). Fast GPU-based computation of the sensitivity matrix for a PET list-mode OSEM algorithm. *Physics in Medicine and Biology*, volume 57, numéro 19, p. 6279.
- Nickoloff, E. L., Dutta, A. K. et Lu, Z. F. (2003). Influence of phantom diameter, kVp and scan mode upon computed tomography dose index. *Medical Physics*, volume 30, numéro 3, p. 395–402.
- Nickoloff, E. L., Feldman, F. et Atherton, J. V. (1988). Bone mineral assessment : new dual-energy CT approach. *Radiology*, volume 168, numéro 1, p. 223–228.
- Niederlöhner, D., Karg, J., Giersch, J. et Anton, G. (2005). The energy weighting technique : measurements and simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 546, numéro 1-2, p. 37–41.
- Niederlöhner, D., Karg, J., Giersch, J., Firsching, M. et Anton, G. (2004). Practical aspects of energy weighting in X-ray imaging. Dans Kárný, M. et Warwick, K., *Computer Intensive Methods in Control and Signal Processing*. Birkhäuser Boston, p. 237–248.
- Nyman, U., Ahl, T. L., Kristiansson, M., Nilsson, L. et Wettemark, S. (2005). Patient-circumference-adapted dose regulation in body computed tomography. a practical and flexible formula. *Acta radiologica*, volume 46, numéro 4, p. 396–406.
- Ohnesorge, B., Flohr, T. et Klingenberg-Regn, K. (1999). Efficient object scatter correction algorithm for third and fourth generation CT scanners. *European Radiology*, volume 9, numéro 3, p. 563–569.

- Pan, X., Sidky, E. Y. et Vannier, M. (2009). Why do commercial CT scanners still employ traditional, filtered back-projection for image reconstruction? *Inverse Problems*, volume 25, numéro 12, p. 123009.
- Pangaud, P., Basolo, S., Chantepie, B., Clemens, J. C., Delpierre, P., Dinkespiler, B., Menouni, M., Bonissent, A., Debarbieux, F. et Morel, C. (2007). First results of XPAD3, a new photon counting chip for X-ray CT-scanner with energy discrimination. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. volume 1. p. 14–18.
- Panta, R., Walsh, M., Bell, S., Anderson, N., Butler, A. et Butler, P. (2015). Energy calibration of the pixels of spectral X-ray detectors. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 34, numéro 3, p. 697–706.
- Paterson, A., Frush, D. P. et Donnelly, L. F. (2001). Helical CT of the body : Are settings adjusted for pediatric patients? *American Journal of Roentgenology*, volume 176, numéro 2, p. 297–301.
- Paulus, M. J., Sari-Sarraf, H., Gleason, S. S., Bobrek, M., Hicks, J. S., Johnson, D. K., Behel, J. K., Thompson, L. H. et Allen, W. C. (1999). A new X-ray computed tomography system for laboratory mouse imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 46, numéro 3, p. 558–564.
- Persson, M. et Bornefalk, H. (2012). A framework for evaluating threshold variation compensation methods in photon counting spectral CT. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 31, numéro 10, p. 1861–1874.
- Poludniowski, G., Landry, G., DeBlois, F., Evans, P. M. et Verhaegen, F. (2009). SpekCalc : a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes. *Physics in Medicine and Biology*, volume 54, p. N433–N438.
- Prakash, P., Kalra, M. K., Digumarthy, S. R., Hsieh, J., Pien, H., Singh, S. B. S., Gilman, M. D. et Shepard, J. O. (2010). Radiation dose reduction with chest computed tomography using adaptive statistical iterative reconstruction technique : Initial experience. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 34, numéro 1, p. 40–45.
- Prell, D., Kyriakou, Y. et Kalender, W. A. (2009). Comparison of ring artifact correction methods for flat-detector CT. *Physics in Medicine and Biology*, volume 54, numéro 12, p. 3881–3895.
- Ra, J., Lim, C., Cho, Z., Hilal, S. et Correll, J. (1982). A true three-dimensional reconstruction algorithm for the spherical positron emission tomograph. *Physics in Medicine and Biology*, volume 27, numéro 1, p. 37–50.
- Ramaseshan, R., Kohli, K., Cao, F. et Heaton, R. (2008). A dosimetric evaluation of plastic water-diagnostic-therapy (pwtd). *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, volume 9, numéro 2.

- Ranger, N. T., Lo, J. Y. et Samei, E. (2010). A technique optimization protocol and the potential for dose reduction in digital mammography. *Medical Physics*, volume 37, numéro 3, p. 962–969.
- Riabkov, D., Xue, X., Tubbs, D. et Cheryauka, A. (2007). Accelerated cone-beam back-projection using GPU-CPU hardware. Dans *International Meeting on Fully Three-dimensional Image Reconstruction in Radiology and Nuclear Science*. p. 68–71.
- Rice, H. E., Frush, D. P., Farmer, D. et Waldhausen, J. H. (2007). Review of radiation risks from computed tomography : essentials for the pediatric surgeon. *Journal of Pediatric Surgery*, volume 42, numéro 4, p. 603–607.
- Riederer, S. J. et Mistretta, C. A. (1977). Selective iodine imaging using k-edge energies in computerized x-ray tomography. *Medical Physics*, volume 4, numéro 6, p. 474–481.
- Riendeau, J., Bérard, P., Viscogliosi, N., Tétrault, M.-A., Lemieux, F., Lecomte, R., et Fontaine, R. (2008). High rate photon counting CT using parallel digital PET electronics. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 55, numéro 1, p. 40–47.
- Rivard, M. J., Granero, D., Perez-Calatayud, J. et Ballester, F. (2010). Influence of photon energy spectra from brachytherapy sources on Monte Carlo simulations of kerma and dose rates in water and air. *Medical Physics*, volume 37, numéro 2, p. 869–876.
- Robertson, D. D. J. et Huang, H. K. (1986). Quantitative bone measurements using x-ray computed tomography with second-order correction. *Medical Physics*, volume 13, numéro 4, p. 474–479.
- Robinson, A., Hill, E. et Harpen, M. (1986). Radiation dose reduction in pediatric CT. *Pediatric Radiology*, volume 16, numéro 1, p. 53–54.
- Rodríguez-Alvarez, M., Soriano, A., Iborra, A., Sánchez, F., González, A., Conde, P., Hernández, L., Moliner, L., Orero, A., Vidal, L. et Benlloch, J. (2013). Expectation maximization (EM) algorithms using polar symmetries for computed tomography (CT) image reconstruction. *Computers in Biology and Medicine*, volume 43, numéro 8, p. 1053–1061.
- Rodríguez-Alvarez, M.-J., Sánchez, F., Soriano, A., Iborra, A. et Mora, C. (2011). Exploiting symmetries for weight matrix design in CT imaging. *Mathematical and Computer Modelling*, volume 54, numéro 7–8, p. 1655–1664.
- Roessl, E., Brendel, B., Engel, K., Schlomka, J. P., Thran, A. et Proksa, R. (2011a). Sensitivity of photon-counting based K-edge imaging in X-ray computed tomography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 30, numéro 9, p. 1678–1690.
- Roessl, E., Daerr, H., Engel, K. J., Thran, A., Schirra, C. et Proksa, R. (2011b). Combined effects of pulse pile-up and energy response in energy-resolved, photon-counting computed tomography. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 2309–2313.
- Roessl, E., Ziegler, A. et Proksa, R. (2007). On the influence of noise correlations in measurement data on basis image noise in dual-energylike x-ray imaging. *Medical Physics*, volume 34, numéro 3, p. 959–966.

- Ronaldson, J. P., Zainon, R., Scott, N. J. A., Gieseg, S. P., Butler, A. P., Butler, P. H. et Anderson, N. G. (2012). Toward quantifying the composition of soft tissues by spectral CT with Medipix3. *Medical Physics*, volume 39, numéro 11, p. 6847–6857.
- Rosenberg, K. M. (1983). CTSim : The computed tomography simulator, <http://www.ctsim.org>.
- Rosso, V., Belcari, N., Bisogni, M. G., Carpentieri, C., Guerra, A. D., Delogu, P., Mettivier, G., Montesi, M. C., Panetta, D., Quattrocchi, M., Russo, P. et Stefanini, A. (2007). Preliminary study of the advantages of X-ray energy selection in CT imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 572, numéro 1, p. 270–273.
- Rowlands, J. A. (2002). The physics of computed radiography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 47, numéro 23, p. R123–R166.
- Rutherford, R. A., Pullan, B. R. et Isherwood, I. (1976a). Measurement of effective atomic number and electron density using an EMI scanner. *Neuroradiology*, volume 11, numéro 1, p. 15–21.
- Rutherford, R. A., Pullan, B. R. et Isherwood, I. (1976b). X-ray energies for effective atomic number determination. *Neuroradiology*, volume 11, numéro 1, p. 23–28.
- Rüegsegger, P., Hangartner, T., Keller, H. U. et Hinderling, T. (1978). Standardization of computed tomography images by means of a material-selective beam hardening correction. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 2, p. 184–188.
- Sakamoto, K., Suzuki, Y., Hirano, T. et Usami, K. (1988). Improvement of spatial resolution of monochromatic X-ray CT using synchrotron radiation. *Japanese Journal of Applied Physics*, volume 27, numéro Part 1, No. 1, p. 127–132.
- Sandborg, M. et Carlsson, G. A. (1992). Influence of X-ray energy spectrum, contrasting detail and detector on the signal-to-noise ratio (SNR) and detective quantum efficiency (dqe) in projection radiography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 37, numéro 6, p. 1245–1263.
- Sato, G., Parsons, A., Hullinger, D., Suzuki, M., Takahashi, T., Tashiro, M., Nakazawa, K., Okada, Y., Takahashi, H., Watanabe, S., Barthelmy, S., Cummings, J., Gehrels, N., Krimm, H., Markwardt, C., Tueller, J., Fenimore, E. et Palmer, D. (2005). Development of a spectral model based on charge transport for the Swift/BAT 32K CdZnTe detector array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 541, numéro 1-2, p. 372–384.
- Sauve, A., Hero, A.O., I., Rogers, W., Wilderman, S. et Clinthorne, N. (1999). 3D image reconstruction for a Compton SPECT camera model. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 46, numéro 6, p. 2075–2084.

- Sawatzky, A., Xu, Q., Schirra, C. et Anastasio, M. (2014). Proximal ADMM for multi-channel image reconstruction in spectral X-ray CT. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 33, numéro 8, p. 1657–1668.
- Schirra, C., Roessl, E., Koehler, T., Brendel, B., Thran, A., Pan, D., Anastasio, M. et Proksa, R. (2013). Statistical reconstruction of material decomposed data in spectral CT. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 32, numéro 7, p. 1249–1257.
- Schlomka, J. P., Roessl, E., Dorscheid, R., Dill, S., Martens, G., Istel, T., Baumer, C., Herrmann, C., Steadman, R., Zeitler, G., Livne, A. et Proksa, R. (2008). Experimental feasibility of multi-energy photon-counting K-edge imaging in pre-clinical computed tomography. *Physics in Medicine and Biology*, volume 53, numéro 15, p. 4031–4047.
- Schmidt, T. G. (2009). Optimal "image-based" weighting for energy-resolved CT. *Medical Physics*, volume 36, numéro 7, p. 3018–3027.
- Schmidt, T. G. (2010). CT energy weighting in the presence of scatter and limited energy resolution. *Medical Physics*, volume 37, numéro 3, p. 1056–1067.
- Schorner, K., Goldammer, M., Stierstorfer, K., Stephan, J. et Boni, P. (2012). Scatter correction method by temporal primary modulation in X-ray CT. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 59, numéro 6, p. 3278–3285.
- Segars, W. P., Mahesh, M., Beck, T. J., Frey, E. C. et Tsui, B. M. W. (2008). Realistic CT simulation using the 4D XCAT phantom. *Medical Physics*, volume 35, numéro 8, p. 3800–3808.
- Segars, W. P., Sturgeon, G., Mendonca, S., Grimes, J. et Tsui, B. M. W. (2010). 4D XCAT phantom for multimodality imaging research. *Medical Physics*, volume 37, numéro 9, p. 4902–4915.
- Sellin, P. J. (2003). Recent advances in compound semiconductor radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 513, numéro 1-2, p. 332–339.
- Semerci, O., Hao, N., Kilmer, M. et Miller, E. (2014). Tensor-based formulation and nuclear norm regularization for multienergy computed tomography. *IEEE Transactions on Image Processing*, volume 23, numéro 4, p. 1678–1693.
- Sharma, N. et Aggarwal, L. (2010). Automated medical image segmentation techniques. *Journal of Medical Physics*, volume 35, numéro 1, p. 3–14.
- Shepp, L. A. et Logan, B. F. (1974). The Fourier reconstruction of a head section. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 21, numéro 3, p. 21–43.
- Shikhaliev, P. M. (2005). Beam hardening artefacts in computed tomography with photon counting, charge integrating and energy weighting detectors : a simulation study. *Physics in Medicine and Biology*, volume 50, numéro 24, p. 5813–5827.

- Shikhaliev, P. M. (2006). Tilted angle CZT detector for photon counting/energy weighting x-ray and CT imaging. *Physics in Medicine and Biology*, volume 51, numéro 17, p. 4267–4287.
- Shikhaliev, P. M. (2008a). Computed tomography with energy-resolved detection : a feasibility study. *Physics in Medicine and Biology*, volume 53, numéro 5, p. 1475–1495.
- Shikhaliev, P. M. (2008b). Energy-resolved computed tomography : first experimental results. *Physics in Medicine and Biology*, volume 53, numéro 20, p. 5595–5613.
- Shikhaliev, P. M. (2009). Projection x-ray imaging with photon energy weighting : experimental evaluation with a prototype detector. *Physics in Medicine and Biology*, volume 54, numéro 16, p. 4971–4992.
- Shikhaliev, P. M. (2012a). Dedicated phantom materials for spectral radiography and CT. *Physics in Medicine and Biology*, volume 57, numéro 6, p. 1575–1593.
- Shikhaliev, P. M. (2012b). Photon counting spectral CT : improved material decomposition with K-edge-filtered x-rays. *Physics in Medicine and Biology*, volume 57, numéro 6, p. 1595–1615.
- Shikhaliev, P. M. et Molloy, S. (2003). X-ray imaging with “edge-on” microchannel plate detector : first experimental results. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 510, numéro 3, p. 401–405.
- Siddon, R. L. (1985). Fast calculation of the exact radiological path for a three-dimensional CT array. *Medical Physics*, volume 12, numéro 2, p. 252–255.
- Siegel, M. J., Schmidt, B., Bradley, D., Suess, C. et Hildebolt, C. (2004). Radiation dose and image quality in pediatric CT : Effect of technical factors and phantom size and shape. *Radiology*, volume 233, numéro 2, p. 515–522.
- Siemens (2012). *CT Somatom Definition - Dual Source - SIEMENS*. <http://www.slideshare.net/jackriden/ct-somatom-definition> (page consultée le 13 juillet 2015).
- Siewerdsen, J. H., Moseley, D. J., Bakhtiar, B., Richard, S. et Jaffray, D. A. (2004). The influence of antiscatter grids on soft-tissue detectability in cone-beam computed tomography with flat-panel detectors. *Medical Physics*, volume 31, numéro 12, p. 3506–3520.
- Silkwood, J. D., Matthews, K. L. et Shikhaliev, P. M. (2013). Photon counting spectral breast CT : Effect of adaptive filtration on CT numbers, noise, and contrast to noise ratio. *Medical Physics*, volume 40, numéro 5, 051905.
- Silva, A. C., Lawder, H. J., Hara, A., Kujak, J. et Pavlicek, W. (2010). Innovations in CT dose reduction strategy : Application of the adaptive statistical iterative reconstruction algorithm. *American Journal of Roentgenology*, volume 194, numéro 1, p. 191–199.

- Slijpen, E. T. P. et Beekman, F. J. (1999). Comparison of post-filtering and filtering between iterations for SPECT reconstruction. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 46, numéro 6, p. 2233–2238.
- Slovis, T. L. (2002). The ALARA concept in pediatric CT : Myth or reality? *Radiology*, volume 223, numéro 1, p. 5–6.
- Smith-Bindman, R., Lipson, J., Marcus, R., Kim, K.-P., Mahesh, M., Gould, R., Ber-
rington de González, A. et Miglioretti, D. L. (2009a). Radiation dose associated with
common computed tomography examinations and the associated lifetime attributable
risk of cancer. *Archives of Internal Medicine*, volume 169, numéro 22, p. 2078–2086.
- Smith-Bindman, R., Lipson, J., Marcus, R., Kim, K. P., Mahesh, M., Gould, R., de Gon-
zalez, A. B. et Miglioretti, D. L. (2009b). Radiation dose associated with common com-
puted tomography examinations and the associated lifetime attributable risk of cancer.
Archives of Internal Medicine, volume 169, numéro 22, p. 2078–2086.
- So, A., Hsieh, J., Li, J.-Y. et Lee, T.-Y. (2009). Beam hardening correction in CT myocar-
dial perfusion measurement. *Physics in Medicine and Biology*, volume 54, numéro 10,
p. 3031–3050.
- Soltanian-Zadeh, H., Windham, J. P. et Soltanianzadeh, J. (1996). CT artifact correction :
an image-processing approach. Dans Loew, M. H. et Hanson, K. M., *Proceedings of
SPIE, Medical Imaging : Image Processing*. volume 2710. SPIE, p. 477–485.
- Soriano, A., Rodríguez-Alvarez, M. J., Iborra, A., Sánchez, F., Carles, M., Conde, P.,
González, A. J., Hernández, L., Moliner, L., Orero, A., Vidal, L. F. et Benlloch, J. M.
(2013). EM tomographic image reconstruction using polar voxels. *Journal of Instru-
mentation*, volume 8, numéro 01, p. C01004.
- Sourbelle, K., Kachelrieß, M. et Kalender, W. A. (2005). Empirical water precorrection for
cone-beam computed tomography. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical
Imaging Conference Record*. volume 4. p. 1871–1875.
- Srivastava, S. et Fessler, J. A. (2005). Simplified statistical image reconstruction for po-
lyenergetic X-ray CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging
Conference Record*. volume 3. p. 1551–1555.
- Steckmann, S., Knaup, M. et Kachelrieß, M. (2009). High performance cone-beam spi-
ral backprojection with voxel-specific weighting. *Physics in Medicine and Biology*, vo-
lume 54, numéro 12, p. 3691–3708.
- Stockham, C. D. (1979). A simulation study of aliasing in computed tomography. *Radio-
logy*, volume 132, numéro 3, p. 721–726.
- Stonestrom, J. P., Alvarez, R. E. et Macovski, A. (1981). A framework for spectral artifact
corrections in x-ray CT. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, volume 28,
numéro 2, p. 128–141.
- Swank, R. K. (1973a). Absorption and noise in x-ray phosphors. *Journal of Applied
Physics*, volume 44, numéro 9, p. 4199–4203.

- Swank, R. K. (1973b). Calculation of modulation transfer functions of x-ray fluorescent screens. *Applied Optics*, volume 12, numéro 8, p. 1865–1870.
- Tabary, J., Hugonnard, P. et Mathy, F. (2007). SINDBAD : a realistic multi-purpose and scalable X-ray simulation tool for NDT applications. Dans *International Symposium on Digital industrial Radiology and Computed Tomography*. p. 1–10.
- Taguchi, K., Frey, E. C., Wang, X., Iwanczyk, J. S. et Barber, W. C. (2010). An analytical model of the effects of pulse pileup on the energy spectrum recorded by energy resolved photon counting x-ray detectors. *Medical Physics*, volume 37, numéro 8, p. 3957–3969.
- Taguchi, K. et Iwanczyk, J. S. (2013). Vision 20/20 : Single photon counting x-ray detectors in medical imaging. *Medical Physics*, volume 40, numéro 10, 100901.
- Taguchi, K., Zhang, M., Frey, E. C., Wang, X., Iwanczyk, J. S., Nygard, E., Hartsough, N. E., Tsui, B. M. W. et Barber, W. C. (2011). Modeling the performance of a photon counting x-ray detector for CT : Energy response and pulse pileup effects. *Medical Physics*, volume 38, numéro 2, p. 1089–1102.
- Takeda, T., Itai, Y., Hayashi, K., Nagata, Y., Yamaji, H. et Hyodo, K. (1994). High spatial resolution CT with a synchrotron radiation system. *Journal of Computer Assisted Tomography*, volume 18, numéro 1, p. 98–101.
- Tapiovaara, M. J. et Wagner, R. (1985). SNR and DQE analysis of broad spectrum X-ray imaging. *Physics in Medicine and Biology*, volume 30, numéro 6, p. 519–529.
- Taschereau, R., Chow, P. L. et Chatziioannou, A. F. (2006). Monte Carlo simulations of dose from microCT imaging procedures in a realistic mouse phantom. *Medical Physics*, volume 33, numéro 1, p. 216–224.
- Taschereau, R., Silverman, R. W. et Chatziioannou, A. F. (2010). Dual-energy attenuation coefficient decomposition with differential filtration and application to a microct scanner. *Physics in Medicine and Biology*, volume 55, numéro 4, p. 1141–1155.
- Taylor, R. E. P., Yegin, G. et Rogers, D. W. O. (2007). Benchmarking BrachyDose : Voxel based EGSnrc Monte Carlo calculations of TG-43 dosimetry parameters. *Medical Physics*, volume 34, numéro 2, p. 445–457.
- Thibaudeau, C. (2010). *Développement d'algorithmes de reconstruction statistique appliqués en tomographie rayons-X assistée par ordinateur*. Mémoire de maîtrise, [Université de Sherbrooke](#), Sherbrooke, Québec, Canada, 103 p.
- Thibaudeau, C., Bérard, P., Tétrault, M.-A., Leroux, J.-D., Bergeron, M., Fontaine, R. et Lecomte, R. (2012a). Toward truly combined PET/CT imaging using PET detectors and photon counting CT with iterative reconstruction implementing physical detector response. *Medical Physics*, volume 39, numéro 9, p. 5697–5707.
- Thibaudeau, C., Leroux, J.-D., Fontaine, R. et Lecomte, R. (2013). Fully 3D iterative CT reconstruction using polar coordinates. *Medical Physics*, volume 40, numéro 11, 111904.

- Thibaudeau, C., Pratte, J.-F., Fontaine, R. et Lecomte, R. (2012b). Polyenergetic CT sinogram generator. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 2707–2710.
- Thierry, R., Flisch, A., Miceli, A. et Hofmann, J. (2006). Statistical beam-hardening correction for industrial X-ray computed tomography. *European Conference on Non-Destructive Testing*, p. 1–10.
- Thompson, A. C., Llacer, J., Finman, L. C., Hughes, E. B., Otis, J. N., Wilson, S. et Zeman, H. D. (1984). Computed tomography using synchrotron radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, volume 222, numéro 1-2, p. 319–323.
- Toth, T. L. (2002). Dose reduction opportunities for CT scanners. *Pediatric Radiology*, volume 32, numéro 4, p. 261–267.
- Uyama, C. (1994). Clinical applications of synchrotron radiation X-ray. *Nippon Rinsho Japanese Journal of Clinical Medicine*, volume 52, numéro 9, p. 2464–2472.
- Vaz, M. S., McLin, M. et Ricker, A. (2007a). *Current and next-generation GPUs for accelerating CT reconstruction : quality, performance, and tuning* (Rapport technique). *White Paper by Barco*, Kortrijk, Belgium.
- Vaz, M. S., Sneyders, Y., McLin, M., Ricker, A. et Kimpe, T. (2007b). GPU accelerated CT reconstruction for clinical use : quality driven performance. Dans *Proceedings of SPIE, Medical Imaging : Physics of Medical Imaging*. volume 6510. p. 65105G1–65105G8.
- Veldkamp, W. J. H., Joemai, R. M. S., van der Molen, A. J. et Geleijns, J. (2010). Development and validation of segmentation and interpolation techniques in sinograms for metal artifact suppression in CT. *Medical Physics*, volume 37, numéro 2, p. 620–628.
- Verdun, F. R., Meuli, R. A., Bochud, F. O., Imsand, C., Raimondi, S., Schnyder, P. et Valley, J. F. (1996). Image quality and dose in spiral computed tomography. *European Radiology*, volume 6, numéro 4, p. 485–488.
- Vetter, J. R., Perman, W. H., Kalender, W. A., Mazess, R. B. et Holden, J. E. (1986). Evaluation of a prototype dual-energy computed tomographic apparatus. II. determination of vertebral bone mineral content. *Medical Physics*, volume 13, numéro 3, p. 340–343.
- Waaiker, A., Prokop, M., Velthuis, B. K., Bakker, C. J. G., de Kort, G. A. P. et van Leeuwen, M. S. (2007). Circle of willis at CT angiography : Dose reduction and image quality—reducing tube voltage and increasing tube current settings. *Radiology*, volume 242, numéro 3, p. 832–839.
- Walters, B. R. B., Kawrakow, I. et Rogers, D. W. O. (2005). DOSXYZnrc users manual. *NRC Report PIRS 794 (rev B)*.
- Wang, A. S., Harrison, D., Lobastov, V. et Tkaczyk, J. E. (2011a). Pulse pileup statistics for energy discriminating photon counting x-ray detectors. *Medical Physics*, volume 38, numéro 7, p. 4265–4275.

- Wang, J., Lu, H., Liang, Z., Eremina, D., Zhang, G., Wang, S., Chen, J. et Manzione, J. (2008). An experimental study on the noise properties of x-ray CT sinogram data in radon space. *Physics in Medicine and Biology*, volume 53, numéro 12, p. 3327.
- Wang, Q., Li, L., Zhang, L., Chen, Z. et Kang, K. (2013). A novel metal artifact reducing method for cone-beam CT based on three approximately orthogonal projections. *Physics in Medicine and Biology*, volume 58, numéro 1, p. 1–17.
- Wang, X., Meier, D., Hugg, J., Chowdhury, S., Wagenaar, D., Patt, B. et Frey, E. (2010). Modeling spectral distortions in energy resolved photon-counting x-ray detector. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 3054–3057.
- Wang, X., Meier, D., Mikkelsen, S., Maehlum, G. E., Wagenaar, D. J., Tsui, B. M. W., Patt, B. E. et Frey, E. C. (2011b). MicroCT with energy-resolved photon-counting detectors. *Physics in Medicine and Biology*, volume 56, numéro 9, p. 2791–2816.
- Wang, Z., Han, G., Li, T. et Liang, Z. (2005). Speedup OS-EM image reconstruction by PC graphics card technologies for quantitative SPECT with varying focal-length fan-beam collimation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 52, numéro 5, p. 1274–1280.
- White, D. R., Constantinou, C. et Martin, R. J. (1986). Foamed epoxy resin-based lung substitutes. *The British Journal of Radiology*, volume 59, numéro 704, p. 787–790.
- Whiting, B. R., Massoumzadeh, P., Earl, O. A., O’Sullivan, J. A., Snyder, D. L. et Williamson, J. F. (2006). Properties of preprocessed sinogram data in x-ray computed tomography. *Medical Physics*, volume 33, numéro 9, p. 3290–3303.
- Wieczorek, H. (2010). The image quality of FBP and MLEM reconstruction. *Physics in Medicine and Biology*, volume 55, numéro 11, p. 3161.
- Wiest, P. W., Locken, J. A., Heintz, P. H. et Mettler, F. A. (2002). CT scanning : A major source of radiation exposure. *Seminars in Ultrasound, CT, and MRI*, volume 23, numéro 5, p. 402–410.
- Williams, T. R. (2010). *Letter to the New York Times January 25, 2010, Radiation therapy 99.99 percent safe and effective*. <http://cs.astro.org/blogs/astronews/pages/web-exclusive-letter-to-the-new-york-times-january-25-2010.aspx> (page consultée le 28 janvier 2010).
- Williamson, J. F., Whiting, B. R., Benac, J., Murphy, R. J., Blaine, G. J., O’Sullivan, J. A., Politte, D. G. et Snyder, D. L. (2002). Prospects for quantitative computed tomography imaging in the presence of foreign metal bodies using statistical image reconstruction. *Medical Physics*, volume 29, numéro 10, p. 2404–2418.
- Wintersperger, B., Jakobs, T., Herzog, P., Schaller, S., Nikolaou, K., Suess, C., Weber, C., Reiser, M. et Becker, C. (2005). Aorto-iliac multidetector-row CT angiography with low kV settings : improved vessel enhancement and simultaneous reduction of radiation dose. *European Radiology*, volume 15, numéro 2, p. 334–341.

- Xi, Y., Chen, Y., Tang, R., Sun, J. et Zhao, J. (2015). United iterative reconstruction for spectral computed tomography. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 34, numéro 3, p. 769–778.
- Xing, Y., Li, Y. et Shen, L. (2013). A general adaptive decomposition method for multi-energy spectral CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 1–4.
- Xu, C., Danielsson, M., Karlsson, S., Svensson, C. et Bornefalk, H. (2012). Preliminary evaluation of a silicon strip detector for photon-counting spectral CT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, volume 677, p. 45–51.
- Xu, C., Persson, M., Chen, H., Karlsson, S., Danielsson, M., Svensson, C. et Bornefalk, H. (2013). Evaluation of a second-generation ultra-fast energy-resolved ASIC for photon-counting spectral CT. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 60, numéro 1, p. 437–445.
- Xu, J., Mahesh, M. et Tsui, B. M. (2009). Is iterative reconstruction ready for MDCT? *Journal of the American College of Radiology*, volume 6, numéro 4, p. 274–276.
- Xu, Q., Sawatzky, A., Anastasio, M. A. et Schirra, C. O. (2014). Sparsity-regularized image reconstruction of decomposed K-edge data in spectral CT. *Physics in Medicine and Biology*, volume 59, numéro 10, p. N65–N79.
- Xu, T., Ducote, J. L., Wong, J. T. et Molloy, S. (2006). Feasibility of real time dual-energy imaging based on a flat panel detector for coronary artery calcium quantification. *Medical Physics*, volume 33, numéro 6, p. 1612–1622.
- Xue, H., Zhang, L., Xiao, Y., Chen, Z. et Xing, Y. (2009). Metal artifact reduction in dual energy CT by sinogram segmentation based on active contour model and TV inpainting. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 904–908.
- Yagi, M., Ueguchi, T., Koizumi, M., Ogata, T., Yamada, S., Takahashi, Y., Sumida, I., Akino, Y., Konishi, K., Isohashi, F., Tomiyama, N., Yoshioka, Y. et Ogawa, K. (2013). Gemstone spectral imaging : determination of CT to ED conversion curves for radiotherapy treatment planning. *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, volume 14, numéro 5, p. 173–186.
- Yan, C. H., Whalen, R. T., Beaupre, G. S., Yen, S. Y. et Napel, S. (1999). Modeling of polychromatic attenuation using computed tomography reconstructed images. *Medical Physics*, volume 26, numéro 4, p. 631–642.
- Yan, C. H., Whalen, R. T., Beaupre, G. S., Yen, S. Y. et Napel, S. (2000). Reconstruction algorithm for polychromatic CT imaging : application to beam hardening correction. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 19, numéro 1, p. 1–11.

- Yang, H.-T., Tsai, Y.-J. et Hsiao, I.-T. (2009). Metal artifact correction methods in CT. Dans *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*. p. 3955–3957.
- Yeh, P.-S., Chan, J. L. H. et Macovski, A. (1979). Applications of filtered bremsstrahlung spectra in radiographic studies part II : Measurements of iodine in tissue and separation of bone and water. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 26, numéro 3, p. 4311–4319.
- Yu, L., Li, H., Fletcher, J. G. et McCollough, C. H. (2010). Automatic selection of tube potential for radiation dose reduction in CT : A general strategy. *Medical Physics*, volume 37, numéro 1, p. 234–243.
- Yveborg, M., Persson, M., Crafoord, J., Danielsson, M. et Bornefalk, H. (2013). Eliminated risk of iodine contrast cancellation with multibin spectral CT. *Physics in Medicine and Biology*, volume 58, numéro 14, p. N201–N209.
- Zatz, L. M. (1976). The effect of the kVp level on EMI values. selective imaging of various materials with different kVp settings. *Radiology*, volume 119, numéro 3, p. 683–688.
- Zbijewski, W. et Beekman, F. J. (2004). Suppression of intensity transition artifacts in statistical x-ray computer tomography reconstruction through radon inversion initialization. *Medical Physics*, volume 31, numéro 1, p. 62–69.
- Zbijewski, W. et Beekman, F. J. (2006). Comparison of methods for suppressing edge and aliasing artefacts in iterative x-ray CT reconstruction. *Physics in Medicine and Biology*, volume 51, numéro 7, p. 1877–1889.
- Zeng, D., Ma, J., Zhang, H., Bian, Z., Niu, S., Huang, J. et Chen, W. (2014). Spectral CT image restoration using average image induced nonlocal means filter. Dans *IEEE International Symposium on Biomedical Imaging*. p. 497–500.
- Zhang, D., Li, X. et Liu, B. (2011a). Objective characterization of GE Discovery CT750 HD scanner : Gemstone spectral imaging mode. *Medical Physics*, volume 38, numéro 3, p. 1178–1188.
- Zhang, R., Thibault, J.-B., Bouman, C., Sauer, K. et Hsieh, J. (2014). Model-based iterative reconstruction for dual-energy X-ray CT using a joint quadratic likelihood model. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, volume 33, numéro 1, p. 117–134.
- Zhang, X., Wang, J. et Xing, L. (2011b). Metal artifact reduction in x-ray computed tomography (CT) by constrained optimization. *Medical Physics*, volume 38, numéro 2, p. 701–711.
- Zhang, X. et Xing, L. (2013). Sequentially reweighted TV minimization for CT metal artifact reduction. *Medical Physics*, volume 40, numéro 7, 071907.
- Zhang, Y., Pu, Y.-F., Hu, J.-R., Liu, Y., Chen, Q.-L. et Zhou, J.-L. (2011c). Efficient CT metal artifact reduction based on fractional-order curvature diffusion. *Computational and Mathematical Methods in Medicine*, volume 2011, p. 9.

- Zhao, B., Gao, H., Ding, H. et Molloy, S. (2013). Tight-frame based iterative image reconstruction for spectral breast CT. *Medical Physics*, volume 40, numéro 3, 031905.
- Zhou, R.-F., Wang, J. et Chen, W.-M. (2009). X-ray beam hardening correction for measuring density in linear accelerator industrial computed tomography. *Chinese Physics C*, volume 33, numéro 7, p. 599–602.
- Zhu, L., Wang, J. et Xing, L. (2009). Noise suppression in scatter correction for cone-beam CT. *Medical Physics*, volume 36, numéro 3, p. 741–752.
- Ziegler, A., Kohler, T. et Proksa, R. (2007). Noise and resolution in images reconstructed with FBP and OSC algorithms for CT. *Medical Physics*, volume 34, numéro 2, p. 585–598.

