

Tomographie par rayons X : correction des artefacts liés à la chaîne d'acquisition

Patricia Wils

▶ **To cite this version:**

Patricia Wils. Tomographie par rayons X : correction des artefacts liés à la chaîne d'acquisition. Autre. INSA de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ISAL0120 . tel-00708545

HAL Id: tel-00708545
https://theses.hal.science/tel-00708545

Submitted on 15 Jun 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse

Tomographie par rayons X : correction des artefacts liés à la chaîne d'acquisition

présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir

le grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique

par

Patricia WILS

Soutenue le 17 novembre 2011

Jury :

Rapporteurs :	Philippe BOLON	-	Université de Savoie
	Francis R. VERDUN	-	Université de Lausanne
Directeur de thèse :	Jean Michel LÉTANG	-	INSA Lyon (CREATIS)
Examinateurs :	Gilles CORNELOUP	-	Université de la Méditerranée
	Françoise PEYRIN	-	INSA Lyon (CREATIS)
	Jean-Pierre BRUANDET	-	Digisens

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	**CHIMIE DE LYON** **http://www.edchimie-lyon.fr** Insa: R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél: 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	**ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE** **http://edeea.ec-lyon.fr** Secrétariat: M.C.HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél: 04.72.18 60 97 Fax: 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	**EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION** **http://e2m2.universite-lyon.fr** Insa: H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél: 04.72.43.12.94 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES SANTE** **http://ww2.ibcp.fr/ediss** Sec: Safia AIT CHALAL Insa: M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél: 04.72.68 49 09 Fax:04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	**INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES** http://infomaths.univ-lyon1.fr	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél: 04.72. 43.19.05 Fax: 04 72 43 13 10 infomaths@bat710.univ-lyon1.fr
MATERIAUX	**MATERIAUX DE LYON**	M. Jean-Yves BUFFIERE Secrétaire : Mériem LABOUNE INSA de Lyon École Doctorale Matériaux Mériem LABOUNE Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tel: 04 72 43 71 70 Fax: 04 72 43 72 37 ed.materiaux@insa-lyon.fr
MEGA	**MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE (ED n°162)** **http://www.ed-mega.com**	M. Philippe BOISSE Secrétaire : Mériem LABOUNE INSA de Lyon École Doctorale MEGA Mériem LABOUNE Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tel: 04 72 43 71 70 Fax: 04 72 43 72 37 mega@insa-lyon.fr
ScSo	**ScSo*** M. OBADIA Lionel Sec: Viviane POLSINELLI Insa: J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél: 04.78.69.72.76 Fax: 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo: Histoire, Geographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Remerciements

Je tiens à remercier Daniel Babot, directeur du laboratoire CNDRI (Contrôle Non-Destructif par Rayonnements Ionisants) de l'INSA de Lyon pour son accueil, sa sympathie et son enthousiasme. Je remercie également Isabelle Magnin, directrice du laboratoire CREATIS au sein duquel ce travail de thèse s'est achevé.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Jean Michel Létang pour ses conseils avisés, sa confiance et sa disponibilité qui ont sans nul doute largement contribué à l'aboutissement de ce travail de recherche. Je remercie également Valérie Kaftandjian pour avoir initié le projet DELPIX et m'avoir accueilli chaleureusement.

Je remercie Gilles Corneloup qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse et les rapporteurs Phillipe Bolon et Francis Verdun pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et leurs critiques constructives. Merci également à Françoise Peyrin et Jean-Pierre Bruandet qui ont accepté de participer au jury.

Je voudrais également remercier les différents membres des équipes du CNDRI et du CREATIS pour m'avoir accompagné durant ces années : Nicolas, Philippe, David T., Cindy, Anne, Jérémy, Dany, Charles, Férréol, Valérie L., David S., Simon, Pierre et Louise. Un merci tout particulier aux grimpeurs : Marie-Hélène, François et Florian.

Enfin, je remercie mes proches pour leur soutien et leur affection.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Résumé

La qualité de l'image 3D obtenue par cone-beam computed tomography (CBCT) est dégradée par différents artefacts inhérents à la plateforme d'acquisition. Le premier objectif de cette thèse est de caractériser ces artefacts dans le contexte de micro-tomographie par rayons X d'objets manufacturés poly-matériaux. Puis, notre étude vise à mettre au point une méthode de correction adaptée.

Le premier chapitre décrit les bases de la physique et de l'algorithmie propres à la technique d'imagerie CBCT par rayons X ainsi que les différents artefacts nuisant à la qualité de l'image finale. Le travail présenté ici se concentre sur deux types d'artefacts en particulier : les rayonnements secondaires issus de l'objet et du détecteur et le durcissement de faisceau. Le second chapitre étudie les méthodes de la littérature visant à corriger le rayonnement secondaire et introduit notre approche.

Afin de quantifier le rayonnement secondaire, un outil de simulation basé sur des techniques de Monte Carlo hybride est développé. Il permet de caractériser le système d'acquisition de façon réaliste. Le troisième chapitre détaille la mise en place et la validation de cet outil. Les calculs Monte Carlo étant particulièrement prohibitifs en terme de temps de calcul, des techniques d'optimisation et d'accélération sont décrites. Le comportement du détecteur est étudié avec attention et il s'avère qu'une représentation 2D semble suffire pour modéliser le rayonnement secondaire. Le modèle de simulation permet une reproduction fidèle des projections acquises avec le système réel.

Enfin, le dernier chapitre présente la méthodologie de correction que nous proposons. Une première reconstruction bruitée de l'objet imagé est segmentée afin d'obtenir un modèle voxélisé en densités et en matériaux. L'environnement de simulation fournit alors les projections associées à ce volume. Le volume est corrigé de façon itérative. Des résultats de correction d'images tomographiques expérimentales sont présentés dans le cas d'un objet mono-matériaux et d'un objet poly-matériaux. Notre routine de correction réduit les artefacts de cupping et améliore la description du volume reconstruit.

Mots-clés : Tomographie par rayons X - Imagerie quantitative - Correction du rayonnement secondaire

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Abstract

Accurate and quantitative reconstruction in cone-beam computed tomography (CBCT) is challenged by the presence of different artefacts coming from the acquisition itself. This thesis aims at analyzing and correcting those artefacts in a context of industrial micro-tomography.

After an introduction to the physical and algorithmic background of CBCT, the artefacts are presented. Our study addresses two major artefacts : beam hardening and scatter radiations coming from the object and the detector. The second chapter reports on the state of the art in secondary radiation correction and presents our methodology.

A simulation model of the CBCT imaging chain is developed in a Monte Carlo environment. This model is designed to be realistic in order to get an accurate insight on the processes contributing to the final image formation. The third chapter focuses on the validation of the simulation tool. Monte Carlo methods are exact but prohibitively slow. Consequently, acceleration and optimization techniques are used to speed-up the calculations without loss of accuracy. A layer model of the flat-panel detector gives some insight on its secondary radiation behavior. More specifically, we demonstrate that a 2D description of the detector would be sufficient to compute its contribution. Our simulation model makes it possible to reliably reproduce the projections obtained from the acquisition platform.

Finally, the last chapter describes our iterative correction method. The noisy initial reconstruction is segmented into different materials and densities and fed to the simulation framework. Beam hardening and secondary radiations are corrected via the volume reconstructed from the difference between acquired and simulated projections. This correction method is shown to be effective on both mono-material and poly-material objects.

Keywords : Cone-beam CT - Quantitative imaging - Scatter correction

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Table des matières

Introduction **15**

1 Imagerie CBCT **17**
1.1 Principe . . . 17
1.2 Tomographie par rayons X . . . 18
1.2.1 Génération du rayonnement X . . . 18
1.2.2 Interaction des rayons X avec la matière . . . 19
1.2.3 Détection numérique du rayonnement X . . . 21
1.3 Reconstruction tomographique . . . 22
1.3.1 Méthode analytique - Rétroprojection filtrée . . . 23
1.3.2 Méthode algébrique - ART . . . 24
1.4 Modélisation de la plateforme d'acquisition . . . 25
1.4.1 Simulation probabiliste par la méthode Monte Carlo . . . 25
1.4.2 Implantation dans l'environnement Monte Carlo Geant4 . . . 25
1.5 Artefacts en contrôle en ligne par CBCT . . . 28
1.5.1 Terminologie des types de rayonnement . . . 28
1.5.2 Artefacts dus à la source . . . 28
1.5.3 Artefacts dus à l'objet . . . 30
1.5.4 Artefacts dus au détecteur . . . 34
1.5.5 Importance relative des artefacts sur la qualité de la reconstruction tomographique . . . 37
1.6 Contribution de la thèse . . . 39

2 Correction du rayonnement secondaire en CBCT **41**
2.1 Méthodes physiques de réduction . . . 41
2.1.1 La collimation . . . 41
2.1.2 Les filtres . . . 42
2.1.3 L'air-gap . . . 42
2.1.4 Les grilles anti-diffusantes (anti-scatter grids) . . . 42
2.2 Estimation du secondaire objet . . . 42
2.2.1 Estimation empirique . . . 42
2.2.2 Estimation par modulation du rayonnement primaire . . . 44
2.2.3 Estimation d'un noyau de rayonnement secondaire . . . 44
2.2.4 Estimation par un modèle analytique . . . 45
2.2.5 Estimation par simulations Monte Carlo . . . 46
2.3 Estimation du secondaire détecteur . . . 49
2.3.1 Estimation empirique . . . 49
2.3.2 Estimation par simulations Monte Carlo . . . 49
2.4 Compensation du secondaire . . . 50
2.4.1 Dans le domaine des projections . . . 50
2.4.2 Dans le domaine de l'objet reconstruit . . . 50
2.5 Approche développée dans le cadre du projet . . . 51

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3 Quantification du rayonnement secondaire **53**
3.1 Méthode hybride (déterministe/Monte Carlo) . . . 54
3.1.1 Mise en place du lancer de rayons . . . 55
3.1.2 Dose déposée dans un voxel du scintillateur . . . 55
3.1.3 Dose due au rayonnement secondaire . . . 56
3.1.4 Simulation d'un évènement unique de diffusion . . . 57
3.1.5 Validation par rapport à une méthode de Monte Carlo complète . . . 58
3.1.6 Validation du modèle physique . . . 60
3.1.7 Complexité du modèle de simulation . . . 61
3.2 Étude du comportement du détecteur . . . 63
3.2.1 Influence de l'énergie incidente . . . 63
3.2.2 Étude de la contribution de la plaque arrière en plomb . . . 66
3.2.3 Influence de l'angle d'incidence . . . 68
3.2.4 Influence de la rétro-diffusion du détecteur vers l'objet . . . 69
3.3 Modèle de rayonnement secondaire détecteur basé sur une convolution . . . 71
3.3.1 Le noyau de convolution . . . 71
3.3.2 Calcul du secondaire dû au détecteur . . . 72
3.3.3 Validation de l'approche par convolution . . . 73
3.4 Méthode de détection forcée fixe . . . 78
3.4.1 Influence du pas d'échantillonnage . . . 78
3.4.2 Influence du nombre de photons incidents . . . 80
3.4.3 Synthèse . . . 82

4 Mise en place d'une méthodologie de correction **83**
4.1 Protocole de traitement des données . . . 83
4.2 Étude d'un objet mono-matériaux . . . 85
4.2.1 Segmentation - étude préliminaire . . . 85
4.2.2 Étude d'un objet synthétique . . . 87
4.2.3 Réponse impulsionnelle apprise par acquisition . . . 87
4.2.4 Mise en œuvre de la correction . . . 89
4.3 Étude d'un objet poly-matériaux . . . 91
4.3.1 Segmentation . . . 91
4.3.2 Mise en œuvre de la correction . . . 93
4.4 Convergence . . . 96
4.5 Discussion . . . 99

Conclusion **101**

A Publication **103**

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Table des figures

1.1 Principe d'un système de CBCT. 18
1.2 Schéma d'un tube à rayons X à transmission. 19
1.3 Coefficients d'atténuation massique de l'aluminium et du plomb. 20
1.4 Sections efficaces différentielles de diffusion Compton et Rayleigh pour l'aluminium 20
1.5 Photographie de la plateforme CBCT. 22
1.6 Problème de reconstruction tomographique. 22
1.7 Spectre généré pour une tension de 100 kV (rouge) et avec une filtration de 0.5 mm de cuivre (vert). 26
1.8 Schéma de la simulation complète. 26
1.9 Modèle générique complet de détecteur. 27
1.10 Artefacts dus à la source. 29
1.11 Cone-beam classique et collimation pour simuler un fan-beam. 30
1.12 Comparaison d'une coupe tomographique d'un cube en aluminium avec une collimation en fan-beam ou en cone-beam. 31
1.13 Comparaison d'une coupe tomographique d'un cube en aluminium avec un faisceau incident monochromatique ou polychromatique. 32
1.14 Comparaison d'une coupe tomographique d'un cube d'eau contenant des inserts d'alu et de fer avec un faisceau incident monochromatique ou polychromatique. . 33
1.15 Impact de la rémanence sur la coupe tomographique d'un cube d'aluminium . . . 36
1.16 Propagation optique dans le scintillateur. 37
1.17 Simulation de l'image radiologique pour un cube d'eau contenant des inserts en fer et en aluminium. 37
1.18 Profils de la dose déposée sur une ligne horizontale au centre du détecteur. 38
1.19 Impact des artefacts sur la qualité de la reconstruction tomographique. 38

2.1 Acquisition par la méthode des beams-stops. 43
2.2 Artefacts en forme d'anneaux dus à la diffusion Rayleigh. 48
2.3 Schéma de principe de la correction des artefacts du système. 51

3.1 Schéma de principe de la méthode hybride. 54
3.2 Lancer de rayons vers les centres des pixels de la boîte englobante du scintillateur. 55
3.3 Contribution élémentaire d'un rayon vu selon $d\Omega$. 55
3.4 Dose déposée par un évènement unique. 57
3.5 Profil de dose déposée par un évènement unique. 57
3.6 Images de la dose reçue par un modèle réduit du détecteur. 59
3.7 Images d'une plaque de tungstène. 62
3.8 Composition du noyau de secondaire détecteur pour un détecteur plan générique et une énergie incidente de 90 keV. 64
3.9 Composition du noyau de secondaire détecteur pour un détecteur plan générique et une énergie incidente de 400 keV. 64
3.10 Réponse à un bord. 65
3.11 Simulations de la plaque de tungstène placée contre le détecteur pour des énergies incidentes de 85 keV et 90 keV. 67

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.12 Contribution de l'effet photoélectrique et des effets Compton et Rayleigh dans le scintillateur. . . . 67
3.13 Contribution de l'effet photoélectrique et des effets Compton et Rayleigh dans le plomb. . . . 68
3.14 SPR du rayonnement secondaire dû au détecteur lorsque le point source subit une rotation de 0, 30, 45 et 60°. . . . 68
3.15 SPR du rayonnement secondaire dû au détecteur lorsque le point source subit une rotation de 0 et 60°. . . . 69
3.16 Schéma de la simulation de la réponse impulsionnelle permettant de calculer le noyau de convolution. . . . 72
3.17 Schéma de principe de la méthode basée sur une convolution. . . . 72
3.18 Validation de l'approche de convolution par la simulation d'un objet simple. . . . 73
3.19 Images d'un gradin d'aluminium placé contre le détecteur. . . . 74
3.20 Simulation du gradin d'aluminium - Réponse impulsionnelle calculée sur 128 × 128 pixels. . . . 75
3.21 Simulation du gradin d'aluminium - Réponse impulsionnelle calculée sur 256 × 256 pixels. . . . 75
3.22 Orientation des objets de type gradin. . . . 76
3.23 Simulation d'un gradin de carbone de type 1. . . . 77
3.24 Simulation d'un gradin de carbone de type 2. . . . 77
3.25 Images de dose pour le gradin de carbone. . . . 78
3.26 Impact de l'échantillonnage pour le calcul de dose d'un évènement secondaire avec une incidence oblique. . . . 79
3.27 Profil de dose pour le gradin de carbone. . . . 79
3.28 Secondaire objet issu d'un cube d'eau contenant des inserts d'aluminium et de fer avant et après convergence de la simulation hybride. . . . 80
3.29 Influence des évènements Rayleigh sur la convergence de la simulation hybride. . . . 81

4.1 Schéma détaillé du principe de la correction. . . . 84
4.2 Cube en aluminium et section de câble. . . . 85
4.3 Histogrammes des atténuations reconstruites et profil sur une coupe tomographique lorsque la segmentation est calculée par seuillage. . . . 85
4.4 Simulation de l'atténuation d'un cylindre d'eau avec un spectre incident de 100 kV monochromatique et polychromatique. . . . 87
4.5 Comparaison de l'acquisition radiographique d'un cube en aluminium et de la simulation complète d'un volume voxelisé d'aluminium. . . . 88
4.6 Étude de la réponse impulsionnelle du détecteur . . . 89
4.7 Comparaison d'une coupe tomographique du volume initial, du volume de différence et du volume corrigé lors de la correction de l'image tomographique du cube en aluminium. . . . 90
4.8 Profil horizontal moyenné dans une région rectangulaire de coupes 2D des volumes acquis et corrigé. . . . 90
4.9 Coupe 2D issue de la reconstruction initiale. . . . 91
4.10 Profil de l'atténuation reconstruite sur une coupe tomographique du volume initial. 92
4.11 Histogramme des atténuations reconstruites à partir de l'acquisition. . . . 93
4.12 Illustration de l'opérateur de projection dans la correction de l'acquisition du câble. 94
4.13 Segmentation du volume reconstruit à partir des données acquises et de la première itération avec chacune des deux méthodes de segmentation. . . . 95
4.14 Profil de la densité reconstruite du volume initial et des volumes corrigés après une itération. . . . 96
4.16 Profil de la densité reconstruite du volume corrigé pour deux itérations avec segmentation par la moyenne. . . . 97
4.15 Profil de la densité reconstruite du volume corrigé pour deux itérations avec segmentation par le maximum. . . . 97
4.17 Segmentation du volume reconstruit à partir des données acquises et de la seconde itération avec chacune des deux méthodes de segmentation. . . . 98

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Introduction

Le contrôle qualité est une étape indispensable lors de la production de pièces industrielles. Il permet de valider le processus de fabrication et la conformité des objets produits. Le contrôle non destructif par rayons X permet de recueillir une information sur la composition interne d'un objet. Les tomographes numériques existent depuis les années 1980 dans le secteur médical et sont apparus dans les années 2000 dans le domaine industriel. Ils fournissent une information tridimensionnelle de la structure de l'objet, liée à son atténuation des rayons X. Ces équipements sont coûteux et restent aujourd'hui utilisés dans le contrôle de pièces à haute valeur ajoutée ou dont la conformité est sensible.

Le temps de traitement par tomographie rayons X est assez long, de l'ordre de plusieurs minutes. L'outil tomographique n'est donc pas adapté à un contrôle systématique de pièces industrielles mais plutôt à un contrôle par prélèvement. Afin d'inciter les industriels à investir dans des équipements de tomographie par rayons X, les constructeurs cherchent donc à concevoir des systèmes permettant le contrôle systématique de leurs produits et ainsi un meilleur amortissement de la machine.

Cette étude a eu lieu dans le cadre du projet DELPIX (Détecteur, Équipement et Logiciels pour contrôle de Production avec Imagerie par tomographie en rayons X), lancé en juin 2008. Il s'agit d'un partenariat de recherche entre quatre PME, deux grandes entreprises et deux laboratoires de recherche. Il est labellisé par le pôle de compétitivité Minalogic (Micro-nano technologies et logiciel). Le financement provient du FUI (Fonds Unique Interministériel) et des collectivités locales. Les partenaires contribuent par leur expérience dans le domaine du contrôle par rayons X :

- CYXPLUS est une société d'ingénierie spécialisée dans la conception et la réalisation d'équipements de contrôle industriel par RX.
- TRIXELL est un leader mondial pour la conception et la production de détecteurs d'images RX.
- THALES/XRIS est le département de THALES Electron Devices spécialisé dans les composants pour imagerie RX.
- DIGISENS est une entreprise développant des logiciels de reconstruction d'images tomographiques.
- NOESIS est spécialisé dans la conception de logiciels de traitement d'images numériques.
- le laboratoire INPG/GIPSA est expert dans le traitement d'images.

L'objectif du projet est de proposer une technologie de contrôle qualité de pièces industrielles sur chaînes de production par tomographie par rayons X. Une plateforme de tomographie est installée dans les locaux du laboratoire afin de réaliser les tests nécessaires à la mise en place de la solution. Un système en ligne doit pouvoir répondre à une cadence de traitement élevée : la cadence d'acquisition du détecteur et l'algorithme de reconstruction doivent être accélérés. L'objectif de résolution attendue (de l'ordre de quelques dizaines de μm) impose une source dont le foyer est réduit (de l'ordre du μm). La qualité de l'image en micro-tomographie rapide est ainsi dégradée par les artefacts standards en CBCT auxquels s'ajoutent une rémanence élevée et les bruits liés au manque de flux.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 1

Imagerie CBCT

Sommaire

1.1 Principe 17
1.2 Tomographie par rayons X 18
1.2.1 Génération du rayonnement X 18
1.2.2 Interaction des rayons X avec la matière 19
1.2.3 Détection numérique du rayonnement X 21
1.3 Reconstruction tomographique 22
1.3.1 Méthode analytique - Rétroprojection filtrée 23
1.3.2 Méthode algébrique - ART 24
1.4 Modélisation de la plateforme d'acquisition 25
1.4.1 Simulation probabiliste par la méthode Monte Carlo 25
1.4.2 Implantation dans l'environnement Monte Carlo Geant4 25
1.5 Artefacts en contrôle en ligne par CBCT 28
1.5.1 Terminologie des types de rayonnement 28
1.5.2 Artefacts dus à la source 28
1.5.3 Artefacts dus à l'objet 30
1.5.4 Artefacts dus au détecteur 34
1.5.5 Importance relative des artefacts sur la qualité de la reconstruction tomographique 37
1.6 Contribution de la thèse 39

Ce chapitre décrit les caractéristiques de la technique d'imagerie CBCT telle qu'elle a été mise en place dans notre étude. Dans un premier temps, une introduction à la physique du rayonnement X et à la technique de reconstruction tomographique est proposée. Puis, la technique de simulation numérique Monte Carlo et l'environnement Geant4 sont présentés. Enfin, l'ensemble des artefacts dégradant la qualité de l'image tomographique est exposé.

1.1 Principe

La technique d'imagerie CBCT (Cone-Beam Computed Tomography) consiste à acquérir plusieurs projections radiographiques 2D d'un objet vu selon différents angles. Dans le cas d'un scanner médical, le tube X et le détecteur tournent autour du patient. Dans le cadre de notre application, le tube et le détecteur sont fixes et l'objet est placé sur une platine de rotation. Un algorithme de reconstruction mathématique permet alors d'accéder aux données volumétriques de l'objet à partir des différentes projections. La figure 1.1 présente la géométrie du banc d'acquisition des données ainsi qu'un exemple de projection radiographique et de reconstruction d'une coupe tomographique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

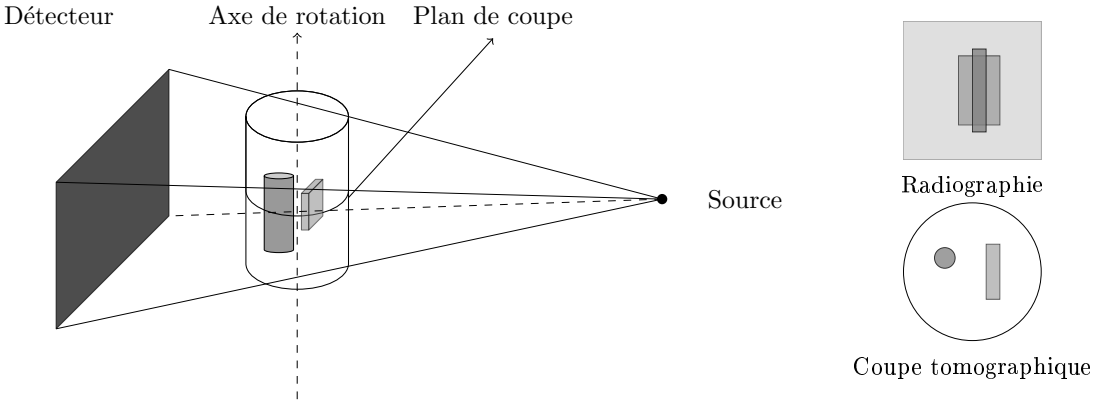


FIGURE 1.1 – Principe d'un système de CBCT. L'objet est placé sur une platine de rotation et la source émet dans un cône en direction du détecteur. L'acquisition consiste à radiographier l'objet sur un tour complet. Un exemple de radiographie est présenté en haut à droite. Puis, un algorithme de reconstruction permet d'obtenir une image volumique de l'objet. L'image en bas à droite présente une coupe 2D du volume reconstruit.

1.2 Tomographie par rayons X

1.2.1 Génération du rayonnement X

Les rayons X sont des rayonnements électromagnétiques de très forte énergie (de quelques keV à quelques MeV) et de longueur d'onde très faible par rapport au rayonnement visible. Il n'existe pas de source primaire de photons suffisamment intense pour pouvoir être utilisée en imagerie. Des faisceaux d'électrons sont utilisés pour produire les photons. Dans les générateurs de rayons X classiques, un faisceau d'électrons est arraché à la cathode, accéléré par une haute différence de potentiel et bombardé sur l'anode. Dans le cadre du projet, la source de rayons X est un tube FXE 225.51 de Fein Focus. Il s'agit d'un système multifoyer avec cible en transmission, voir le schéma en 1.2. Le faisceau est dirigé sur un point de la cible à l'aide d'une lentille magnétique composée de plusieurs bobines. Un réglage fin du courant dans les bobines permet le centrage optimal du faisceau. Le constructeur annonce une taille nominale du foyer inférieure à 2 μm.

Lorque les électrons arrivent sur la cible, plusieurs phénomènes se produisent :

- le **freinage** des électrons
  Lorsqu'un électron passe à proximité du noyau d'un atome de la cible, il est freiné et dévié par le champ électromagnétique du noyau. L'énergie cinétique perdue par l'électron est émise sous la forme d'un photon X.
  L'énergie du photon émis dépend de la charge du noyau de l'atome et de la distance entre l'électron et le noyau. Le spectre des photons X émis est ainsi polychromatique et composé de toutes les énergies possibles entre 0 et l'énergie cinétique des électrons incidents (déterminée par la haute tension appliquée entre la cathode et l'anode).
- la **collision** d'un électron avec les électrons d'un atome de la cible
  Lorsque l'électron incident entre en collision avec un électron situé sur une couche électronique à proximité du noyau de l'atome, il peut l'éjecter si son énergie est supérieure à l'énergie de liaison noyau-électron de l'atome de la cible. Le vide créé par l'éjection de l'électron est comblé par un électron d'une couche supérieure. Ce dernier va céder de l'énergie lors de ce déplacement, qui sera émise sous forme d'un photon de fluorescence ou d'électron Auger. L'énergie du photon de fluorescence, qui est aussi dans le domaine X, est égale à la différence d'énergie de liaison de ces deux couches. Par conséquent, chaque atome va émettre des photons d'une énergie propre : le spectre de photons généré est un spectre de raies caractéristiques du matériau de la cible.

Le matériau de la cible est choisi de telle sorte que (i) le rendement de rayonnement de freinage soit important (soit un numéro atomique élevé) et que (ii) le point de fusion soit suffisamment élevé pour garantir sa tenue à de hautes puissances (typiquement du tungstène dont le point de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

fusion vaut 3410 °C). Une grande partie de l'énergie incidente est dissipée sous forme de chaleur. Un circuit de refroidissement à eau peut être utilisé pour contrôler la température de l'anode.

Sur la plateforme, différentes cibles sont disponibles pour le tube :

- une cible dite "high power" de 5 μm de tungstène sur 250 μm d'aluminium. Elle permet des applications haute-puissance puisqu'elle peut recevoir jusqu'à 15 W.
- une cible dite "haute résolution" de 6 μm de tungstène sur 250 μm de béryllium.
- une cible standard de 6 μm de molybdène sur 250 μm de béryllium.

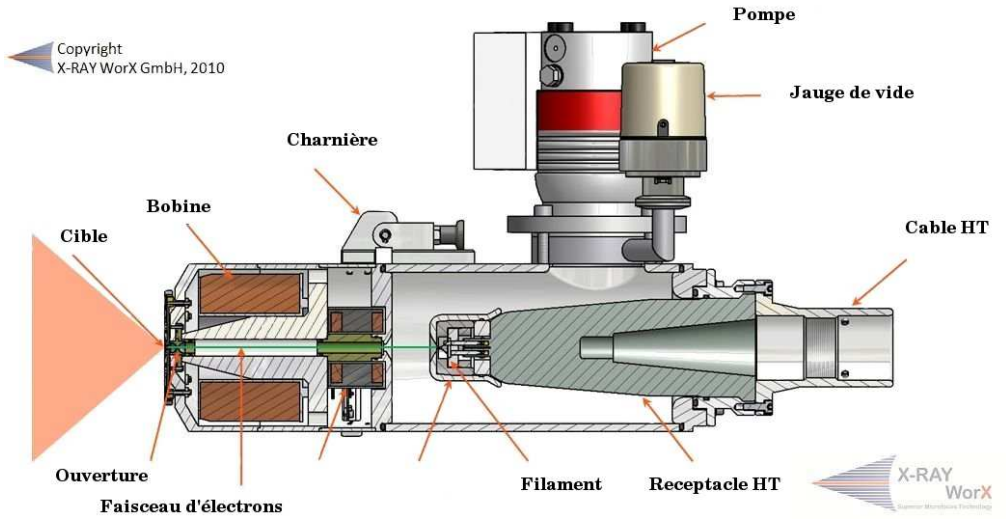


FIGURE 1.2 – Schéma d'un tube à rayons X à transmission.

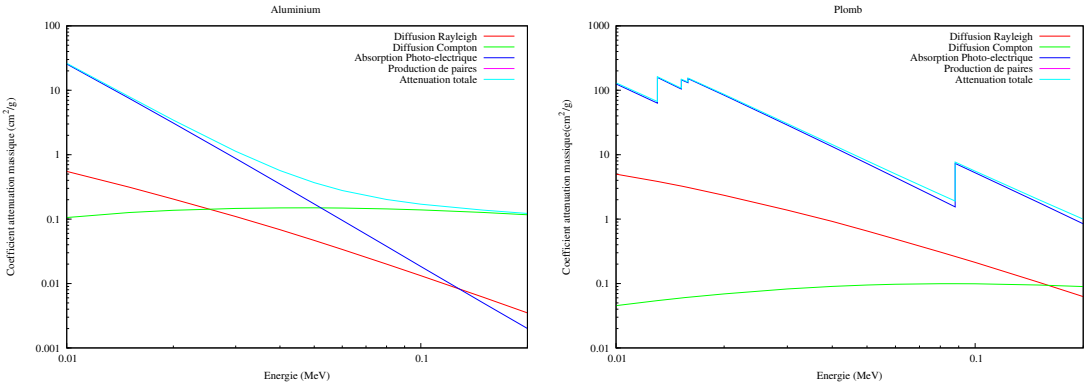
1.2.2 Interaction des rayons X avec la matière

Les rayons X interagissent avec la matière suivant différents mécanismes conduisant à la production de particules secondaires chargées. On distingue trois types d'interactions principaux dans la gamme d'énergies de notre étude :

- l'absorption **photoélectrique**
  Le photon incident est absorbé par un atome du matériau et son énergie est transmise à un électron qui est éjecté du cortège électronique de l'atome. Le vide créé par l'éjection de l'électron entraîne un réarrangement du cortège électronique de l'atome et l'émission de photons de fluorescence ou d'électrons Auger. Généralement, les électrons Auger ont un parcours moyen très faible et vont être réabsorbés par le matériau à proximité du lieu de l'interaction.
- la diffusion **Rayleigh** (ou cohérente)
  Le photon incident est absorbé par l'atome et réémis avec la même énergie.
- la diffusion **Compton** (ou incohérente)
  Le photon incident interagit avec un électron de la matière, généralement peu lié, et ne lui transfère qu'une partie de son énergie. Le reste de l'énergie est transmis à un photon diffusé.

La probabilité des différents types d'interaction dépend de l'énergie des rayons X incidents ainsi que de la nature de la matière traversée. L'effet Rayleigh est surtout présent dans les faibles énergies. Pour un faisceau incident dont l'énergie varie entre quelques keV et quelques centaines de keV, les effets prédominants sont l'effet photoélectrique et la diffusion Compton. La figure 1.3 illustre l'évolution des sections efficaces de diffusion et d'absorption en fonction de l'énergie pour l'aluminium (Z=13) et le plomb (Z=82).

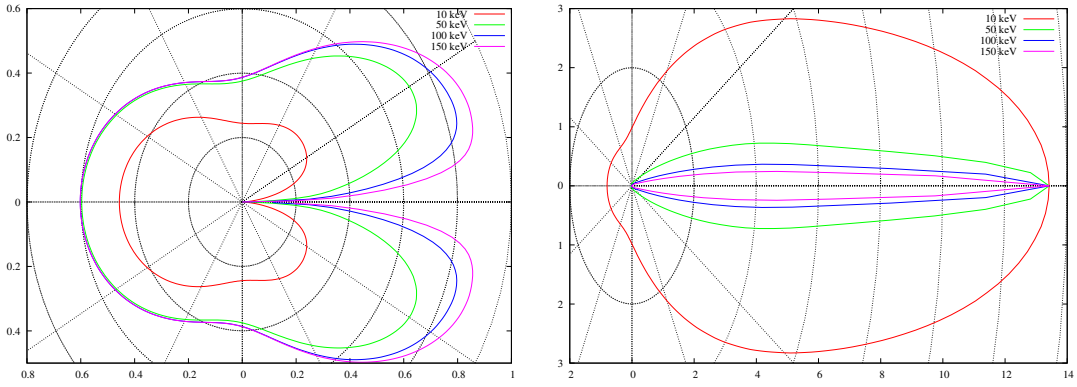
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) (b)

FIGURE 1.3 – Coefficients d'atténuation massique de l'aluminium et du plomb dans la gamme d'énergies standard en imagerie X. Données issues de la base de données du NIST.

Le rayonnement secondaire aura une direction initiale dépendant du type d'interaction l'ayant généré ainsi que de la direction du rayonnement incident. Les sections efficaces différentielles de diffusion Compton et Rayleigh de l'aluminium sont présentées par la figure 1.4. Un photon secondaire Rayleigh aura ainsi une direction très piquée vers l'avant alors qu'un photon secondaire Compton sera diffusé plus probablement dans des angles proches de 45° voire vers l'arrière du lieu d'interaction par rapport au photon incident.



(a) (b)

FIGURE 1.4 – Représentation polaire des sections efficaces différentielles (en barns/steradian) de diffusion Compton (à gauche) et Rayleigh (à droite) pour l'aluminium à des énergies variant de 10 à 150 keV. Données issues de la base de données du NIST.

Lorsqu'un faisceau incident de rayons X traverse un milieu donné, on constate une disparition progressive du nombre de particules incidentes directement transmises, du fait de ces différentes interactions. Ce phénomène est appelé l'atténuation. Il est caractérisé par un coefficient linéique d'atténuation $\mu(E, Z)$ en cm^{-1}. Ce coefficient correspond à la somme des contributions de chacun des mécanismes d'interaction présentés et représente la probabilité pour un photon d'interagir avec la matière par unité de longueur. Il dépend de l'énergie du faisceau incident et du numéro atomique du matériau considéré. L'inverse du coefficient d'atténuation, ou libre parcours moyen, donne une indication sur la distance que va parcourir la particule avant sa prochaine interaction.

Lorsqu'un flux ϕ_0 de photons incidents d'énergie E traverse une épaisseur $\mathrm{d}l$ de matière, le nombre d'interactions $\mathrm{d}\phi$ qui se produisent est donné par l'équation 1.1. La fraction ϕ des photons incidents ayant traversé une épaisseur l de matière sans avoir interagi est donnée par la loi de Beer-Lambert (équation 1.2) dans le cas d'un faisceau polychromatique S et pour une

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

distance L entre la source et le détecteur.

$$\mathrm{d}\phi = -\mu(E, Z(l))\phi \mathrm{d}l \tag{1.1}$$

$$\phi = \int_S \phi_0(E) e^{-\int_L \mu(E,Z(l))l\mathrm{d}l} \mathrm{d}E \tag{1.2}$$

1.2.3 Détection numérique du rayonnement X

Les capteurs numériques permettant la détection et la conversion du rayonnement X peuvent être classés selon cinq catégories :

- les amplificateurs de brillance, où un écran scintillateur, suivi d'un étage d'amplification, est couplé à une caméra de reprise d'image.
- les écrans scintillateurs couplés à une caméra CCD sans amplification. Un système optique placé en sortie de l'écran convertisseur permet de reprendre l'image lumineuse formée et de la guider vers la caméra.
- les barrettes et écrans plats pixélisés associent une couche de matériau scintillateur directement au contact d'un ensemble de photodiodes implanté sur un substrat en silicium.
- les barrettes et écrans plats pixélisés directement implantés sur un substrat semi-conducteur réalisent une conversion directe des photons X en électrons. Les charges électriques sont collectées et digitalisées par une matrice TFT (Thin Film Transistor).
- les écrans photostimulables délivrent une image grâce au phénomène de luminescence photostimulée (image latente). L'image est révélée après un processus de lecture optique par faisceau laser.

Dans le cadre du projet DELPIX, le type de détecteur étudié est un AMFPI (Active Matrix Flat Panel Imager) à conversion indirecte. Cette technologie se compose d'une couche de matériau scintillateur placée directement au contact d'un ensemble de photodiodes implantées sur un substrat de silicium.

Le scintillateur, du iodure de césium (CsI), absorbe les photons X, les convertit en photons lumineux et les canalise jusqu'à une matrice de photodiodes par sa structure en aiguilles. Chaque photodiode correspond à un pixel du détecteur. L'intérêt de ces systèmes réside dans leur rapidité (typiquement 30 images/s pour les systèmes actuellement disponibles sur le marché).

Le détecteur mis en place sur la plateforme préliminaire est le Varian 4030CB. Par ailleurs, des tests seront effectués sur un détecteur prêté par Trixell : le Pixium RF 4343. La plateforme finale est équipée du Trixell Pixium 2630S. Leurs caractéristiques sont résumées dans la table 1.1.

Détecteur	Surface active (mm^2)	Taille du pixel (μm)	Taille de la matrice de pixels
Varian 4030CB	397 × 298	194	2048 × 1536
Trixell Pixium RF4343	426 × 426	148	2880 × 2880
Trixell Pixium 2630S	287 × 261	184	1560 × 1440

TABLE 1.1 – Caractéristiques des détecteurs étudiés dans le cadre du projet

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



FIGURE 1.5 – Photographie de la plateforme CBCT : le tube à rayons X est visible à gauche, la platine de rotation au centre (sur laquelle est posée une mire de calibration) et le détecteur Pixium 2630S à droite.

1.3 Reconstruction tomographique

La reconstruction tomographique est un problème inverse. Il s'agit de retrouver le volume 3D de l'objet à partir d'une série de mesures 2D acquises sur une rotation complète de celui-ci (NB : une mesure sur une rotation de 180° peut suffire en géométrie parallèle). Soit $f(x, y, z)$ la fonction inconnue représentant l'objet et liée aux coefficients d'atténuation linéique des matériaux le composant, la projection 2D $p_\theta(u, v)$ pour un angle donné s'écrit comme l'intégrale de la fonction le long de la droite reliant la source et un pixel de coordonnée (u, v) du détecteur, (illustré sur la figure 1.6) :

$$p_\theta(u, v) = \ln\left(\frac{\phi_0}{\phi}\right) = \int_{L_\theta(u,v)} f(x, y, z)\mathrm{d}l \tag{1.3}$$

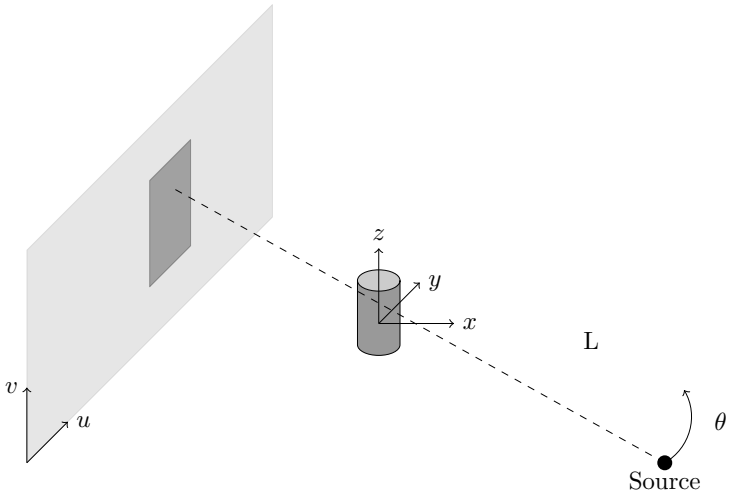


FIGURE 1.6 – Problème de reconstruction tomographique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Plusieurs types d'approches de reconstruction ont été proposées. Les méthodes analytiques lient l'objet à ses projections par une formulation continue. Les méthodes algébriques utilisent une formulation discrète du problème. Elles peuvent être appréhendées de façon déterministe, en résolvant un système d'équations linéaires par une technique itérative (ART).

1.3.1 Méthode analytique - Rétroprojection filtrée

La rétroprojection filtrée repose sur l'algorithme de Feldkamp et l'inversion de la transformée de Radon. La méthode est présentée dans le cas simplifié d'un faisceau de rayons parallèles et de l'acquisition d'une projection 1D conduisant à la reconstruction d'une coupe 2D. Le repère (x, y) est lié à l'objet et a pour origine le centre de rotation, tandis que le repère (u, θ) est lié à la projection.

L'opérateur de projection $P_\theta(f, u)$, appelé transformation de Radon, est constitué par l'ensemble des intégrales lignes $p_\theta(u)$ décrivant les projections et représentées par le sinogramme :

$$P_\theta(f, u) = \int_{L_\theta} f(ucos\theta + vsin\theta, -usin\theta + vcos\theta)\mathrm{d}v \tag{1.4}$$

La rétroprojection se déroule en deux étapes. La valeur de la projection $p_\theta(u)$ est attribuée à chaque point (x, y) de l'objet placé sur la droite orientée par θ.

L'opérateur de rétroprojection $R_p(x, y)$ est obtenu en sommant l'ensemble des contributions pour une rotation complète de l'objet. Sachant que l'opérateur de projection vérifie $p_\theta(u) = p_{\theta+\pi}(-u)$, l'opérateur s'écrit :

$$R_p(x, y) = \int_0^\pi p_\theta(xcos\theta + ysin\theta)\mathrm{d}\theta \tag{1.5}$$

La méthode analytique de reconstruction de la fonction f à partir des données $p_\theta(u)$ s'opère dans le domaine fréquentiel, avec le système de coordonnées (ω, θ) lié à la transformée de Fourier de l'objet. Elle repose sur le théorème coupe-projection : la transformée de Fourier de la transformée de Radon en ω correspond à la transformée de Fourier 2D de $f(x, y)$ au point $(\omega cos\theta, \omega sin\theta)$.

$$TF(p_\theta(\omega)) = TF(f(\omega cos\theta, \omega sin\theta)) \tag{1.6}$$

La rétroprojection simple, découlant de l'équation précédente, résulte en une image de mauvaise résolution spatiale. Le théorème de la rétroprojection filtrée introduit un filtrage dans le domaine de Fourier par le filtre rampe $|\omega|$. En pratique le filtre rampe introduit du bruit aux hautes fréquences, il est donc couplé à un filtre passe-bas $H(\omega)$. Une fenêtre d'apodisation de type Hann ou Hamming permet ainsi de limiter le bruit sans pour autant perdre complètement les détails de l'image issues des hautes fréquences. La rétroprojection filtrée s'écrit donc :

$$f = TF^{-1}(TF(p_\theta(\omega).|\omega|.H(\omega))) \tag{1.7}$$

La formulation théorique de la rétroprojection repose sur un modèle continu. Cependant, il est possible d'estimer correctement TF à partir d'un nombre suffisant de projections (lignes dans le domaine de Fourier).

La plateforme d'acquisition est équipée du logiciel de reconstruction DigiCT développé par Digisens. L'environnement de rétroprojection adopté pour la correction présentée dans notre étude est RTK (Reconstruction Toolkit), développé par Simon Rit [1],

> Cette méthode de reconstruction permet le traitement à la volée des projections dès leur acquisition. Le volume reconstruit est ainsi mis à jour par chaque projection filtrée et rétroprojetée.

1. http://www.creatis.insa-lyon.fr/~srit/rtk/index.html

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1.3.2 Méthode algébrique - ART

La technique ART (Algebraic Reconstruction Technique) repose sur une formulation discrète et matricielle du problème de reconstruction. Le cas présenté est celui de l'acquisition d'une projection 1D et de la reconstruction d'une coupe 2D.

La fonction recherchée $f(x, y)$ est discrétisée sous la forme d'une combinaison linéaire de fonctions de base r_i :

$$f(x, y) = \sum_{i=1}^{n} f_i r_i(x, y) \tag{1.8}$$

Le choix des fonctions de base permet de prendre en compte les aspects liés à la géométrie du système d'acquisition (géométrie parallèle ou conique, distribution de l'intensité des pixels, atténuation ou diffusion dans l'objet, réponse du détecteur). Le cas le plus simple est celui d'une projection uniforme et parallèle où la fonction de base est de la forme :

$$r_i(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{si } (x, y) = \text{pixel } i, \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{1.9}$$

La projection p pour un rayon j s'écrit alors :

$$p_j = \sum_{i=1}^{n} R_{ji} f_i \tag{1.10}$$

Le système à résoudre se formule selon :

$$P = Rf \tag{1.11}$$

où P est un vecteur colonne composé des projections acquises $p_\theta(u)$, R est la matrice de projection représentant la géométrie de l'acquisition et f est le vecteur des valeurs d'atténuation de l'objet à reconstruire.

La résolution du système consiste à inverser la matrice R pour obtenir f. Ceci n'est pas réalisable en pratique car les dimensions de la matrice sont prohibitives et celle-ci n'est pas forcément carrée. L'approche développée repose sur une méthode itérative de recherche de la solution. Une estimation initiale $f^{(0)}$ est projetée et comparée au sinogramme des données. L'estimation est itérativement corrigée par des estimations $f^{(k)}$ issues de la différence entre les projections de $f^{(k-1)}$ et les données p jusqu'à convergence. Différentes méthodologies existent pour corriger le volume lors d'une itération. Le facteur correctif peut être additif ou multiplicatif. Une autre option est une approche stochastique, reposant sur des estimations statistiques, et qui ne sera pas détaillée ici.

L'itération dans le cadre d'une reconstruction ART repose sur la formule de Kaczmarz 1.12. Celle-ci décrit la recherche de la solution par une succession de projections sur des hyperplans dont les équations satisfont l'équation 1.11. Le coefficient de relaxation λ est ajusté de façon à favoriser l'adéquation aux données (et réduire l'impact du bruit) tout en maintenant une convergence rapide.

$$f_i^{(k+1)} = f_i^k + \lambda_k R_{ji} \frac{p_j - R_j f^k}{\|R_j\|^2} \tag{1.12}$$

En pratique, le bruit des données peut entraîner une oscillation de l'algorithme itératif ou une divergence. Lorsque la matrice R n'est pas inversible, on cherche alors une solution approchée au sens des moindres carrés. Il convient de régulariser le problème de reconstruction pour garantir la stabilité de la solution. De nombreuses possibilités existent pour assurer la convergence de l'algorithme, avec la contrainte d'un temps de calcul supplémentaire.

La mise à jour du volume reconstruit peut être traitée rayon par rayon (ART classique) ou angle par angle (SART, Simultaneous ART) ou voxel par voxel (SIRT, Simultaneous Iterative Reconstruction Algorithm).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

La construction de l'opérateur de projection permet de prendre en compte des contraintes physiques et des a priori géométriques liés à l'acquisition. La qualité de l'image reconstruite est ainsi grandement améliorée par cette approche dans certaines applications (par exemple lorsque le nombre de vues est limité). Cependant, elle peut s'avérer coûteuse en terme de calcul et nécessite beaucoup de mémoire.

1.4 Modélisation de la plateforme d'acquisition

1.4.1 Simulation probabiliste par la méthode Monte Carlo

La méthode Monte Carlo est utilisée pour calculer numériquement la physique d'un système de particules en interaction à partir de tirages aléatoires et des lois de probabilité décrivant le système.

Chaque particule émise va être suivie lors de son parcours dans l'environnement décrit. L'ensemble de son trajet est composé de libres parcours à travers un matériau donné et d'interactions. La particule va être ainsi amenée à perdre de l'énergie, changer de direction et/ou créer des particules secondaires. Le calcul Monte Carlo repose sur les valeurs de sections efficaces différentielles d'interaction dépendant du matériau traversé et de l'énergie de la particule. Ces sections efficaces correspondent à des fonctions de distribution des probabilités des variables aléatoires caractérisant le transport d'une particule. Ainsi, il est possible de calculer la distance parcourue par la particule jusqu'à sa prochaine interaction, le type de cette interaction et les conséquences en terme de perte d'énergie, d'angle de déflexion et d'émission de particules secondaires.

La simulation repose donc sur la génération de nombres pseudo-aléatoires afin de calculer les lois de probabilité des processus physiques mis en jeu. Le transport du rayonnement est modélisé par un processus aléatoire markovien, permettant le traitement indépendant de chaque étape de l'histoire de la particule.

Étant donné que la méthode Monte Carlo repose sur des tirages aléatoires, son résultat est également soumis à des fluctuations aléatoires. Cependant, la loi des grands nombres permet d'assurer une convergence du résultat. Le principal inconvénient de ce type de calcul est qu'il nécessite un grand nombre de particules afin d'échantilloner au mieux l'estimateur et d'obtenir un résultat correct. Le temps de calcul augmente avec la complexité du système simulé, conduisant parfois à des coûts prohibitifs. Ce problème peut être appréhendé en réduisant la variance de la solution.

Un modèle simplifié de la plateforme d'acquisition est présenté. Il repose sur une simulation des processus physiques d'interaction entre le rayonnement et la matière via le code Monte Carlo Geant4. Il permettra de reconstituer la formation de l'image et de caractériser chacun des artefacts.

1.4.2 Implantation dans l'environnement Monte Carlo Geant4

La plateforme et son environnement sont reconstitués dans un modèle de simulation basé sur le code Geant4 (version 9.2.p01), une boîte à outils implémentée en langage C++. L'utilisateur contribue à des classes gérant l'ensemble de la simulation :

- la construction de la géométrie du système de détection ainsi que des différents éléments de la modélisation (les matériaux concernés, une filtration, etc).
- les différentes particules élémentaires et les processus physiques régissant les interactions prises en compte dans la simulation.
- la définition de la génération des particules primaires (énergie, direction).
- le traitement à chaque étape du transport de la particule.
- le traitement du suivi de la particule (sauvegarde, visualisation du résultat).

La gestion des nombres pseudo-aléatoires repose sur l'algorithme RANECU. Celui-ci fournit une séquence de nombres uniformément distribués entre 0 et 1.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Le rayonnement incident simulé est polychromatique. Le spectre incident est issu du modèle proposé par Siemens Medical Solutions sur le site [2], d'après des travaux de Boone [1]. Cet outil permet de simuler des spectres issus d'une anode de tungstène pour des tensions de 30 à 140 kV. Le type de source considéré dans ce modèle est en réflexion, contrairement au tube en transmission utilisé sur la plateforme. L'impact sur la forme du spectre ne fait pas l'objet de cette étude et ce type de modèle de source a été retenu par souci de simplicité. Il est également possible de prendre en compte l'influence de filtrations par différents matériaux d'épaisseurs paramétrables. À titre d'exemple, le spectre pour une haute tension de 100 kV est illustré sur la figure 1.7.

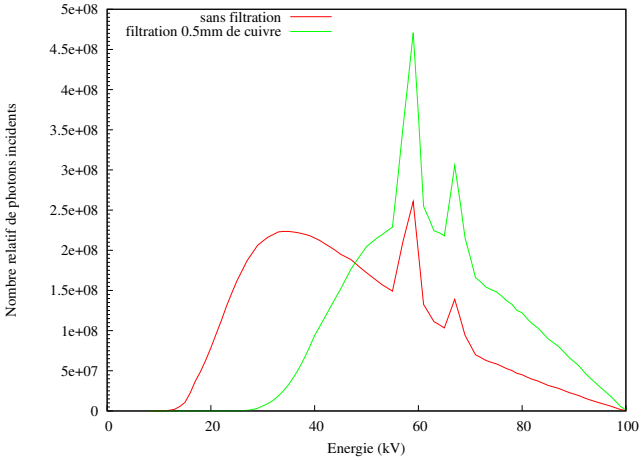


FIGURE 1.7 – Spectre généré pour une tension de 100 kV (rouge) et avec une filtration de 0.5 mm de cuivre (vert).

Trixell a également mis à notre disposition les caractéristiques de rayonnements incidents utilisés comme standards pour le diagnostic médical à rayonnement X : les spectres RQA. Ceux-ci proposent des histogrammes de répartition des énergies incidentes pour des spectres dont l'énergie moyenne varie de 25 keV à 120 keV.

Dans la simulation actuelle, la source peut être monochromatique ou polychromatique. Les paramètres de la source sont la taille de la collimation sur le détecteur et le nombre N de photons incidents. La souce est considérée ponctuelle. Il s'agit d'un a priori raisonnable lorsque le flou géométrique est inférieur à la taille du pixel.

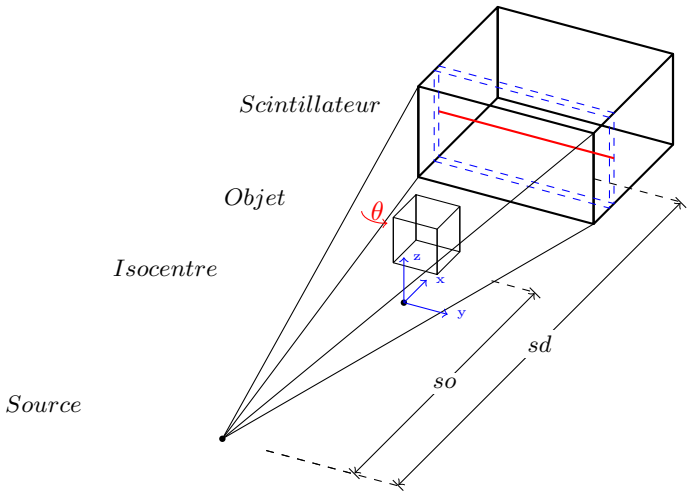


FIGURE 1.8 – Schéma de la simulation complète.

2. https://w9.siemens.com/cms/oemproducts/Home/X-rayToolbox/spektrum/Pages/Default.aspx

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'objet est représenté par une matrice de voxels de taille et de matériaux paramétrables. Il est placé par rapport au centre de rotation nécessaire à la simulation d'acquisitions tomographiques, appelé l'isocentre. Par défaut, la source et le centre du détecteur sont considérés parfaitement alignés mais leurs positions respectives sont paramétrables. Le schéma de la figure 1.8 présente le modèle géométrique complet. Dans la suite de notre étude, les objets considérés seront de type élémentaire (cube, cylindre, plaque ou gradin) ou élaboré (matrice 3D de matériaux). Lors de la procédure de compensation des artefacts développée ultérieurement, la connaissance des matériaux composant l'objet est requise pour construire le modèle voxelisé.

Conformément à la section 1.2.3, trois détecteurs de type écran-plat à scintillation sont utilisés dans le projet. Afin de prendre en compte les interactions entre les photons X et les différents matériaux composant le détecteur, celui-ci est représenté par une matrice de voxels. L'environnement proche du scintillateur est modélisé sous forme de couches successives de matériaux. Leurs épaisseurs et leurs compositions sont approximativement celles du détecteur Trixell Pixium 4343RF et ne seront pas détaillées pour des raisons de confidentialité. Le scintillateur a une épaisseur de 0.6 mm, ce qui est standard pour les détecteurs du marché. La structure en matériaux repose principalement sur un capot en carbone, le scintillateur et une plaque arrière en plomb traduisant l'architecture interne d'un modèle générique de détecteur, comme illustré sur la figure 1.9. Ce modèle en couches sera dénommé le modèle complet. Le détecteur sera parfois constitué du scintillateur seul entouré d'air et sera dénommé scintillateur seul.

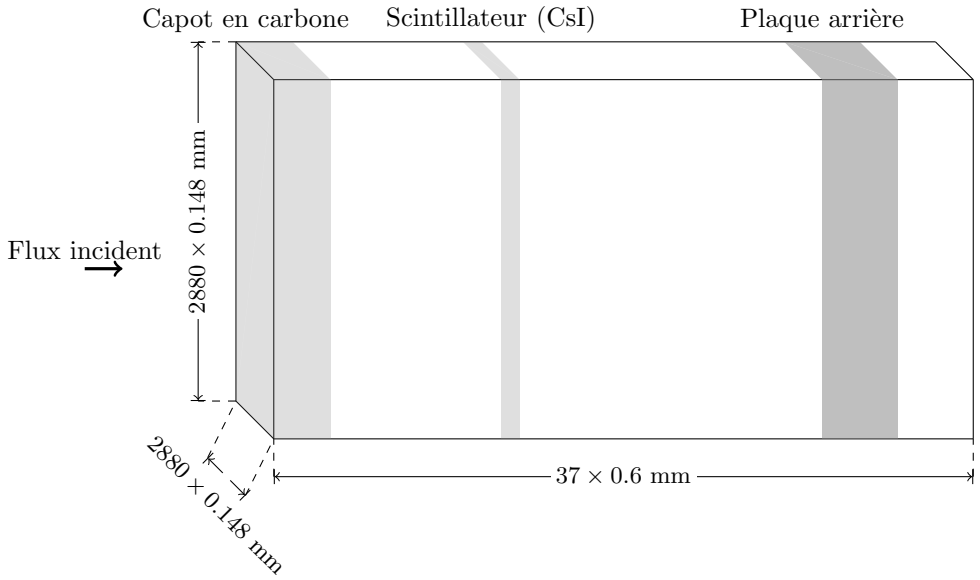


FIGURE 1.9 – Modèle générique complet de détecteur. Les différents détecteurs modélisés dans l'étude auront la même construction en épaisseur et varieront par le nombre et la taille des pixels.

Les processus physiques activés dans la simulation Geant4 sont les diffusions Compton et Rayleigh ainsi que l'effet photoélectrique. Les processus sont ceux de la librairie LowEnergy qui permet de couvrir la gamme d'énergies de l'étude.

Le centre de calcul de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules est utilisé pour externaliser les calculs Monte Carlo.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1.5 Artefacts en contrôle en ligne par CBCT

Cette section présente une revue des différents artefacts liés à la chaîne d'acquisition en CBCT. L'image tomographique finale voit sa résolution et son contraste dégradés par des phénomènes dus à la source, à l'objet, au détecteur ainsi qu'à l'algorithme de reconstruction. Des simulations ou des acquisitions ont été effectuées pour illustrer les types d'artefacts. Les acquisitions ont été réalisées sur le banc de tomographie du projet et les simulations avec le code que j'ai développé.

1.5.1 Terminologie des types de rayonnement

Le rayonnement appelé **direct** ou **primaire** est constitué des photons X qui atteignent le scintillateur depuis la source et dont la première interaction a lieu dans le scintillateur. La dose primaire est constituée des dépôts de dose élémentaires de chacun de ces photons directement transmis à travers l'objet, l'air et le détecteur.

Le rayonnement **secondaire objet** est issu des photons interagissant dans le scintillateur mais ayant subi une ou plusieurs interactions (diffusions Compton et Rayleigh, effet photoélectrique) avec l'objet auparavant. Chaque évènement est traité indépendamment et contribue à une image labellisée suivant le type d'interaction. Par ailleurs, les photons issus de la source peuvent interagir plusieurs fois avec l'objet avant d'atteindre le scintillateur. La carte de dose des photons ayant interagi une fois est stockée sous le label **ordre 1**. Tous les photons ayant interagi au moins une fois contribuent à l'image labelisée **ordre multiple**. L'image du secondaire objet est la somme des images d'ordre 1 et multiple pour chaque type d'interaction.

Le rayonnemnent **secondaire détecteur** est issu des photons interagissant dans le scintillateur mais ayant subi une ou plusieurs interactions (diffusions Compton et Rayleigh, effet photoélectrique) avec le détecteur auparavant. Afin de mieux appréhender

Le rapport du rayonnement secondaire sur le primaire est une mesure de l'importance quantitative du secondaire. Il s'agit du scatter-to-primary ratio, abrégé **SPR** dans la suite du document.

La **réponse impulsionnelle** du détecteur correspond à la dose reçue par l'ensemble du détecteur lorsqu'il est irradié par un faisceau infiniment fin. Pour le calcul de la réponse impulsionnelle, le faisceau incident est collimaté de façon à n'irradier que le pixel central du détecteur. La réponse du détecteur plan à une impulsion de Dirac est souvent décrite comme la fonction d'étalement d'un point (point-spread function **PSF**). La réponse à un bord est appelée **ESF** (edge-spread function) et sa dérivée est la **LSF** (line-spread function). La fonction de transfert de modulation ou **FTM** du détecteur correspond au module de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du détecteur.

1.5.2 Artefacts dus à la source

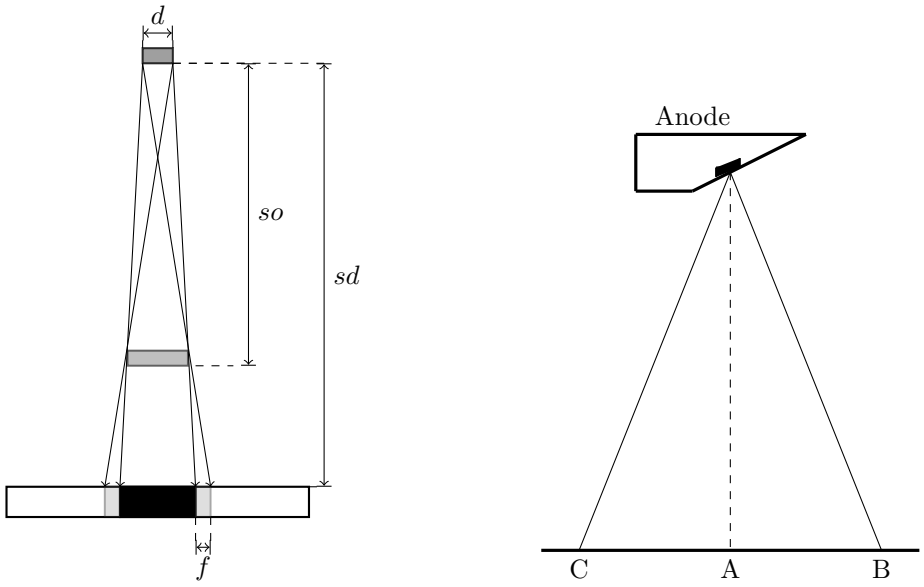
1.5.2.1 Le flou géométrique

Le foyer d'émission du rayonnement X n'étant pas ponctuel, la projection d'un point de l'objet sur le détecteur ne sera pas un point mais une tache. Cet artefact est particulièrement visible au niveau des contours de l'objet. L'étendue f du flou s'exprime en fonction de la largeur d du foyer et des distances sd entre la source et le détecteur et od entre la source et l'objet (équation 1.13 et figure 1.10(a)).

$$f = \frac{d \times od}{sd - od} \tag{1.13}$$

Afin de diminuer l'impact du flou, on peut éloigner l'objet de la source de rayons X et choisir un grandissement tel que le flou soit plus petit que la taille d'un pixel.
Il est également possible en pratique de choisir entre différentes tailles de foyer suivant le modèle du tube.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) Flou géométrique (b) Heel effect

FIGURE 1.10 – Artefacts dus à la source.

1.5.2.2 La variation de flux

La source de rayons X varie en intensité dans le temps. Dans le cas d'une acquisition tomographique, dont la durée peut atteindre plusieurs minutes, il est fréquent que le flux incident ait changé entre différentes projections. Le tube FeinFocus possède une technologie de stabilisation en intensité dans le temps par asservissement.

Cet artefact peut être appréhendé en laissant une zone de l'image en-dehors du passage de l'objet de façon à mesurer le flux pour chaque projection. Les images seront alors corrigées avant la reconstruction.
Par ailleurs, le point focal peut se déplacer sur l'anode au cours de l'acquisition, du fait de la dilatation de la cible sous l'effet de la chaleur. Il en résulte des erreurs de géométrie lors de la reconstruction. Cependant, cet artefact est mineur pour des temps d'acquisition réduits à quelques minutes et peut être fortement limité en attendant l'équilibre thermique du générateur de rayons X.

1.5.2.3 L'effet talon

L'artefact appelé effet talon est caractéristique d'une source en réflexion. Il provient de l'inclinaison de la cible par rapport au faisceau de photons émis. Le faisceau d'électrons interagit non seulement avec la surface de la cible mais aussi dans la profondeur de celle-ci. Il en résulte une variation de l'intensité des photons à l'intérieur du cône d'émission, certains étant atténués par leur trajet dans le cible. Comme le montre la figure 1.10, l'intensité reçue en B peut différer de celle reçue en C et les hypothèses de symétrie du système de détection ne sont plus valides.

Par ailleurs, le rayonnement de freinage peut provenir d'une partie des électrons atteignant la cible en dehors du point focal. Cet artefact est appelé off-focal Bremsstrahlung et se caractèrise par une tâche similaire au flou.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cet artefact sera principalement observable dans des configurations où l'on déplace le détecteur de façon à agrandir le champ de vue. Le heel effect sera plus important pour un détecteur proche de la source. Cet artefact est absent dans notre manipulation car la source fonctionne en transmission et ne sera donc pas traité.

1.5.3 Artefacts dus à l'objet

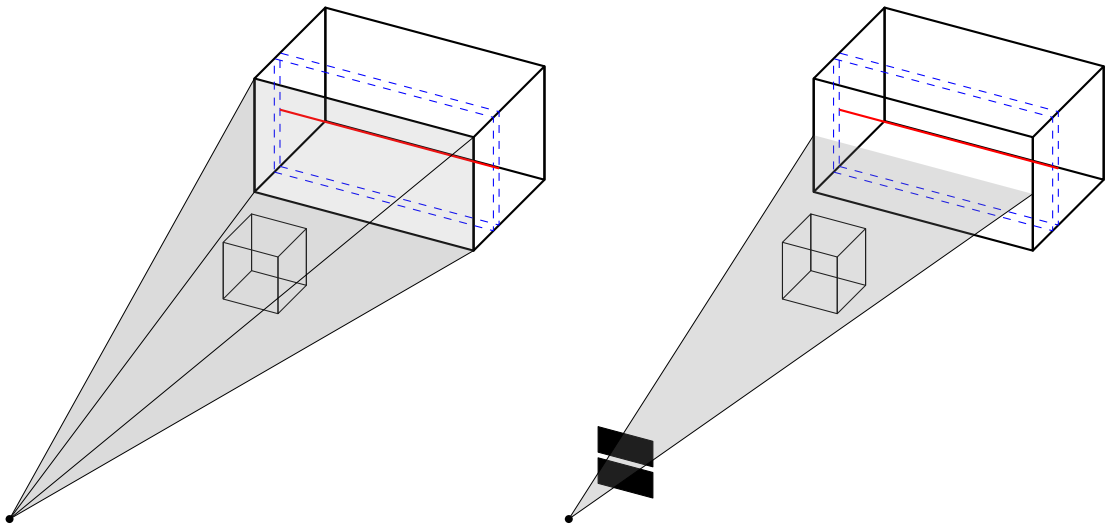
1.5.3.1 Le rayonnement secondaire

Le rayonnement X subit de nombreuses interactions lors de son passage à travers l'objet. Chaque point de l'objet se comporte alors comme une source de rayonnement secondaire émettant dans toutes les directions. Les photons atteignant le détecteur ne proviennent donc pas exclusivement de la source mais ont pu être diffusés une à plusieurs fois par les matériaux rencontrés sur leur trajet. La quantité de photons secondaires dépend de la géométrie de l'environnement, de celle de l'objet ainsi que de l'énergie du rayonnement incident.

Les photons secondaires vont se superposer au rayonnement direct et contribuer à l'énergie déposée dans le détecteur. Le signal secondaire entraîne ainsi une sur-estimation de la dose sur l'image, en particulier au centre du détecteur. Par conséquent, l'atténuation et les densités reconstruites sont sous-estimées et cela se traduit par un artefact dit de **cupping**.

Le SPR peut atteindre plus de 100% lorque l'on acquiert l'image d'une plaque de fer de 2 cm située à 1 cm d'un détecteur, pour une énergie incidente de 200 keV [2].

L'expérience suivante illustre l'impact des rayonnements secondaires issus de l'objet sur l'image finale. Un cube en alliage d'alu de 4 cm de côté est radiographié selon deux procédures : avec le banc classique et avec une collimation en fente de façon à reproduire une collimation de fan-beam ainsi qu'illustré en figure 1.11. L'objet collimaté est peu éclairé par la source et la contribution de rayonnements secondaires sera donc moins élevée. Les paramètres de l'acquisition sont présentés dans la table 1.2.



(a) cone-beam (b) fan-beam

FIGURE 1.11 – Cone-beam classique et collimation pour simuler un fan-beam.

La figure 1.12 présente une coupe au centre du volume reconstruit pour chacun des deux protocoles. L'artefact dû au rayonnement secondaire est mis en évidence par une dégradation de 20% de l'atténuation reconstruite au centre par rapport à la valeur au bord du cube. Le cupping dû au rayonnement secondaire est ici prépondérant par rapport à celui dû au durcissement de faisceau présenté dans le paragraphe suivant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Source	Rayonnement	Tension (kV)
Tube Feinfocus	polychromatique	160 (filtration 0.5 mm de cuivre)
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Cube - aluminium	$40 \times 40 \times 40$	278
Detecteur	Taille de la matrice de pixels	Distance source-détecteur (mm)
Paxscan 2630S	1560×1440	350

TABLE 1.2 – Paramètres de l'acquisition.

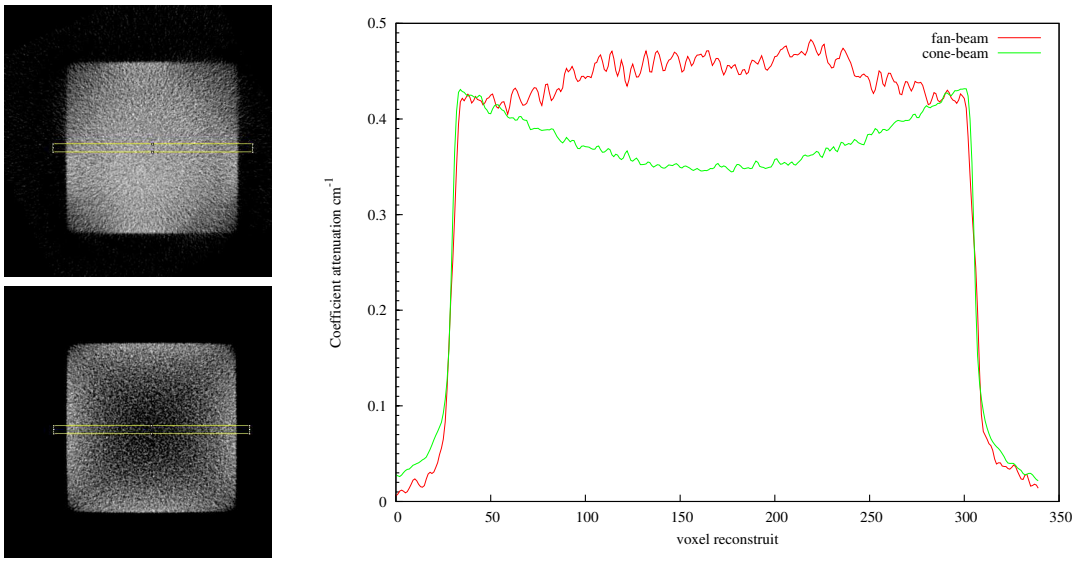


FIGURE 1.12 – Comparaison d'une coupe tomographique d'un cube de 4 cm de côté en aluminium acquis avec une source de 160 kV (filtré par 0.5 mm de cuivre) collimatée en fan-beam (image du haut) et en cone-beam (image du bas). Le graphe à droite présente le profil horizontal moyenné dans une région rectangulaire (en jaune à gauche). L'image issue de l'acquisition en cone-beam présente un cupping dû aux rayonnements secondaires provenant de l'objet.

L'intérêt des détecteurs plans et de la méthodologie cone-beam réside dans la possiblité d'imager une grande surface en un temps très court. Cependant, le fait d'irradier une zone d'environ 30×30 cm^2 sur le détecteur implique que l'objet est également entièrement éclairé. Le rayonnement secondaire issu de l'objet vient dès lors contaminer l'image. Celui-ci cause des dégradations en terme de contraste et des artefacts de type cupping.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1.5.3.2 Le durcissement du faisceau

Le phénomène de **durcissement du faisceau** ou beam hardening provient du caractère polychromatique du spectre incident. Les rayons de basse énergie du faisceau sont absorbés plus rapidement que ceux de plus haute énergie lors de leur traversée de l'objet. De fait, l'énergie moyenne du rayonnement par photon directement transmis augmente lors de son parcours dans l'objet. On dit que le faisceau incident se durcit car la proportion de photons de basse énergie diminue.

Le beam hardening se traduit par deux types d'effet :

- Le cupping : une sous-estimation de l'atténuation au centre de l'objet par rapport à ses bords.
- L'apparition de traînées (ou streaks) dues à une sous-estimation de l'atténuation entre deux zones de forte atténuation.

La simulation de l'expérience précédente avec le cube en aluminium permet d'isoler la contribution du durcissement de faisceau à la chute de l'atténuation estimée au centre de l'objet. Les paramètres de la simulation sont similaires à ceux de l'acquisition en table 1.2. Le graphe 1.13 présente les valeurs reconstruites lorsque seul le rayonnement primaire est simulé. Le protocole de simulation est décrit de façon détaillée dans la suite du manuscrit. Le durcissement de faisceau entraîne une dégradation de l'atténuation reconstruite au centre de 8% par rapport à la valeur au bord. Le cupping n'est pas visible dans l'image de l'acquisition fan-beam en 1.12 car le détecteur contribue à émousser les bords de l'objet et la filtration par 0.5 mm de cuivre permet de limiter l'impact du durcissement. Il en résulte une impression d'absence de cupping au centre de l'objet.

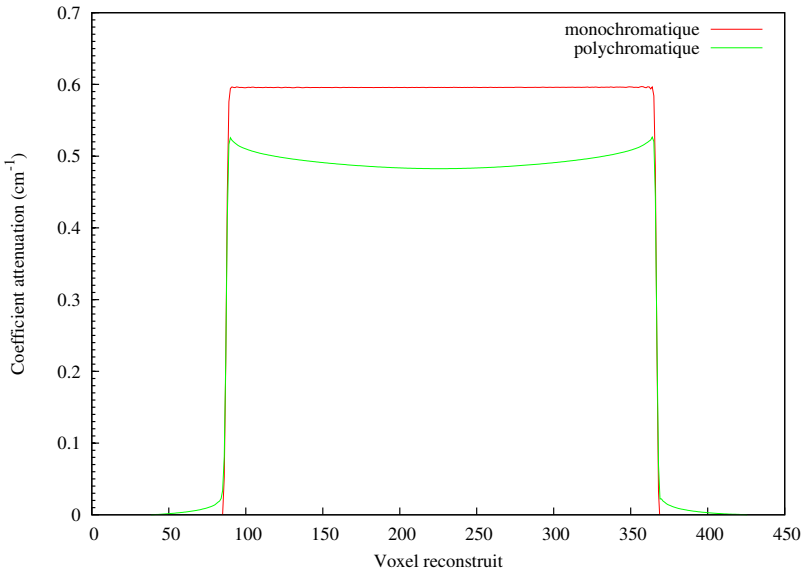


FIGURE 1.13 – Comparaison de la simulation d'une coupe tomographique d'un cube de 4 cm de côté en aluminium. Seul le rayonnement direct est simulé et les faisceaux incidents sont de type polychromatique d'énergie maximale à 140 keV et monochromatique à 72 keV (énergie moyenne du spectre polychromatique).

Dans le cas où l'objet est composé de plusieurs matériaux, les effets du durcissement de faisceau sont à la fois quantitatifs et qualitatifs. Ces dégradations sont illustrées par la simulation de la tomographie d'un cube d'eau de 10 cm de côté contenant des inserts d'aluminium et de fer de 2 cm de côté, voir figure 1.14 et table 1.3. Le cupping entraîne ici une erreur de l'ordre de 20% de l'atténuation de l'insert de fer et de 13% de l'atténuation de l'insert d'aluminium. Par ailleurs, les contours des structures contenues dans le cube d'eau sont endommagés par les traînées.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Source	Rayonnement	Énergie (keV)
Simulation	monochromatique et polychromatique	100
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Cube avec inserts	$100 \times 100 \times 100$	1000
Detecteur	Taille de la matrice de voxels de $0.184 \times 0.184 \times 0.6$ mm^3	Distance source-détecteur (mm)
Modèle complet	$1560 \times 1440 \times 37$	1500

TABLE 1.3 – Paramètres de la simulation.

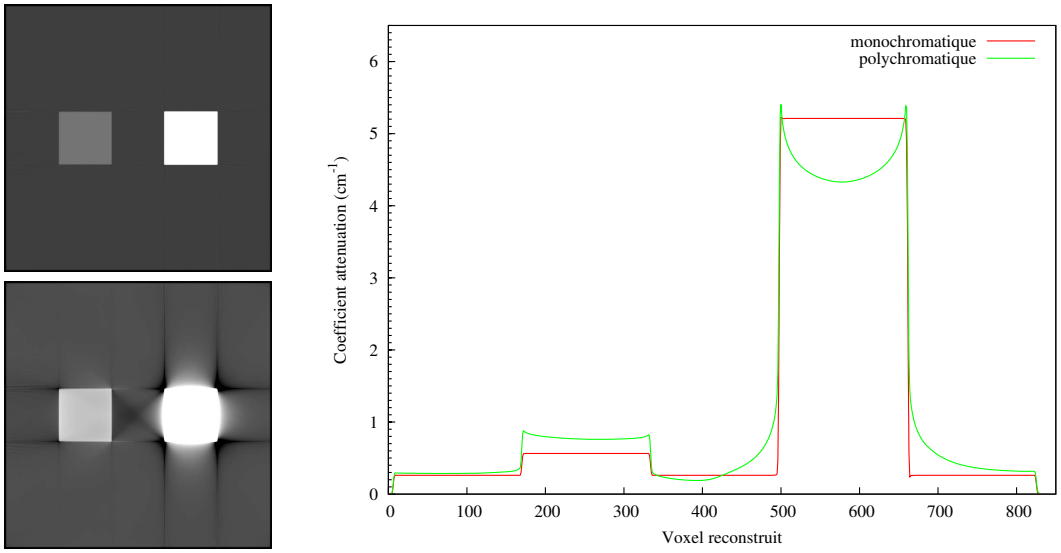


FIGURE 1.14 – Comparaison de la simulation d'une coupe tomographique d'un cube d'eau contenant des inserts d'aluminium et de fer. Le voxel reconstruit mesure 122 μm. Les rayonnements considérés sont monochromatique (image du haut) à 76 keV et polychromatique (image du bas) d'énergie maximale à 100 keV. Pour comparer l'impact visuel et l'apparition de trainées, la dynamique des images est fixée à [0 :1]. Le graphe à droite présente le profil horizontal du centre de la coupe et illustre le cupping au centre du cube de fer.

Plusieurs approches permettent de corriger le durcissement de faisceau :

– Une **pré-filtration** du faisceau incident permet de durcir artificiellement le spectre. On peut utiliser une plaque de faible épaisseur de cuivre ou d'aluminium par exemple. Les énergies les plus faibles sont atténuées par la plaque (comme le montre la figure 1.7 en page 26) et l'effet du durcissement de faisceau sera ainsi réduit. Cependant, le flux de photons atteignant l'objet est réduit et cela conduit à un rapport signal-sur-bruit moins élevé.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

- La **linéarisation** consiste à précorriger les données acquises avec des combinaisons linéaires d'acquisitions d'objets tests homogènes [3]. Cette méthode ne nécessite pas la connaissance du spectre incident ou des coefficients d'atténuation de l'objet tomographié mais se prête seulement aux objets mono-matériaux.
- Dans la méthode de **bi-énergie**, l'objet est tomographié à deux énergies différentes et on suppose que les coefficients d'atténuation de l'objet varient linéairement (log-log) en fonction de l'énergie. Ainsi, on résout un système d'équations linéaires pour obtenir les densités reconstruites de l'objet. Outre le fait que cette approche nécessite deux acquisitions, elle est compliquée à mettre en œuvre si l'objet contient des matériaux d'absorptions très différentes (comme l'exemple du cube précédent où deux énergies très différentes sont nécessaires pour rendre compte de chacun des inserts).
- Après la reconstruction et une première estimation de la distribution des densités de l'objet, une **rétro-projection** permet d'évaluer l'impact du polychromatisme de la source et de le soustraire aux projections.

Le durcissement de faisceau est inhérent à l'acquisition car le spectre incident est polychromatique. Il entraîne des artefacts particulièrement sévères dans l'imagerie d'objets poly-matériaux. Cependant, la pré-filtration sera utilisée de manière systématique afin d'en atténuer l'impact. Une connaissance du spectre incident et de la composition de l'objet tomographié permet d'envisager une correction du durcissement de faisceau en post-traitement.

1.5.4 Artefacts dus au détecteur

1.5.4.1 Artefacts liés à la technologie du détecteur

Le détecteur lui-même introduit du bruit lors de l'acquisition. En particulier, les artefacts suivants proviennent de la matrice de photodiodes et augmentent avec le vieillissement du détecteur :

- le **courant d'obscurité**
  Le courant d'obscurité est un très faible courant de fuite dans les photodiodes. Il se caractèrise par un faible signal alors même que la matrice de photodiodes ne reçoit aucun photon. Le bruit moyen dû au courant d'obscurité est corrigé en effectuant une moyenne de plusieurs images sans irradiation du détecteur. L'image obtenue, dite de noir ou d'offset, est soustraite à chaque acquisition.
- la **variation de gain**
  Les pixels du détecteur répondent différemment à un même flux incident. Le circuit de lecture en particulier peut fournir une amplification différente pour chaque ligne de pixel traitée. Une variation de l'ordre de 6% du signal de plein flux a été mesurée par Bootsma [4]. Une technique de pré-traitement consiste à évaluer la réponse en gain du détecteur par une image dite de blanc ou de plein flux, obtenue sans objet et avec le flux maximum de rayons X (sans toutefois saturer le détecteur).
- les **pixels défectueux**
  Lorsque qu'un pixel ou un ensemble de pixels ne fonctionnent plus, l'image reconstruite présente des artefacts en forme de cercles (appelés ring artefacts).
  Il est possible de les détecter en effectuant deux images pour des intensités différentes et sans objet. Les pixels présentant une valeur bien distincte de la valeur moyenne de l'image sont repérés. On leur attribue alors une valeur par interpolation des pixels voisins ou grâce à un filtre médian.

Ces dégradations peuvent être mesurées lors de la calibration du détecteur. Elles seront ainsi corrigées dans une routine de pré-traitement des images acquises (décrite en 1.5.4.4).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Par contre, la correction des artefacts suivants s'avère plus compliquée à mettre en œuvre :

- la **non-linéarité**
  Étant donné que la réponse du circuit électronique dépend non-linéairement du flux incident, la valeur en un pixel donné n'est pas une fonction linéaire de l'intensité reçue. Une méthode de mesure de l'effet de la non-linéarité consiste à réaliser plusieurs acquisitions d'un objet d'épaisseur croissante, par exemple une série de plaques d'un matériau donné. L'impact de la non-linéarité résiduelle après calibration du détecteur est de moindre importance par rapport aux rayonnements secondaires ou à la rémanence pour des acquisitions rapides. Cet artefact ne sera donc pas considéré dans notre étude.
- la **rémanence**
  Les cellules photoélectriques conservent l'information reçue pendant une certaine durée. Lors d'une acquisition tomographique, les données d'une projection peuvent contenir un résidu des données de la projection précédente. Des mesures empiriques de la rémanence montrent que son amplitude décroît fortement sur les premières images, du fait de l'éjection des électrons situés dans les couches supérieures. Puis l'impact de la rémanence stagne sur les projections suivantes car il provient de l'éjection des électrons situés dans des couches plus profondes [5]. Visuellement, cet artefact se traduit par l'image du mouvement de l'objet, appelée ghosting ou flou de mouvement.
  Un modèle empirique de la rémanence nous a été fourni par Trixell pour le détecteur Pixium 4343RF et le Varian Paxscan 4030CB. Il correspond à une vitesse d'acquisition de 30 images/s. Une implémentation de l'impact sur la reconstruction du cube en aluminium est présentée en figure 1.15. Seul le rayonnement primaire polychromatique est considéré et le modèle de rémanence est appliqué aux 10 images suivantes. Les paramètres de la simulation sont également ceux présentés en table 1.2.

Une approche pratique de traitement de la rémanence consiste à acquérir plusieurs images pour un angle de rotation de l'objet donné et de ne pas considèrer la (ou les) première(s) image(s). Une alternative consiste à insérer des pauses entre les rotations de la platine. Ces approches ne sont toutefois pas compatibles avec des contraintes élevées sur le temps d'acquisition.

1.5.4.2 Le rayonnement secondaire

Comme dans le cas du rayonnement secondaire issu de l'objet, les photons incidents interagissent avec les différents matériaux qui constituent le détecteur, ainsi qu'à l'intérieur du scintillateur. Certains photons sont également rétro-diffusés depuis des matériaux situés à l'arrière du scintillateur et viennent contribuer au signal. Il en résulte une sur-estimation du flux incident par rapport au signal transmis depuis la source, avec pour effet un cupping similaire à celui dû au durcissement de faisceau. La réponse du détecteur rend les bords de l'objet imagé moins nets et contribue à dégrader le contraste de l'image.

Les interactions ayant lieu à proximité ou à l'intérieur même du scintillateur apportent une composante haute-fréquence au signal. Le secondaire issu du détecteur peut prédominer vis à vis du secondaire lié à l'objet. Une étude menée avec des beams-stops montre que le signal provenant des pixels proches représente un tiers du signal reçu par un pixel donné, pour une énergie de 200 kV [6].

Le rayonnement secondaire issu du détecteur est peu documenté dans la littérature. Il est souvent intégré à la réponse impulsionnelle du détecteur ou simplement assimilé à un offset. La mise en place d'un modèle Monte Carlo complet de la simulation permettra d'étudier en détail le comportement de la contribution du détecteur à l'image globale.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

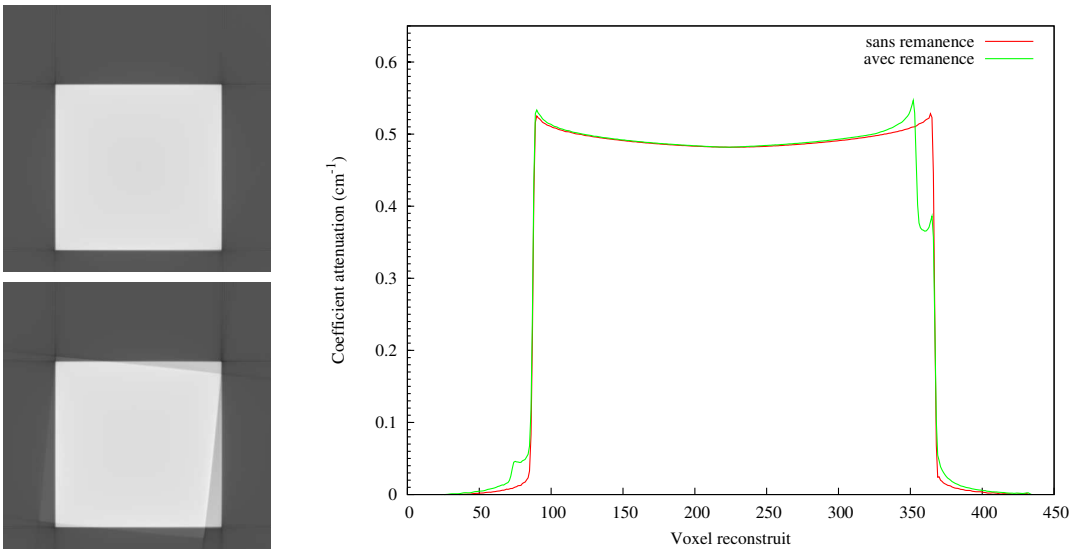


FIGURE 1.15 – Impact de la rémanence sur la simulation d'une coupe tomographique d'un cube d'aluminium de 4 cm de côté. Le rayonnement est polychromatique à 140 kV. L'image du haut présente la simulation idéale. L'image du bas présente la simulation où le modèle de rémanence est appliqué et illustre l'artefact de flou de mouvement. Le graphe à droite présente le profil horizontal du centre de la coupe.

1.5.4.3 La diffusion optique

Le scintillateur est structuré en colonnes de CsI afin de guider les photons lumineux vers une cellule de photodiode. Cependant, des diffusions optiques ont lieu dans le scintillateur, voir figure 1.16. Ainsi un évènement photoélectrique dans le CsI crée une "douche" de photons lumineux. Il en résulte une certaine étendue de la réponse d'une photodiode par rapport au cristal de CsI. Les photons optiques peuvent être également réabsorbés par le scintillateur avant d'atteindre les photodiodes. Une solution technique consiste à isoler chaque photodiode afin de limiter l'impact de ces diffusions. Freed [7] propose une formulation déterministe de la réponse des cristaux de CsI. Il montre que celle-ci dépend de l'énergie ainsi que de l'angle d'incidence du faisceau de photons X.

> La diffusion optique sera négligée dans la simulation. Son suivi dans un modèle Monte Carlo implique des temps de calculs prohibitifs du fait du trop grand nombre de photons optiques.

1.5.4.4 Pré-traitement des images acquises

Lors de chaque expérience sur la plateforme, des images de noir et de plein flux sont acquises pour prendre en compte une partie des artefacts liés à la technologie du détecteur. L'image acquise $Iraw$ est alors systématiquement corrigée selon l'équation 1.14 et le détecteur fournit l'image I_C.

$$I_C = \frac{Iraw - Inoir}{Iblanc - Inoir} \tag{1.14}$$

Une correction basée sur un ensemble d'images à des doses différentes est parfois mise en œuvre pour prendre en compte les non-linéarités du détecteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

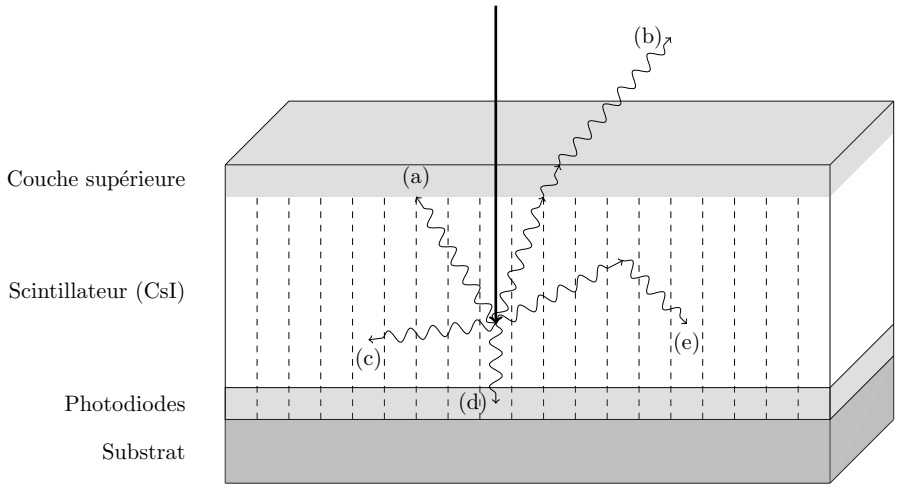
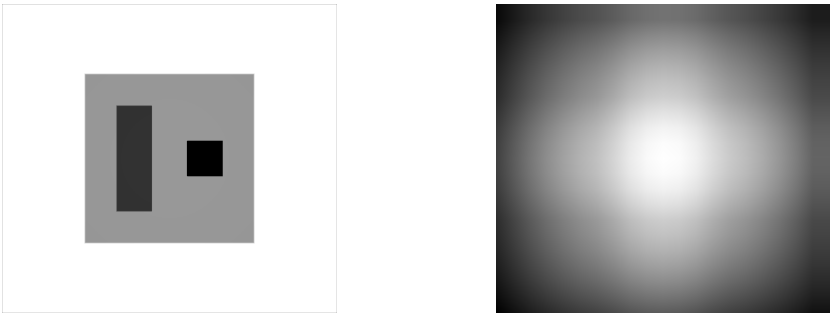


FIGURE 1.16 – Propagation optique dans le scintillateur. Les photons optiques peuvent être réfléchis par la couche précédente (a), être réfractés par cette couche (b), être absorbés dans le scintillateur (c), contribuer au signal reçu par la photodiode (d) ou être diffusés par le scintillateur (e).

1.5.5 Importance relative des artefacts sur la qualité de la reconstruction tomographique

Pour quantifier l'impact respectif des rayonnements secondaires issus de l'objet et du détecteur, une étude détaillée est réalisée. Les images suivantes sont obtenues à l'aide d'un modèle de simulation que nous avons développé et qui sera présenté dans la suite du manuscrit. Les paramètres de la simulation sont identiques à ceux présentés dans la table 1.3 à la page 33. Les images du rayonnement primaire et du secondaire issus de l'objet pour la position initiale du cube sont présentées sur la figure 1.17 et le SPR le long d'un profil horizontal centré sur la figure 1.18.



(a) Directement transmis (b) Secondaire objet

FIGURE 1.17 – Simulation de l'image radiologique pour un cube d'eau contenant des inserts en fer et en aluminium. Images de la dose absorbée par le détecteur pour le rayonnement primaire (a) et pour le rayonnement secondaire provenant de l'objet (b).

Le rayonnement secondaire issu de l'objet est basse fréquence mais quantitativement équivalent au primaire derrière l'aluminium et bien plus élevé derrière le fer. Le détecteur contribue également de façon plus importante que le primaire derrière le fer.

La simulation de l'image radiographique complète est réalisée pour 900 angles répartis sur une rotation complète de l'objet. Après reconstruction, il en résulte une image tomographique dont le contraste est très dégradé, voir la figure 1.19.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

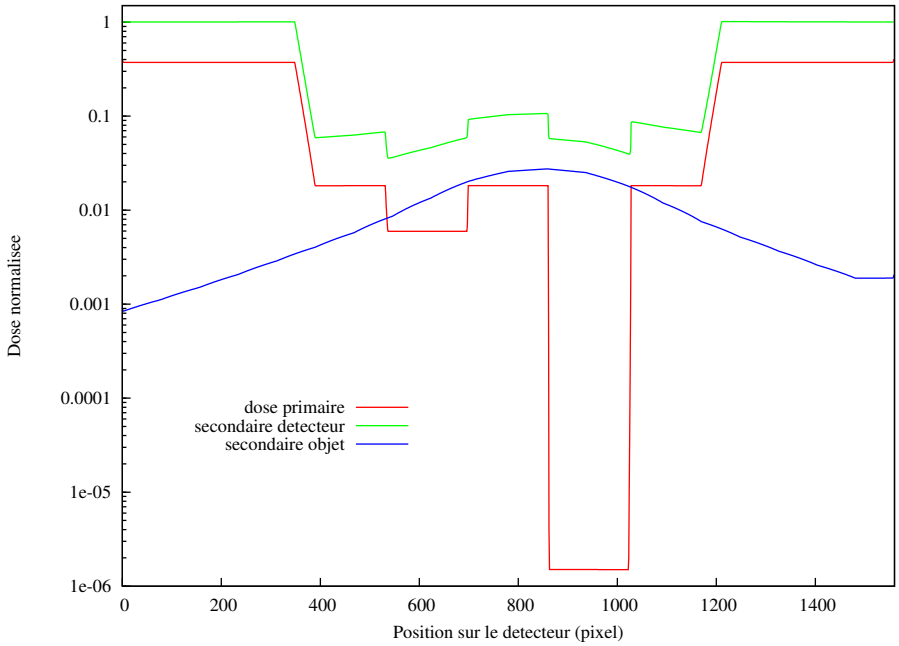


FIGURE 1.18 – Profils de la dose déposée sur une ligne horizontale au centre du détecteur.

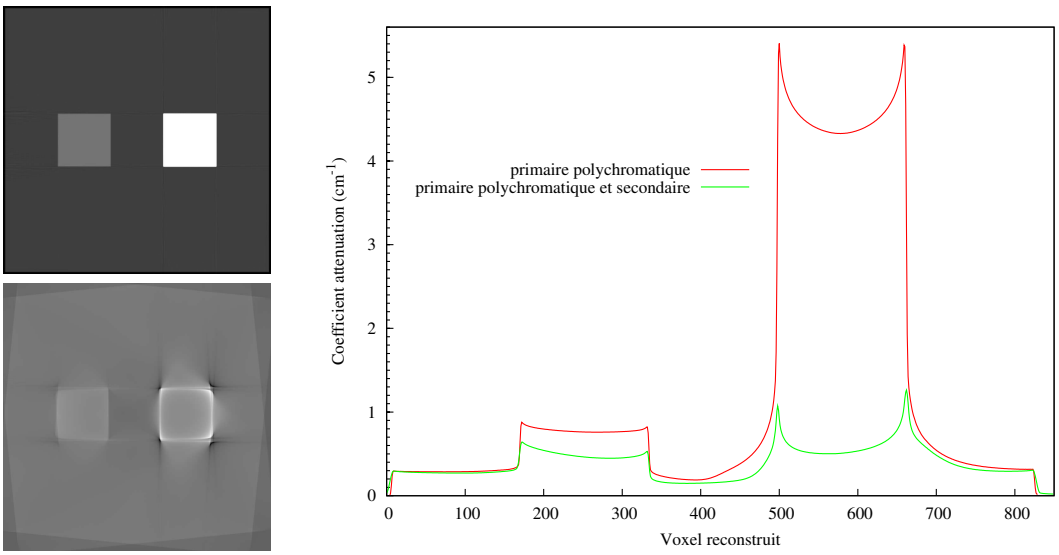


FIGURE 1.19 – Comparaison de la simulation d'une coupe tomographique d'un cube d'eau de 10 cm de côté contenant des inserts d'aluminium et de fer de 2 cm de côté. L'image en haut à gauche correspond au cas idéal où seul rayonnement primaire et monochromatique à 100 keV est considéré dans la reconstruction. L'image en bas à gauche présente la coupe reconstruite lorsque tous les artefacts sont pris en compte. Le graphe à droite présente le profil horizontal du centre de la coupe et illustre le cupping au centre du cube de fer.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1.6 Contribution de la thèse

L'étude des artefacts liés à la chaîne d'acquisition apporte une compréhension globale des phénomènes pouvant entraîner une dégradation de la qualité de l'image tomographique. Un examen plus approfondi de l'impact de chaque artefact (isolé ou par rapport aux autres) représente une tâche considérable. Nous avons montré en figure 1.12 que le rayonnement secondaire joue un rôle majeur en géométrie conique en détériorant le contraste et en créant des inhomogénéités dans le volume reconstruit. En effet, l'utilisation de détecteurs plans permet d'accéder rapidement à des données volumiques de l'objet mais nécessite d'irradier une grande partie de l'objet et du détecteur. L'objectif de cette étude est de proposer une méthodologie de correction des artefacts liés aux rayonnements secondaires ainsi qu'au durcissement de faisceau.

Dans le contexte de contrôle industriel, les objets tomographiés présentent une grande diversité de matériaux. Les contraintes sur la qualité de l'image reconstruite souhaitée seront différentes selon l'application. Afin de pouvoir répondre à ces besoins, la méthodologie de correction doit pouvoir être adaptable à l'objet. Elle doit également permettre d'obtenir une image finale précise au niveau quantitatif.

Le chapitre 2 introduit les méthodes de la littérature permettant une correction du rayonnement secondaire en imagerie CBCT. Globalement, une méthodologie de correction se compose de deux étapes : l'estimation de l'erreur et sa compensation. Le choix de notre approche pour la mise en place d'une solution est explicité.

Le chapitre 3 expose l'étape d'estimation : un modèle simulé de la plateforme d'acquisition est développé afin de pouvoir qualifier et quantifier les rayonnements secondaires. Ces informations permettront de donner des indications pour choisir au mieux les paramètres d'acquisition. Elles apporteront également une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et de la validité des hypothèses des modèles les représentant.

Enfin, le chapitre 4 présente le développement de la méthode de correction utilisant les données issues de la simulation. Le principe est validé par l'étude de deux objets : un mono-matériau et un poly-matériaux.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 2

Correction du rayonnement secondaire en CBCT

Sommaire

2.1 Méthodes physiques de réduction 41
2.1.1 La collimation 41
2.1.2 Les filtres 42
2.1.3 L'air-gap 42
2.1.4 Les grilles anti-diffusantes (anti-scatter grids) 42
2.2 Estimation du secondaire objet 42
2.2.1 Estimation empirique 42
2.2.2 Estimation par modulation du rayonnement primaire 44
2.2.3 Estimation d'un noyau de rayonnement secondaire 44
2.2.4 Estimation par un modèle analytique 45
2.2.5 Estimation par simulations Monte Carlo 46
2.3 Estimation du secondaire détecteur 49
2.3.1 Estimation empirique 49
2.3.2 Estimation par simulations Monte Carlo 49
2.4 Compensation du secondaire 50
2.4.1 Dans le domaine des projections 50
2.4.2 Dans le domaine de l'objet reconstruit 50
2.5 Approche développée dans le cadre du projet 51

Cette section présente une revue de l'état de l'art pour la correction du rayonnement secondaire. Plusieurs approches sont possibles dans le traitement de cet artefact : la réduction du signal par des méthodes physiques ou l'estimation du secondaire et sa compensation. Les différentes méthodes d'estimation exposées concernent le rayonnement secondaire objet. Le cas du rayonnement secondaire détecteur est traité séparément. Les méthodologies de compensation sont décrites. Enfin, la méthodologie de correction du rayonnement secondaire proposée dans le cadre de notre étude est présentée.

2.1 Méthodes physiques de réduction

2.1.1 La collimation

Un collimateur peut être placé à la sortie du tube afin de réduire le cône d'émission du tube et diminuer ainsi le signal secondaire provenant de régions hors champ d'intérêt. Notre système ne dispose pas de collimateur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.1.2 Les filtres

Une technique développée pour des applications médicales consiste à placer un filtre appelé bow-tie (en référence à sa forme) entre la source et l'objet. Ce filtre permet d'atténuer le faisceau en amont de l'objet et de réduire ainsi la largeur du spectre. De par sa forme, il permet de compenser le fait que l'atténuation est plus faible sur les bords lorsque l'objet est cylindrique ou circulaire. Les énergies les plus basses sont atténuées, diminuant ainsi les artefacts liés au durcissement du faisceau. L'efficacité du bow-tie en CBCT a été démontrée [8, 9].

Cependant, il intervient principalement sur le rayonnement primaire en permettant d'obtenir une image de l'objet plus uniforme. Cette méthode réduit le SPR mais ne corrige pas quantitativement le rayonnement secondaire. Par ailleurs, le filtre demande une hypothèse forte sur la forme de l'objet (assimilé à un cylindre).

2.1.3 L'air-gap

Le rayonnement secondaire, suite à une interaction, est émis dans toutes les directions de l'espace. La probabilité pour qu'un photon soit émis dans une direction donnée est établie par la section efficace différentielle. En éloignant le détecteur, on réduit l'angle solide couvert par le détecteur par rapport aux sites d'interactions dans l'objet. Le rayonnement secondaire est ainsi davantage réduit que le rayonnement primaire. L'air-gap est cette distance d'air entre l'objet et le détecteur.

Il s'agit toutefois de trouver un compromis entre la réduction du secondaire et la qualité globale de l'image reconstruite. Lorsque la taille du foyer est de l'ordre du millimètre, éloigner le détecteur revient à augmenter le flou du foyer. Pour un micro-foyer, éloigner le détecteur implique également une diminution du flux incident et une augmentation du bruit quantique de l'image, en particulier si l'objet est atténuant.

2.1.4 Les grilles anti-diffusantes (anti-scatter grids)

Un ensemble de lamelles métalliques disposées parallèlement (généralement une alternance entre du plomb et un autre matériau peu absorbant) est placé devant le détecteur. Il est orienté de telle sorte qu'une majeure partie du rayonnement primaire atteigne le détecteur et que la majeure partie du rayonnement secondaire provenant d'autres directions soit absorbée. Le SPR est ainsi diminué.

Par contre, une partie des photons du rayonnement primaire étant absorbée, le rapport signal sur bruit (signal-to-noise ratio, SNR) diminue également. L'emploi de grilles anti-diffusantes s'accompagne donc souvent d'une augmentation de la dose délivrée à la pièce étudiée, ce qui peut poser problème dans des applications médicales. Une étude par simulation Monte Carlo montre que le contraste est réduit par l'emploi d'une grille, en particulier lorsque l'objet est de faible dimension [10]. Par ailleurs, les grilles anti-diffusantes ne suffisent pas à réduire vraiment le secondaire en CBCT, il faut malgré tout recourir à d'autres méthodes pour le compenser.

2.2 Estimation du secondaire objet

2.2.1 Estimation empirique

La technique des beam-stop arrays (BSA) met en jeu une plaque constituée de petits cylindres très atténuants collés de manière régulière sur une plaque de lucite, placée entre la source et l'objet. Les cylindres absorbent le rayonnement primaire comme illustré sur la figure 2.1. Pour estimer le secondaire objet, on acquiert deux images : l'une avec le BSA afin d'estimer le secondaire en interpolant les valeurs mesurées dans l'ombre des beam stops, et l'autre sans pour obtenir une image du primaire et du secondaire.

Plusieurs hypothèses sont émises :

– la distribution spatiale du secondaire est considérée stationnaire (valide au centre de l'objet mais pas sur ses bords).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

– l'intensité du rayonnement secondaire détecté est supposée varier lentement dans l'espace de telle sorte que l'on puisse estimer la distribution du secondaire par interpolation.
– la rémanence est négligée.

Le principal inconvénient de la méthode des beams stops telle que présentée par Love [11] est qu'elle nécessite des acquisitions supplémentaires de l'objet examiné et implique donc une augmentation du temps d'acquisition et de la dose. Le coût de cette technique est donc prohibitif en tomographie.

De nombreuses études visent ainsi à optimiser le nombre de vues nécessaires à l'estimation du secondaire. Il s'agit par exemple de déplacer la grille de beam-stops pendant la rotation de l'objet afin de retrouver la dose primaire et la dose secondaire par interpolation angulaire [12]. La limite de cette méthode est que l'interpolation restitue mal les hautes fréquences du signal primaire. Le pas des BSA nécessaire au bon échantillonnage du diffusé s'avère souvent trop contraignant [6]. Une routine d'optimisation a également été proposée pour déterminer le pas et la taille des bloqueurs en fonction de l'objet examiné [13]. Une autre approche propose de déplacer le BSA pendant trois rotations de l'objet, une vue sur trois est bloquée, et l'interpolation s'effectue à partir des deux suivantes [14].

Plutôt que des bloqueurs circulaires, le faisceau peut être bloqué par des bandes de plomb, appelées block strips. Le principe est le même que pour les BSA : estimation du secondaire dans l'ombre et interpolation. Le CNR est moins altéré que dans une technique classique de BSA, d'après Jin [15]. Les blocks strips peuvent être déplacés verticalement pendant que l'objet tourne pour restituer au mieux le primaire et le secondaire [16].

Une autre méthode consiste à placer une plaque de plomb percée de trous, un beam-hole array (BHA), entre la source et l'objet. Par rapport à la technique des BSA, le signal primaire n'est pas atténué par la plaque arrière et le signal secondaire est mieux estimé dans les zones excentrées [17].

La mise en place de la mécanique de déplacement des bloqueurs ajoute un niveau de complexité à l'acquisition CBCT. Il faut concevoir un équipement précis et dimensionné pour le type d'objets tomographiés. Par ailleurs, les bloqueurs peuvent être eux-mêmes des sources de rayonnements secondaires résiduels. Cette approche ne paraît pas la plus adaptée dans le contexte de tomographie en ligne mais peut fournir des validations ponctuelles.

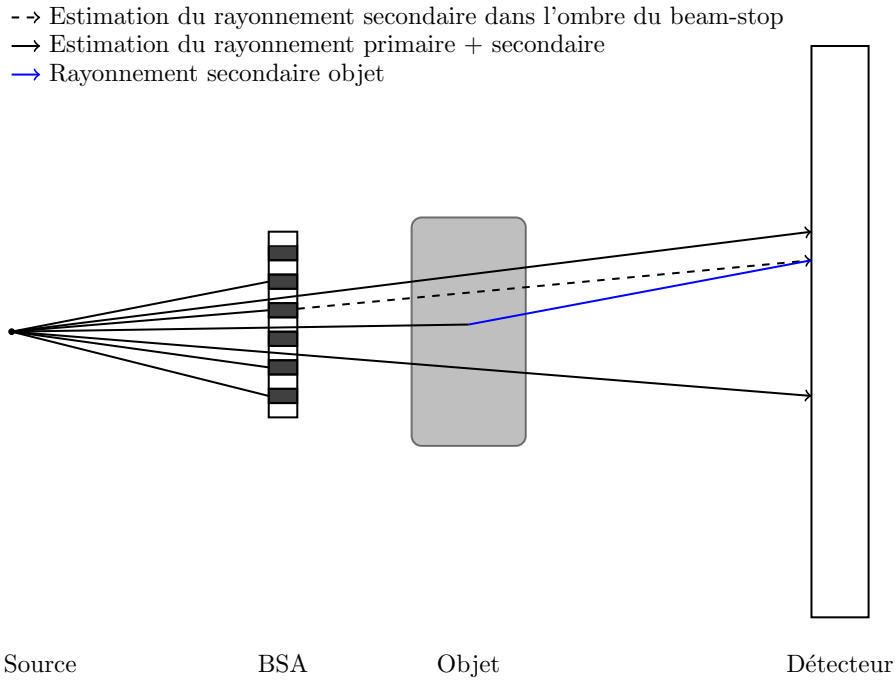


FIGURE 2.1 – Acquisition par la méthode des beams-stops. Le secondaire objet est estimé par interpolation entre les valeurs mesurées dans l'ombre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Une autre façon de mesurer le secondaire utilise le signal récolté par la partie du détecteur non éclairée lorsque le faisceau incident est collimaté. La méthode de Siewerdsen [18] repose sur l'hypothèse que le signal dans l'ombre du collimateur provient exclusivement du rayonnement secondaire. Le signal secondaire est d'abord mesuré dans les bords de l'image puis estimé sur toute l'image en interpolant ces valeurs à l'aide d'une 'fonction de secondaire'. Cette méthode est peu précise car le niveau du diffusé sur les bords du détecteur est faible, ce qui rend l'interpolation délicate. L'algorithme nécessite le réglage de plusieurs paramètres : position du collimateur, ordre du polynôme de fitting, largeur du filtre de smoothing, et un coefficient de smoothing entre projections. Un mauvais réglage de ces paramètres entraîne une erreur d'estimation du secondaire et génère de nombreux artefacts dans la reconstruction.

2.2.2 Estimation par modulation du rayonnement primaire

La méthode de Zhu [19] consiste à insérer un modulateur du primaire entre la source et l'objet, à savoir une plaque de différents matériaux atténuateurs disposés en un motif d'échiquier. Cette plaque introduit des composantes hautes fréquences dans le rayonnement primaire alors que le secondaire reste à dominante basse fréquence. Il est alors aisé de séparer les deux signaux dans le domaine de Fourier.

Une procédure de filtrage linéaire et de démodulation permet de récupérer les composantes basses fréquences du primaire puis d'extraire le secondaire. Les techniques de filtrage linéaire permettent d'ailleurs une implémentation efficace des calculs. Cette technique ne nécessite pas d'acquisitions supplémentaires et se prête donc à une application en temps réel. Afin d'éviter les incertitudes sur les bords des bloqueurs, seules les données au centre des régions de haute et basse intensité sont considérées. Les projections sont sous-échantillonnées avec pour période la taille du diamètre de l'ombre d'un bloqueur. Pour remédier aux erreurs introduites par les bords de l'objet et l'utilisation de techniques de filtrage linéaire, un algorithme de détection des contours est introduit dans la correction du secondaire.

Dans l'approche de Maltz [20], la plaque de modulation est insérée entre l'objet et le détecteur, ce qui réduit la dose reçue. Il faut que le modulateur soit suffisamment fin pour qu'il n'y ait pas de rayons obliques. Le secondaire est corrigé par une méthode de filtrage non-linéaire. Il se peut cependant que cette approche soit compliquée à mettre en œuvre si le spectre émis est étendu. L'inconvénient majeur de cette technique est la perte de résolution de l'image corrigée.

Les paramètres du système de modulation (pas et atténuation des bloqueurs, fréquence de coupure du filtrage) dépendent de la composition fréquentielle des rayonnements primaires et secondaires. Ils devront être déterminés par simulation ou par expérience. Il faut envisager la construction d'un modulateur adapté à chaque objet tomographié et dont les bloqueurs n'entraînent pas trop d'artefacts supplémentaires. Pour une application en micro-tomographie, cette méthode peut s'avérer assez coûteuse et délicate.

2.2.3 Estimation d'un noyau de rayonnement secondaire

Dans cette approche, le rayonnement secondaire objet est considéré équivalent à une version floue du primaire. La distribution du secondaire objet $I_{\mathrm{so}}(r)$ est alors représentée par une convolution entre le signal du primaire $I_{\mathrm{p}}(r)$ et un noyau de secondaire ou une PSF $h_{\mathrm{so}}(r)$:

$$I_{\mathrm{so}}(r) = I_{\mathrm{p}}(r) * h_{\mathrm{so}}(r) \tag{2.1}$$

L'image mesurée $I_{\mathrm{m}}(r)$ résulte des contributions du signal primaire et du secondaire objet :

$$I_{\mathrm{m}}(r) = I_{\mathrm{p}}(r) + I_{\mathrm{so}}(r) \tag{2.2}$$

Le secondaire détecteur est négligé ou traité séparément. L'enjeu de la recherche pour cette technique est d'estimer correctement le noyau de convolution. Celui-ci est représenté par un faisceau fin (pencil-beam) traversant l'objet et dépendant de l'épaisseur de l'objet. Il est obtenu par des mesures directes de la PSF, en dérivant une fonction de bord (ESF) ou par simulation Monte Carlo. Les mesures étant sensibles au bruit, il convient d'augmenter le rapport signal-sur-bruit en augmentant la dose ou en réduisant par filtrage le bruit induit par les dérivations.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Dans l'approche de Li [21], les ESF sont extraites d'images de plaques d'eau d'épaisseurs croissantes en half-scan. Il s'agit de placer une plaque de plomb sur la moitié de l'objet et de déplacer le détecteur afin d'augmenter le champ. Une expérience montre qu'il est préférable d'utiliser des plaques de plomb plutôt que des collimateurs afin que les bords soient plus nets. Le noyau de secondaire objet est supposé invariant spatialement.

L'algorithme SHS (scatter kernel superposition) permet de composer le noyau à partir de noyaux de convolution variant spatialement et dépendant de l'énergie et de l'épaisseur traversée [22]. Ils sont caractérisés par une fraction de secondaire et une étendue radiale. Cette étude montre que le critère d'invariance spatiale du noyau donne de moins bons résultats.

La méthode présentée par Maltz [23] s'appuie sur des cartes de secondaire obtenues hors-ligne par simulation Monte Carlo de cylindres d'eau d'épaisseur variable. Une base de données de noyaux de secondaire bi-dimensionnels est ainsi constituée en faisant varier l'énergie de la source, la distance entre la source et le détecteur, le diamètre du cylindre, etc. Un algorithme itératif permet d'estimer le noyau du secondaire associé à l'objet tomographié à partir des données expérimentales.

Plusieurs hypothèses sont émises. Le rayonnement secondaire total est la somme des contributions des rayonnements secondaires dus à chacun des rayons traversant l'objet, chaque contribution dépendant exclusivement du matériau qu'elle traverse. Ces hypothèses ne sont pas valides pour des objets composés de plusieurs matériaux ni sur leurs bords. Une correction est donc apportée aux noyaux afin d'ignorer la contribution des photons provenant des bords des cylindres de calibration.

Un aspect intéressant des travaux de Maltz [23] est l'intégration d'un modèle du faisceau et du détecteur. Le faisceau varie en intensité et dans l'espace pour un ensemble d'énergies. Les projections sont corrigées pour prendre en compte les inhomogénéités du détecteur.

L'approche de Sun [24] propose une amélioration des techniques précédentes. Les noyaux sont considérés non-stationnaires et vont ainsi pouvoir rendre compte des variations locales d'épaisseur de l'objet. En effet, les bords de l'objet vont quantitativement générer plus de signal secondaire par rapport à des zones au centre de l'objet puisqu'ils vont recevoir plus de signal primaire. L'apprentissage des noyaux est effectué sur des objets elliptiques et un paramètre d'élasticité est introduit de façon à introduire une asymétrie dans le noyau. La base de données de noyaux est constituée de groupes correspondant à des épaisseurs croissantes d'objet et pour lequels des familles de noyaux sont créées, chacune ayant des paramètres d'amplitude et de forme différents.

Les travaux de Meyer [25] reprennent l'idée de superposition de noyaux de secondaire. Cependant, ceux-ci sont obtenus par simulation Monte Carlo de faisceaux polychromatiques traversant des objets elliptiques d'épaisseur croissante, de façon à gérer au mieux les effets de bords. La technique de normalisation consistant à comparer les dimensions reconstruites de l'objet à celles des objets de calibration n'est toutefois pas robuste lorque les objets sont multi-matériaux.

L'algorithme SKS est performant pour des applications médicales (mammographie, imagerie thoracique...). Les objets sont donc de géométrie elliptique et constitués de matériaux dont les densités sont proches de celle de l'eau. L'étape de conversion de l'image acquise en épaisseur équivalente d'eau traversée est délicate si l'objet est composé de matériaux fortement atténuants. Dans un contexte industriel, le contraste peut être très élevé au sein d'un même objet contenant des éléments métalliques et des polymères. Cette méthode ne semble pas adaptée à notre application de CBCT industrielle.

2.2.4 Estimation par un modèle analytique

Rinkel [26] propose de construire une fonction de déformation multiplicative à partir de l'analyse théorique du diffusé Compton d'ordre 1 issu d'un segment d'objet. Le calcul reprend les travaux de Bai [27] et se décompose en trois étapes :

- la propagation par lancer de rayons de la source jusqu'à un point diffusant de l'objet, suivant la loi d'atténuation de Beer-Lambert.
- la diffusion en ce point avec une probabilité de diffusion issue de la section efficace de Klein-Nishina.
- la propagation depuis le point jusqu'au détecteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'image du secondaire objet est obtenue par la convolution entre un potentiel associé au segment de l'objet traversé et une PSF modélisant la distribution du rayonnement diffusé par le segment. Par hypothèse, la distribution spatiale du secondaire est gaussienne, stationnaire et le rayonnement mono-énergétique. Dans ce modèle, on ne corrige que la composante moyenne du rayonnement secondaire. On n'accède pas au bruit produit par chacun des évènements diffusants. Aussi, Rinkel [26] a combiné son étude avec l'utilisation de grilles anti-diffusantes.

Dans un premier temps, une base de données hors ligne de cartes du secondaire est constituée. Une technique de beam-stops permet d'estimer des cartes de secondaire d'objets de calibration. Il s'agit ici de plaques de lucite d'épaisseurs croissantes (et dont l'atténuation est équivalente à celle des tissus humains). Puis, pour chaque projection, on détermine une épaisseur équivalente de lucite à partir des niveaux de gris moyen dans les zones d'intérêt. On déduit une carte de secondaire équivalente en interpolant à partir des cartes de secondaire objet de la base de données. Cette carte équivalente est alors transformée analytiquement en ligne afin de prendre en compte les inhomogénéités de l'objet.

L'approche analytique possède plusieurs limites. Les effets de bords sont mal représentés par les objets utilisés comme référence et les objets sont souvent hétérogènes dans un contexte industriel. Une reformulation du diffusé Compton en fonction de la fluence du primaire permet de prendre en compte le caractère multi-matériaux de l'objet [28]. Les modèles analytiques négligent la diffusion Rayleigh et l'effet photoélectrique et ne s'intéressent qu'au diffusé Compton d'ordre 1, prédominant dans le domaine médical. La dose due aux évènements Compton d'ordre multiple est considérée constante sur l'image.

2.2.5 Estimation par simulations Monte Carlo

Dans cette approche, on modélise de façon exacte les phénomènes physiques. La forme et la composition de l'objet sont connues par des a priori ou des modèles volumiques issus de processus itératifs. On peut également modéliser tous les ordres du secondaire (la plupart des approches ne modélisent que l'ordre 1 et négligent les ordres supérieurs).

En pratique, les temps de simulation sont dissuasifs [29, 30]. Les travaux de recherche visent à accélérer et optimiser l'implémentation.

2.2.5.1 Détection forcée - la méthode hybride

Dans l'approche hybride [31,32], le primaire est estimé de façon déterministe, exacte et rapide. Les rayonnements d'ordre supérieur sont obtenus par une simulation Monte Carlo réduite (on restreint le nombre d'interactions par photon pour diminuer les temps de calcul).

La méthode déterministe consiste à calculer analytiquement une intégrale sur un ensemble de voxels actifs le long d'un rayon entre la source et le détecteur et sur un ensemble d'énergies (provenant du spectre émis discrétisé). Le temps de calcul de cette intégrale dépend du nombre de voxels considérés, du nombre de pixels du détecteur ainsi que du nombre de raies modélisant le faisceau incident. Le plus coûteux en terme de calcul est le lancer de rayons nécessaire à l'estimation de l'atténuation entre deux points consécutifs. Le nombre de voxels entrant en compte dans le calcul de l'intégrale peut être réduit en échantillonant judicieusement le volume d'intérêt.

Par ailleurs, étant donnée la taille des détecteurs (souvent 40×30 cm^2), il s'avère coûteux de calculer cette intégrale pour chacun des pixels du détecteur. Aussi, on n'envisage l'interaction d'un photon qu'avec seulement un ensemble de pixels du détecteur, choisis aléatoirement lors du traitement de chaque évènement de diffusion. L'image est pondérée par un facteur compensant le fait que seule une partie des pixels détecteurs a été touchée à partir du voxel considéré. On introduit de la sorte un bruit qui est corrigé par un algorithme itératif de Richardson-Lucy. On suppose que l'image est convoluée par une PSF de type Gaussienne. D'après Colijn [33], la plus haute fréquence atteinte dans la projection du diffusé est donnée par le pic de la diffusion de Rayleigh du point le plus proche du détecteur. On obtient alors une estimation de l'écart-type de la PSF.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Les ordres supérieurs du secondaire sont simulés à l'aide d'une méthode de Monte Carlo sur un modèle voxelisé de l'objet. Dans Geant4, il est possible de construire les objets par des CSG (constructive solid geometry), primitives simples et optimisées mais peu pratiques pour réaliser des objets complexes. Des BREPS (boundary represented solid) permettent d'accéder à des objets plus complexes mais nécessitent beaucoup de calculs pour le lancer de rayons car il faut parcourir un grand nombre de facettes. Les objets peuvent également être représentés à partir de grilles de voxels, les calculs sont optimisés mais il faut beaucoup de RAM pour stocker les données.

La technique développée par Thierry [32] consiste à remplacer un objet voxelisé par un objet virtuel ayant les mêmes caractéristiques à partir de primitives géométriques. Le lancer de rayons permet d'accéder à l'image du rayonnement primaire ainsi qu'à un histogramme des trajectoires des photons. La simulation Monte Carlo est lancée sur cet objet virtuel.

La méthode hybride est validée par des simulations Monte Carlo. Les résultats concordent quantitativement lorsque la distance entre l'objet et le détecteur est faible. Les fluctuations statistiques sont considérablement réduites. Si le détecteur est plus éloigné, certaines erreurs interviennent mais elles sont de moindre importance car le diffusé d'ordre supérieur est faible par rapport au primaire. Au niveau des performances, la technique de Thierry [32] permet de réduire le temps de calcul d'un facteur 3 par rapport à une simulation Monte Carlo classique.

2.2.5.2 La technique CRFD (Coarse Reconstruction and fixed detection)

L'approche de Poludniowski [34] consiste à fixer les pixels du détecteur pour lesquels le secondaire est calculé, il s'agit de la technique FFD (Fixed Forced Detection). Il en résulte une estimation du secondaire précise sur quelques pixels plutôt qu'une estimation en moyenne sur l'ensemble du détecteur [33]. Il n'est pas nécessaire d'utiliser une technique de réduction de bruit puisque chaque photon secondaire contribue au signal de chaque point cible.

Cette technique étant coûteuse en termes de temps de calcul, un nombre réduit de points cibles est utilisé. Par exemple, Poludniowski [34] considère 100 points cibles pour estimer le secondaire sur un profil d'un détecteur de 41×41 cm^2, ou une grille de 8×8 points pour une image de 256×256 pixels. Le secondaire sur l'ensemble du détecteur est alors obtenu par interpolation linéaire sur cet ensemble de points, en émetttant l'hypothèse que le signal ne comporte pas de hautes fréquences. Le signal reçu par le détecteur est converti en épaisseur équivalente d'eau grâce à un modèle de la réponse en énergie du détecteur. Il est corrigé en lui soustrayant le signal secondaire estimé par interpolation bilinéaire entre les points cibles et linéaire entre les angles de projections.

2.2.5.3 Splitting et Russian Roulette

Cette technique de réduction de la variance d'une simulation Monte Carlo consiste à transformer la trajectoire d'un photon à l'aide d'une probabilité de libre parcours moyen jusqu'à la prochaine interaction. Ainsi, lorsqu'un photon subit une interaction, il est divisé en un nombre Np de particules pour les photons primaires et Ns pour les photons secondaires. Si celles-ci se dirigent vers le détecteur, leur parcours est suivi et pondéré par la probabilité qu'elles suivent cette direction et un facteur $\frac{1}{Np}$. Si elles ne se dirigent pas vers le détecteur, elles sont éliminées par roulette russe avec une probabilité $1 - \frac{1}{Ns}$.

La technique de détection fixe forcée suppose que le signal secondaire est suffisamment basse fréquence pour qu'une estimation sur un faible nombre de points cibles suffise à reconstituer l'image complète. Cependant, pour certains types d'objets et dans des conditions particulières, cette hypothèse n'est plus valable. Mainegra-Hing [35] montre que le signal secondaire issu d'une sphère d'eau de 30 cm de diamètre est composé de hautes fréquences, provenant principalement de la diffusion Rayleigh de l'eau. L'image simulée est présentée sur la figure 2.2. Ainsi, ces aspects piqués de la distribution du secondaire ne sauraient être correctement évalués avec une technique de détection forcée dont la grille serait large (1 point tous les 2 cm dans les simulations de Poludniowski [34]).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

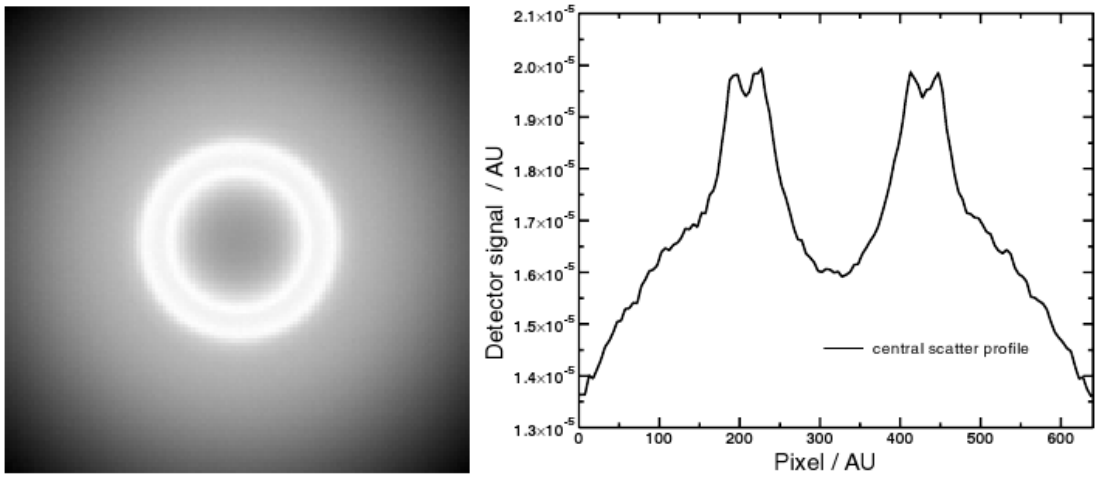


FIGURE 2.2 – Simulation Monte Carlo du rayonnement secondaire issu d'une sphère d'eau de 30 cm de diamètre irradiée par un faisceau de photons de 60 keV. L'image à gauche présente les artefacts en forme d'anneaux dus à la diffusion Rayleigh. Le profil extrait à droite montre l'aspect haute-fréquence du secondaire objet. (d'après Mainegra-Hing [35]).

Par ailleurs, la précision attendue pour l'évaluation du rayonnement secondaire peut varier dans l'image en fonction du type d'objet examiné. Ainsi, une partie de l'objet contenant plus de structures et des transitions entre différents matériaux nécessiterait un échantillonnage plus fin qu'une zone de l'image éclairée seulement par le plein flux.

Ces constats montrent les limites d'une grille régulière avec un faible nombre de points. La détection forcée fixe doit être utilisée avec vigilance : il faut garantir l'aspect basse-fréquence du secondaire avant de réaliser l'interpolation. L'approche de Mainegra-Hing [35] consiste à pondérer le splitting vers des positions ou des régions d'intérêt. Ainsi la distribution de probabilité utilisée pour le splitting ne dépend plus de la direction de la particule. Elle est calculée de sorte que la contribution de chacune des particules sur le détecteur soit approximativement constante.

2.2.5.4 Optimisation par débruitage d'une simulation à faible statistique

La méthode de Zbijewski [36] repose sur l'hypothèse que la distribution du secondaire évolue lentement avec l'angle de projection. On peut ainsi utiliser les données des projections voisines pour réduire les calculs.

Ici, le nombre de photons simulés est de 10^4 à 10^5 photons/projection (soit moins d'un photon par pixel) alors que des simulations MC standards considérent 10^7-10^9 photons/projection (soit 10 à 100 photons par pixel). Par conséquent, les estimations du secondaire sont assez bruitées. Le bruit est réduit avec un fitting 3D de Richardson-Lucy (RL), qui s'apparente à une méthode d'optimisation de type maximum de vraisemblance ou EM. La méthode RL s'avère robuste au bruit, facile à implémenter et permet de gérer des données incomplètes. Elle nécessite un noyau de convolution du flou, une Gaussienne 3D.

L'algorithme est initialisé avec des reconstructions issues de l'algorithme OSC (ordered subsets convex) d'une image constituée d'un cylindre d'eau. Puis on effectue une simulation Monte Carlo du secondaire objet. Cette estimation est débruitée par la méthode RL. Enfin, on intégre cette estimation dans l'algorithme de reconstruction statistique afin d'obtenir la reconstruction corrigée de l'objet.

La méthode permet d'accélérer le calcul des simulations Monte Carlo : la simulation et le débruitage durant environ 2 minutes par projection sur un détecteur de 500 × 125 voxels. Cela permet dès lors d'inclure ces calculs dans le processus de reconstruction et de post-traitement. Cependant, la réduction du temps de calcul par l'approche de détection forcée paraît plus robuste et plus simple à mettre en œuvre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.3 Estimation du secondaire détecteur

Un modèle plus exhaustif d'un système de CBCT prend en compte explicitement les rayonnements secondaires issus du détecteur lui-même. L'image mesurée I_{m} est la somme de trois contributions : le signal primaire, le secondaire objet et le secondaire détecteur I_{sd} :

$$I_{\mathrm{m}}(r) = I_{\mathrm{p}}(r) + I_{\mathrm{so}}(r) + I_{\mathrm{sd}}(r) \tag{2.3}$$

2.3.1 Estimation empirique

2.3.1.1 Avec des Beam-Stop Arrays

La méthode des beams-stops permet d'estimer le secondaire détecteur. En effet, les mesures dans l'ombre des beams stops en plein flux (sans objet) permettent de reconstituer la contribution du détecteur par interpolation.

Le modèle de convolution peut également convenir pour l'estimation du diffusé détecteur. L'approche de Rinkel [37] permet d'estimer le secondaire détecteur à l'aide de BSA. L'image du rayonnement secondaire détecteur I_{sd} associé à un flux incident Φ est modélisée selon l'équation 2.4 où C est une image représentant la variation spatiale du potentiel de diffusion et K_d la PSF du secondaire détecteur. Par hypothèse, K_d est approximée par une fonction Gaussienne 2d circulaire et symétrique.

$$I_{\mathrm{sd}}(\Phi) = (C \times \Phi) * K_d \tag{2.4}$$

La calibration consiste à déterminer l'image C et la PSF K_d à l'aide d'une méthode de BSA, en l'absence d'objet. Le flux est mesuré puis moyenné sur les pixels centraux des projections des beam-stops pour plusieurs positions de la plaque de BSA. Enfin, une interpolation spatiale par la méthode des splines est réalisée entre les différentes tâches. La correction du secondaire détecteur est appliquée aux images de transmission. Elle revient à une déconvolution et est réalisée par une approche itérative de type point fixe.

2.3.1.2 Mesure de l'ESF

Le rayonnement détecteur peut être évalué par la mesure de la réponse du détecteur plan à un bord. La méthode de Poludniowski [38] consiste à bloquer le faisceau incident sur la moitié du détecteur par une plaque de 6 mm de plomb alignée avec un laser. L'image est normalisée en gain et moyennée de façon à obtenir l'ESF. La dérivée de l'ESF procure une LSF expérimentale. Afin d'obtenir la PSF du détecteur, deux hypothèses sont émises : la PSF est invariante spatialement et symétrique par rotation. Des paramètres expérimentaux permettent le fitting de la LSF pour en déduire la PSF.

Les PSF obtenues pour différentes énergies présentent un aspect de longues trainées qui s'expliquent par des évènements de diffusion dans le capot du détecteur et dans le scintillateur. La correction consiste à déconvoluer les images acquises à l'aide de la PSF établie pour l'énergie correspondante. Cette méthode présente de bons résultats en terme d'amélioration du contraste des volumes reconstruits et souligne l'importance du traitement des rayonnements secondaires détecteurs. Cependant, le passage de l'ESF à la LSF constitue une étape délicate.

2.3.2 Estimation par simulations Monte Carlo

Un modèle de détecteur plan (comprenant le capot, le scintillateur et une plaque arrière) est construit dans un environnement Monte Carlo. Sun [24] propose de calculer la PSF en simulant la réponse du détecteur à un pencil-beam orthogonal. Cette estimation permet de régler les paramètres d'un noyau d'étalement du secondaire détecteur h_{sd} afin d'obtenir l'image due au secondaire détecteur par convolution avec l'image mesurée I, selon l'équation 2.5.

$$I_{\mathrm{sd}}(r) = I_{\mathrm{m}}(r) * h_{\mathrm{sd}}(r) \tag{2.5}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.4 Compensation du secondaire

Des routines heuristiques de post-traitement peuvent améliorer la qualité de l'image en influant sur le contraste ou la netteté des contours. Elles facilitent la visualisation de l'objet reconstruit mais ne constituent pas une correction du secondaire dans le sens où elles ne se basent sur aucune estimation de cet artefact. Nous développons ici les différentes méthodes de compensation du secondaire basées sur une estimation antérieure de celui-ci.

Le choix de la technique la plus appropriée dépend de la façon dont le secondaire a été estimé et des attentes en terme de complexité et de temps. La correction peut être appliquée dans le domaine des projections ou dans le domaine du volume reconstruit.

2.4.1 Dans le domaine des projections

L'estimation du secondaire est obtenue pour chaque projection par une approche empirique ou un modèle mathématique. Cette technique consiste à compenser indépendamment chaque projection pour le secondaire estimé correspondant afin d'isoler le primaire. La contribution du secondaire détecteur, lorsqu'elle est connue, est soustraite à l'image mesurée avant de procéder à la correction du secondaire objet. Les images corrigées sont reconstruites pour obtenir le volume tomographique final. Deux stratégies de compensation se distinguent :

- les méthodes déterministes
  La déconvolution utilise les noyaux de secondaire estimés par les techniques présentées dans le paragraphe 2.2.3 en page 44 afin de résoudre l'équation 2.1. Des travaux ont été menés dans le domaine temporel [39] comme dans le domaine fréquentiel [22, 40]. De nombreuses études visent à mettre au point un algorithme de déconvolution rapide et robuste. Le secondaire peut être corrigé par une déconvolution itérative selon Li [21]. La compensation du secondaire peut également être décrite par l'équation 2.6. Un schéma soustractif itératif permet de résoudre ce problème de type point fixe. Quelques itérations suffisent mais les temps de calcul peuvent devenir importants. Des précautions doivent être prises (notamment en utilisant des paramètres de relaxation) afin d'éviter la divergence de l'algorithme itératif.

$$I_{\mathrm{p}}(r) = I_{\mathrm{m}}(r) - I_{\mathrm{so}}(r) \tag{2.6}$$

- les méthodes statistiques
  Dans l'approche statistique, les distributions des rayonnements primaire et secondaire sont des fonctions aléatoires représentées par des modèles mathématiques (Gaussien ou Poisson). Les algorithmes standards d'estimation de ces distributions tels que le maximum de vraisemblance ou l'algorithme EM (expectation-maximisation) sont alors adaptés. Ces méthodes s'avèrent rapides mais nécessitent le réglage de nombreux paramètres afin de régulariser au mieux le problème d'estimation.

2.4.2 Dans le domaine de l'objet reconstruit

Ici, le secondaire est estimé par des modèles analytiques ou des simulations Monte Carlo à partir d'une première reconstruction. Le volume est alors corrigé à l'aide d'une rétro-action de ces données sur les projections. L'intérêt de cette approche repose sur le fait que les techniques d'estimation du secondaire à partir de l'objet sont plus performantes et potentiellement exactes. Son principal inconvénient, en particulier pour les méthodes Monte Carlo, reste son coût en temps de calcul.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.5 Approche développée dans le cadre du projet

Les méthodes de correction reposent pour la plupart sur l'hypothèse que le rayonnement secondaire possède une étendue spectrale limitée et basse fréquence spatialement. Cette hypothèse n'est pas valide en ce qui concerne le secondaire dû au détecteur, comme l'a montré Peterzol [6] pour de hautes énergies. Dans le cas d'applications industrielles, corriger seulement le secondaire objet ne suffit pas, il faut également prendre en compte les secondaires de l'environnement et du détecteur. Dans le cadre de ce projet, nous visons à quantifier et comprendre les différentes composantes du rayonnement secondaire. L'étape d'estimation du secondaire requiert des hypothèses qui doivent être émises en fonction des observations recueillies. Alors seulement, la faisabilité de notre modèle de correction peut être prouvée.

La méthode de compensation du secondaire que je propose dans cette étude s'appuie sur les techniques itératives de compensation de l'objet reconstruit. L'estimation choisie repose sur un modèle physique réaliste du secondaire provenant de l'objet ou du détecteur. Les techniques de Monte Carlo sont les plus appropriées pour modéliser la physique du système. Par ailleurs, un modèle 3D du détecteur est implanté afin de rendre compte des interactions croisées entre l'objet et le détecteur.

Soit la fonction f décrivant l'objet tomographié et A l'opérateur représentant l'acquisition par le système réel, l'ensemble des données projetées et normalisées I_N s'écrit suivant l'équation 2.7. Une rétroprojection initiale à l'aide de l'opérateur R fournit une première estimation $f^{(0)}$ suivant l'équation 2.8.

$$I_N = Af \tag{2.7}$$

$$f^{(0)} = RI_N \tag{2.8}$$

La simulation basée sur une méthode Monte Carlo permet de calculer l'image projetée de cette estimation initiale de l'objet. Soit P l'opérateur de projection du système simulé, l'ensemble des données projetées et normalisées S_N s'écrit suivant l'équation 2.9. Le processus itératif consiste ainsi à calculer les images compensées en artefacts $f^{(k)}$ selon l'équation 2.10 jusqu'à l'obtention du critère de convergence décrit par le paramètre ϵ dans l'équation 2.11.

$$S_N^{(k)} = Pf^{(k)} \tag{2.9}$$

$$f^{(k+1)} = f^{(k)} + R(I_N - S_N^{(k)}) \tag{2.10}$$

$$\|f^{(k+1)} - f^{(k)}\| < \epsilon \tag{2.11}$$

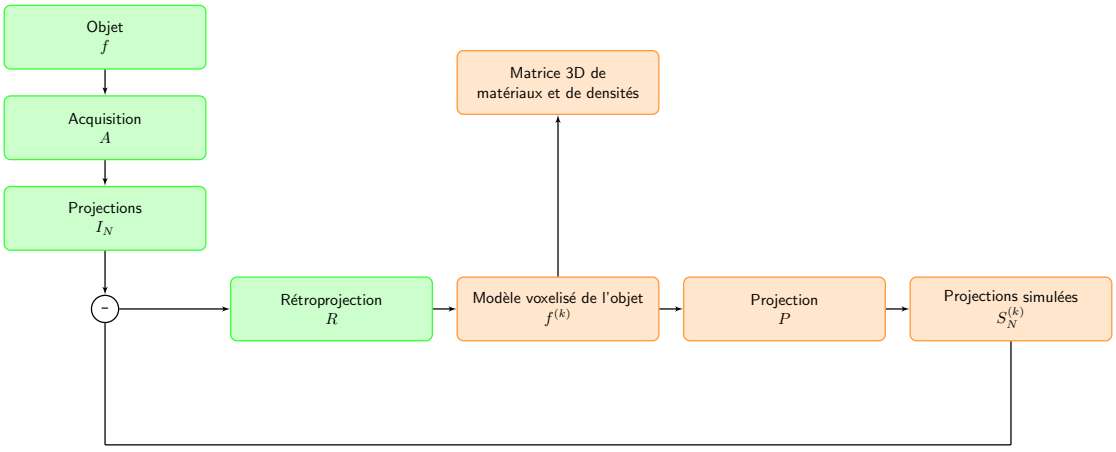


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de la correction des artefacts du système.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Le schéma en figure 2.3 illustre la méthode de correction itérative développée dans notre étude. L'enjeu de cette méthode consiste à estimer au mieux les dégradations du système d'acquisition. La simulation Monte Carlo s'inscrit ici au cœur de l'opérateur P afin de nous fournir l'image des rayonnements primaires et secondaires pour un spectre incident polychromatique. Nous disposons de données du constructeur nous permettant de modéliser au mieux le comportement du détecteur. Nous considérons que nous avons également des connaissances a priori sur la composition des objets à étudier.

Le modèle de simulation que j'ai développé représente l'ensemble de la chaîne d'acquisition. Il permet de calculer la dose reçue par le détecteur, en prenant en compte les contributions du signal primaire et des rayonnements secondaires dans l'objet et dans le détecteur. Les modèles voxelisés de l'objet et du détecteur rendent les calculs Monte Carlo particulièrement coûteux en temps. L'outil de simulation est volontairement conçu avec une certaine complexité afin de pouvoir juger de la pertinence de futures hypothèses ou approximations. Dans un second temps, des méthodes d'accélération (réduction de variance, sous-échantillonnage, étude de la PSF) sont implantées et validées.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 3

Quantification du rayonnement secondaire

Sommaire

3.1 Méthode hybride (déterministe/Monte Carlo) 54
3.1.1 Mise en place du lancer de rayons 55
3.1.2 Dose déposée dans un voxel du scintillateur 55
3.1.3 Dose due au rayonnement secondaire 56
3.1.4 Simulation d'un évènement unique de diffusion 57
3.1.5 Validation par rapport à une méthode de Monte Carlo complète . . . 58
3.1.6 Validation du modèle physique 60
3.1.7 Complexité du modèle de simulation 61
3.2 Étude du comportement du détecteur 63
3.2.1 Influence de l'énergie incidente 63
3.2.2 Étude de la contribution de la plaque arrière en plomb 66
3.2.3 Influence de l'angle d'incidence 68
3.2.4 Influence de la rétro-diffusion du détecteur vers l'objet 69
3.3 Modèle de rayonnement secondaire détecteur basé sur une convolution 71
3.3.1 Le noyau de convolution 71
3.3.2 Calcul du secondaire dû au détecteur 72
3.3.3 Validation de l'approche par convolution 73
3.4 Méthode de détection forcée fixe 78
3.4.1 Influence du pas d'échantillonnage 78
3.4.2 Influence du nombre de photons incidents 80
3.4.3 Synthèse 82

Cette section présente le modèle de simulation mis en place pour étudier les rayonnements secondaires provenant de l'objet et du détecteur. Une approche purement Monte Carlo étant proscrite car trop coûteuse en terme de temps de calcul, des méthodes d'accélération des calculs sont présentées. La première technique est une extension de la méthode hybride présentée en 2.2.5.1. Puis le calcul du secondaire détecteur est estimé par notre approche de convolution. Enfin, le calcul du secondaire objet est accéléré par une adaptation de la technique de la détection fixe forcée présentée en 2.2.5.2.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.1 Méthode hybride (déterministe/Monte Carlo)

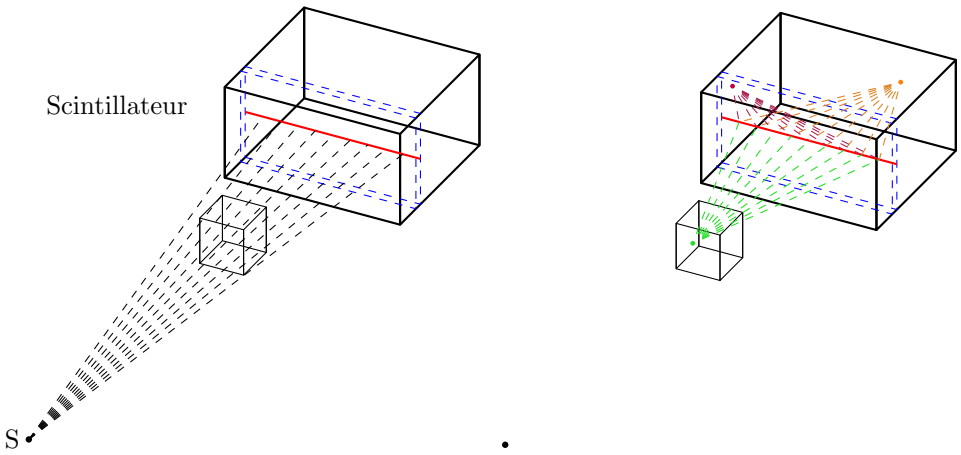
Le calcul de la dose repose sur les travaux présentés par Freud [41] et s'effectue en deux étapes. D'abord, la dose issue du rayonnement primaire est évaluée par un calcul purement déterministe basé sur un lancer de rayons. Puis, une simulation hybride basée sur une méthode probabiliste permet de calculer les contributions des photons X ayant interagi avec l'objet et le détecteur, comme illustré sur la figure 3.1. Une simulation Monte Carlo permet de récupérer les évènements d'interaction entre les photons émis et les géométries voxelisées de l'objet et du détecteur. Pour chaque évènement de diffusion ou de fluorescence, on considère que le photon émis est une source secondaire. Un calcul déterministe de type détection forcée permet de calculer sa contribution à la dose reçue par le détecteur. La validation de principe de la méthode hybride a été publiée pour l'imagerie radiographique [42] et pour la dosimétrie en irradiation par rayonnement synchrotron [43].

Les modèles physiques utilisés pour simuler les diffusions Compton et Rayleigh des photons sont les approximations du facteur de forme (FF) et de la fonction de diffusion incohérente. Leurs valeurs pour un matériau et une énergie donnés, ainsi que les coefficients d'atténuation linéaire, sont extraits de la base de données EPDL97 (Evaluated Photon Data Library) éditée par le Lawrence Livermore National Library [44]. Les coefficients d'absorption d'énergie pour le scintillateur en sont également extraits.

Dans la gamme d'énergie du projet DELPIX, soit un rayonnement incident de l'ordre de 100 keV, les processus issus d'interactions électroniques (Bremsstrahlung, fluorescence et création d'électrons Auger) sont négligés. Cette hypothèse est vérifiée par la suite.

Il faut noter que l'implantation de la méthode hybride que j'ai réalisée a nécessité de multiples adaptations. Prévue initialement pour des géométries et descriptions surfaciques d'objets [42], la méthode hybride n'a été implantée dans Geant4 en géométrie voxelisée que dans sa version avec splitting des processus Monte Carlo et sans détection forcée [43]. Pour aller au-delà de ce simple calcul dosimétrique dans l'objet, j'ai pris en charge l'implantation de cette modélisation hybride de l'imagerie au sein d'une même plateforme logicielle basée sur Geant4.

Une autre particularité de mon implantation est la nécessaire modélisation précise de la géométrie 3D du détecteur pour pouvoir estimer de manière réaliste le rayonnement secondaire issu d'interactions avec le détecteur. Deux matrices 3D (et leur repère associé) sont donc chargées en début de simulation : le modèle de l'objet et le modèle du détecteur de l'acquisition.



(a) primaire (b) secondaire

FIGURE 3.1 – Schéma de principe de la méthode hybride. Pour simplifier la figure, le lancer de rayons est représenté vers la ligne centrale du scintillateur. Les contributions des évènements secondaires ayant lieu dans l'objet (vert), le détecteur (orange) ou le scintillateur (violet) sont calculées par lancer de rayons.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'information élémentaire calculée par la simulation hybride au niveau du détecteur est la dose déposée dans un voxel du scintillateur. Les phénomènes optiques dans le scintillateur et l'électronique de lecture du détecteur ne sont pas modélisés. Les paragraphes suivants décrivent les points particuliers qui demandent à être précisés pour une bonne compréhension de la stratégie d'implantation et d'adaptation de la méthode hybride.

3.1.1 Mise en place du lancer de rayons

Les rayons sont lancés en direction de la boîte englobante du scintillateur plutôt que vers chacun de ses voxels. Les points cibles sont les centres des pixels situés sur les faces de la boîte (figure 3.2). Si le point source se situe en dehors du scintillateur, on effectue le lancer de rayons vers 3 à 5 faces de la boîte. S'il se situe à l'intérieur, on lance vers les 6 plans.

Le lancer de rayons nous permet de connaître les voxels de l'environnement traversés et les longueurs des intersections entre le rayon et le voxel considéré. La dose reçue par chacun des plans du scintillateur est stockée dans des images en fonction du type et de l'ordre de l'évènement (diffusion Compton ou Rayleigh ou Fluorescence) et du lieu de l'interaction (objet ou couche d'un matériau donné du détecteur).

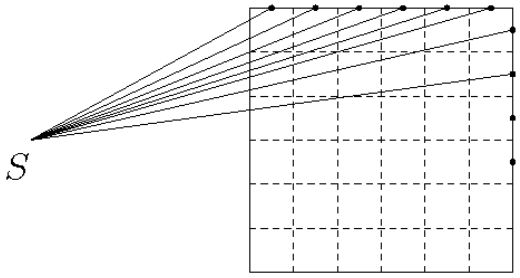


FIGURE 3.2 – Lancer de rayons vers les centres des pixels de la boîte englobante du scintillateur (image d'après Freud [41]).

3.1.2 Dose déposée dans un voxel du scintillateur

La dose déposée correspond à l'énergie accumulée de tous les rayons qui ont traversé ce voxel rapportée à sa masse volumique. On considère l'angle solide $d\Omega$ défini par le pixel du détecteur vu depuis le point source S. L'intersection entre un voxel et un rayon est alors définie par une pyramide dont le sommet est S (figure 3.3). La contribution du rayon sera alors calculée par le rapport entre l'énergie déposée dans cette section pyramidale et son volume. Ces deux données sont calculées analytiquement.

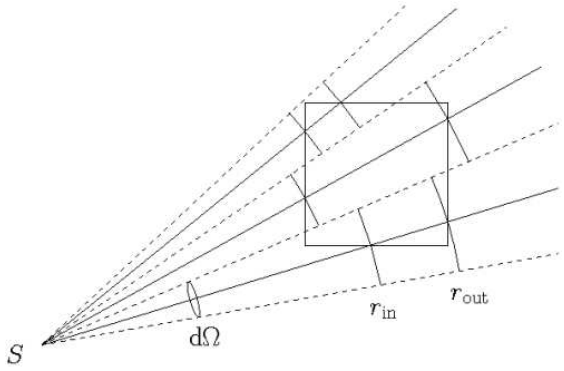


FIGURE 3.3 – Contribution élémentaire d'un rayon vu selon $d\Omega$ (image d'après Freud [41]).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Le volume de la pyramide est donné par l'équation 3.1 où r est la longitude et r_{in} et r_{out} sont les distances d'entrée et de sortie du voxel depuis la source.

$$\mathrm{d}V_{\text{pyr}} = \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} r^2 \mathrm{d}r \; \mathrm{d}\Omega = \frac{r_{\text{out}}^3 - r_{\text{in}}^3}{3} \mathrm{d}\Omega \tag{3.1}$$

L'énergie déposée dans une coupe est donnée par l'équation 3.2 où $\mathrm{d}N$ représente le nombre de photons atteignant cette coupe, E^i est l'énergie du photon incident et $\mu_{\text{en}}(E^i)$ le coefficient d'absorption d'énergie en fonction de l'énergie.

$$\mathrm{d}E_{\text{coupe}} = E^i \mathrm{d}N \mu_{\text{en}}(E^i) \mathrm{d}r \tag{3.2}$$

Le nombre de photons $\mathrm{d}N_{\text{out}}$ ayant traversé un voxel donné est calculé selon l'équation 3.3 où μ_m est le coefficient d'atténuation linéaire du matériau m. Il dépend de l'énergie du rayonnement, de la masse volumique et du numéro atomique du matériau. Il représente une probabilité d'interaction par unité de longueur.

$$\mathrm{d}N_{\text{out}} = \mathrm{d}N_{\text{in}} \times \exp(\mu_m(r_{\text{out}} - r_{\text{in}})) \tag{3.3}$$

L'énergie déposée dans la section pyramidale le long du trajet dans le voxel s'obtient par l'équation 3.4.

$$\mathrm{d}E_{\text{pyr}} = \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \mathrm{d}E_{\text{coupe}} = E^i \mu_{\text{en}}(E^i) \frac{\mathrm{d}N_{\text{in}} - \mathrm{d}N_{\text{out}}}{\mu} \tag{3.4}$$

La table des coefficients d'absorption en énergie μ_{en} est disponible dans la base de données du NIST. Cependant, celle-ci n'a pas exactement les mêmes discontinuités que celle issue de EPDL97 sur laquelle repose le code de Geant4 [41]. Aussi, l'utilisation des données du NIST entraîne un biais dans notre simulation lorsqu'on la compare avec une simulation purement Monte Carlo. Un algorithme d'interpolation développé par Alberto Mittone, doctorant du laboratoire, permet de calculer ces coefficients d'absorption en énergie à partir de la base de données EPDL.

Le volume et l'énergie déposée dans chacune des sections pyramidales sont stockés séparément dans des cartes 3D correspondant au scintillateur voxélisé. La contribution de chaque rayon est accumulée par voxel selon les équations 3.5 et 3.6. Lorsque l'ensemble des rayons a été lancé, la dose déposée D_{vox} est calculée selon l'équation 3.7 où ρ est la densité du matériau.

$$E_{\text{vox}} = \sum_{\text{vox}} \mathrm{d}E_{\text{pyr}} \tag{3.5}$$

$$V_{\text{vox}} = \sum_{\text{vox}} \mathrm{d}V_{\text{pyr}} \tag{3.6}$$

$$D_{\text{vox}} = \frac{E_{\text{vox}}}{\rho V_{\text{vox}}} \tag{3.7}$$

L'énergie E_{vox} est exprimée en MeV, la densité ρ en g.cm^{-3} et le volume V_{vox} en cm^3. Après conversion des électrons-volts en joules, on obtient une dose en Gray. (1Gy = 1J kg^{-1}).

3.1.3 Dose due au rayonnement secondaire

Pour chaque point diffusant S_k, la probabilité $\mathrm{d}p_{kj}$ que le photon soit diffusé dans l'angle solide $\mathrm{d}\Omega_{kj}$ sous lequel est vu le pixel cible P_j est donnée par l'équation 3.8 où :

- $\sigma_k(E_k^i)$ est la section efficace de diffusion depuis A_k dans un angle solide de 4π sr, fonction de l'énergie du photon incident E_k^i
- $\mathrm{d}\sigma_{kj}/\mathrm{d}\Omega_{kj}$ est la section efficace différentielle (DCS), fonction de l'angle de diffusion θ_{kj} et de E_k^i

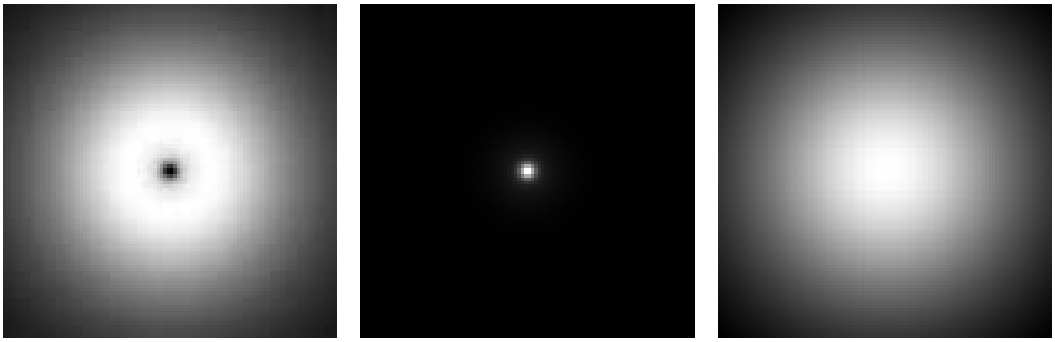
$$\mathrm{d}p_{kj} = \frac{1}{\sigma_k(E_k^i)} \frac{\mathrm{d}\sigma_{kj}(\theta_{kj}, E_k^i)}{\mathrm{d}\Omega_{kj}} \times \mathrm{d}\Omega_{kj} \tag{3.8}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Le calcul de la dose reçue est effectué pour chaque évènement de diffusion et pour chaque voxel du détecteur, avec l'équation 3.7. L'image finale est obtenue en sommant les contributions de chaque point diffusant A_k. Afin de pouvoir comparer les résultats des différentes simulations et de pouvoir normaliser aisément les cartes de dose obtenues, on divise la dose due au secondaire par le nombre de photons incidents N. On obtient ainsi, une dose primaire et une dose secondaire en gray (Gy) par photon incident.

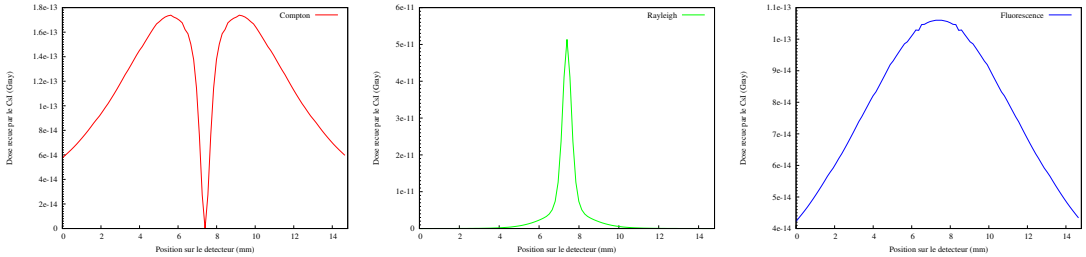
3.1.4 Simulation d'un évènement unique de diffusion

L'algorithme est testé sur un modèle simple de diffusion depuis un voxel situé dans le capot du détecteur. On calcule la dose reçue au niveau du scintillateur lorsqu'un photon incident, d'énergie 100 keV et dirigé selon la normale au détecteur, crée un évènement de type Compton, Rayleigh ou Photoélectrique. Les images de la figure 3.4 présentent la dose sur une région carrée de 100 pixels au centre du détecteur. La figure 3.5 présente les profils extraits le long de la ligne centrale horizontale. Nous retrouvons l'apparence des sections efficaces de chaque type d'évènement isolé présentée dans la figure 1.4 en page 20.



(a) Compton (b) Rayleigh (c) Fluorescence

FIGURE 3.4 – Dose reçue pour un évènement de type Compton (a) Rayleigh (b) et Fluorescence (c) dans le capot du détecteur.



(a) Compton (b) Rayleigh (c) Fluorescence

FIGURE 3.5 – Profil de la dose reçue pour un évènement de type Compton (a) Rayleigh (b) et Fluorescence (c) dans le capot du détecteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.1.5 Validation par rapport à une méthode de Monte Carlo complète

3.1.5.1 Étude d'un voxel unique

Il s'agit de comparer le modèle de simulation développé avec une méthode Monte Carlo sans réduction de variance. On ne considère qu'un seul voxel de CsI de $0.148 \times 0.148 \times 0.6$ mm situé à 1006.6 mm d'une source monochromatique de 90 keV. Le faisceau incident est de type Dirac.

Le modèle hybride propose le calcul de la dose déposée de la manière suivante. Le nombre de photons $\mathrm{d}N_{\mathrm{in}}$ atteignant le voxel cible pour un photon incident est obtenu par l'équation 3.9.

$$\mathrm{d}N_{\mathrm{in}} = (\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{in}}}{d\Omega}) \times \mathrm{d}\Omega \times \exp(-\mu_{\mathrm{air}} \times r_{\mathrm{air}}) \tag{3.9}$$

Le nombre de photons $\mathrm{d}N_{\mathrm{out}}$ quittant le voxel cible est donné par le calcul de l'atténuation de l'équation 3.10.

$$\mathrm{d}N_{\mathrm{out}} = \mathrm{d}N_{\mathrm{in}} \times \exp(-\mu_{\mathrm{CsI}} \times r_{\mathrm{CsI}}) \tag{3.10}$$

Ainsi, le nombre de photons $\mathrm{d}N$ contribuant au dépôt dans le voxel est obtenu par l'équation 3.11 et la dose D_{hybride} par l'équation 3.12 :

$$\mathrm{d}N = \frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{out}} - \mathrm{d}N_{\mathrm{in}}}{d\Omega_{\mathrm{total}}} \tag{3.11}$$

$$D_{\mathrm{hybride}} = E^i \times \frac{\mu_{\mathrm{en}}(E^i)}{\mu_{\mathrm{CsI}}} \times \frac{\mathrm{d}N}{V} = 8.354e^{-8}\mathrm{Gy} \tag{3.12}$$

Les tables 3.1 et 3.2 présentent les doses primaires et secondaires reçues par le voxel provenant de 30 réalisations d'une simulation avec un nombre de photons incidents croissant. En terme de précision, une simulation Monte Carlo avec 10^5 photons incidents converge vers une dose primaire dont l'erreur à trois écarts-types est de l'ordre de 1% et une dose secondaire dont l'erreur est de 2.6%. Pour la même statistique incidente, notre méthode converge avec une erreur de 2.5×10^{-3} pour le primaire et 1.8% pour le secondaire. Pour ce qui est de la justesse, le modèle hybride diffère du Monte Carlo à hauteur de 0.02% pour le primaire et de 1% pour le secondaire.

Dose Primaire (Gy)	Modèle Geant4		Modèle Hybride	
Photons incidents	Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
1×10^3 photons	8.276×10^{-8}	2.533×10^{-9}	8.354×10^{-8}	0.
1×10^4 photons	8.380×10^{-8}	9.113×10^{-10}	8.354×10^{-8}	0.
1×10^5 photons	8.352×10^{-8}	2.666×10^{-10}	8.354×10^{-8}	0.

TABLE 3.1 – Comparaison de la dose primaire reçue par le voxel unique de CsI.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

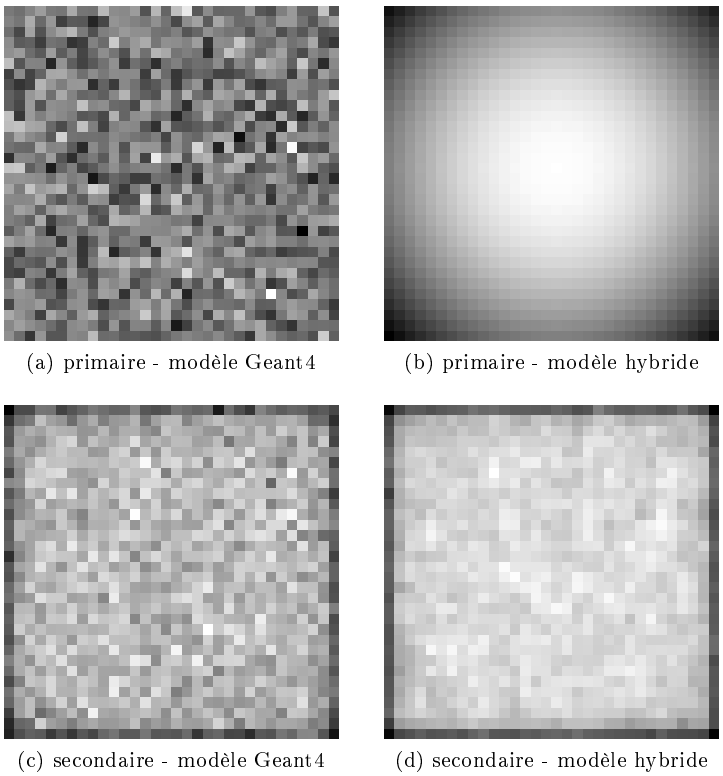
Dose Secondaire (Gy)	Modèle Geant4		Modèle Hybride	
Photons incidents	Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
1×10^3 photons	1.184×10^{-8}	1.018×10^{-9}	1.149×10^{-8}	4.607×10^{-10}
1×10^4 photons	1.151×10^{-8}	2.944×10^{-10}	1.145×10^{-8}	2.322×10^{-10}
1×10^5 photons	1.159×10^{-8}	1.013×10^{-10}	1.146×10^{-8}	6.911×10^{-11}

TABLE 3.2 – Comparaison de la dose secondaire reçue par le voxel unique de CsI.

3.1.5.2 Étude d'un modèle réduit de détecteur

Un détecteur de $32 \times 32 \times 37$ voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6\text{mm}^3$ est entièrement irradié par un faisceau monochromatique de 90 keV. Les tables 3.3 et 3.4 présentent les doses primaire et secondaire reçues par le pixel central pour chacune des méthodes hybrides ou Geant4.

Le modèle hybride converge plus rapidement que l'approche purement probabiliste et la justesse de notre méthode hybride est de 0.03% dans l'estimation de la dose primaire et de 0.27% pour la dose secondaire. Visuellement, la dose est mieux distribuée et l'image paraît plus lisse. La figure 3.6 compare les images de la dose déposée pour 1×10^6 photons incidents.



(a) primaire - modèle Geant4 (b) primaire - modèle hybride

(c) secondaire - modèle Geant4 (d) secondaire - modèle hybride

FIGURE 3.6 – Images de la dose déposée par 1×10^6 photons incidents sur un détecteur de $32 \times 32 \times 37$ voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6\text{mm}^3$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Dose Secondaire (Gy)	Modèle Geant4		Modèle Hybride	
Photons incidents	Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
1×10^3 photons	2.182×10^{-11}	3.688×10^{-11}	2.637×10^{-11}	2.241×10^{-11}
1×10^4 photons	2.318×10^{-11}	1.362×10^{-11}	2.429×10^{-11}	5.933×10^{-12}
1×10^5 photons	2.513×10^{-11}	5.856×10^{-12}	2.592×10^{-11}	2.266×10^{-12}
1×10^6 photons	2.458×10^{-11}	1.772×10^{-12}	2.562×10^{-11}	5.813×10^{-13}
1×10^7 photons	2.528×10^{-11}	4.683×10^{-13}	2.535×10^{-11}	2.278×10^{-14}

TABLE 3.4 – Comparaison de la dose secondaire reçue par le pixel central d'un détecteur de 32 $\times$ 32 $\times$ 37 voxels de 0.148 $\times$ 0.148 $\times$ 0.6mm^3.

Dose Primaire (Gy)	Modèle Geant4		Modèle Hybride	
Photons incidents	Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
1×10^3 photons	8.238×10^{-11}	1.001×10^{-10}	7.660×10^{-11}	0.
1×10^4 photons	6.903×10^{-11}	3.418×10^{-11}	7.660×10^{-11}	0.
1×10^5 photons	7.999×10^{-11}	1.133×10^{-11}	7.660×10^{-11}	0.
1×10^6 photons	7.725×10^{-11}	4.666×10^{-12}	7.660×10^{-11}	0.
1×10^7 photons	7.663×10^{-11}	9.163×10^{-13}	7.660×10^{-11}	0.

TABLE 3.3 – Comparaison de la dose primaire reçue par le pixel central d'un détecteur de 32 $\times$ 32 $\times$ 37 voxels de 0.148 $\times$ 0.148 $\times$ 0.6mm^3.

3.1.6 Validation du modèle physique

Le modèle physique de simulation décrit l'interaction entre les photons et les matériaux de l'environnement. Il peut également prendre en compte les interactions liées aux électrons : la création d'électrons Auger et la fluorescence issues de l'ionisation d'électrons, le rayonnement de Bremsstrahlung et le rayonnement d'ordre multiple d'électrons. Les valeurs de coefficients d'absorption μ_{en} compensent la fluorescence issue de photons mais pas le rayonnement Bremsstrahlung ni la fluorescence issue d'ionisation électronique. La prise en compte de ces processus entraînerait une délocalisation de la dose dans Geant4.

Les électrons ont un libre parcours moyen réduit dans le CsI (0.05 mm à 90 keV, 0.5 mm à 400 keV). Des seuils, appelés cuts, permettent de définir l'énergie minimale à partir de laquelle une particule n'est plus générée dans la simulation. Son énergie est alors déposée localement. Le cut est défini par une distance et Geant4 calcule l'énergie correspondante en fonction du matériau. Un cut trop haut permet de s'abstenir de calculs concernant les particules de faibles énergies et de gagner du temps au risque de sous-estimer la dose totale. Pour notre modèle physique, le cut pour les électrons est fixé à 2.8×10^{-3} mm, ce qui correspond à déposer localement les électrons dont l'énergie est inférieure à 15 keV.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Pour évaluer l'influence de l'activation des processus électroniques dans notre modèle, il est nécessaire de mesurer l'impact des interactions électroniques au niveau de la précision du calcul de dose et du temps de calcul. Dans l'expérience suivante, on s'intéresse à la réponse impulsionnelle d'un détecteur de $32 \times 32 \times 37$ voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6\text{mm}^3$ après convergence, soit pour une statistique de 1×10^7 photons incidents. Deux énergies sont considérées (90 keV et 400 keV) et les processus électroniques sont inclus ou non dans le modèle physique de Geant4. Le moteur probabiliste est initialisé avec la même graine.

La table 3.5 permet de constater que le nombre d'interactions est légèrement plus élevé lorsque les processus électroniques sont activés. Cette différence provient des interactions des photons issus de processus électroniques. Par contre, la dose déposée dans le pixel irradié (appelée dose max) est quasiment identique et ne permet donc pas de mettre en évidence de délocalisation de la dose, même à 400keV, pour des pixels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6\text{mm}^3$. Les interactions nouvelles ont donc principalement lieu dans le pixel irradié. Par ailleurs, la prise en compte des électrons dans l'environnement Geant4 ralentit énormément le calcul du dépôt de dose (d'un facteur 3 environ).

90 keV	Nombre d'interactions	Max (Gy)	Temps (s)
Sans processus électroniques	5619991	3.782×10^{-8}	39093
Avec processus électroniques	5637522	3.779×10^{-8}	130691
400 keV	Nombre d'interactions	Max (Gy)	Temps (s)
Sans processus électroniques	341936	1.872×10^{-9}	15541
Avec processus électroniques	349263	1.873×10^{-9}	41235

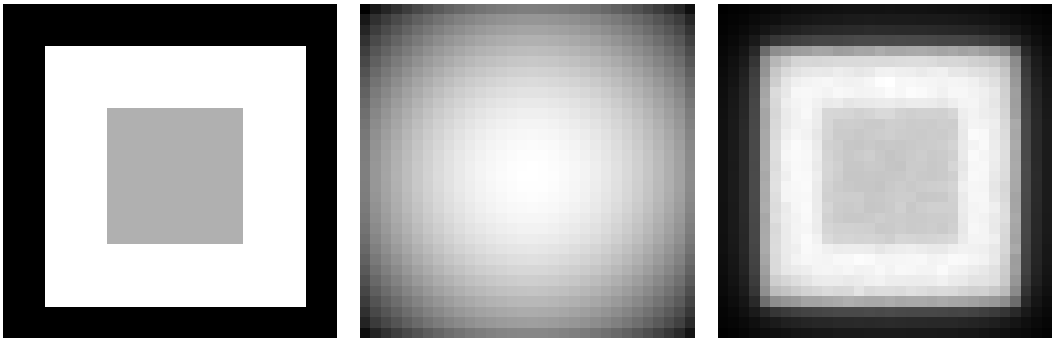
TABLE 3.5 – Étude de l'influence des processus issus d'interactions électroniques lors de la simulation de la réponse impulsionnelle d'un détecteur de $32 \times 32 \times 37$ voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6\text{mm}^3$.

Par conséquent, afin de limiter le temps de calcul, le parcours et les interactions des électrons ne seront pas pris en compte dans la simulation.

3.1.7 Complexité du modèle de simulation

Afin de bien comprendre la complexité de la simulation, nous mettons en œuvre un exemple très simple : un détecteur très restreint, d'une taille de $32 \times 32 \times 150$ voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.15\text{mm}^3$ et composé d'une simple couche de scintillateur entourée d'air. L'objet est une petite plaque de tungstène, les paramètres de la simulation sont présentés dans la table 3.6. Le détecteur est irradié avec un faisceau couvrant une zone de 25×25 pixels au centre du détecteur. Les images issues du calcul hybride pour 6×10^7 photons incidents sont présentées en 3.7.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) primaire (b) secondaire objet (c) secondaire détecteur

FIGURE 3.7 – Images de la réponse d'un détecteur de 32 × 32 × 150 voxels avec une irradiation large. L'objet est une petite plaque de tungstène.

Source	Rayonnement	Energie (keV)
Simulation	monochromatique	400
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Plaque - tungstène	1 × 1 × 1	500
Détecteur	Taille de la matrice de voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.15 mm^3$	Distance source-détecteur (mm)
Scintillateur seul	32 × 32 × 150	1000

TABLE 3.6 – Paramètres de la simulation.

Le facteur pénalisant en terme de temps de calcul pour la méthode hybride est le lancer de rayons. Notons que la statistique n'est pas encore suffisante pour obtenir la convergence de la dose due au détecteur. Cette simulation permet de quantifier la proportion d'évènements ayant eu lieu dans l'objet et dans le détecteur. Dans le cadre de cette expérience, 6×10^7 photons incidents ont créé 7.15×10^6 interactions dans l'objet et 1.85×10^6 dans le détecteur. La mise à jour de chacun de ces évènements suppose un lancer de rayons vers la boîte englobante du scintillateur, soit 1024 points en général ou 2176 pour un évènement ayant lieu dans le scintillateur. Chaque rayon traverse une partie des volumes voxelisés de l'objet et/ou du détecteur. Un rayon issu de l'objet et traversant le volume du détecteur en diagonale parcourt environ 220 voxels et un rayon issu du centre du détecteur environ 200 voxels. Au-delà de la seule simulation Monte Carlo, notre environnement de simulation demande un temps de calcul considérable puisqu'il faut estimer plus de 2×10^{12} parcours élémentaires pour mettre à jour la dose dans le scintillateur. Ainsi, cette simulation sur un modèle de 32 × 32 × 150 voxels dure 135 heures. La simulation d'un détecteur pleine résolution et d'une acquisition tomographique ne sont pas envisageables en l'état.

La méthode hybride présentée par Smekens [43] permet le calcul de la dose déposée dans un modèle de tête de rat de 86 × 93 × 11 voxels. La convergence de la simulation de 2×10^4 photons incidents est obtenue pour un temps de calcul de l'ordre de quelques minutes. Le nombre d'interactions ayant lieu dans l'objet est d'environ 1×10^4 et la mise à jour de la dose est obtenue par le splitting de 100 rayons. Le nombre de parcours élémentaires du lancer de rayons de cette simulation peut être estimé à environ 1×10^8. L'effort de calcul est inhérent à la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

méthode hybride et fortement lié à la complexité des volumes représentés. Une première étape de réduction du temps de calcul consiste à voxeliser le détecteur de façon plus grossière, avec 37 voxels d'épaisseur.

Les temps de calcul de la méthode hybride étant prohibitifs, deux pistes d'accélération sont proposées. La partie suivante étudie la possibilité de remplacer le volume du détecteur par un modèle 2D afin de mettre en place une approche de calcul du secondaire détecteur par convolution. Puis, un schéma de réduction du nombre de lancer de rayons pour le calcul du secondaire objet est proposé.

3.2 Étude du comportement du détecteur

Avant de mettre en place une stratégie d'accélération pour l'estimation du secondaire détecteur, via une approche de convolution, il est important d'étudier au préalable le comportement du détecteur en terme de réponse impulsionnelle, de sensibilité à l'énergie des photons et de dépendance à l'angle d'incidence. Il s'agit de mettre en évidence les paramètres majeurs qui conditionnent la réponse du détecteur.

3.2.1 Influence de l'énergie incidente

3.2.1.1 Réponse impulsionnelle

L'analyse de la réponse impulsionnelle du détecteur permet une meilleure compréhension des aspects qualitatif et quantitatif du signal secondaire issu de chacun des matériaux le composant. Un modèle de $256 \times 256 \times 37$ voxels de $0.2 \times 0.2 \times 0.6\text{mm}^3$ est irradié par des rayonnements monochromatiques de 90 keV et 400 keV. Les doses secondaires reçues sur la ligne centrale du détecteur, discriminées suivant le lieu et le type d'interaction les ayant générées, sont présentées en figures 3.8 et 3.9. Les interactions provenant de couches non significatives en terme de dose (dont le SPR est inférieur à 1×10^{-8}) ne sont pas représentées sur la figure.

Lorsque l'énergie incidente est de 90 keV, le SPR est d'environ 10% et le signal secondaire provient principalement d'effets photoélectriques dans le scintillateur, et dans une moindre mesure de diffusions Compton et Rayleigh. La distribution de ces contributions est piquée, impliquant un effet local. Le rayonnement provenant de la plaque arrière en plomb est un signal basse fréquence qui s'étend sur tout le détecteur, mais qui contribue peu par rapport au scintillateur.

Pour ce qui est des hautes énergies, le SPR est plus faible dans le pixel cible, environ 3% à 400 keV, mais est plus élevé dans son voisinage. Les pixels voisins ont une influence quantitative sur l'image finale car ils créent un flou sur les bords de l'objet.

La réponse de ce type de détecteur se dégrade avec l'augmentation de l'énergie des photons incidents et est essentiellement conditionnée par le matériau scintillant. Les autres contributions (provenant du plomb de la plaque arrière principalement) demeurent très basses fréquences. Un modèle purement spatial (et non volumique) du détecteur semble envisageable.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

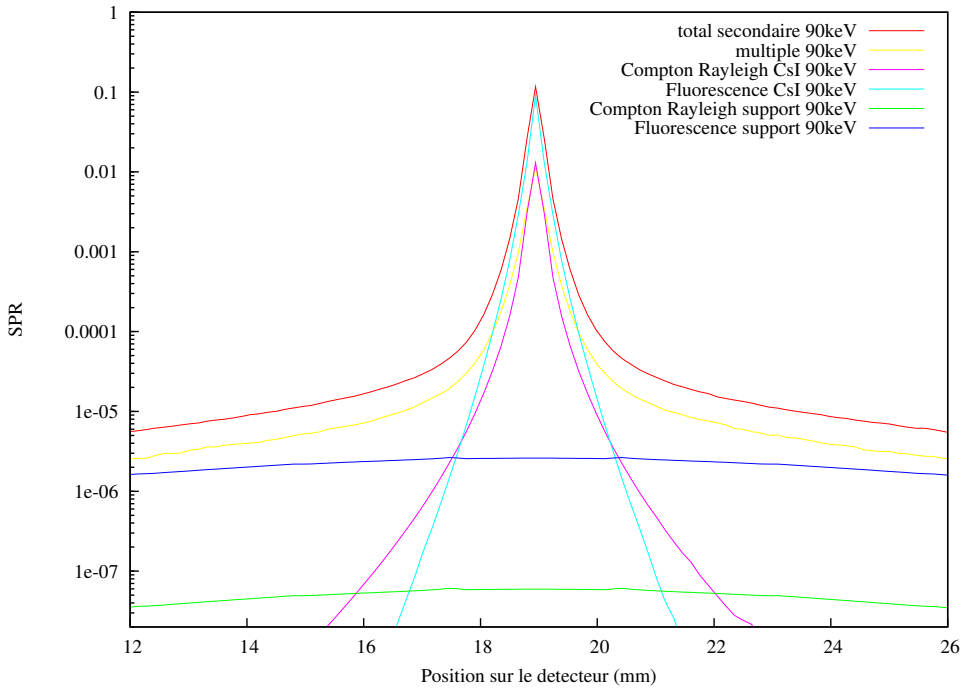


FIGURE 3.8 – Composition du noyau de secondaire dû au détecteur pour un détecteur plan générique de $256 \times 256 \times 37$ voxels de $0.2 \times 0.2 \times 0.6\text{mm}^3$ et une énergie incidente de 90 keV.

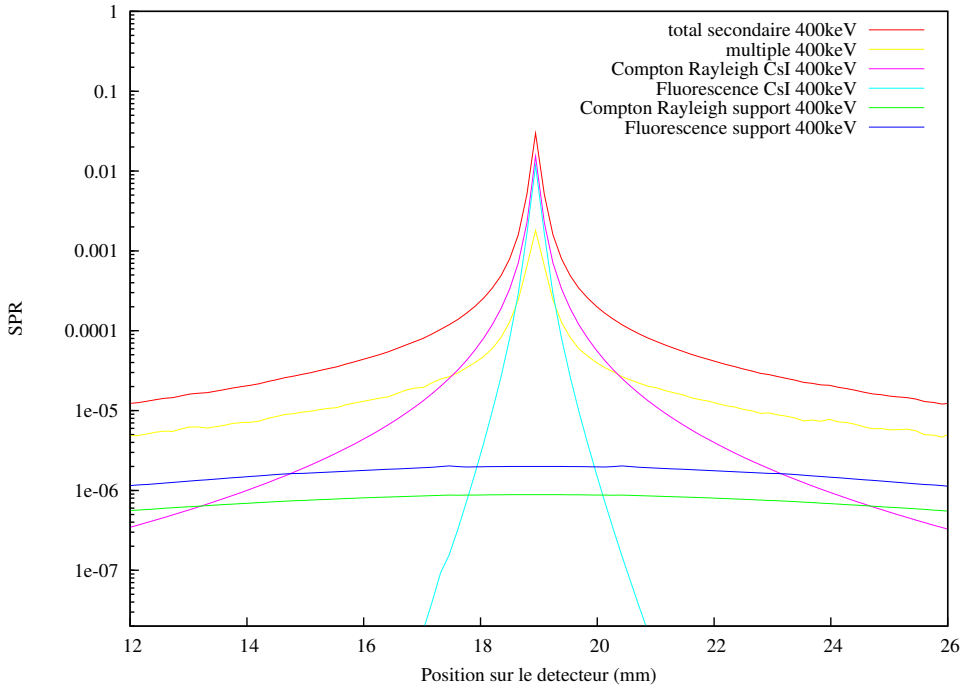


FIGURE 3.9 – Composition du noyau de secondaire dû au détecteur pour un détecteur plan générique de $256 \times 256 \times 37$ voxels de $0.2 \times 0.2 \times 0.6\text{mm}^3$ et une énergie incidente de 400 keV.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.2.1.2 Réponse à un bord

Une plaque de tungstène couvrant la partie droite du détecteur permet de stopper le flux incident et de nous fournir ainsi l'ESF du détecteur. Les paramètres de la simulation sont présentés en table 3.7. L'étude de l'ESF permet de mieux se rendre compte de l'étalement de la contribution du détecteur. La figure 3.10 présente la dose dans le scintillateur pour les deux énergies incidentes, 90 keV et 400 keV.

À 90 keV, le rayonnement secondaire représente 10% du signal primaire à deux pixels du bord de l'objet. Le détecteur contribue pour plus de 2% du primaire à 30 pixels du bord. À 400 keV, le rayonnement secondaire représente 10% du primaire à la même distance. Ces résultats correspondent à ceux obtenus par des mesures avec des beams-stops dans un contexte similaire [6].

Source	Rayonnement	Énergie (keV)
Simulation	monochromatique	90 (400)
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Plaque - tungstène	1 (30) $\times$ 62.5 $\times$ 62.5	999 (970)
Détecteur	Taille de la matrice de voxels de 0.148 $\times$ 0.148 $\times$ 0.6mm^3	Distance source-détecteur (mm)
Modèle complet	256 $\times$ 256 $\times$ 37	1500

TABLE 3.7 – Paramètres de la simulation.

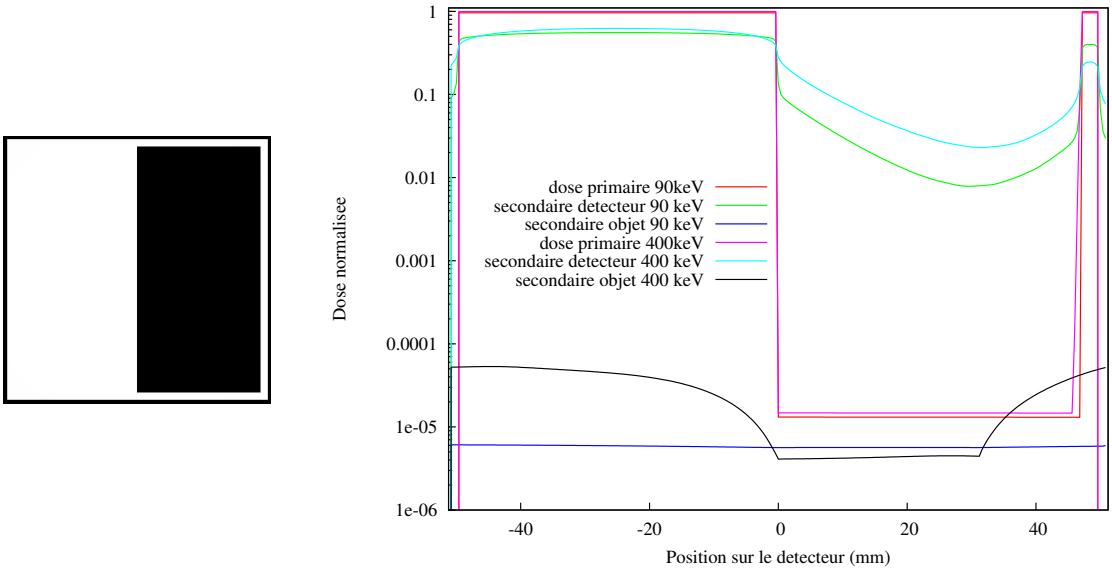


FIGURE 3.10 – Image d'un bord de tungstène couvrant la moitié du détecteur, dose primaire à gauche et profils le long de la ligne centrale à droite.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

À plusieurs millimètres d'un bord bloquant le faisceau incident, le secondaire détecteur peut atteindre plusieurs pourcents du plein flux, et ce d'autant plus que l'énergie des photons incidents est élevée. La contribution du détecteur va ainsi dégrader la résolution spatiale car elle va tendre à lisser les contours des objets radiographiés.

3.2.2 Étude de la contribution de la plaque arrière en plomb

Dans cette partie, une petite plaque de tungstène est placée contre le modèle en couches complet du détecteur, voir les paramètre en table 3.8. Les énergies incidentes sont respectivement de 85 keV et 90 keV, et on considère $6{\times}10^7$ photons incidents. Le but est d'observer l'influence de la fluorescence due à la couche de plomb dans le détecteur, sachant que l'énergie d'absorption de la raie K du plomb est de 88 keV. La réponse du détecteur est présentée sur la figure 3.11.

Pour comparer les contributions des différents matériaux composant le détecteur, les doses déposées dans le scintillateur sont recalées par rapport à la dose totale déposée dans le détecteur dans le plein flux. Les contributeurs principaux sont le CsI et le plomb. Les coefficients d'atténuation massique pour les différents types d'interaction et les énergies de la simulation sont présentés dans les tableaux 3.9 et 3.10.

Source	Rayonnement	Energie (keV)
Simulation	monochromatique	85 et 90
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Plaque - tungstène	$1 \times 1 \times 1$	990
Détecteur	Taille de la matrice de voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6 mm^3$	Distance source-détecteur (mm)
Modèle complet	$32 \times 32 \times 37$	1000

TABLE 3.8 – Paramètres de la simulation.

Énergie (keV)	Rayleigh	Compton	Absorption Photoélectrique	Total
85	0.146	0.111	2.87	3.13
90	0.132	0.110	2.45	2.69

TABLE 3.9 – Comparaison des coefficients d'atténuation massique pour le CsI (cm^2/g)

Énergie (keV)	Rayleigh	Compton	Absorption Photoélectrique	Total
85	0.279	9.93×10^{-2}	1.70	2.08
90	0.254	9.93×10^{-2}	6.90	7.26

TABLE 3.10 – Comparaison des coefficients d'atténuation massique pour le plomb (cm^2/g)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

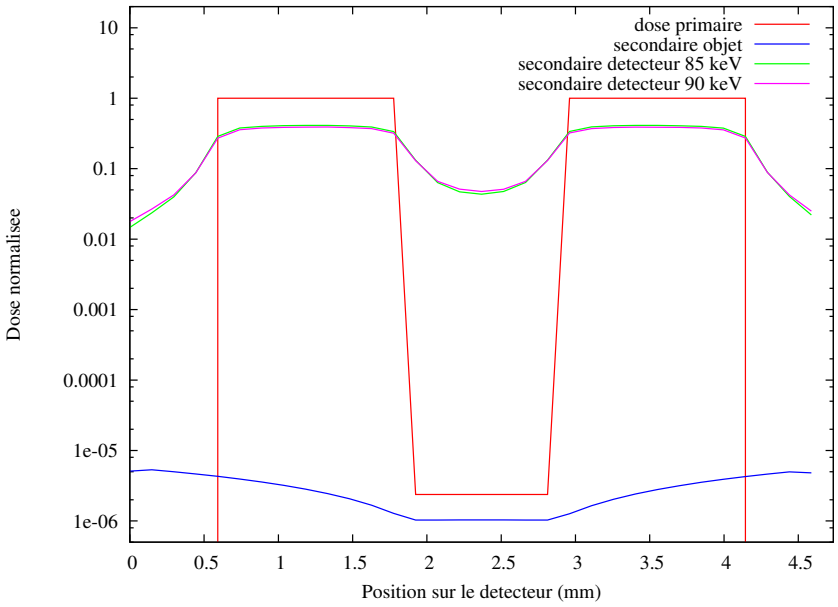


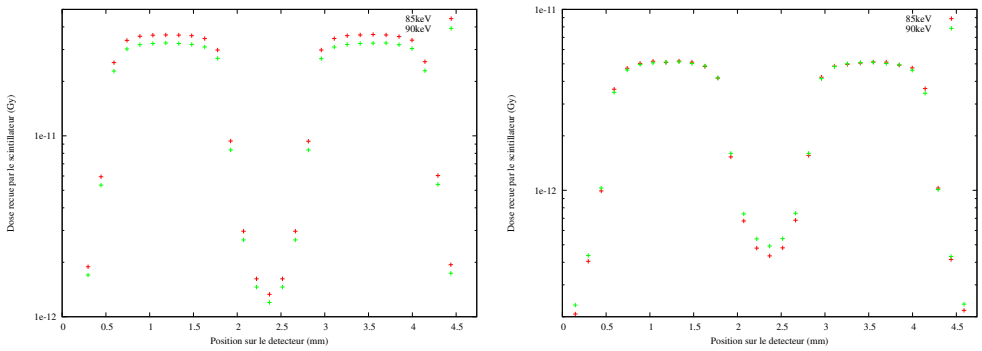
FIGURE 3.11 – Simulations de la plaque de tungstène placée contre le détecteur pour des énergies incidentes de 85 keV et 90 keV. Les doses secondaires sont normalisées par rapport à leurs pleins flux respectifs.

La plus grande contribution du détecteur derrière la plaque de tungstène provient des effets photoélectriques dans le scintillateur. On obtient une baisse de 11% pour le photoélectrique à 90 keV par rapport à celui à 85 keV, voir figure 3.12. Cela correspond à l'écart de 15% entre les deux coefficients d'atténuation massique.

Ensuite, les interactions de type Compton et Rayleigh dans le scintillateur interviennent. La dose engendrée est sensiblement la même dans le plein flux mais augmente d'environ 10% derrière la plaque lorsque l'énergie incidente passe à 90 keV, voir figure 3.12.

L'effet photoélectrique dans la couche de plomb située à l'arrière du détecteur intervient dans une moindre mesure. Il est de l'ordre de grandeur du direct derrière la plaque. Il est absent à 85 keV et apparait à 90 keV, voir figure 3.13.

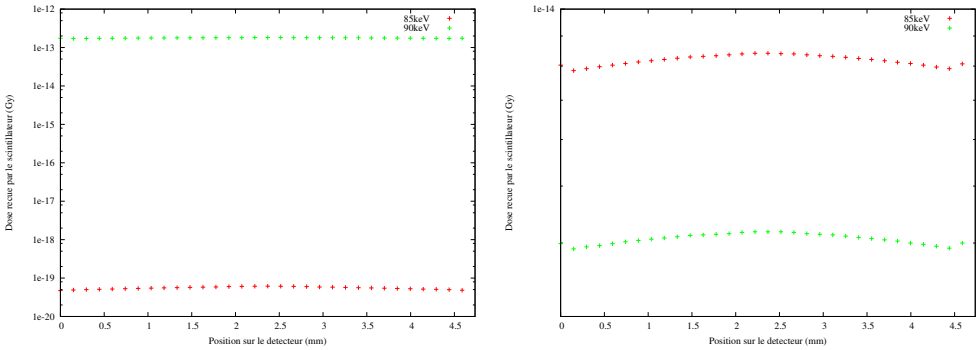
Enfin, les interactions de type Compton et Rayleigh dans le plomb contribuent également à la dose totale, mais environ 1000 fois moins que celles ayant lieu dans le scintillateur, voir figure 3.13. D'après les coefficients d'atténuation massique, on s'attendrait à ce qu'il y ait 10% de moins de dose à 90 keV, or on obtient 50% de moins de dose qu'à 85 keV. Cette différence provient du fait que les photons sont plus atténués dans le plomb et ne parviennent pas jusqu'au scintillateur.



(a) Photoélectrique (b) Compton et Rayleigh

FIGURE 3.12 – Contribution de l'effet photoélectrique (a) et des effets Compton et Rayleigh (b) dans le scintillateur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) Photoélectrique (b) Compton et Rayleigh

FIGURE 3.13 – Contribution de l'effet photoélectrique (a) et des effets Compton et Rayleigh (b) dans le plomb.

L'étude spécifique de la plaque arrière en plomb montre que sa contribution est minoritaire dans le secondaire détecteur. Autour de la discontinuité d'absorption de la couche K du plomb à 88 keV, si le rapport entre les différentes contributions au secondaire détecteur est modifié, celle de la plaque arrière en plomb varie quantativement mais reste quasi uniforme spatialement.

3.2.3 Influence de l'angle d'incidence

Les photons venant de la source primaire ont une incidence quasi orthogonale au détecteur. Ce n'est pas le cas des rayonnements secondaires provenant d'objets larges et proches du détecteur. La figure 3.14 présente le SPR de la réponse impulsionnelle du détecteur lorsqu'une source est dirigée vers le voxel central depuis plusieurs angles d'incidence. Le détecteur est placé à 1.5 m de cette source et quatre orientations différentes sont considérées : 0, 30, 45 et 60°.

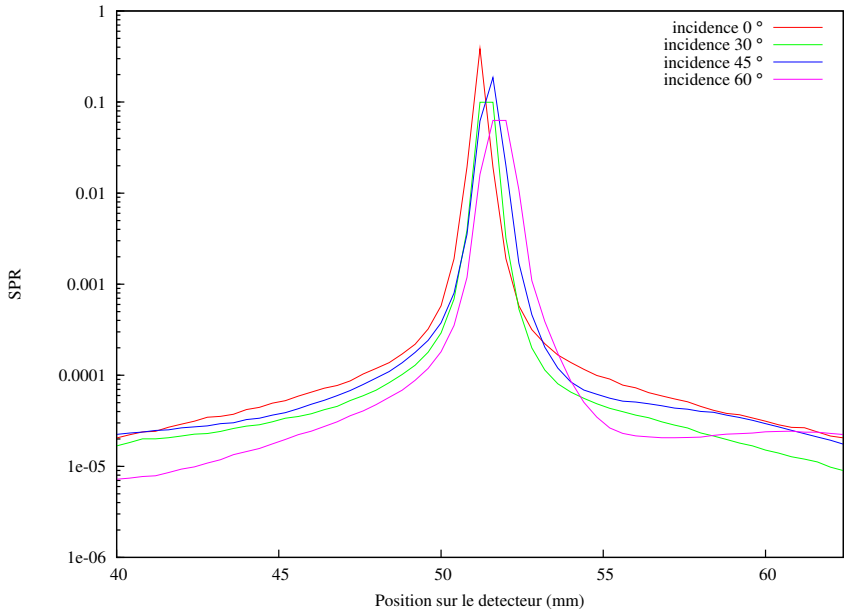


FIGURE 3.14 – SPR du rayonnement secondaire dû au détecteur lorsque le point source subit une rotation de 0, 30, 45 et 60°.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Le noyau de convolution est légèrement déformé et décalé lorsque l'angle d'incidence augmente. Pour une incidence de 60°, la position du pic se déplace de 0.6mm par rapport à l'incidence orthogonale. Comme le montre la version zoomée de la figure 3.15, la largeur à mi-hauteur est quasiment triplée.

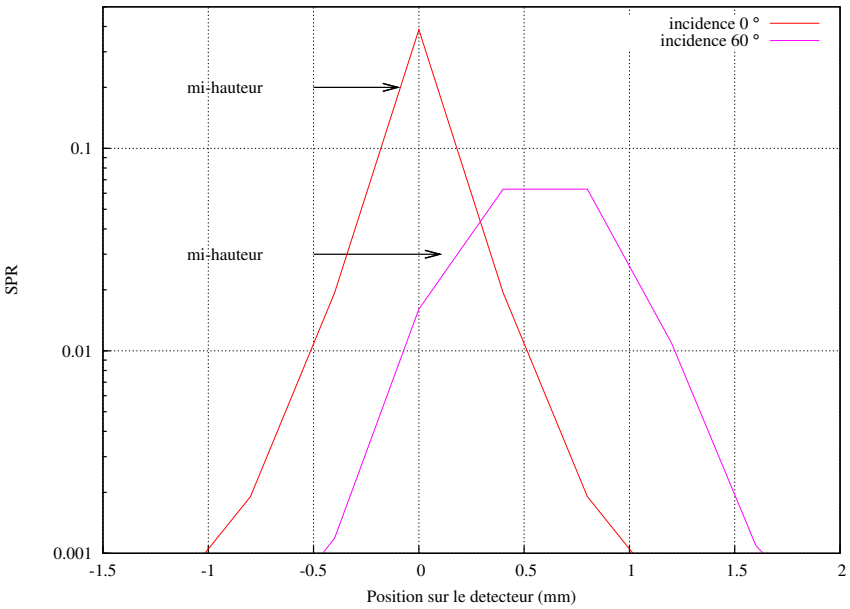


FIGURE 3.15 – SPR du rayonnement secondaire dû au détecteur lorsque le point source subit une rotation de 0 et 60°.

Lorsqu'un rayon est tracé depuis un point source jusqu'au scintillateur, il traverse en effet plusieurs voxels de CsI si son incidence est oblique. Ce parcours contribue à un dépôt de dose dans les voxels voisins. Les travaux de Freed [7] consistent à mettre en place un modèle analytique de la réponse du scintillateur prenant en compte la diffusion optique. Il montre également un étalement de la réponse du détecteur et son anisotropie pour des angles d'incidence élevés. Cependant, la distance entre l'objet et le détecteur est généralement suffisamment grande pour ne pas entraver la rotation de l'objet dans une acquisition standard en CBCT. Le rayonnement secondaire entrera alors avec une incidence faible.

La réponse impulsionnelle n'est plus symétrique lorsque les photons incidents ont une incidence élevée. Il paraît toutefois raisonnable d'estimer que ce phénomène reste marginal dans une acquisition en CBCT. La validité d'une hypothèse d'isotropie du détecteur doit être étudiée avec le cas le plus contraignant (i.e. un objet large et dense à proximité du détecteur).

3.2.4 Influence de la rétro-diffusion du détecteur vers l'objet

Une méthode d'accélération du calcul Monte Carlo consiste à ne pas construire le détecteur voxelisé et à calculer la dose par un lancer de rayons vers un plan en sauvegardant l'énergie et l'angle d'incidence des photons. Le modèle 3D du détecteur permet la prise en compte des photons qui vont être rétro-diffusés vers l'objet après avoir interagi avec le détecteur. Dans le modèle 2D, ces évènements n'existent pas, ce qui peut conduire à une sous-estimation de la dose finale.

Cet échange est quantifié dans une simulation où ce genre d'évènements aura probablement lieu, à savoir lorsqu'un objet dense est placé à 1mm de la face avant du détecteur. Les paramètres de la simulation d'un gradin en aluminium sont présentés dans la table 3.11. Deux simulations

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

sont lancées où le moteur probabiliste est initialisé avec la même graine et le nombre de photons incidents est fixé à 5×10^5. La première est la simulation standard. Dans la seconde, les photons interagissant dans l'objet alors qu'ils proviennent du détecteur ne sont plus suivis. Leur contribution à la dose finale n'est pas comptabilisée. La table 3.12 présente le nombre d'interactions ayant lieu dans l'objet et la table 3.13 la dose secondaire objet dans le pixel central du détecteur.

Source	Rayonnement	Energie (keV)
Simulation	monochromatique	150
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance Distance source-objet (mm)
Gradin - aluminium	$20 \times 20 \times 20$	189
Détecteur	Taille de la matrice de voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6mm^3$	Distance source-détecteur (mm)
Modèle complet	$256 \times 256 \times 37$	200

TABLE 3.11 – Paramètres de la simulation.

Simulation	Compton	Rayleigh	Fluorescence
Ordre 1	46864	2217	
Ordre multiple - Standard	15608	1412	186
Ordre multiple - Sans échange	13489	1134	138

TABLE 3.12 – Comparaison du nombre d'interactions dans l'objet lorsque les évènements provenant du détecteur sont comptabilisés ou non. Les évènements de fluorescence d'ordre 1 et supérieurs sont comptabilisés ensemble.

Simulation	Dose 2aire objet ordre 1 (Gy)	Dose 2aire objet ordre multiple (Gy)
Standard	1.960×10^{-13}	5.536×10^{-14}
Sans échange	1.960×10^{-13}	4.819×10^{-14}
Simulation	Dose 2aire détecteur ordre 1 (Gy)	Dose 2aire détecteur ordre multiple (Gy)
Standard	1.034×10^{-12}	7.707×10^{-13}

TABLE 3.13 – Comparaison de la dose déposée par le secondaire lorsque les évènements provenant du détecteur sont comptabilisés ou non.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

En terme de nombre d'évènements, l'échange entre le détecteur et l'objet est conséquent et représente environ le tiers de la dose secondaire objet d'ordre multiple. Les évènements secondaires d'ordre multiple dans l'objet proviennent principalement de photons ayant interagi avec l'objet lui-même au préalable mais également de photons provenant du détecteur pour 13.5% des Compton, 20% des Rayleigh et 25% de la fluorescence. Cependant, ces interactions contribuent pour une part faible à la dose secondaire objet (moins de 3%) et très faible (0.4%) par rapport à la dose secondaire totale.

L'intérêt du modèle volumique du détecteur repose sur la prise en compte des échanges entre le détecteur et l'objet. Ce phénomène étant minoritaire, un modèle 2D du détecteur pourrait convenir lorsque l'objet est éloigné d'au moins une vingtaine de centimètres et qu'il ne génère pas trop de rayonnements secondaires.
Notre approche consiste à conserver le modèle 3D pour ne pas négliger cet échange lors du calcul du secondaire objet. Notre effort d'accélération des calculs porte sur la réduction du nombre de rayons lancés pour la mise à jour de la dose secondaire. L'approche par convolution présentée dans la partie suivante repose sur l'apprentissage hors-ligne de la réponse impulsionnelle du détecteur et permet de ne plus mettre à jour les contributions du secondaire détecteur pendant la simulation.

3.3 Modèle de rayonnement secondaire détecteur basé sur une convolution

Le calcul du rayonnement secondaire détecteur est très coûteux en terme de temps de calcul, du fait de la complexité de la géométrie voxelisée (en particulier lorsque le détecteur est utilisé en pleine résolution, i.e. sans binning). Afin d'optimiser les calculs, un modèle est proposé où la contribution du détecteur est évaluée par convolution d'un noyau appris hors ligne. Pour évaluer la pertinence de la convolution pour le calcul du secondaire détecteur, le noyau de convolution doit être estimé par simulation Monte Carlo pour avoir la même géométrie du dispositif expérimental que le détecteur de la simulation hybride. En revanche, pour l'application de la technique de compensation du secondaire détecteur, il pourrait être intéressant de déterminer le noyau par acquisition directe (réponse à un bord, une fente ou un trou par exemple).

3.3.1 Le noyau de convolution

À partir de la réponse impulsionnelle, on construit un noyau de convolution afin de pouvoir modéliser le signal secondaire dû au détecteur. Si le temps de calcul le permet, on calcule la dose déposée dans tout le scintillateur (zone représentée en bleu sur la figure 3.16). Sinon, on sauvegarde la dose reçue par la ligne centrale du scintillateur (zone représentée en rouge sur la figure 3.16) et on construit un noyau circulaire par rotation d'un demi-profil de la dose. Cette approche suppose que la réponse du détecteur est isotrope.

Nous souhaitons que le noyau représente la dose secondaire engendrée dans le scintillateur par un photon entrant dans le détecteur. Chaque dose calculée est normalisée par le nombre de photons incidents permettant de la calculer.

Le faisceau incident est collimaté de façon à n'éclairer qu'un pixel central du détecteur. La contribution $D^{(1)}$ correspond à la dose déposée dans le voxel central du scintillateur par le rayonnement directement transmis. Soit $D_D^{(2)}(r)$ la dose totale reçue par un voxel du scintillateur, à savoir issue des contributions de chaque couche du détecteur et des différents types d'interactions. Alors, la valeur du noyau de convolution dans un voxel r est donné par l'équation 3.13 où l'on normalise pour obtenir la réponse à 1 photon primaire entrant dans le détecteur.

$$h(r) = \frac{D_D^{(2)}(r)}{D^{(1)}} \tag{3.13}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

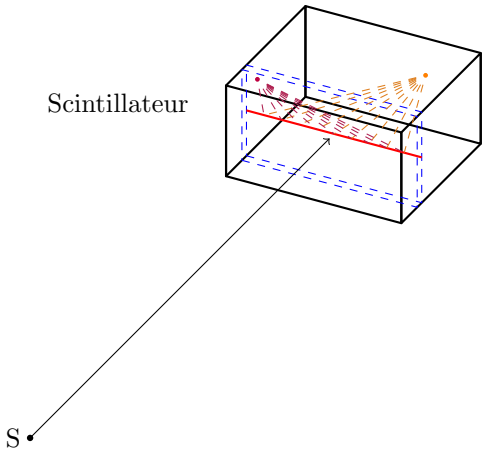


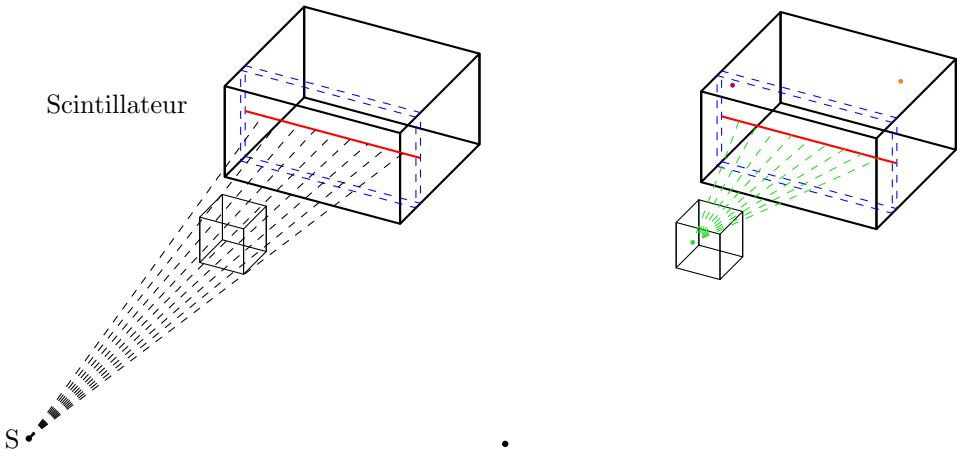
FIGURE 3.16 – Schéma de la simulation de la réponse impulsionnelle permettant de calculer le noyau de convolution.

3.3.2 Calcul du secondaire dû au détecteur

Le noyau doit être calculé dans les mêmes conditions que la simulation avec l'objet en terme de taille de détecteur et de spectre incident de source primaire de rayons X. Il faut noter que le spectre du rayonnement incident sera nécessairement différent de celui de la source primaire de rayons X du fait de son atténuation par l'objet. Le rayonnement directement transmis sera globalement plus dur dans le modèle de simulation complet. Néanmoins, nous avons vu précédemment que le noyau était relativement peu sensible à l'énergie du photon incident.

Dans la simulation, on calcule désormais la dose directe $D^{(1)}(r)$ et la contribution due au secondaire objet $D_O^{(2)}(r)$ dans la configuration de la figure 3.17. La dose due au détecteur $D_D^{(2)}(r)$ est obtenue selon l'équation 3.14. Il s'agit de la convolution entre le signal entrant dans le détecteur et le noyau précédemment construit. La dose résultante est exprimée pour 1 photon issu de la source.

$$D_D^{(2)}(r) = \left(D^{(1)}(r) + D_O^{(2)}(r)\right) * h(r) \tag{3.14}$$



(a) primaire (b) secondaire objet

FIGURE 3.17 – Schéma de principe de la méthode basée sur une convolution. La dose incidente (primaire et secondaire objet) au détecteur est convoluée au noyau. Les évènements ayant lieu dans le détecteur ne sont plus pris en compte.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Le produit de convolution est calculé par une multiplication dans le domaine de Fourier. Les transformées de Fourier discrètes des images sont obtenues à l'aide de la librairie FFTW [1]. Pour s'affranchir des effets de bords, des zéros ont été rajoutés aux bords des images avant la transformation.

Cette approche permet de ne plus prendre en compte les interactions ayant lieu dans le détecteur et réduit ainsi le temps global de calcul en limitant la méthode Monte carlo hybride de détection forcée au seul calcul du secondaire objet. Cette méthode sera appelée **méthode hybride objet** dans la suite du manuscrit.

3.3.3 Validation de l'approche par convolution

3.3.3.1 Étude d'un objet simple

Le modèle de convolution est d'abord étudié avec le scintillateur seul. L'objet est une petite plaque de tungstène, les paramètres de la simulation ont été présentés dans la table 3.6 à la page 62. La réponse impulsionnelle est obtenue avec 2.5×10^8 photons incidents. Le détecteur est irradié avec un faisceau couvrant une zone de 25 × 25 pixels au centre du détecteur.

Les images issues du calcul hybride et de la réponse au modèle de convolution, ainsi qu'un profil horizontal, sont présentés en 3.18. Le nombre de photons incidents du modèle hybride est de 6×10^7. Derrière la plaque, l'erreur est d'environ 2% (i.e. de l'ordre de grandeur des variations statistiques) entre la valeur moyenne de dose calculée par la méthode hybride et celle donnée par le modèle de convolution, voir la table 3.14.

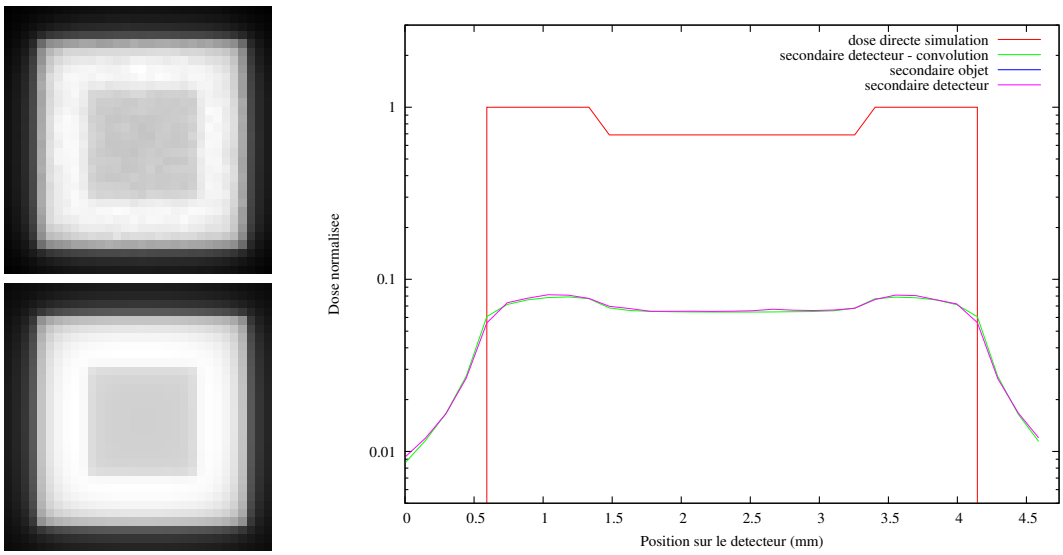


FIGURE 3.18 – Calcul de la réponse d'un détecteur de 32 × 32 × 150 voxels de 0.148 × 0.148 × 0.15mm^3 avec une irradiation large. L'image en haut à gauche présente l'image obtenue par simulation avec le modèle hybride. L'image en bas à gauche est le résultat de la convolution. Le graphe illustre les doses reçues par un profil horizontal au centre du détecteur, normalisées par le plein flux.

1. http://www.fftw.org/

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Modèle	Moyenne	Écart-type	Min	Max
Hybride	1.81×10^{-12}	1.46×10^{-14}	1.78×10^{-12}	1.84×10^{-12}
Convolution	1.84×10^{-12}	2.56×10^{-14}	1.78×10^{-12}	1.90×10^{-12}

TABLE 3.14 – Comparaison des doses secondaires (en gray) reçues par le détecteur derrière la plaque de tungstène.

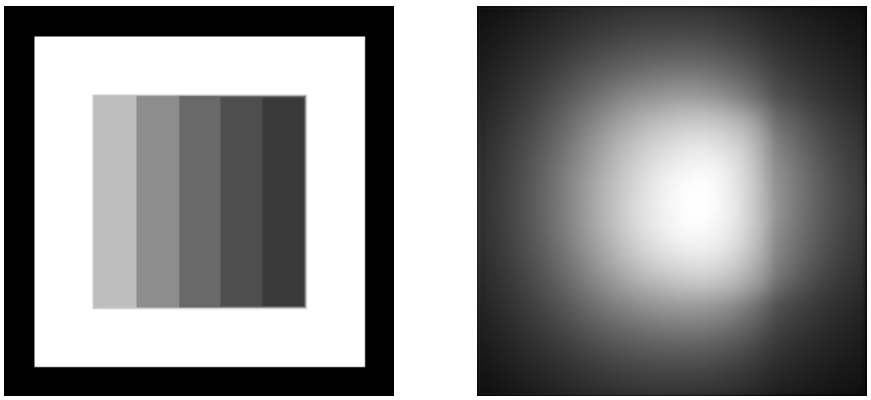
3.3.3.2 Influence de la taille du noyau de convolution

Nous considérons désormais un gradin en aluminium, constitué de 5 marches. Les paramètres de la simulation sont présentés dans la table 3.15.

Pour cette étude, la réponse impulsionnelle est évaluée sur une zone restreinte au centre du détecteur (128 × 128 pixels) et sur l'ensemble du détecteur. Le signal secondaire dû à l'objet est évaluée par une simulation avec $4.4{\times}10^6$ photons incidents. La simulation du secondaire dû au détecteur est réalisée vers un profil en ligne centrale du détecteur et pour $4.4{\times}10^7$ photons incidents.

Source	Rayonnement	Energie (keV)
Simulation	monochromatique	90
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Gradin type 1 aluminium	$30 \times 20 \times 20$	968
Détecteur	Taille de la matrice de voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6 mm^3$	Distance source-détecteur (mm)
Modèle complet	$256 \times 256 \times 37$	1000

TABLE 3.15 – Paramètres de la simulation.



(a) direct (b) secondaire objet

FIGURE 3.19 – Images d'un gradin d'aluminium placé contre le détecteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Les images de la dose directement transmise ainsi que du secondaire dû à l'objet sont présentées sur l'image 3.19. Les réponses du détecteur par la méthode hybride et selon la méthode de convolution sont présentées sur les figures suivantes où la réponse impulsionnelle est calculée sur un support de 128 × 128 pixels (figure 3.20) et 256 × 256 pixels (figure 3.21).

Nous observons que le noyau doit être suffisamment large pour que le modèle de convolution soit satisfaisant par rapport à la simulation hybride. Il doit être de la taille du détecteur.
Il convient de remarquer également que les bords du détecteur contribuent de façon significative au signal secondaire, en particulier lorque celui-ci est dans l'ordre de grandeur du signal directement transmis.

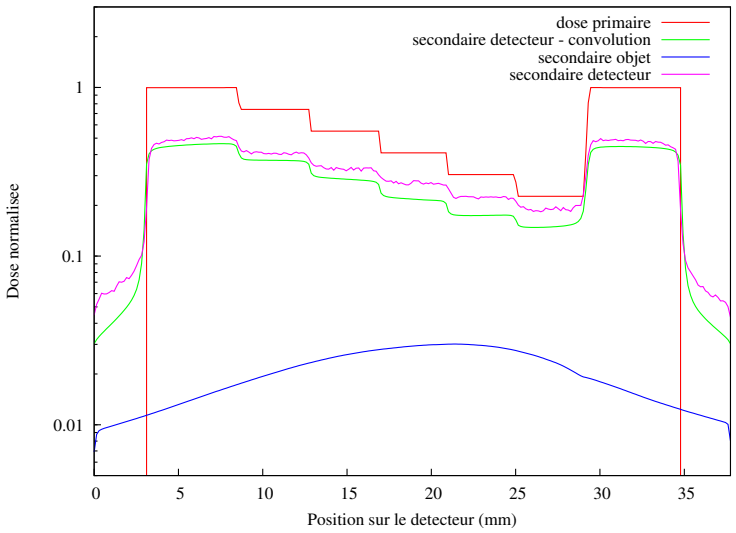


FIGURE 3.20 – Simulation du gradin d'aluminium - Réponse impulsionnelle calculée sur 128 × 128 pixels.

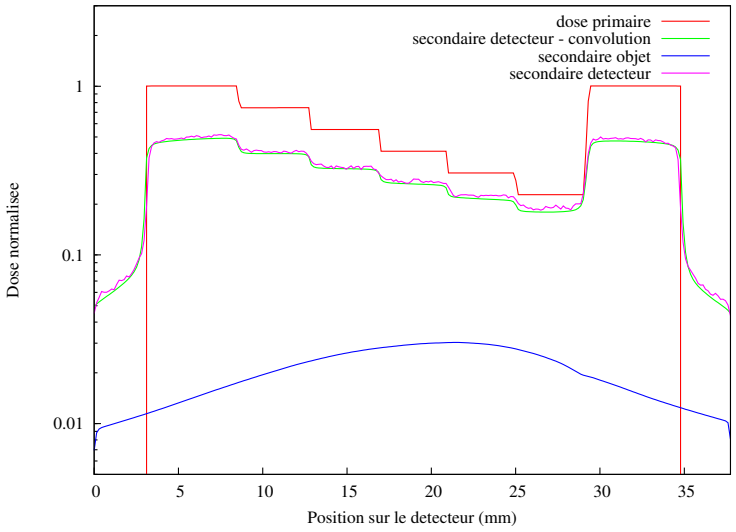
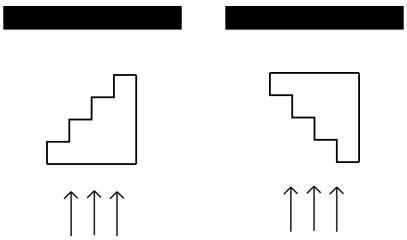


FIGURE 3.21 – Simulation du gradin d'aluminium - Réponse impulsionnelle calculée sur 256 × 256 pixels.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) gradin de type 1 (b) gradin de type 2

FIGURE 3.22 – Orientation des objets de type gradin.

3.3.3.3 Évaluation du contenu fréquentiel du secondaire objet

Dans cette partie, l'étude porte sur un objet générant plus de rayonnement secondaire. Il s'agit d'un gradin de carbone de 20 cm de profondeur. L'objet de type gradin est orienté selon deux types de configurations, représentées sur la figure 3.22. L'objectif est d'étudier l'influence de la présence d'un côté large et dense à proximité du détecteur, ainsi que de structures susceptibles d'entrainer des rayonnements secondaires obliques. Les paramètres de la simulation sont présentés dans la table 3.16.

Les réponses du détecteur par la méthode hybride et selon la méthode de convolution sont présentées sur la figure 3.23 pour un gradin de type 1. La marche la plus proche du détecteur génère un rayonnement secondaire haute fréquence. L'aspect du secondaire est par contre lisse pour les marches plus éloignées. Malgré tout, le modèle de convolution fonctionne bien puisque les profils d'estimation du secondaire détecteur se superposent. Celui-ci contribue pour une dose plus grande que le rayonnement directement transmis derrière le gradin. Ainsi, l'hypothèse d'isotropie du noyau de convolution semble raisonnable. Les bosses sur le profil secondaire objet proviennent d'évènements rares piqués (dus à la diffusion Rayleigh).

Le profil de la réponse du détecteur par la méthode hybride complète a été obtenu par la simulation de 1.5×10^8 photons incidents où le lancer de rayons était dirigé vers la ligne centrale du détecteur (soit 256 points cibles). Cette simulation a duré 1100 heures et la statistique n'est pas encore suffisante pour obtenir un profil lisse. La convolution nécessite quelques secondes seulement.

Pour ce qui concerne la méthode hybride objet, le fait de désactiver les évènements ayant lieu dans le détecteur permet de réduire le temps de calcul d'environ 30% par rapport au modèle hybride complet. Cependant, les cartes de secondaire objet présentées ici ont été réalisées avec une statistique de 3.5×10^6 photons incidents, pour une durée de 1350 heures.

Source	Rayonnement	Energie (keV)
Simulation	monochromatique	90
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Gradin - carbone	$200 \times 20 \times 20$	1798
Détecteur	Taille de la matrice de voxels de $0.148 \times 0.148 \times 0.6 mm^3$	Distance source-détecteur (mm)
Modèle complet	$256 \times 256 \times 37$	2000

TABLE 3.16 – Paramètres de la simulation.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

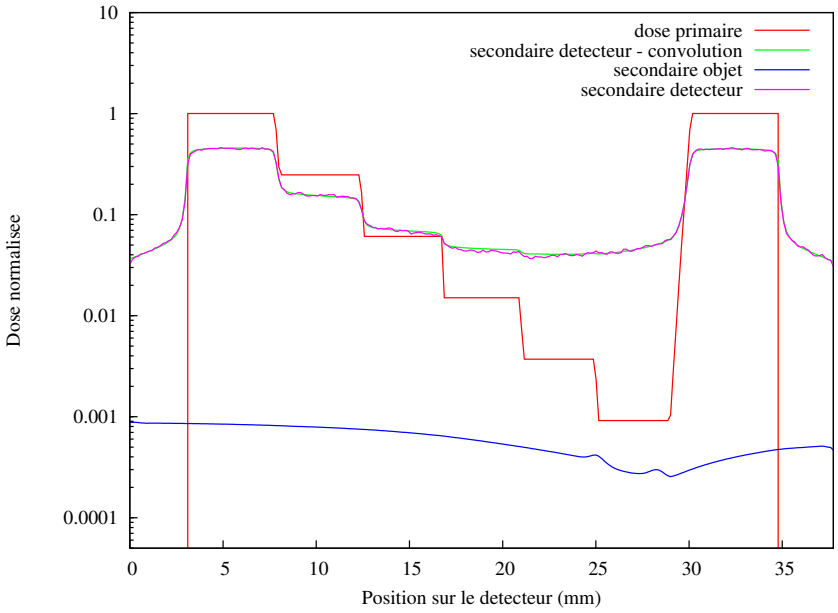


FIGURE 3.23 – Simulation d'un gradin de carbone de type 1.

Le résultat de la même expérience pour un gradin de type 2 est présenté en 3.24. Le secondaire dû à l'objet est quantitativement plus important et son aspect est assez lisse. Un faible nombre de points d'intérêts placés le long du profil devraient suffire à l'estimer. Ici aussi, le modèle de convolution permet de retrouver le signal dû au détecteur.

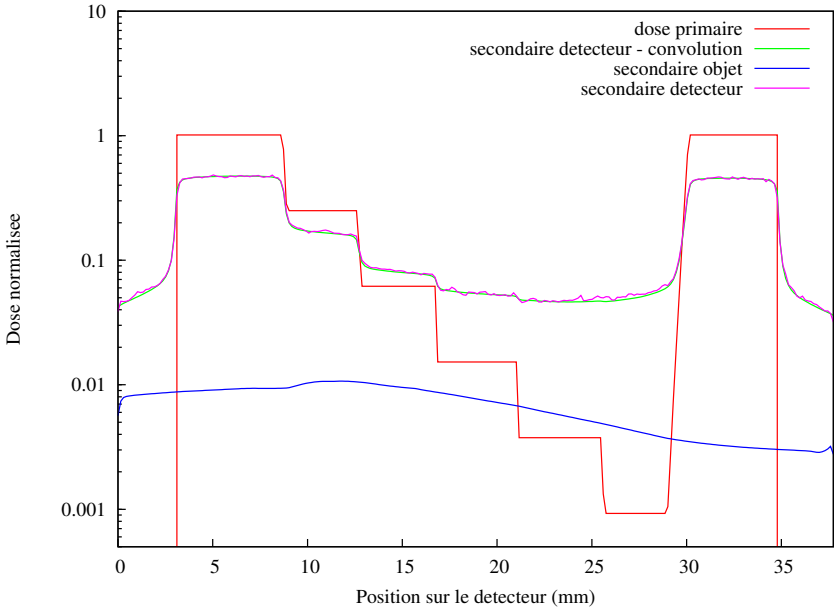


FIGURE 3.24 – Simulation d'un gradin de carbone de type 2.

L'estimation du secondaire détecteur en pleine résolution est impossible dans la méthode hybride complète. La méthode hybride objet permet de le remplacer par une simple convolution. Elle permet également un gain de temps sur l'estimation du secondaire objet en désactivant le traitement des évènements ayant lieu dans le détecteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.4 Méthode de détection forcée fixe

3.4.1 Influence du pas d'échantillonnage

Le calcul du rayonnement secondaire dû à l'objet reste vraiment long s'il est réalisé pour chaque voxel du scintillateur et doit donc être optimisé. La méthode de détection forcée fixe Poludniowski [34] propose de restreindre les calculs à un sous-ensemble de points répartis sur une grille régulière. La dose est alors interpolée linéairement pour obtenir l'image finale.

Cette approche est testée avec un gradin de trois marches en carbone placé contre un détecteur de 600 × 600 pixels, voir figure 3.25. Les paramètres de la simulation sont présentés dans la table 3.17. Le calcul est réalisé sur une grille de 10 × 10 pixels, ce qui correspond à un sous-échantillonnage de 60 (et un gain de temps de calcul de 3600) pour l'image de rayonnement secondaire objet. La simulation de 1×10^6 photons incidents dure 4 heures. Le calcul est également réalisé pour chaque pixel et présenté en bleu foncé sur la figure 3.27. Les points noirs (respectivement bleu clair et rose) présentent la dose du rayonnement secondaire objet quand les calculs déterministes sont dirigés vers le centre (respectivement le fond et l'avant) du scintillateur.

Source	Rayonnement	Energie (keV)
Simulation	monochromatique	90
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Gradin - carbone	120 × 120 × 120	1378
Détecteur	Taille de la matrice de voxels de 0.4 × 0.4 × 0.6mm^3	Distance source-détecteur (mm)
Scintillateur seul	600 × 600 × 37	1500

TABLE 3.17 – Paramètres de la simulation.

L'écart entre ces résultats provient de l'épaisseur de la couche de scintillateur et de l'angle d'incidence du secondaire, voir figure 3.26. Lorsque les points cibles du lancer de rayons sont situés au fond (resp. à l'avant) du scintillateur, la dose est sous-estimée (resp. sur-estimée) dans un voxel car ses voisins ne sont plus pris en compte dans le calcul sous-échantillonné et l'atténuation des rayons incidents obliques n'est plus prise en compte.



(a) Directe (b) Secondaire objet

FIGURE 3.25 – Calcul de dose pour le gradin de carbone. Image de la dose primaire (a) et du rayonnement secondaire provenant de l'objet (b) calculé par la méthode de détection forcée fixe.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

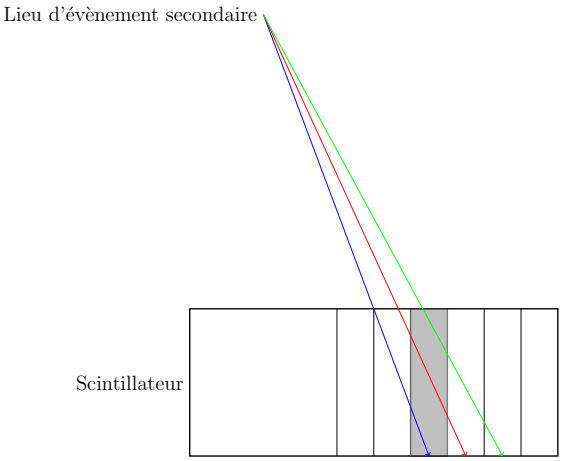


FIGURE 3.26 – Impact de l'échantillonnage pour le calcul de dose d'un évènement secondaire avec une incidence oblique. L'évaluation de la dose déposée dans le voxel gris est biaisée lorsque seul le rayon bleu est lancé.

Le calcul du secondaire objet par la méthode Monte Carlo hybride sur un nombre réduit de points et associé à une interpolation linéaire permet de réduire considérablement le temps de calcul. La dose calculée correspond à celle obtenue par la méthode hybride objet sans échantillonnage des points cibles dès lors que la dose est estimée dans le plan médian du scintillateur.

De hautes fréquences peuvent apparaître sur les bords de l'objet et peuvent être ignorées si le pas d'échantillonnage est trop grand. Pour le gradin, ce serait le cas derrière la marche la plus épaisse, un pas d'échantillonnage trop important manquerait le point d'inflexion du secondaire objet. Cependant, vu l'ordre de grandeur de l'amplitude de ces composantes hautes fréquences, cet effet n'est pas prépondérant et l'estimation du secondaire objet demeure très correcte.

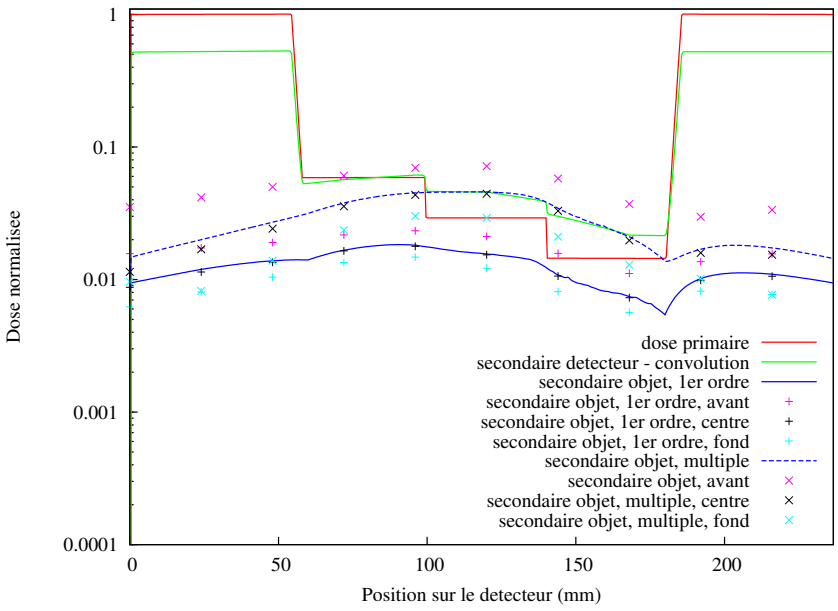


FIGURE 3.27 – Profil de dose pour le gradin de carbone. Comparaison des différents schémas de positionnement des points cibles pour le calcul Monte Carlo hybride sous-échantillonné du secondaire objet.

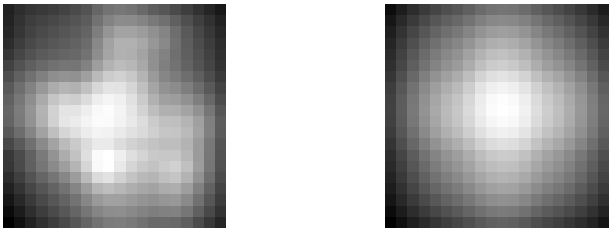
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.4.2 Influence du nombre de photons incidents

Il convient toutefois de réaliser une simulation avec un nombre de photons incidents suffisant pour que le calcul Monte Carlo converge. La routine d'estimation sur un nombre réduit de points puis interpolation est sensible au bruit, en particulier lorsque la dose due au rayonnement secondaire présente des évènements rares spatialement piqués (se visualisant comme des points chauds dans l'image de la dose secondaire). Dans le cas d'un détecteur standard, la largeur de l'image mesure 30 cm, ce qui conduit à un espacement des points de la grille de détection de l'ordre du cm. L'interpolation linéaire entraîne alors un étalement de l'erreur.

Pour des énergies incidentes de l'ordre de la centaine de keV, le principal évènement dans l'objet est la diffusion Compton (comme l'illustre la figure 1.3 en page 20). En terme de nombre d'interactions, la diffusion Compton est donc majoritaire. Cependant, lorsque l'angle solide d'un photon interagissant dans l'objet et couvrant le détecteur est restreint, la dose secondaire déposée dans le scintillateur peut provenir essentiellement d'évènements Rayleigh.

Le nombre de photons nécessaires au calcul du secondaire dû à l'objet sera choisi en fonction de l'application. Il s'agit de faire un compromis entre le temps de calcul mis en œuvre et la qualité de la simulation voulue. Le secondaire objet est estimé sur une grille de 20 × 20 pixels dans le contexte du cube d'eau contenant des inserts présenté dans la table 1.3 en page 33. Le nombre de photons incidents est augmenté jusqu'à convergence de la dose totale. La figure 3.28 illustre l'image de la dose secondaire issue du cube d'eau avec des inserts. La dose reçue par une ligne de la grille pour différents nombres de photons incidents et pour différents processus d'interaction est présentée en figure 3.29. Nous remarquons ici que la section efficace de diffusion différentielle Rayleigh entraîne un aspect haute fréquence qui peut seulement être lissé si le nombre de photons incidents de la simulation est suffisante.



(a) 5.0 $\times 10^4$ photons (b) 2.5 $\times 10^6$ photons

FIGURE 3.28 – Secondaire objet issu d'un cube d'eau contenant des inserts d'aluminium et de fer, sur une grille de détection de 20 × 20 pixels. Un nombre de photons incidents trop faible entraîne une image bruitée et un biais dans l'image finale obtenue après interpolation.

La simulation de 5 $\times 10^4$ photons incidents dure une heure. Elle permet d'estimer correctement le secondaire dû aux évènements Compton mais la statistique demeure insuffisante pour estimer le secondaire Rayleigh. La dose converge à partir de 2.5 $\times 10^6$ photons incidents, soit pour une simulation durant 50 heures. L'approche de détection forcée fixe ne suffit pas dans ce cas à obtenir un temps de calcul court pour une image pleine résolution et un volume objet de voxelisation fine.

L'étape de calcul du secondaire objet peut être réalisée après un important sous-échantillonnage du volume si le secondaire attendu est suffisamment basse fréquence. Une alternative consiste à utiliser une autre méthode de réduction de la variance. Poludniowski [34] propose d'initialiser le moteur Monte Carlo avec des nombres quasi-aléatoires plutôt que pseudo-aléatoires afin de réduire la statistique nécessaire. Le splitting vers des points d'intérêt proposé par Mainegra-Hing [35] permet une répartition plus astucieuse des points cible et rend l'interpolation linéaire plus robuste face aux fluctuations statistiques.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

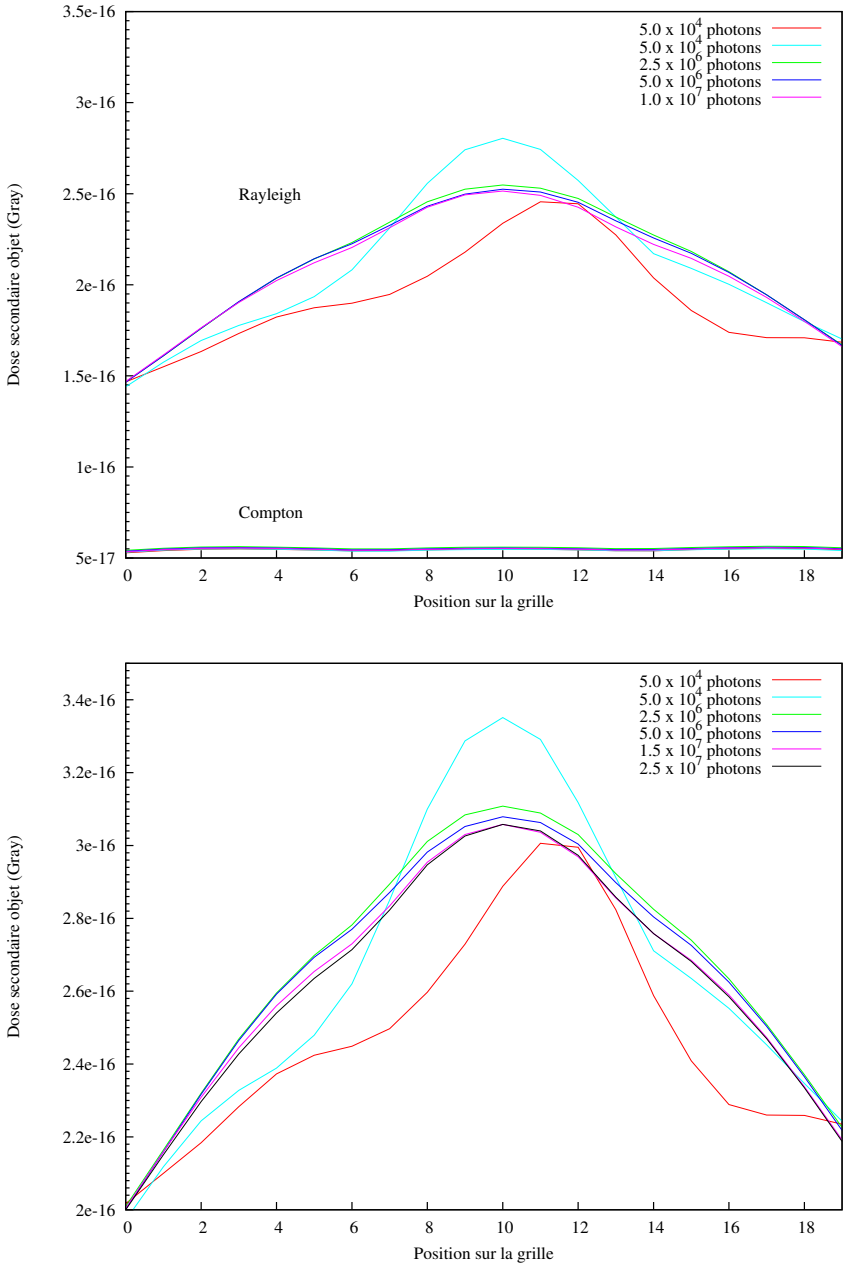


FIGURE 3.29 – Secondaire objet issu d'un cube d'eau contenant des inserts d'aluminium et de fer, sur une ligne de détection de 20 pixels. Le graphe du haut présente les contributions Compton et Rayleigh séparément et le graphe du bas présente la dose totale du rayonnement secondaire objet. Les points chauds sur la carte de dose finale proviennent d'évènements Rayleigh. Un nombre de photons incidents suffisant permet de lisser le signal secondaire objet.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'hypothèse d'un rayonnement secondaire objet basse-fréquence est valide dans la plupart des configurations testées lors de cette étude. Elle admet des limites lorsque les évènements de type Rayleigh sont les principaux contributeurs à la dose secondaire. Une grille régulière pour positionner les points cibles du calcul de la méthode Monte Carlo hybride convient donc pour un traitement de routine.
Pour éviter un biais lors de l'interpolation, un nombre de photons incidents suffisant doivent être simulés ou une méthode de réduction de la variance doit être implantée.
Si le rayonnement secondaire objet est susceptible de contenir des hautes fréquences, le choix des points cibles devrait être guidé vers les gradients spatiaux de la dose déposée dans le scintillateur par le rayonnement directement transmis.

3.4.3 Synthèse

Un environnement de simulation réaliste basé sur une méthode Monte Carlo est développé. Le modèle nécessite peu d'a priori et peut donc s'adapter à l'étude de tous types d'objets, d'énergies et de systèmes de détection. Nous rappelons que cet aspect est fondamental dans le contexte du contrôle non-destructif car le système CBCT est exploité pour traiter une grande variété d'objets. Des techniques d'accélération ont été mises en place et validées. La méthode hybride objet permet d'obtenir l'opérateur de projection P nécessaire à la correction des images par une méthode itérative. Les différentes hypothèses émises ont été vérifiées par simulation.

Les temps de calcul pour une simulation avec un détecteur en pleine résolution demeurent longs mais sont désormais réalisables avec l'aide du centre de calcul. Des pistes pour une accélération supplémentaire sont proposées. Un modèle plan du détecteur peut suffire au calcul du secondaire objet et réduire ainsi le parcours des particules dans Geant4 et dans le lancer de rayons. Le temps de calcul du secondaire lui-même pourra être diminué par des méthodes de réduction de la variance ou la parallélisation du lancer de rayons.

L'objectif de la thèse étant de corriger les artefacts dus aux rayonnements secondaires, l'effort est concentré sur la validation de la méthodologie présentée sur la figure 2.3 en page 51. L'amélioration de la méthode hybride objet et le développement d'une routine compatible avec des temps de reconstruction courts sont laissés à de futures études.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 4

Mise en place d'une méthodologie de correction

Sommaire

4.1 Protocole de traitement des données 83
4.2 Étude d'un objet mono-matériaux 85
4.2.1 Segmentation - étude préliminaire 85
4.2.2 Étude d'un objet synthétique 87
4.2.3 Réponse impulsionnelle apprise par acquisition 87
4.2.4 Mise en œuvre de la correction 89
4.3 Étude d'un objet poly-matériaux 91
4.3.1 Segmentation 91
4.3.2 Mise en œuvre de la correction 93
4.4 Convergence 96
4.5 Discussion 99

4.1 Protocole de traitement des données

Le diagramme de la figure 4.1 présente le protocole utilisé pour corriger les artefacts. Les images issues de l'acquisition $I_C^{(k)}$ sont corrigées en flux et en offset selon l'équation 1.14 de la page 36. Pour les normaliser avant la rétroprojection et compenser les éventuelles variations de flux entre les projections, une ROI est tracée sur chacune des images dans une zone où l'objet n'est pas visible. La valeur moyenne dans cette région d_k permet alors de recaler la dynamique de chaque image acquise $I_C^{(k)}$ selon l'équation 4.1. De cette façon, l'atténuation est nulle dans l'air pour l'image $I_N^{(k)}$.

$$I_N^{(k)} = \log\left(\frac{d_k}{I_C^{(k)}}\right) \tag{4.1}$$

Le volume rétroprojeté est calculé à l'aide de l'environnement RTK [1]. La géométrie de l'acquisition est transmise via un fichier html de calibration exporté par DigiCT (extension .cal). Le fichier de calibration permet également de replacer le volume reconstruit dans la géométrie de la simulation hybride afin de simuler l'étape de projection dans les mêmes conditions que l'acquisition. Le recalage entre l'acquisition, la reconstruction et la projection est sujet à des erreurs de géométries de l'ordre du dixième de millimètre qui peuvent gêner la routine de correction, en particulier l'étape de différence entre les données simulées et celles acquises. Il est donc

1. http://www.creatis.insa-lyon.fr/~srit/rtk/index.html

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

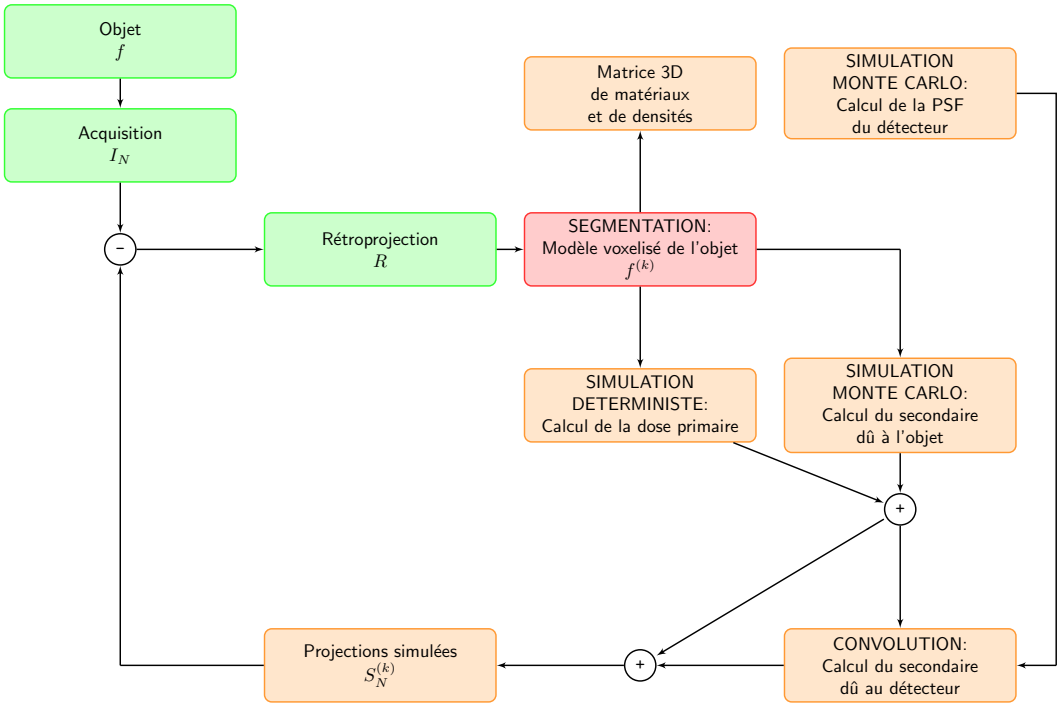


FIGURE 4.1 – Schéma détaillé du principe de la correction.

parfois nécessaire d'effectuer un ultime recalage rigide pour que l'erreur de placement du volume reconstruit soit inférieure à la taille du voxel du volume.

Une routine de segmentation en matériaux permet de convertir le volume reconstruit dans l'environnement Geant4. Cette étape nécessite un a priori fourni par l'utilisateur, à savoir les matériaux composant l'objet tomographié. La segmentation doit s'accompagner d'une caractérisation de chaque voxel en densité. Elle s'avère délicate car il s'agit de convertir une image tomographique d'atténuation en une information de densité et de composition chimique reproduisant les dégradations de l'acquisition initiale. Cette étape de segmentation est étudiée dans le prochain paragraphe. À partir de ce volume $f^{(k)}$, les différentes contributions sont calculées avec la méthode hybride, la détection fixe forcée pour le secondaire objet et la convolution pour le secondaire détecteur. L'ensemble des contributions est alors sommé et normalisé par la valeur moyenne dans le plein flux pour obtenir les images simulées $S_N^{(k)}$.

L'approche itérative consiste à corriger dans le domaine du volume reconstruit. Le volume de différence entre les images acquises et celles simulées est calculé et ajouté à l'estimation précédente selon l'équation 2.10 en page 51. L'étape de segmentation permet d'obtenir un volume final exprimé en densités et en matériaux. Le critère d'arrêt de la routine itérative et ses conditions de convergence seront discutés dans un paragraphe dédié.

La méthodologie de correction est testée pour la correction des tomographies des objets présentés sur la figure 4.2. Le premier objet est un cube en aluminium de 4 cm de côté. Le second est un échantillon cylindrique issu d'un câble haute-tension mesurant 10 cm de hauteur et 3 cm de diamètre. Il est composé de fils de cuivre, d'un isolant en éthylène-propylène et d'une tresse de cuivre étamé. Les acquisitions sont réalisées avec un nombre de vues conséquent (600 pour le cube et 720 pour le câble) et à une cadence d'une image par seconde afin de réduire l'effet de la rémanence.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



FIGURE 4.2 – Cube en aluminium et section de câble.

4.2 Étude d'un objet mono-matériaux

4.2.1 Segmentation - étude préliminaire

4.2.1.1 À partir de l'histogramme des densités reconstruites

Dans le cas d'un objet mono-matériaux, il s'agit de segmenter les voxels objets en deux classes, air ou matériau. En prenant l'exemple du cube en aluminium, l'histogramme des densités reconstruites est présenté en figure 4.3. Le volume est alors segmenté en matériaux par seuillage, selon les valeurs d'atténuation reconstruites. Le seuil est obtenu par une méthodes de k-moyennes, de façon à séparer au mieux les deux distributions, soit pour une valeur de 0.25 cm^{-1}. L'atténuation moyenne dans l'air n'est pas nulle, mais est attribuée aux voxels dont la densité est comprise entre -0.1 et 0.25 cm^{-1}. Pour ce qui est de l'objet, en rejetant les pixels de bruit, on obtient des valeurs comprises entre 0.25 et 0.51 cm^{-1}. Une discrétisation en matériaux est nécessaire pour modéliser le volume dans Geant4. Un matériau est constitué d'une composition chimique et d'une densité. Idéalement, il faudrait créer un grand nombre de matériaux mais cela contribue à complexifier la simulation. L'objectif de cette expérience est de montrer la faisabilité de la correction, aussi nous utilisons un faible nombre de matériaux. Dix matériaux sont créés dans l'environnement Geant4, il s'agit d'aluminium dont la densité varie entre 1.7 et 2.7 $g.cm^{-3}$.

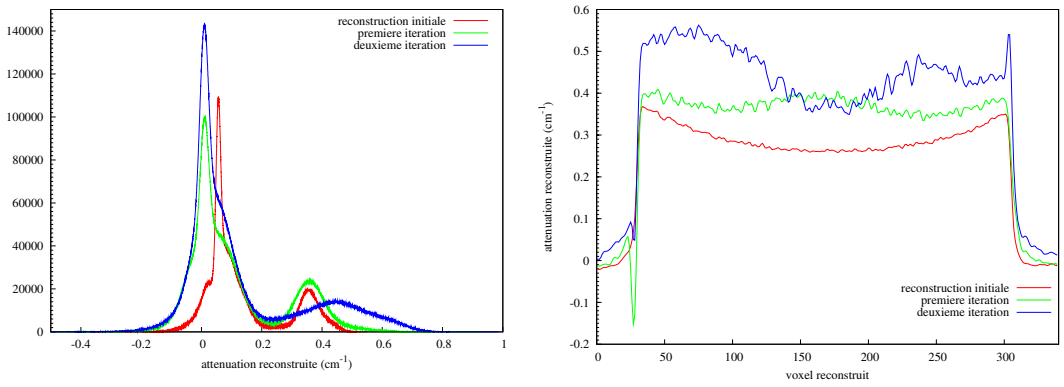


FIGURE 4.3 – Histogrammes des atténuations reconstruites et profil sur une coupe tomographique lorsque la segmentation est calculée par seuillage.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

La segmentation consiste à attribuer linéairement une densité relative à chaque voxel de telle sorte que la densité attendue du matériau (2.7 g.cm^{-3}) corresponde à l'atténuation maximum du matériau. Une approche de segmentation par la moyenne plutôt que par le maximum sera évaluée dans le paragraphe 4.3.1 En raisonnant par seuillage, les densités attribuées aux voxels reconstruits correspondent à des atténuations reconstruites variant entre 0.25 et 0.6 cm^{-1} pour la première itération et 0.25 et 0.7 cm^{-1} pour la seconde. Aussi, cette méthode de segmentation relative, basée sur le maximum des valeurs reconstruites ayant un label matériau donné, fait rapidement diverger l'algorithme itératif. Il convient d'appliquer une méthode de segmentation basée sur des coefficients d'atténuation absolus.

4.2.1.2 À partir du calcul de l'atténuation attendue

Afin d'obtenir le coefficient linéaire d'atténuation effectif attendu pour un spectre incident polychromatique donné, il faut calculer l'atténuation globale à partir des coefficients d'atténuation dépendant de l'énergie incidente. Pour un spectre incident S composé de N_0 photons traversant un objet d'une longueur l, le nombre de photons N_{DT} directement transmis s'écrit :

$$N_{DT} = \int_S N_0(E)\exp(-\mu(E)l)\mathrm{d}E \tag{4.2}$$

En première approximation, lorsque la taille de l'objet tend vers 0, la relation devient :

$$N_{DT} \approx \int_S N_0(E)(1-\mu(E)l)\mathrm{d}E \tag{4.3}$$

Le nombre de photons ayant interagi dans l'objet s'écrit alors :

$$N_{DT} - \int_S N_0(E)\mathrm{d}E \approx \int_S N_0(E)\mu(E)l\mathrm{d}E \tag{4.4}$$

Ainsi, le coefficient d'atténuation linéaire effectif μ_{eff} par unité de longueur et par photon incident s'exprime par la relation :

$$\mu_{\text{eff}} \approx \frac{\int_S N_0(E)\mu(E)\mathrm{d}E}{\int_S N_0(E)\mathrm{d}E} \tag{4.5}$$

On peut noter que la valeur effective donnée par l'équation 4.5 est la plus forte pour un matériau donné s'il ne présente pas de discontinuités d'absorption photoélectrique pour le spectre incident. En effet, pour des épaisseurs plus importantes, $\mu(E)l$ n'est plus négligeable devant l'unité et l'approximation de l'équation 4.3 n'est plus valable. La valeur de $\mu(E)$ est alors nécessairement plus faible puisque le phénomène de durcissement de faisceau intervient.

En ayant connaissance d'une version discrète du spectre polychromatique incident, composé de k énergies, le coefficient d'atténuation linéaire effectif μ^i_{eff} d'un matériau i donné est estimé selon l'équation 4.6.

$$\mu^i_{\text{eff}} = \frac{\sum_k N_0(E_k)\mu(E^i_k)}{\sum_k N_0(E_k)} \tag{4.6}$$

Dès lors, la densité des voxels de l'objet est recalée linéairement de telle sorte que la densité attendue du matériau corresponde au coefficient μ^i_{eff}. Dans l'exemple du cube, le coefficient effectif d'atténuation pour une source poychromatique de 160 kV filtrée par une plaque de 0.5 mm de cuivre vaut 0.578 cm^{-1}.

Le graphe 4.4 illustre la différence entre les coefficients d'atténuation reconstruits dans le cas de la simulation d'un cylindre d'eau tomographié avec des faisceaux incidents monochromatique et polychromatique de 100 keV. En monochromatique, le coefficient d'atténuation tabulé dans EPDL est de 0.247 cm^{-1} et la valeur moyennée sur la coupe reconstruite est de 0.244 cm^{-1}. Pour le spectre polychromatique, le calcul précédent aboutit à un coefficient de 0.325 cm^{-1} et la valeur reconstruite moyenne est de 0.303 cm^{-1}. L'estimation du coefficient μ^i_{eff} est raisonnable dans cette configuration. Il faut noter toutefois que nous raisonnons dans le cadre d'un objet simple,

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

distribué de manière homogène et entouré d'air. La validité de cette approche sera discutée dans l'étude d'un objet poly-matériaux.

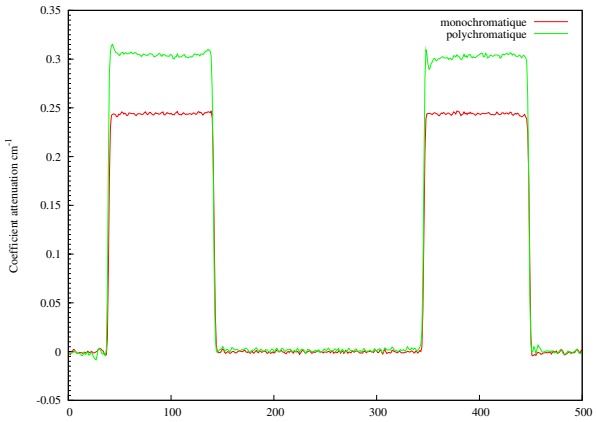


FIGURE 4.4 – Simulation de l'atténuation d'un cylindre d'eau avec un spectre incident de 100 kV monochromatique et polychromatique. Comparaison des coefficients reconstruits.

À partir de la connaissance du matériau composant l'objet, un coefficient d'atténuation effectif est estimé afin de caractériser le volume reconstruit en terme de densité. La densité de chaque voxel est fixée linéairement par rapport à la valeur maximale de l'atténuation reconstruite dans le matériau.

4.2.2 Étude d'un objet synthétique

Dans un premier temps, le modèle complet de projection est testé avec un volume voxelisé en aluminium de densité 2.7 g.cm^{-3} positionné dans la géométrie présentée en page 30. Le voxel du volume reconstruit mesure 146 μm. Il s'agit de comparer les images simulées $S_N^{(k)}$ avec celles $I_N^{(k)}$ obtenues par l'acquisition. Ces images sont normalisées selon l'équation 4.1 en page 83. La figure 4.5 présente cette étude pour deux rotations de l'objet (illustrées par les acquisitions correspondantes). Les graphes comparent les profils au centre du cube pour l'image acquise, l'image simulée, ainsi que l'image qui aurait été obtenue sans la présence des rayonnements secondaires. Les résultats montrent une bonne adéquation entre les dégradations du système réel et celles du système simulé. Après normalisation par le plein flux, la dose simulée derrière l'objet correspond à celle qui a été reçue par le détecteur.

Une limite de notre modèle est visible pour l'angle où le bord du cube est parallèle au faisceau : la simulation de la projection du cube tend à sur-estimer la dose reçue. Le profil de l'acquisition présente une dégradation plus conséquente du signal derrière le cube, la dose est amoindrie sur une vingtaine de pixels. Le détecteur réel a donc une réponse plus étalée que le modèle proposé par notre étude. Ce phénomène peut provenir des hypothèses d'isotropie émises lors de la construction de la réponse impulsionnelle du détecteur. L'absence de diffusion optique dans les processus pris en compte peut également expliquer cette différence.

4.2.3 Réponse impulsionnelle apprise par acquisition

Étant donné que notre modèle de détecteur n'est pas suffisant pour rendre compte de l'étalement du bord sur la figure 4.5, une acquisition est réalisée afin d'estimer la PSF réelle. Le détecteur est recouvert de plomb et seul un trou de 300μm de diamètre laisse passer le faisceau incident de 90kV. L'image, corrigée en offset et en plein flux, est obtenue en moyennant 16 images. Le résultat de cet éclairement de 4 pixels au centre du détecteur est présenté en figure 4.6.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

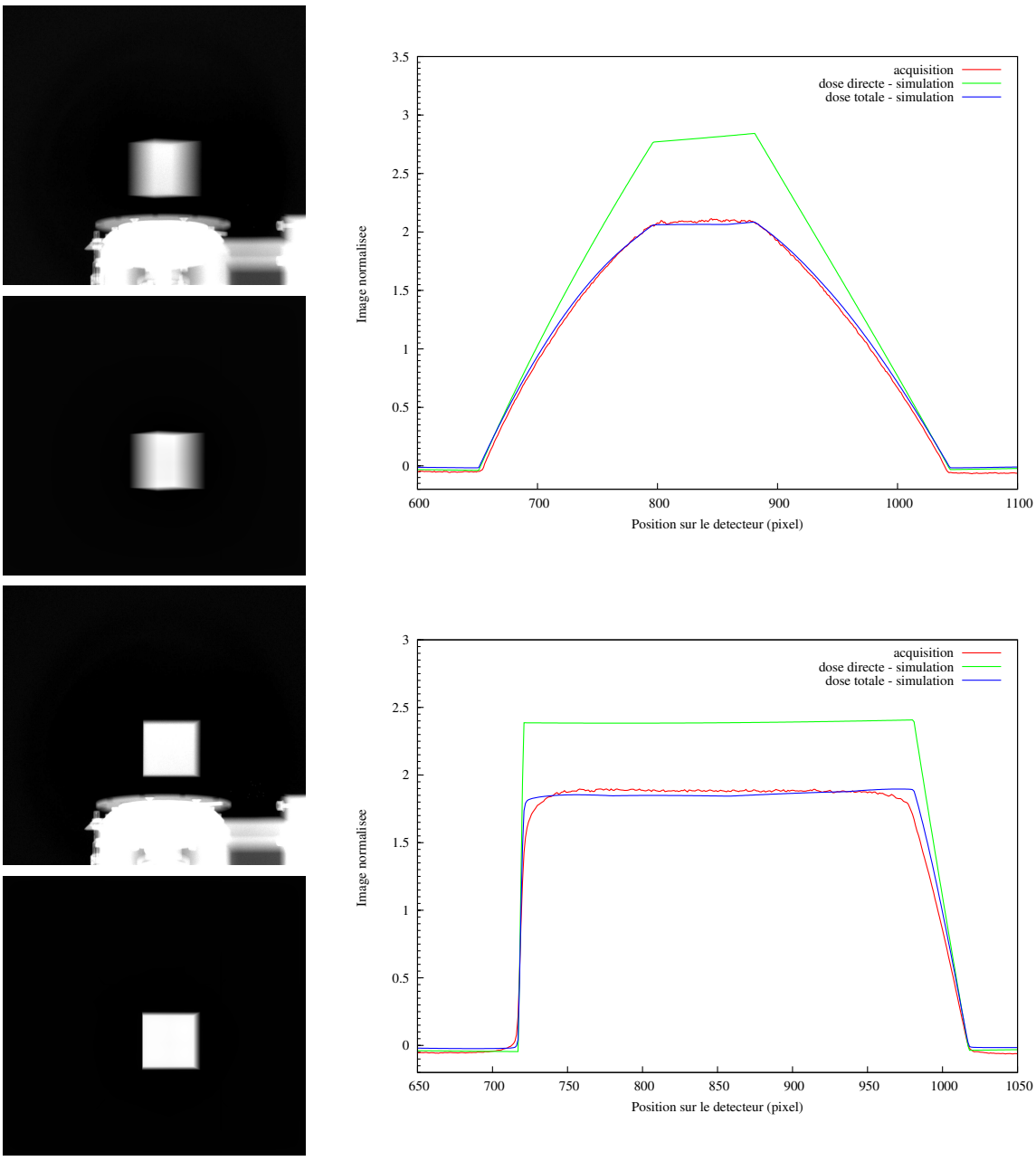


FIGURE 4.5 – Comparaison de l'acquisition radiographique d'un cube en aluminium (images du haut à gauche) et de la simulation complète par le modèle développé d'un volume voxelisé d'aluminium (images du bas à gauche). Deux angles différents sont illustrés. Le graphe présente un profil au centre du cube de l'image acquise, de l'image simulée avec le rayonnement primaire seul et de l'image simulée avec l'ensemble des contributions. Les images sont normalisées selon l'équation 4.1 en page 83.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

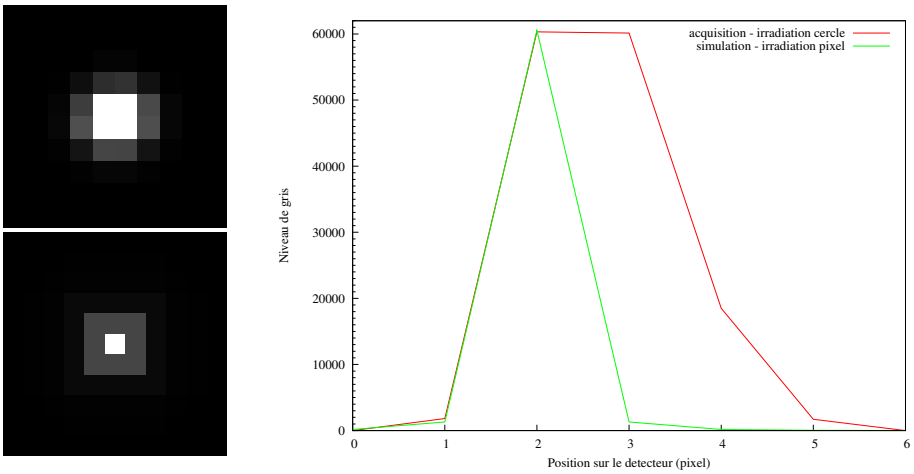


FIGURE 4.6 – Comparaison de l'acquisition et de la simulation. Réponse acquise du détecteur à un éclairement par une fenêtre d'un diamètre de 300μm et une tension de 90kV (image du haut) et réponse simulée du détecteur à l'éclairement d'un pixel (image du bas). L'image est codée sur 16 bits. Le graphe présente le profil de l'image acquise et de l'image simulée en gray recalée en niveau de gris.

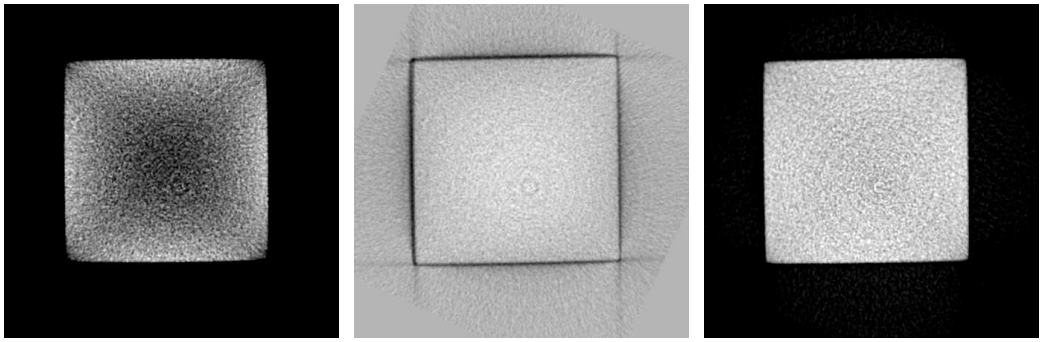
L'image rend compte d'un étalement étroit de la réponse du détecteur : le signal est dégradé sur deux pixels. Cette acquisition ne permet pas de modéliser la dégradation de l'acquisition puisque celle-ci s'étend sur une vingtaine de pixels. La diffusion des photons optiques ne justifie pas cet étalement car il devrait se reproduire dans l'acquisition de la réponse à la fenêtre circulaire. Ainsi, des phénomènes extérieurs viennent s'additionner et le modèle de convolution ne suffit pas à décrire la projection du bord du cube en aluminium.

Il s'agit ici vraisemblablement d'une des limites évoquées dans le paragraphe 3.2.3 en page 68. Notre modèle de convolution considère que le rayonnnement incident entre perpendiculairement au détecteur. Les travaux de Bub [45] montrent que la réponse d'un détecteur à un bord de plomb est plus étalée si une plaque d'aluminium est placée à proximité du détecteur. Le secondaire objet est pris en compte dans la convolution en terme de dose déposée mais son incidence est négligée. Dans le cas de la correction de l'image du cube en alumium, il faudrait donc envisager de calculer plusieurs cartes de dose. Chacune correspondrait à une incidence ou à un groupe d'incidence (par exemple entre 0° et 15° puis entre 15° et 30° etc) et serait convoluée par un noyau appris avec l'incidence correspondante.

4.2.4 Mise en œuvre de la correction

Le protocole de correction présenté en 4.1 est appliqué à l'acquisition du cube en alumium. Le volume reconstruit initial présente un artefact de cupping au centre de l'objet et les bords du cube sont émoussés. L'étape de segmentation en matériaux décompose le volume reconstruit en aluminium ou en air. La densité nominale de l'aluminium est assignée aux voxels ayant une atténuation reconstruite de 0.43 cm^{-1}. Le volume segmenté est ensuite projeté et les images de différences entre les donnés acquises et les projections simulées sont calculées en vue d'être fournies à la routine de rétroprojection. Le volume de la différence reconstruite est ajouté au volume intial afin d'obtenir le volume $f^{(1)}$ correspondant à la première itération. Cette étape est illustrée sur la figure 4.7.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) volume initial (b) volume de différence (c) volume corrigé

FIGURE 4.7 – Comparaison d'une coupe tomographique d'un cube de 4 cm de côté en aluminium reconstruit à partir des données acquises et de la différence entre les données acquises et les données simulées. Le volume corrigé est la somme de ces deux volumes.

La figure 4.8 présente les coupes 2D centrales du volume reconstruit avec les données acquises et de celui obtenu après une itération de la méthode de correction des artefacts. La correction permet de traiter le cupping dû aux rayonnements secondaires et au durcissement de faisceau. Les bords du cube sont plus nets et la dimension du cube est corrigée. On retrouve la côte de 4 cm pour la largeur du cube, légèrement sur-estimée dans le volume initial. Le pic de valeurs négatives au bord du cube est dû à la sous-estimation de la réponse du détecteur telle que présentée dans l'étude du cube synthétique.

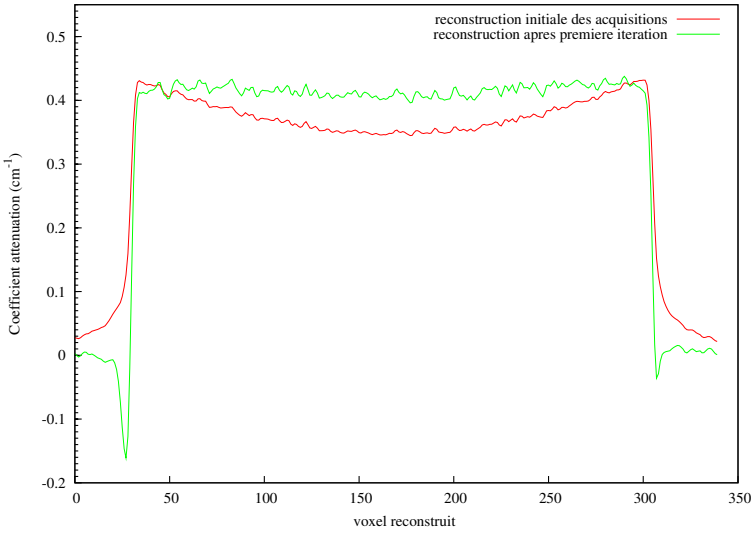


FIGURE 4.8 – Profil horizontal moyenné dans une région rectangulaire de coupes 2D des volumes acquis et corrigé. L'image issue de l'acquisition présente un cupping artefact dû aux rayonnements secondaires provenant de l'objet. L'itération permet de retrouver un niveau constant dans l'objet.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.3 Étude d'un objet poly-matériaux

Le protocole de correction est testé sur un objet multi-matériaux, la section de câble haute-tension. Les conditions d'acquisition sont résumées dans le tableau 4.1. Le voxel du volume reconstruit mesure 78 μm. Une coupe transversale du volume reconstruit est présentée sur la figure 4.9. Les fils de la cuivre constituant la tresse centrale présentent des artefacts de cupping et la région entre eux est dégradée.

Source	Rayonnement	Tension (kV)
Filtre 0.5 mm (Cu)	polychromatique	90 kV
Objet	Dimensions (mm^3)	Distance source-objet (mm)
Cable	$30 \times 30 \times 100$	144.8
Détecteur	Taille de la matrice de pixels	Distance source-détecteur (mm)
Pixium 2630S	1560×1440	340.0

TABLE 4.1 – Paramètres de l'acquisition du câble.

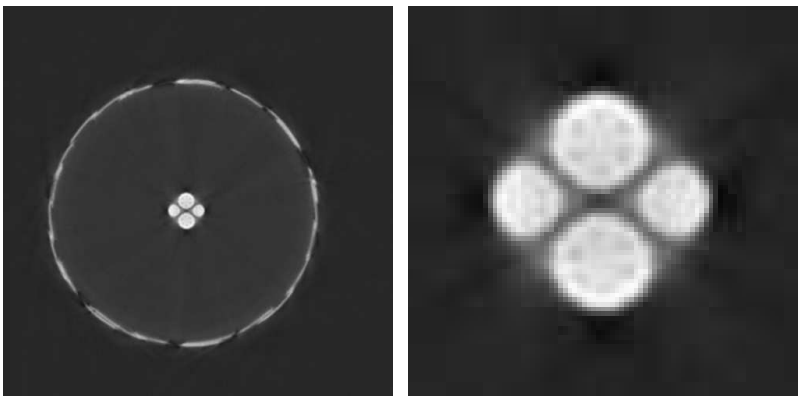


FIGURE 4.9 – Coupe 2D issue de la reconstruction initiale. Vue complète à gauche et zoom sur la tresse en cuivre à droite. Les fils de cuivre sont flous et leurs contours sont mal définis.

4.3.1 Segmentation

À partir de cette reconstruction initiale, la segmentation va constituer à définir un volume voxelisé en trois matériaux : l'air, l'isolant et le cuivre. Cependant, la difficulté de cette étape est illustrée avec l'histogramme des coefficients d'atténuation reconstruits (figure 4.11) et un profil horizontal issu du centre de l'image de la coupe 2D (figure 4.10). En effet, les valeurs d'atténuation correspondant à l'air et à l'isolant sont bien définies mais le cuivre s'étend sur une grande amplitude de valeurs. Cela provient du fait que deux régions à géométries très différentes sont constituées de cuivre : la tresse centrale et la nappe périphérique du câble. Leurs atténuations respectives sont donc également différentes, ainsi que nous l'avons montré dans le paragraphe 4.2.1.2 en page 86. Suivant la position angulaire lors de l'acquisition tomographique, un bord de l'objet est exposé à de grandes variations du faisceau incident lorsque celui-ci arrive directement depuis la source ou s'il a été durci par l'ensemble de l'objet. Les valeurs d'atténuation

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

reconstruites pour un même matériau diffèrent alors : on observe un facteur 2 entre la nappe et la tresse centrale sur la figure 4.10.

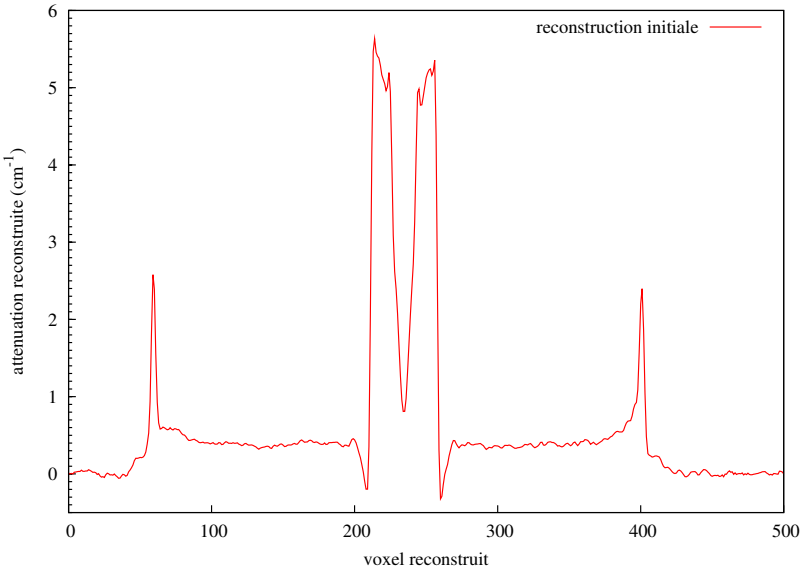


FIGURE 4.10 – Profil de l'atténuation reconstruite sur une coupe tomographique du volume initial.

L'approche de segmentation présentée dans le cadre du cube d'aluminium est tout d'abord testée. Les voxels sont segmentés en matériaux à l'aide des k-moyennes. Cette répartition est représentée par les légendes en matériaux de l'histogramme de la figure 4.11. Les étoiles sur le graphe sont placées à l'atténuation pour laquelle la valeur de densité nominale du matériau est affectée.

Deux méthodes de segmentation sont proposées. La première est appelée segmentation par le maximum (en vert) et correspond à l'approche utilisée dans le traitement du cube en aluminium. La valeur de densité nominale du cuivre, 8.96 g.cm^{-3}, est affectée aux voxels dont l'atténuation reconstruite vaut 6 cm^{-1}. Les densités relatives des voxels étiquettés cuivre sont alors calculées de façon linéaire et varient entre 1.86 g.cm^{-3} et 6 g.cm^{-3}. La seconde technique de segmentation consiste à affecter la valeur de densité nominale du cuivre aux voxels situés en milieu de l'histogramme du cuivre, soit vers 4 cm^{-1}. Le choix de la position de la densité nominale est arbitraire mais va conditionner le comportement de l'algorithme itératif. Il semble préférable de limiter l'effort de correction de la première itération. Il s'agit ici de minimiser les écarts entre les atténuations reconstruites visées et celles obtenues à l'initialisation. Les itérations suivantes permettent d'affiner l'objectif de réhaussement global de l'histogramme. Cette méthode est appelée segmentation par la moyenne (en bleu). Les densités relatives des voxels étiquettés cuivre sont alors calculées de façon linéaire et varient entre 4.25 g.cm^{-3} et 13 g.cm^{-3}.

La segmentation d'un objet poly-matériaux est plus complexe et le durcissement de faisceau entraîne une dispersion des coefficients d'atténuation reconstruits.
Une nouvelle méthode de segmentation, appelée segmentation par la moyenne, est proposée afin d'attribuer la densité nominale du matériau à une valeur en milieu d'histogramme des valeurs reconstruites dudit matériau. Cette approche vise à réduire les écarts de densité attribuée aux voxels du volume dont l'atténuation est faible et la densité nominale.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

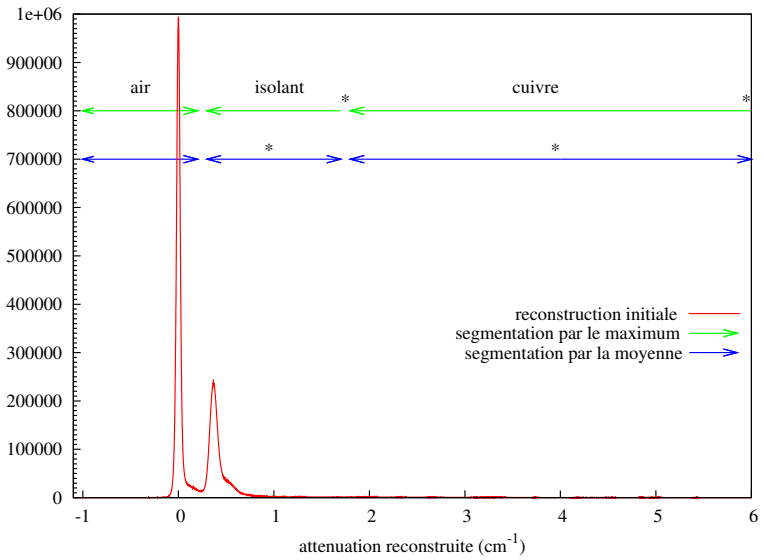


FIGURE 4.11 – Histogramme des atténuations reconstruites, obtenu à partir de l'acquisition et utilisé pour la segmentation en matériaux et en densités. Les étoiles représentent les valeurs d'atténuations reconstruites auxquelles sont affectées les valeurs de densité nominales des matériaux.

4.3.2 Mise en œuvre de la correction

Les projections issues de chacune des segmentations sont simulées pour chaque angle et on calcule la différence entre les images acquises et simulées, voir figure 4.12. L'ensemble des différences est alors reconstruit pour obtenir un volume voxelisé en atténuations.

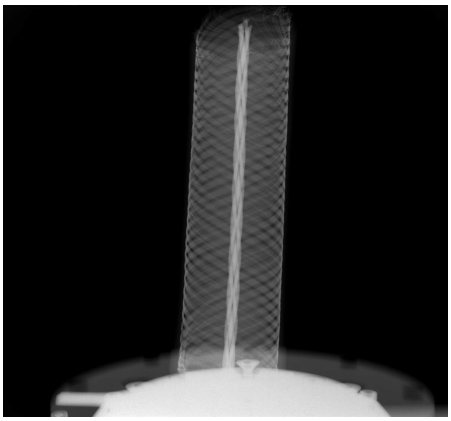
Le volume reconstruit est segmenté en densités et matériaux. La figure 4.13 présente le résultat de cette segmentation pour une coupe reconstruite à partir des images acquises et de la première itération de la correction. La routine de correction permet une meilleure description de la tresse centrale de fils de cuivre. On distingue les quatre ensembles de fils, regroupés selon des cercles. Le contraste entre la nappe de cuivre étamé extérieure et l'isolant est mieux marqué. Par contre, l'information concernant la bande d'isolant extérieure est moins nette.

Les profils horizontaux de la coupe 2D permettent de qualifier l'influence des deux méthodes de segmentation sur le résultat de la routine de correction, voir la figure 4.14. Pour cette segmentation, le cuivre est segmenté en 42 densités variant de 4.25 g.cm^{-3} à 15.45 g.cm^{-3} et l'isolant est segmenté en 24 densités variant de 0.31 g.cm^{-3} à 5.625 g.cm^{-3}. Une segmentation plus fine permettrait de lisser les variations de densités dans le volume mais représente d'autant plus de matériaux à considérer dans Geant4.

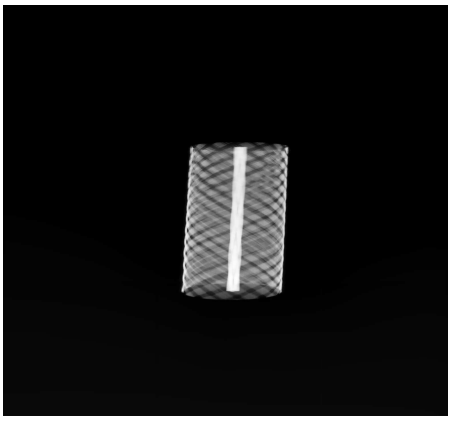
La segmentation par le maximum permet de réhausser les valeurs de densités de la nappe de cuivre au détriment du contraste de la tresse centrale (image 4.13(h)). Les bords de la tresse sont flous et la segmentation en matériaux est améliorée par rapport à la reconstruction initiale mais demeure inexacte au centre (les groupes de fils ne sont pas circulaires sur l'image 4.13(e)).

La segmentation par la moyenne procure de meilleurs résultats dans cette configuration. Le centre de la tresse est mieux discriminé comme n'étant pas du cuivre. La combinaison de la carte de densités et de celle de matériaux donne accès à une bonne description de l'objet tomographié.

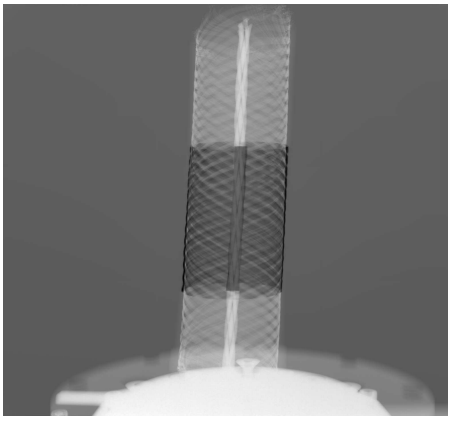
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



acquisition



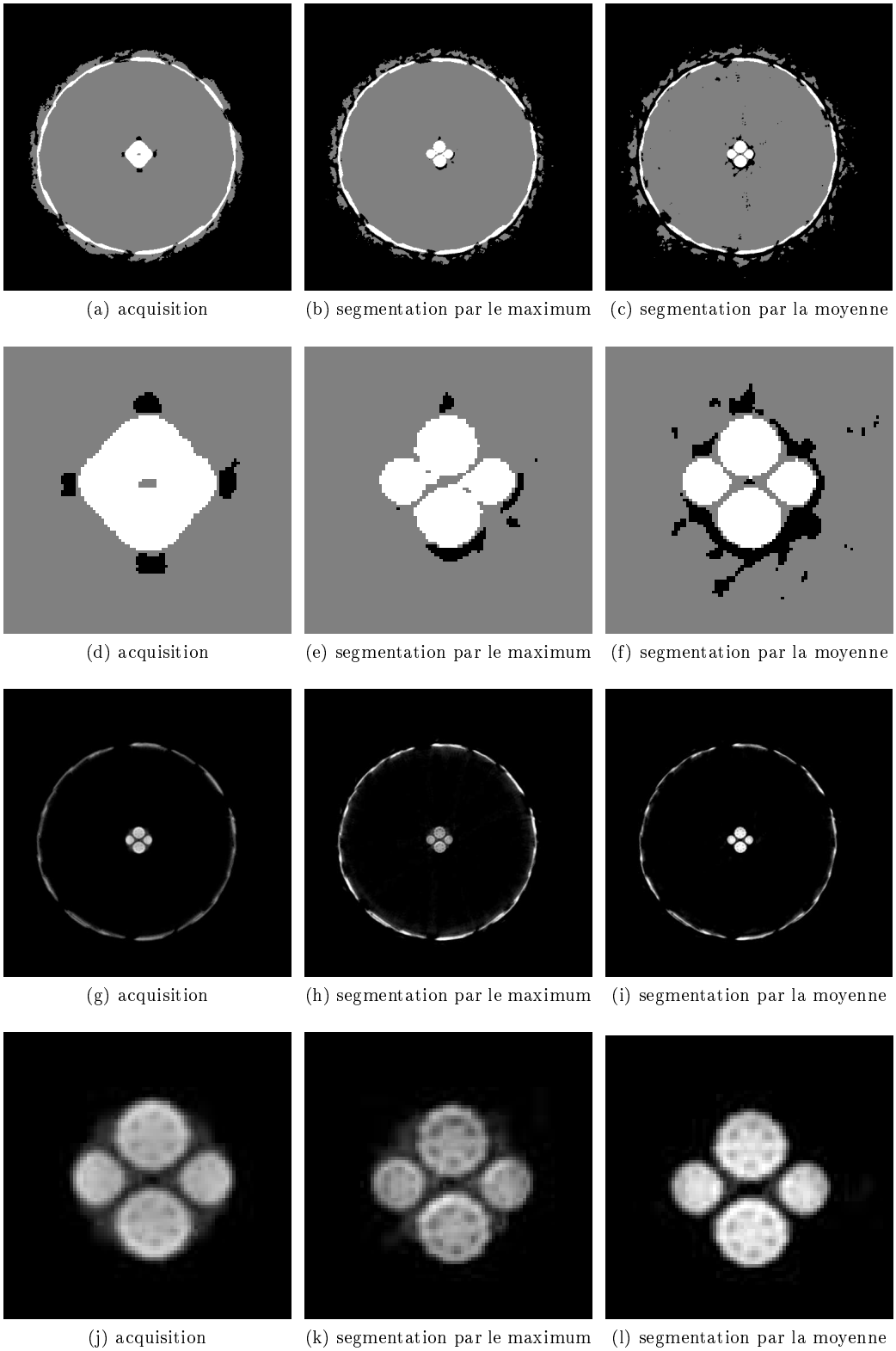
projection



différence

FIGURE 4.12 – Illustration de l'opérateur de projection dans la correction de l'acquisition du câble. Image acquise $I_N^{(0)}$ et simulée $S_N^{(0)}$ pour la position initiale et image de la différence. L'ensemble des images de différence constitue le set de données reconstruites pour l'itération.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) acquisition (b) segmentation par le maximum (c) segmentation par la moyenne

(d) acquisition (e) segmentation par le maximum (f) segmentation par la moyenne

(g) acquisition (h) segmentation par le maximum (i) segmentation par la moyenne

(j) acquisition (k) segmentation par le maximum (l) segmentation par la moyenne

FIGURE 4.13 – Segmentation du volume reconstruit à partir des données acquises et de la première itération avec chacune des deux méthodes de segmentation. Vue d'une coupe 2D. La première et la seconde ligne présentent les image de matériaux : les valeurs en noir correspondent à de l'air, le gris à l'isolant et le blanc au cuivre. La troisième et la quatrième ligne (zoom au centre) présentent les images de densités.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

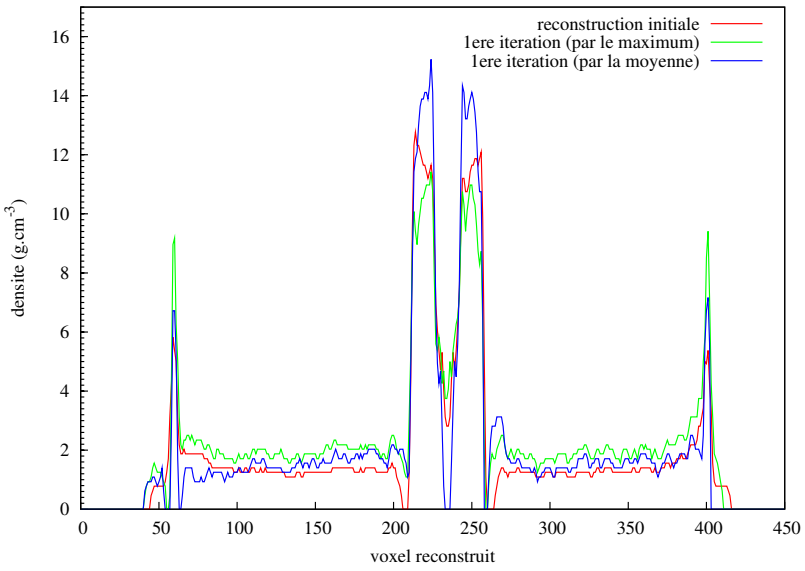


FIGURE 4.14 – Profil de la densité reconstruite du volume intial et des volumes corrigés après une itération lorsque la segmentation est calculée par le maximum (vert) et par la moyenne (bleu). L'aspect de la densité reconstruite pourrait être plus lisse avec une discrétisation en densités plus fine, en particulier au niveau de l'isolant.

4.4 Convergence

Le volume issu de la première itération $f^{(1)}$ est segmenté en matériaux et en densités de la même façon que le volume initial. La relation entre l'atténuation reconstruite correspondant à la densité nominale est fixe afin d'éviter une divergence. Les densités assignées à chaque voxel sont à nouveau obtenues par une relation linéaire entre l'atténuation reconstruite et la valeur nominale du matériau. Lorsque de l'air est assigné à un voxel, sa densité est remise à zéro.

La première itération de la correction génère des valeurs négatives dans les zones de fort contraste (limites entre cube ou le câble et l'air). Ces valeurs négatives vont tendre à se creuser au cours des itérations suivantes, perturbant ainsi la convergence de l'algorithme de correction. Les figures 4.15 et 4.16 présentent la densité reconstruite lors d'une seconde itération de la correction du câble avec la méthode de segmentation par le maximum et par la moyenne. La seconde itération de la segmentation par le maximum dégrade la qualité de la première. Pour ce qui est de la segmentation par la moyenne, les valeurs négatives dans la zone 1 apparaissant dans la transition entre le cuivre étamé et l'isolant extérieur nuisent à la rétro-projection en créant des voxels assignés à de l'air. Lors de l'itération suivante, la correction compense cette densité sous-estimée par un pic de densité dans l'isolant extérieur alors que la densité devrait être uniforme. En ce qui concerne la zone 2, la transition entre les fils de cuivre et l'isolant est mieux définie à la seconde itération puisque le voxel assigné à de l'air créant un pic négatif est corrigé et le pic positif dans l'isolant est supprimé. Les voxels centraux sont également corrigés en densité puisqu'ils sont constitués d'isolant et non d'air.

La segmentation en matériaux du volume corrigé après la seconde itération est présenté en figure 4.17. La seconde itération par le maximum dégrade le contraste des images reconstruites et altère la définition de la tresse centrale. Le résultat de la seconde itération par la moyenne n'est pas satisfaisant. Les valeurs positives erronées suivies de valeurs négatives lors de la transition de la zone 1 (air puis isolant puis cuivre étamé) ont pour conséquences une mauvaise définition de la couche d'isolant périphérique et une dispersion dans l'air.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

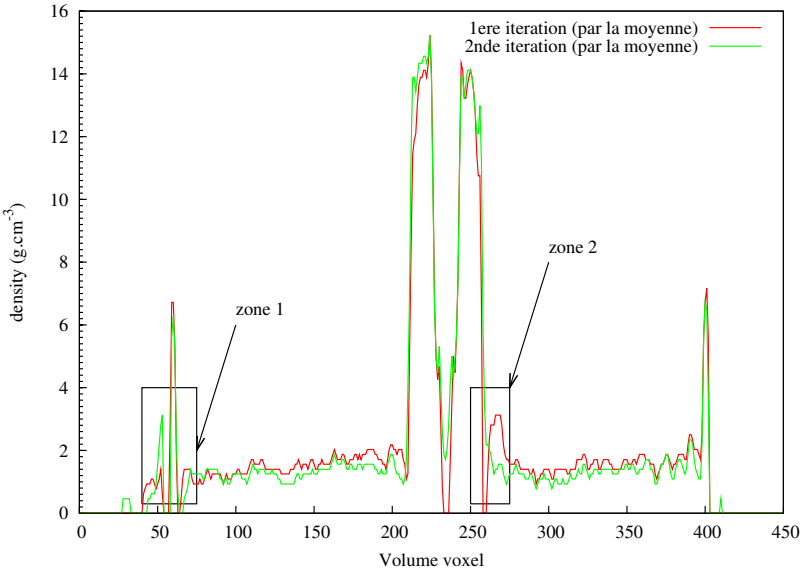


FIGURE 4.16 – Profil de la densité reconstruite du volume corrigé pour deux itérations avec segmentation par la moyenne. Les valeurs d'atténuation reconstruite négatives viennent perturber la convergence de l'algorithme dans la zone 1. Les voxels de l'isolant dans la zone 2 sont corrigés dans la seconde itération.

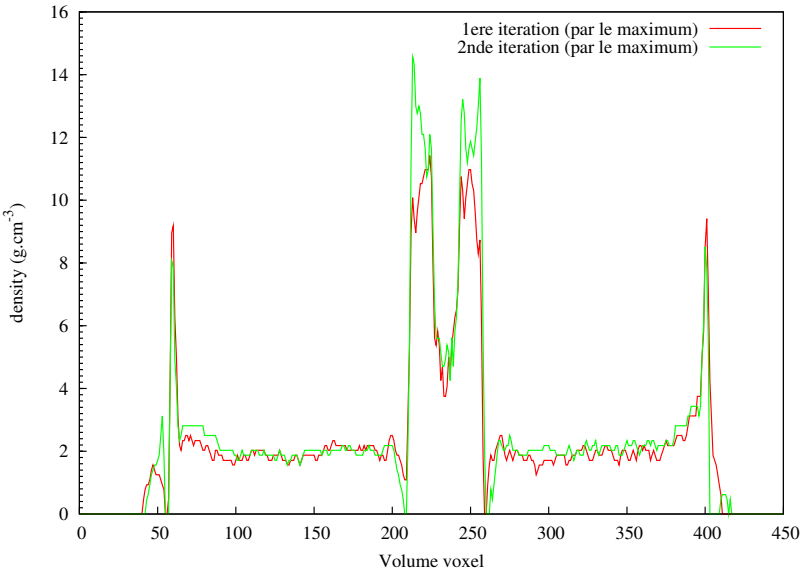
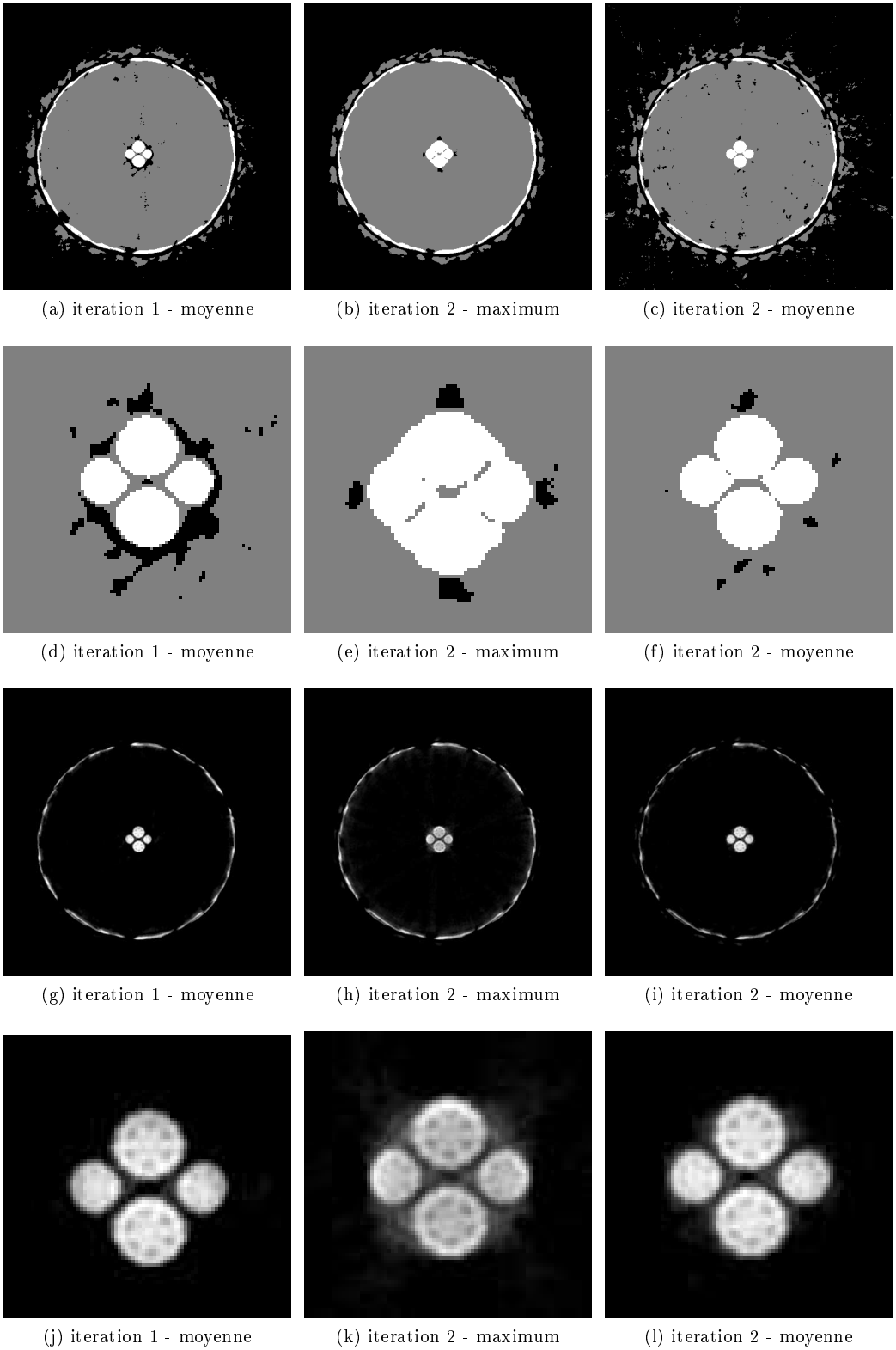


FIGURE 4.15 – Profil de la densité reconstruite du volume corrigé pour deux itérations avec segmentation par le maximum. La deuxième itération ne permet pas d'améliorer la description de la tresse centrale.

Par ailleurs, la tresse de fils de cuivre est corrigée des voxels d'air incorrects mais les cercles sont moins bien résolus après la seconde itération. Globalement, le volume corrigé après la seconde itération est de moins bonne qualité que celui obtenu après la première. Les résultats ne pourront pas être améliorés lors d'une itération prochaine. Notre méthode de correction ne converge pas pour l'instant à cause des valeurs négatives issues de la différence entre les images acquises et les images simulées par l'opérateur de projection.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) iteration 1 - moyenne (b) iteration 2 - maximum (c) iteration 2 - moyenne

(d) iteration 1 - moyenne (e) iteration 2 - maximum (f) iteration 2 - moyenne

(g) iteration 1 - moyenne (h) iteration 2 - maximum (i) iteration 2 - moyenne

(j) iteration 1 - moyenne (k) iteration 2 - maximum (l) iteration 2 - moyenne

FIGURE 4.17 – Segmentation du volume reconstruit à partir des données acquises et de la seconde itération avec chacune des deux méthodes de segmentation. Vue d'une coupe 2D. La première et la seconde ligne présentent les image de matériaux : les valeurs en noir correpondent à de l'air, le gris à l'isolant et le blanc au cuivre. La troisième et la quatrième ligne (zoom au centre) présentent les images de densités.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.5 Discussion

Le modèle de simulation développé a permis de construire un opérateur de projection réaliste puisqu'il reproduit les artefacts de la plateforme et permet de les corriger. Nous avons montré qu'il présentait des limites qui mériteraient un développement supplémentaire afin de prendre en compte l'incidence du secondaire objet.

Le principe de notre méthodologie de correction est validé par les différentes expériences menées. Dans les deux cas étudiés ici, une itération est suffisante pour corriger l'essentiel des artefacts de cupping. Cependant, l'algorithme reste assez sensible et tend à diverger. L'étape de convolution en est pour partie responsable. Pour correctement modéliser les variations (délocalisations et étalements) de la réponse impulsionnelle, il semble nécessaire de prendre en compte l'incidence du rayonnement secondaire objet sur le détecteur. L'étape de segmentation est également cruciale et doit être réalisée avec soin puisqu'elle conditionne le comportement de l'itération. Afin d'assurer la convergence, il semble préférable de privilégier l'approche de segmentation par la moyenne. Il vaut mieux corriger faiblement à chaque itération pour assurer la convergence. Cette approche requiert un temps de calcul et de traitement conséquent et n'est envisageable que dans le cas où la première itération ne permet pas de corriger le contraste de façon satisfaisante. Il existe plusieurs méthodes de stabilisation du volume reconstruit au cours du processus itératif. Un seuillage peut être mis en place, dont les paramètres sont fixés en fonction des données. Poludniowski [34] propose de fixer une valeur minimale pour le primaire à 0.001 du plein flux et de limiter la première itération à une correction de la moitié du diffusé. Un processus de régularisation basé sur des paramètres de relaxation permet également d'éviter des valeurs négatives dans le volume corrigé.

La compensation du secondaire peut être améliorée en s'intéressant à l'étape de conversion en matériaux et en densités pour le modèle voxelisé de l'objet nécessaire à Geant4. Cet effort de recherche est laissé à de futures investigations.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Conclusion

La tomographie par rayons X présente un réel intérêt pour le contrôle non destructif dans un contexte industriel. Le projet DELPIX vise à l'implanter en ligne de production en adressant les problèmes d'amélioration de la vitesse et la qualité d'image. La problématique du travail de thèse consiste à caractériser et corriger les artefacts dégradant la qualité de l'image tomographique. Nous avons développé un code de simulation basé sur un modèle Monte Carlo afin de quantifier l'impact de chacun de ces artefacts. L'objectif était de représenter au mieux la physique des interactions entre les photons et la matière. Notre démarche a consisté à construire un environnement de simulation exhaustif afin de ne négliger aucune contribution à l'image finale. La plupart des méthodologies de correction des artefacts ont été développées dans le domaine médical et les hypothèses émises ne sont pas forcément applicables au domaine industriel. En particulier, les énergies incidentes sont plus élevées puisqu'il n'y a pas de contrainte de dose reçue. Les objets peuvent être d'une grande diversité et sont en général plus absorbants.

Notre simulation hybride a été validée par rapport à une simulation Monte Carlo pure. Puis, dans un souci d'optimisation et d'accélération des performances, deux techniques ont été implantées : le calcul du secondaire détecteur par convolution et l'adaptation d'une méthode de détection forcée fixe. Une étude détaillée du comportement du détecteur a été nécessaire afin de valider le modèle de simulation global (appelé modèle hybride objet). Le résultat de ces travaux est un outil permettant la simulation d'une tomographie réaliste et cohérente avec le système d'acquisition installé au laboratoire. Notre modèle nécessite la connaissance du spectre incident, d'un modèle voxelisé de l'objet et d'un modèle en couches du détecteur. La comparaison entre des projections simulées et acquises prouve une bonne adéquation entre le comportement de notre modèle et celui du système réel. Cet outil permet de qualifier et quantifier les rayonnements secondaires et le durcissement de faisceau, deux artefacts majeurs en CBCT. Par ailleurs, il peut prendre en compte la rémanence du détecteur.

Nous proposons une méthodologie de correction des artefacts par compensation itérative dans le domaine de l'objet reconstruit. Une routine de segmentation a été mise en place afin de réaliser l'étape de conversion entre le volume issu de la reconstruction initiale et le volume voxelisé de la méthode hybride objet. Cette étape s'avère particulièrement délicate puisqu'elle conditionne le comportement de l'algorithme itératif. Notre approche a été testée pour la correction de deux objets : l'un mono-matériau et l'autre poly-matériaux. Dans les deux cas, une première itération permet d'améliorer le contraste et la description en matériaux de l'image finale.

Le travail de thèse a permis une étude approfondie du rayonnement secondaire en CBCT. Le principe des approches d'estimation et de compensation a été validé. Cependant, leur adaptation en un produit (i.e. typiquement un module du logiciel de reconstruction) nécessite des développements supplémentaires car les temps de calcul demeurent prohibitifs. Il faut noter ici que le modèle de simulation présenté dans ce manuscrit possède une grande complexité. Une précision supplémentaire serait obtenue en modélisant entièrement le générateur X et en utilisant un vrai modèle 3D du détecteur. Nous avons également montré que la prise en compte de l'incidence du secondaire objet pouvait s'avérer nécessaire. Il convient toutefois d'adapter la tâche de correction à l'impact des artefacts sur la qualité de l'image finale. Dans le cas d'un objet éloigné et peu diffusant, un modèle 2D du détecteur convient et le secondaire objet peut être estimé par des beams-stops et corrigé par un offset.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Dans le contexte du contrôle non destructif, l'obtention d'une image finale de bonne qualité est conditionnée par l'expertise de l'opérateur dans son choix des paramètres d'acquisition et des paramètres de reconstruction (en particulier pour des techniques de reconstruction algébriques itératives). Il en va de même pour la correction des artefacts, la solution doit être adaptée à l'objet étudié. Notre module d'estimation de l'image tomographique consitue dès lors un outil intéressant pour tester ces divers paramètres.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Annexe A

Publication

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Secondary radiations in CBCT: a simulation study

Patricia Wils[a], Jean M. Létang[a] and Jean-Pierre Bruandet[b]

[a]Université de Lyon, CREATIS ; CNRS UMR5220 ; INSERM U1044 ; INSA-Lyon ; Université Lyon 1 ;

CLB (Léon Bérard Cancer Center), France.

[b]Digisens, Le Bourget du Lac, France.

ABSTRACT

Accurate quantitative reconstruction in kV cone-beam computed tomography (CBCT) is challenged by the presence of secondary radiations (scattering, fluorescence and bremsstrahlung photons) coming from the object and from the detector itself. This paper presents a simulation study of the CBCT imaging chain and its integration into a comprehensive correction algorithm. A layer model of the flat-panel detector is built in a Monte Carlo environment in order to help localizing and analyzing the secondary radiations. The contribution of these events to the final image is estimated with a convolution model to account for detector secondary radiations combined to a forced-detection scheme to speed-up the Monte Carlo simulation without loss of accuracy. We more specifically assess to what extent a 2D description of the flat-panel detector would be sufficient for the forward model (*i.e.* the image formation process) of an iterative correction algorithm, both in terms of energy and incidence angle of incoming photons. Results show that both object and detector secondary radiations have to be considered in CBCT. The correction algorithm iteratively compensates for the secondary radiations and the beam hardening in object space. Preliminary results on tomographic acquisitions demonstrate a quantitative improvement on the first iteration.

Keywords: Cone-Beam Computed Tomography – quantitative imaging – scatter correction

mailing address: CREATIS, Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle, 69621 Villeurbanne cedex FRANCE; email: patricia.wils@insa-lyon.fr, jean-michel.letang@creatis.insa-lyon.fr; phone: +33478785105, fax: +33472438526

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1. INTRODUCTION

Cone-beam computed tomography (CBCT) is a standard nondestructive imaging technique related to the acquisition of three-dimensional data. CBCT interests a wide range of applications. Flat panel detectors (FPD) usually have a large imaging area (typically up to an A3 paper size) and short acquisition times (a few tens of frames per second). The major imaging artefact of cone-beam geometry (w.r.t. fan beam) is the amount of secondary photons in the X-ray images (mostly scattering photons but also fluorescence and bremsstrahlung photons), which usually causes a deterioration of the image contrast-to-noise ratio and produces cupping artefacts and streaks. Figure 1 illustrates the cupping artefact (*i.e.* the under-estimation of the attenuation in the center of the object) due to secondary radiation coming from an aluminium alloy cube in a CBCT acquisition.

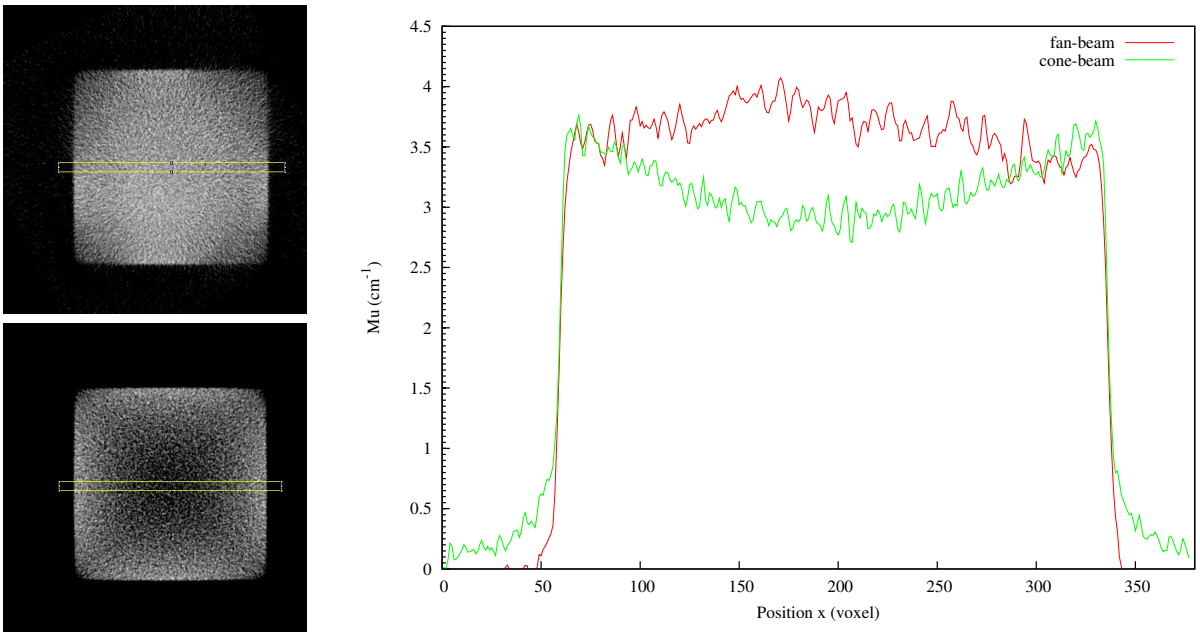


Figure 1. Comparison of the tomographic slice of a 4cm cube (aluminium alloy) acquired with a 160kV source (0.5mm copper filtration) collimated to a fan-beam (top image) and a cone-beam (bottom image). Pixel size is 0.184mm. The plot on the right illustrates the horizontal profile along a rectangular region in the object. Both the image and the profile of the CBCT image demonstrate a cupping artefact. The attenuation is under-estimated in the CBCT because of the high amount of secondary radiation coming from the object which is entirely irradiated with a cone-beam.

Much effort is being made to accurately remove scatter signal from the projection images. Hardware techniques aim at preventing the scattered radiation to reach the detector, using air-gap, bowtie filters or anti-scatter grids.[1] Software techniques provide an estimation of the scatter signal from measurements or simulations, so that it could be removed from the projections in a post-treatment routine. Different methods are being investi-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

gated: scatter measurements,[2–4] scatter kernel calculations,[5–7] primary modulation.[8,9] It is worth noting that Monte Carlo based simulations are the most appropriate and accurate to carefully study scattered – and more generally secondary – particles. Nevertheless, they do require huge amounts of computation time to get images with sufficient statistics. Research is now focused on optimizing the calculations to carry out a Monte Carlo simulation of practical use in a correction scheme. De-noising methods[10] dealing with low-statistics images and variance reduction techniques[11] have been proposed. Hybrid Monte Carlo methods[12,13] shorten the simulation time by forcing the photons to interact with the detector (or a subset of it) and by deterministically calculating their contribution to the final dose.

Most correction routines are developed to account for secondary radiations coming from the object only, not from the detector. However, a recent study[14] shows that scattering events occurring in the detector housing contribute up to 4% of the final dose, and range over a few centimeters. Even though variance reduction techniques speed up Monte Carlo calculations, a comprehensive model of the detector remains a computational burden. There is a clear need for a better understanding of the FPD role with respect to secondary radiations in order to propose an appropriate correction model in CBCT.

The purpose of this work is to get some qualitative and quantitative information on the amount of secondary radiation coming from the object and the detector, in a context of overall artefact reduction. More specifically, we aim at assessing the degree of precision of the FPD description that is required in the forward model of a CBCT correction scheme. A convolution approach is proposed to model the secondary radiation due to the detector and to speed up the overall calculations. The simulated imaging modality together with the two simulation approaches (Monte Carlo based and kernel based) and the correction algorithm are presented in section 2. Then the code validation, the study of secondary radiations, the validity of a 2D convolution approach and the validity of our correction method are reported in section 3.

2. METHODS

2.1 Simulated imaging modality

The simulation world is a box filled with air containing two independent voxelized volumes: the object to be imaged and the FPD. The photon source – monochromatic or polychromatic – is a point source in this study, geometric unsharpness is not the scope here. The incident photon beam is collimated to the back of the scintillator (for 2D projections) or to the central pixel of the detector (for impulse response). The object and the detector are defined as regular voxel arrays with their corresponding materials. A generic FPD design is used in this study,[14,15] consisting in a 0.6mm layer of CsI scintillator with a shielding and a lead back-plate (referred as 'full'

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

model). The detector response is considered proportional to the energy deposited in the CsI layer, hence the dose in the scintillator is used as figure of merit. It is worthy of note that since optical processes are not taken into account in the 'full' model, some discrepancies are likely to appear in some of the outcomes of the proposed iterative correction scheme (see subsection 3.5). A simplified detector is also considered, with a unique layer of CsI surrounded by air (referred as 'scintillator only'). Table 1 summarizes the different simulated setups. In this paper, three different simulations are presented: (A1) and (A2) tungsten plates placed on the right part of the panel, (B) and (C) carbon step-wedges of 5 and 3 stairs respectively. Objects B and C are put close to the detector (2 mm) to have a worst-case situation in terms of secondary radiations reaching the detector. Two X-ray energies are more specifically considered in this paper:

- 90keV in order to simulate situations where fluorescence from the FPD back-plate is an issue, since it is just above the K-shell electron binding energy of lead (back-plate material),
- and 400keV to characterize the largest degradations in spatial resolution that are faced by standard industrial X-ray acquisition systems (where X-ray generators are usually limited to 450kVp).

Two simulation approaches are implemented to simulate the FPD response in CBCT imaging modality: either via an accurate Monte Carlo based approach (described in the following subsection) or via convolution (*i.e.* kernel based).

Table 1. Geometric settings and simulation parameters considered in this paper. Both object and detector are voxelized arrays. Object A has two configurations: one at 90keV and one at 400keV.

	Object A	Object B	Object C
Source	monochromatic	monochromatic	polychromatic
Spectrum	90 keV (400 keV)	90 keV	120 kV
Object size (mm)	62.5 × 62.5 × 1 (30)	20 × 20 × 20	120 × 120 × 120
Material	Tungsten	Carbon	Carbon
Detector size (mm)	102.4 × 102.4 × 22.2	102.4 × 102.4 × 22.2	240 × 240 × 22.2
FPD model	full	full	scintillator only
Object-Detector distance (mm)	499 (470)	2	2
Source-object distance (mm)	1500	2000	1500

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.2 Hybrid (deterministic / Monte Carlo) based approach

This simulation approach, based on previous works,[12,16] consists in the implementation of a hybrid deterministic / Monte Carlo model to compute the dose deposited in the detector. First, the dose deposited to the CsI layer by primary radiation is computed by a deterministic algorithm, with a ray casting approach. Then, a forced detection method based on Geant4[17] is run to get the secondary radiation (i.e. all orders of multiple interactions are considered) due to photons interacting with the object and/or the detector (see figure 2). The simulation toolkit Geant4 provides a set of tools to model the whole imaging chain and to manage the transport of the particles through the matter with a Monte Carlo method. Whenever a scattering or a fluorescence event occurs in a Monte Carlo simulation, a deterministic calculation computes its contribution to the final dose in the CsI layer. The secondary radiations handled in the simulation result from the low energy electromagnetic models of Geant4, namely fluorescence photons following photoelectric effect or electronic ionization, Rayleigh and Compton scattering, and Bremsstrahlung photons. The physical models for Compton and Rayleigh scattering are the form factor (FF) and the incoherent scatter function (ISF) approximation. Their values and the mass attenuation / energy-absorption coefficients are taken from the EPDL[18] library.

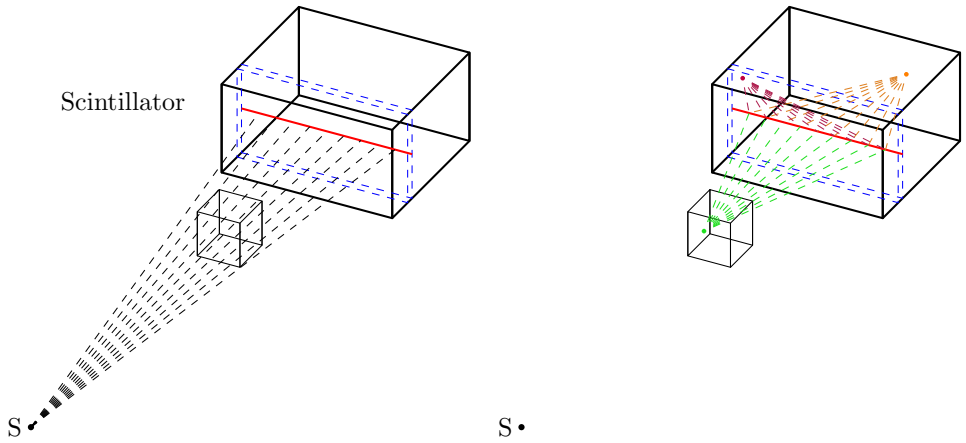


Figure 2. Hybrid dose calculation. CsI layer (scintillator) is in blue. First, a ray-tracing algorithm computes the primary dose. The rays are only traced to the red central line to simplify the figure. Then a MC simulation signals every interaction event in the object (green) or in the detector (orange and magenta). Finally, each event is considered to be a secondary source and a ray-tracing algorithm updates the dose deposited in the scintillator.

2.3 Kernel based or convolution approach

In the kernel-based approach (towards the integration in a comprehensive correction routine), the secondary radiations due to the detector are modeled as a convolution between the photons impinging on the FPD and a detector scatter kernel. Previous MC based approach has still to be run in the same experimental conditions

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

to compute the object scatter contribution, but since the detector kernel accounts for the interactions in the different layers of the detector, processes occurring in the detector do not trigger the forced detection in the Geant4 modules. In this modified MC based stage, the forced detection is only applied to events occurring in the object, reducing computing time.

The detector kernel represents the total secondary dose deposited in the CsI layer due to interactions with the detector relative to the dose deposited by incident photons. The kernel is computed via the system response to a delta function (Dirac photon beam impinging upon the central pixel). The detector response is assumed isotropic and only a radial 1D profile is recorded to compute the kernel. Given an incident beam collimated to the FPD central voxel of the scintillator, let $D^{(1)}$ be the direct dose deposited in the voxel and $D_D^{(2)}(r)$ be the total secondary dose from the detector deposited in voxel r. Every dose is normalized to a single incident photon and the scatter kernel $h(r)$ is calculated with the equation 1.

$$h(r) = \frac{D_D^{(2)}(r)}{D^{(1)}} \tag{1}$$

To study the influence of the incidence angle (because of the thickness of the CsI), the normalization factor is related to the primary dose deposited in the CsI volume and not to the incident photon fluence (which is a 2D data). Note that the scatter kernel $h(r)$ differs from the point spread function (PSF) which is

$$PSF(r) = D_D^{(2)}(r) + D^{(1)}(r). \tag{2}$$

The detector kernel calculations depend on the incident energy and the detector geometry: different kernels are computed offline with sufficient statistics and stored in a database. The direct dose $D^{(1)}(r)$ and the secondary dose due to object secondary radiations $D_O^{(2)}(r)$ are computed for every scintillator voxel r via the above mentioned modified MC based stage. The dose contribution of secondary radiations occurring in the detector is obtained by convolution of the incident dose (direct plus object) by the detector kernel, using:

$$D_D^{(2)}(r) = \left(D^{(1)}(r) + D_O^{(2)}(r)\right) * h(r). \tag{3}$$

2.4 Fixed forced detection

The calculation of the object secondary radiations is still prohibitively long if carried out over the whole CsI layer and has to be optimized in order to be of practical use in a correction scheme. The fixed forced detection method[13] proposes to restrict the calculations to a subset of points (as in a blocker-based approach), and the secondary contribution is then linearly interpolated. This method, developed with a 2D detector is adapted to a volume detector.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.5 Iterative correction scheme

The correction algorithm is presented on figure 3. From the normalized projections I_N of the volume f, a first filtered backprojection (FBP) with the operator R gives an estimation $f^{(0)}$ of the attenuation of the object. A segmentation step uses this attenuation data to generate a voxelized volume (described in materials and densities). Our simulation tool computes the system's response to this volume as a set of normalized projections $S^{(k)}$ including both primary and secondary radiations. The difference between the acquired and the simulated projections is then reconstructed and the estimated volume $f^{(k)}$ is compensated iteratively using the equation 4 until the difference reaches a stopping criterion ϵ, see equation 5.

$$f^{(k+1)} = f^{(k)} + R(I_N - S_N^{(k)}) \tag{4}$$

$$\|f^{(k+1)} - f^{(k)}\| < \epsilon \tag{5}$$

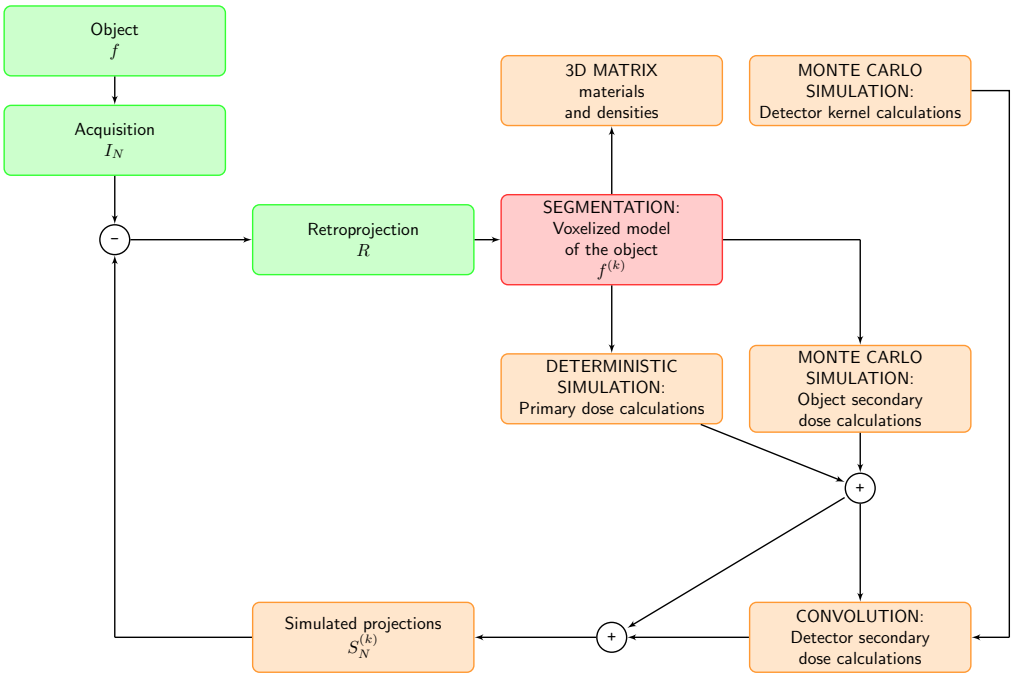


Figure 3. Iterative correction algorithm scheme.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3. RESULTS

3.1 Validation of the MC based approach against full MC

The MC based approach reported in subsection 2.2 was validated against a full Monte Carlo for a 32×32 pixels detector irradiated by a 90keV monochromatic beam. The dose in the central voxel is compared for increasing number of incident photons. Table 2 shows that the proposed forced detection scheme remains in agreement with the statistical fluctuations of the full MC approach. The hybrid MC simulation converges faster than full MC but the number of incident photons should still be large enough to ensure the convergence, typically at least 10^4 photon histories per pixel must be recorded.

Table 2. Dose deposition on the central voxel of a 32×32 pixels detector. The primary dose with the forced-detection scheme is an exact calculation, the standard deviation is therefore null.

	Primary dose (Gy per photon)		**Secondary dose** (Gy per photon)	
	Mean value	Std. dev.	Mean value	Std. dev.
Full MC				
10^3 photons	$8. \times 10^{-11}$	1.0×10^{-10}	2.2×10^{-11}	3.7×10^{-11}
10^4 photons	6.9×10^{-11}	3.4×10^{-11}	2.3×10^{-11}	1.4×10^{-11}
10^5 photons	8.0×10^{-11}	1.1×10^{-11}	2.51×10^{-11}	5.9×10^{-12}
10^6 photons	7.72×10^{-11}	4.7×10^{-12}	2.46×10^{-11}	1.8×10^{-12}
10^7 photons	7.663×10^{-11}	9.2×10^{-13}	2.528×10^{-11}	4.7×10^{-13}
Forced-detection MC				
10^3 photons	7.660×10^{-11}	0.	2.6×10^{-11}	2.2×10^{-11}
10^4 photons			2.43×10^{-11}	5.9×10^{-12}
10^5 photons			2.59×10^{-11}	2.3×10^{-12}
10^6 photons			2.562×10^{-11}	5.8×10^{-13}
10^7 photons			2.535×10^{-11}	2.3×10^{-14}

3.2 Secondary radiations from the detector

3.2.1 Influence of the energy

The analysis of the delta function response of a 256×256 pixels flat-panel (with a pixel size of 0.2mm) gives insight on both qualitative and quantitative behavior of the detector secondary radiations. Figure 4 presents the detector secondary radiations to primary ratio (SPR) on a central profile when the incident beam is a 90keV and

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

a 400keV delta function. The distance between the source and the detector is 150cm. On standard conditions, a CsI flat-panel is designed to work up to a 120keV radiation. Recall that, as mentioned in subsection 2.1, optical processes are ignored in the simulations. Although the spread of the signal within the detecting layer is mostly due to the optical photons for a scintillator-based detector, this additional degradation due to optical processes only depends on the deposited dose, which is the figure of merit here.

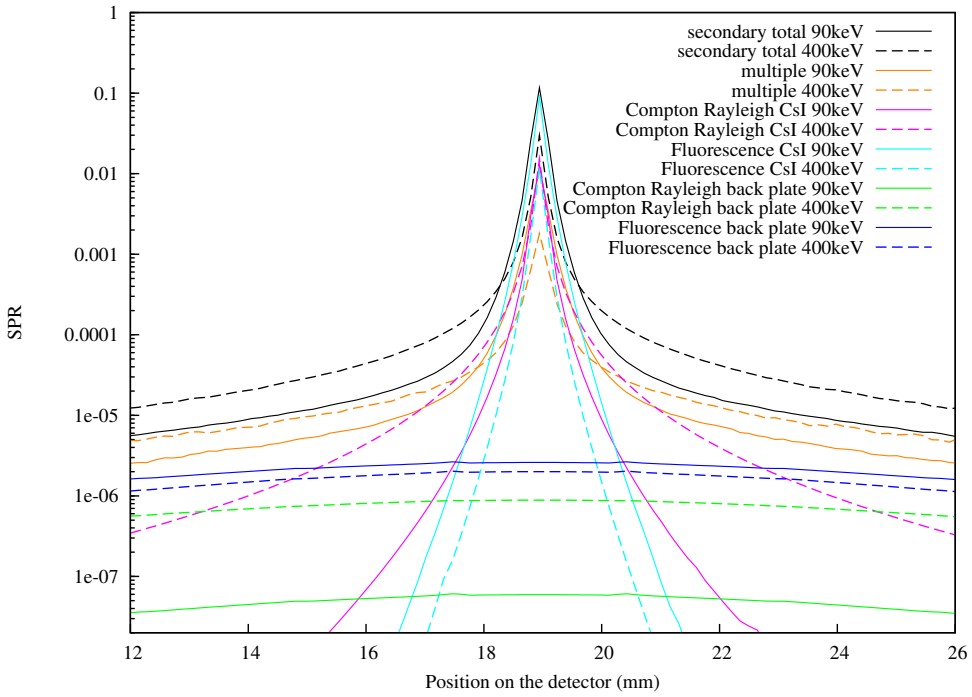


Figure 4. Components of the detector kernel (see subsection 2.3) for a 256×256 pixels detector (pixel is 0.2mm). Central CsI voxel is 128. Comparison of two incident energies, 90keV and 400keV.

For a 90keV incident beam, the SPR is about 10% and the secondary radiation is mainly due to photoelectric effects in the scintillator, and to a less extent to Compton and Rayleigh scattering. The distribution of these contributions to the deposited dose is rather peaked. Radiation from the back plate is a low-frequency signal which spreads all over the detector, but it does not contribute quantitatively much when compared to the scintillator. When dealing with high energies, the SPR is lower in the target pixel, about 3% at 400keV, but is higher on its neighborhood. The influence of the surrounding pixels on the scatter distribution matters in quantitative radiography since it creates a blurring artefact of the object edges.

Object (A) is designed to provide an edge-spread function (ESF) as it stops the incident flux on the right part of the detector (see configuration parameters in table 1). Figure 5 presents the dose due to primary and secondary radiation for two incident energies, 90keV and 400keV. At 90keV, the detector secondary radiation

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

represents 10% of the primary signal two pixels away from the object edge. The flat-panel still brings more than 2% of the direct dose 30 pixels away from the edge. At 400keV, the detector secondary radiation contributes up to 10% of the primary signal at the same distance (zoom version in figure 5). This result is compatible with experiments run with beam-stops in a similar context.[19]

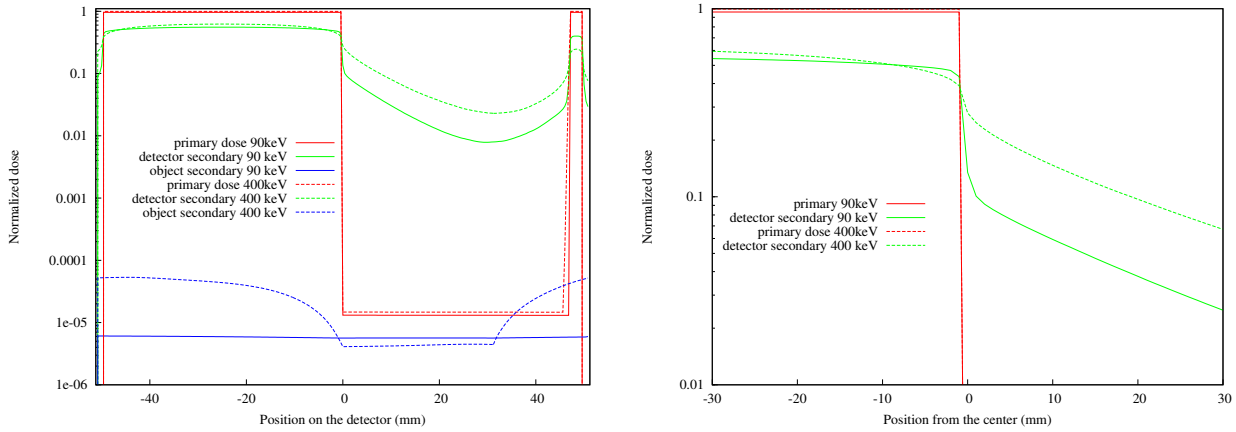


Figure 5. Dose calculation in configuration (A), tungsten plates covering half a 256 × 256 detector as mentioned in table 1. Comparison of two incident energies, 90keV and 400keV. A zoom on the edge is provided (plot on the right).

3.2.2 Influence of the incidence angle

The detector kernel is built for a photon colliding the detector perpendicularly. That would not be the case of secondary radiation coming from large objects close to the detector. Figure 6 shows the SPR of a delta function from a rotated source to the central voxel of the detector. The distance between the source and the voxel is 150cm and 4 different orientations are considered: 0, 30, 45 and 60 degrees. The dose deposition results in a slight deformation and shift of the detector kernel. Between 0 and 60 degrees, it is shifted by about 0.6mm and the FWHM is tripled. When a ray is traced to the CsI layer, it passes through several CsI voxels if its incidence is not normal, resulting in a dose deposition in the neighboring pixels. It is worth of note that in CBCT, the object-to-FPD distance is large enough not to hinder rotation. In such a case, photons impinge on the FPD with small incidence angle.

3.3 Validation of the convolution approach

The kernel-based method (see section 2.3) is tested against the MC-based simulation (see section 2.2) to compute the FPD response (*i.e.* secondary radiation). Figure 7 illustrates the dose deposition in the scintillator when imaging a carbon step-wedge (object B), located 2mm from the detector surface as described in table 1. The object is put very close to the detector in order to have the largest variety of incidence angles for the scattering

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

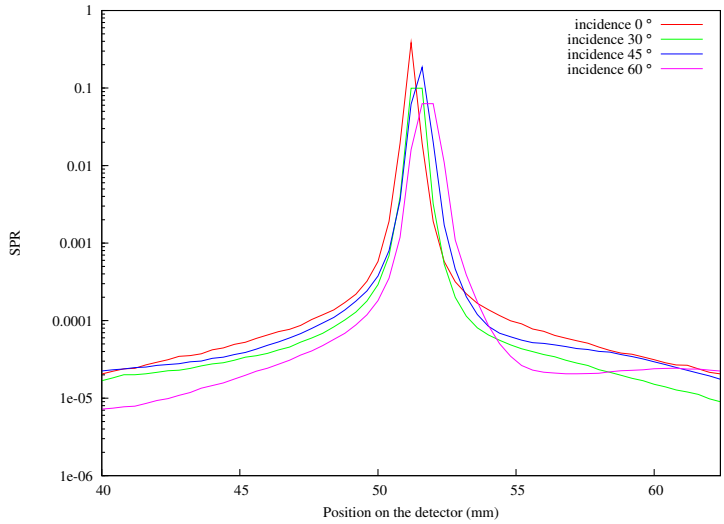


Figure 6. Detector kernel for different incidence angles at 90keV for a 256 × 256 pixels detector (pixel is 0.2mm). Central CsI voxel is 128. The source is rotated to 0, 30, 45 and 60 degrees.

radiations. The detector is not completely irradiated to get rid of border artefacts in the convolution. A first simulation is run where the primary and the secondary dose due to object scatter are computed on the whole surface. Then another simulation is run, where the detector scatter is computed on the mid-row profile of the detector (pink line). The result of the convolution, as presented in equation 3, is the green line. The error along the profile remains below 3% even in such an extreme case (highly attenuating object close to the detector housing). It is worth noting that since the detector is still fully described as a 3D voxel array to compute the object secondary radiation with the convolution approach, the cross-talk between the detector and the object is taken into account (*i.e.* multiple orders of the object secondary radiation having former interactions with the detector).

Both the secondary radiation coming from the object or the detector lead to an over-estimation of the dose in the center of the detector, behind the object. That results in an under-estimation of the attenuation in the tomographic volume, as shown in the experiment in figure 1.

In the configuration of the object-B experiment (the recorded image is a matrix of 256 × 256 pixels), the complete simulation (with all events recorded) takes 5.8 hours for an incident beam of 10^4 photons. When the detector events are not recorded, it still takes 4 hours to compute the object scatter on the 256^2-pixel image. To considerably reduce the computing time, the number of rays cast towards the detector needs to be restricted to a subset of target points.[13] Subsection 3.4 deals with this issue. As a result, when forcing the detection to a subsampling of a 8 × 8 pixels grid instead of the 256 × 256 pixels, the whole simulation (computation of direct

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

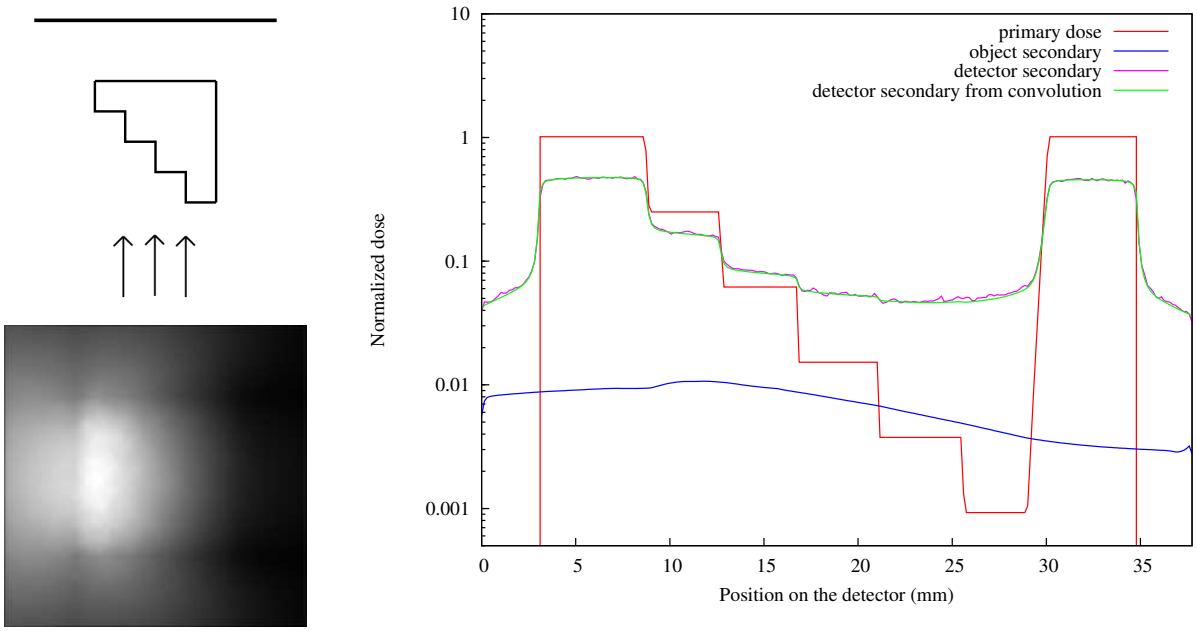


Figure 7. Comparison of the kernel-based (section 2.3) approach w.r.t. the MC-based (section 2.2) to compute the FPD response in the case of a carbon step wedge (object B described in table 1). The imaging setup is depicted in the top left image. The object secondary radiation (10^7 incident photons) is shown in the bottom left image. The plot on the right corresponds to the dose profiles along the mid-row of the detector. No significant difference is visible.

and secondary dose images) is 2 minutes.

3.4 Validation of the fixed forced detection approach

The fixed forced detection method to compute the object secondary radiations is tested with a carbon step-wedge (object C described in table 1), placed close to a 600 $\times$ 600 pixels detector. The dose calculation is run on a 60 $\times$ 60 pixels grid, resulting in a pixel subsampling of 10 of the object secondary radiation image. Figure 8 presents the object secondary radiation calculation on every pixel in dark blue.

The black (resp. light blue and pink) points are the object secondary doses when the deterministic calculations are run to the center (resp. back and front) of the CsI. The bias between the results comes from the depth of the scintillator layer and the angle of incidence. When the target pixels are located at the front (resp. back) of the CsI, the dose results over-estimated (resp. under-estimated) in a voxel because its neighbors are not taken into account in the calculation. Another point in this experiment is that the hypothesis of a low-frequency signal for object scatter is no longer valid when the object is dense, large and close to the detector. Some high frequencies may appear close to the object edges and would not be correctly rendered if the sampling step is too large. This

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

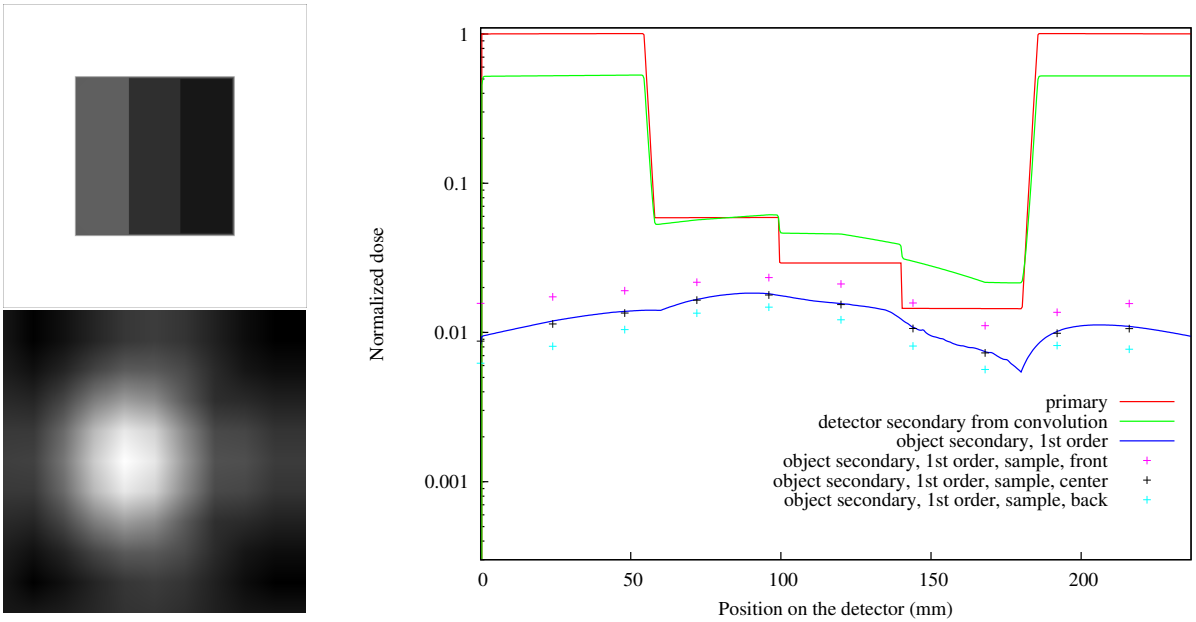


Figure 8. Dose calculation of a carbon step wedge (object C described in table 1). The top left image is the dose corresponding to direct radiation. The bottom left image is the secondary radiation coming from the object. The image on the right plots the dose profiles corresponding to the mid-row. The subsampling may bias the fixed forced detection approach if the ray is not cast towards the centers of the CsI voxels because of the thickness of the CsI layer.

case is fortunately not occurring in CBCT.

3.5 Validation of the iterative correction algorithm

The corrective algorithm is used to compensate the secondary radiation artefacts on the CBCT acquisition of the aluminium cube presented in the introduction. The result of one iteration is presented on the figure 9. The cupping artefact is corrected and the attenuation data is improved in the corners too. The correction is then performed on a poly-material object, a section of a high voltage cable, see figure 10. The central copper wires are better described and the overall contrast is improved. We can see in both cases that negative attenuation coefficients arise along the edges of the object structure. This is due to the fact that (i) we did not consider the optical broadening in the convolution kernel used it the correction scheme, and (ii) to a lesser extent that oblique rays impinging the CsI are considered normal in the convolution, and thus do not induce any local shift nor additional broadening.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

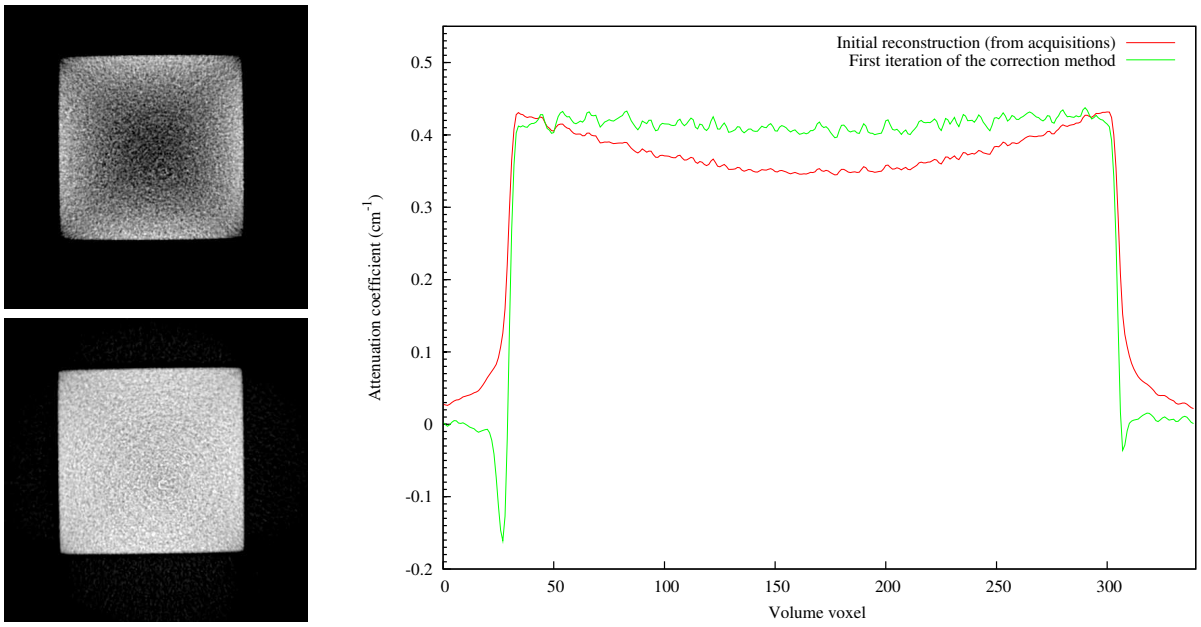


Figure 9. Comparison of the tomographic slice of a 4cm cube (aluminium alloy) acquired with a 160kV source (0.5mm copper filtration) before (top image) and after correction (bottom image).

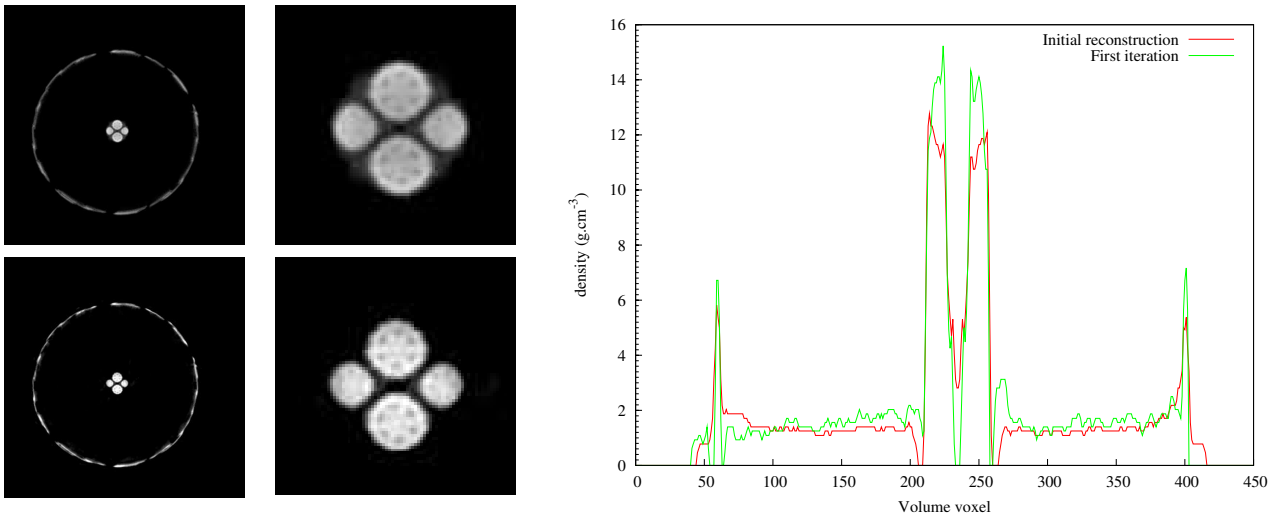


Figure 10. Comparison of the tomographic slice of a high voltage cable acquired with a 90kV source (0.5mm copper filtration) before (top images) and after correction (bottom images).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4. DISCUSSION

In this study, a voxelized detector has been modeled for a better comprehension of all artefacts occurring during a tomographic acquisition. The hybrid simulation ends up being too time-consuming when dealing with a standard flat-panel. The scatter kernel model contributes to a significant improvement of the performances: offline kernel calculations provide the detector response to a given incident beam and the object secondary radiation calculations are run in a simplified environment. The convolution model has been validated for a range of different experimental conditions and object geometries. Since the kernel depends on the incident energy (kernels at 90 keV and 400 keV differ), it might be necessary to sample the detector in different energy channels (thus carrying out several convolutions) in order to account for the polychromaticity of the incident radiation.

We have shown that, since the rotation prevents the object of being too close to the detector, a convolution model is sufficient to account for the detector response. Only secondary radiations impinging upon the detector at very large incidence angles (*e.g.* in radiography, when the object is placed against the flat panel) might require a volume representation. Another experiment, not reported here, shows that the cross-talk between the scintillator and the object represents a few percents of the secondary radiation coming from the object when the object is dense and close to the FPD.

Besides detector response calculations, the remaining challenge is to efficiently compute the object secondary radiation. The fixed forced detection seems to be the best approach, although attention has to be paid to high-frequency content along the object edges. Instead of a fixed set of node points,[13] the target points could be driven by the primary signal. A recent study[11] reports significant improvement in the object scatter calculations when driving them to importance points or regions.

The iterative correction/reconstruction routine leads to quantitative and qualitative improvements on both a mono-material and a poly-material object. The negative attenuation data on the figure 9 comes from an over-estimation of the signal reaching the detector. This would prevent the iterative routine to converge. A better modeling of the angular dependence of the detector kernel in the convolution approach would most likely reduce these negative values. Some other ways to prevent this over-estimation would be to threshold the incident dose or to use regularization parameters.

The proposed iterative segmentation-based approach is able to deal with both secondary radiation and beam hardening artefacts. However, the segmentation step that converts attenuation data to material/density data is still challenging and would benefit from a robust segmentation algorithm.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

ACKNOWLEDGMENTS

This research is supported by the DGCIS (General Directorate for Competitiveness, Industry and Services) and the FUI (Interministerial Fund) within DELPIX project.

REFERENCES

[1] N. Mail, D. Moseley, J. Siewerdsen, and D. A. Jaffray, "The influence of bowtie filtration on cone-beam CT image quality," *Medical Physics* **36**, pp. 22–32, 2009.

[2] R. Ning, X. Tang, and D. Conover, "X-ray scatter correction algorithm for cone beam CT imaging," *Medical Physics* **31**(5), pp. 1195–2002, 2004.

[3] J. Siewerdsen, M. Daly, B. Bakhtiar, D. Moseley, S. Richard, H. Keller, and D. Jaffray, "A simple, direct method for X-ray scatter estimation and correction in digital radiography and cone-beam CT," *Medical Physics* **33**(1), pp. 187–197, 2006.

[4] L. Zhu, Y. Xie, J. Wang, and L. Xing, "Scatter correction for cone-beam CT in radiation therapy," *Medical Physics* **36**, pp. 2258–2268, 2009.

[5] J. Rinkel, L. Gerfault, F. Estève, and J.-M. Dinten, "A new method for X-ray scatter correction: first assessment on a cone-beam CT experimental setup," *Physics in Medicine and Biology* **52**, pp. 4633–4652, 2007.

[6] J. Maltz, B. Gangadharan, S. Bose, D. Hristov, B. Faddegon, A. Paidi, and A. Bani-Haschemi, "Algorithm for X-ray scatter, beam-hardening, and beam profile correction in diagnostic (kilovoltage) and treatment (megavoltage) cone beam CT," *IEEE Trans. Med. Imag.* **27**, pp. 1791–1810, 2008.

[7] M. Meyer, W. A. Kalender, and Y. Kyriakou, "A fast and pragmatic approach for scatter correction in flat-detector CT using elliptic modeling and iterative optimization," *Physics in Medicine and Biology* **55**, pp. 99–120, 2010.

[8] J. Maltz, W. Blanz, D. Hristov, and A. Bani-Haschemi, "Cone beam X-ray scatter removal via image frequency modulation and filtering," *Engineering in Medicine and Biology Society, 2005. IEEE-EMBS 2005. 27th Annual International Conference of the* , pp. 1854–1857, 2006.

[9] L. Zhu, N. Bennett, and R. Fahrig, "Scatter correction method for X-ray CT using primary modulation: Theory and preliminary results," *IEEE Trans. Med. Imag.* **25**(12), pp. 1573–1587, 2006.

[10] W. Zbijewski and F. Beekman, "Efficient Monte Carlo based scatter artifact reduction in cone-beam micro-CT," *IEEE Trans. Med. Imag.* **25**(7), pp. 817–827, 2006.

[11] E. Mainegra-Hing and I. Kawrakow, "Variance reduction techniques for fast Monte Carlo CBCT scatter correction calculations," *Physics in Medicine and Biology* **55**, pp. 4495–4507, 2010.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

[12] N. Freud, J. M. Létang, C. Mary, C. Boudou, C. Ferrero, H. Elleaume, A. Bravin, and D. Babot, "A hybrid approach for fast simulation of dose deposition in stereotactic synchotron radiotherapy," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **55**(3), pp. 1008–1017, 2008.

[13] G. Poludniowski, P. M. Evans, V. N. Hansen, and S. Webb, "An efficient Monte Carlo-based algorithm for scatter correction in keV cone-beam CT," *Physics in Medicine and Biology* **54**, pp. 3847–3864, 2009.

[14] M. Sun and J. Star-Lack, "Improved scatter correction using adaptative scatter kernel superposition," *Physics in Medicine and Biology* **55**, pp. 6695–6720, 2010.

[15] F. Sukowski, J. Y. Yaneua, M. Salamona, S. Eberta, and N. Uhlmanna, "Virtual detector characterisation with Monte-Carlo simulations," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **607**, pp. 253–255, 2009.

[16] N. Freud, J. M. Létang, and D. Babot, "A hybrid approach to simulate X-ray imaging techniques, combining Monte Carlo and deterministic algorithms," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52**(5), pp. 1329–1334, 2005.

[17] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracek, G. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J. Wellisch, D. Williams, D. Wright, and H. Yoshida, "Geant4 developments and applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**(1), pp. 270–278, 2006.

[18] D. Cullen, J. Hubbell, and L. Kissel, "EPDL97: the evaluated photon data library, '97 version," *Technical Report UCRL-ID-50400, Lawrence Livermore National Laboratory* , 1997.

[19] A. Peterzol, J. M. Létang, and D. Babot, "A beam stop based correction procedure for high spatial frequency scatter in industrial cone-beam X-ray CT," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **266**(18), pp. 4042–4054, 2008.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Bibliographie

[1] J.M. Boone and A. Seibert. An accurate method for computer-generating tungsten anode X-ray spectra from 30 to 140 kV. *Medical Physics*, 24 :1661–16670, 1997.

[2] N. Freud. Modelling and simulation of X- or γ-ray imaging systems. *Ph.D. Thesis*, 2003.

[3] M. Kachelrieß, K. Sourbelle, and W.A. Kalender. Empirical cupping correction : a first-order raw data precorrection for cone-beam computed tomography. *Medical Physics*, 33 :1269–1274, 2006.

[4] G.J. Bootsma, F. Verhaegen, and D.A. Jaffray. The effects of compensator and imaging geometry on the distribution of x-ray scatter in CBCT. *Medical Physics*, 38 :897–914, 2011.

[5] N. Mail, D. J. Moseley, J.H. Siewerdsen, and D. A. Jaffray. An empirical method for lag correction in cone-beam CT. *Medical Physics*, 35 :5187–5196, 2008.

[6] A. Peterzol, J.M. Létang, and D. Babot. A beam stop based correction procedure for high spatial frequency scatter in industrial cone-beam X-ray CT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(18) :4042–4054, 2008.

[7] M. Freed, S. Park, and A. Badano. A fast, angle-dependent, analytical model of csi detector response for optimization of 3d x-ray breast imaging systems. *Medical Physics*, 37 :2593–2605, 2010.

[8] X. Tang, R. Ning, R. Yu, and D.L. Conover. Investigation into the influence of X-ray scatter on the imaging performance of an X-ray flat-panel imager-based cone-beam volume CT. *Medical Imaging 2001 : Physics of Medical Imaging*, 4320 :851–860, 2001.

[9] N. Mail, D. J. Moseley, J.H. Siewerdsen, and D. A. Jaffray. The influence of bow-tie filtration on cone-beam CT image quality. *Medical Physics*, 36 :22–32, 2009.

[10] D. Lazos and J.F. Williamson. Monte Carlo evaluation of scatter mitigation strategies in cone-beam CT. *Medical Physics*, 37 :5456–5470, 2010.

[11] L.A. Love and R.A. Kruger. Scatter estimation for a digital radiographic system using convolution filtering. *Medical Physics*, 14 :178–185, 1987.

[12] R. Ning, X. Tang, and D. Conover. X-ray scatter correction algorithm for cone beam CT imaging. *Medical Physics*, 31(5) :1195–2002, 2004.

[13] L. Zhu, N.Strobel, and R. Fahrig. X-ray scatter correction for cone-beam CT using moving blocker array. *Medical Imaging 2005 : Physics of Medical Imaging*, 5745 :251–258, 2005.

[14] H. Yan, X. Mou, S. Tang, Q. Xu, and M. Zanki. Projection correlation based viex interpolation for CBCT : primary fluence restoration in scatter measurement with a moving beam stop array. *Physics in Medicine and Biology*, 55 :6353–6375, 2010.

[15] J. Jin, L. Ren, Q. Liu, J. Kim, N. Wen, H. Guan, B. Movsas, and I. Chetty. Combining scatter reduction and correction to improve image quality in cone-beam computed tomography (CBCT). *Medical Physics*, 37 :5634–5644, 2010.

[16] J. Wang, W. Mao, and T. Solberg. Scatter correction for cone-beam computed tomography using moving strips : a preliminary study. *Medical Physics*, 37(11) :5792–5800, 2010.

[17] K. Schorner, M. Goldammer, and J. Stephan. Comparison between beam-stop and beam-hole array scatter correction techniques for industrial X-ray cone-beam CT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269 :292–299, 2011.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

[18] J.H. Siewerdsen, M.J. Daly, B. Bakhtiar, D.J. Moseley, S. Richard, H. Keller, and D.A. Jaffray. A simple, direct method for X-ray scatter estimation and correction in digital radiography and cone-beam CT. *Medical Physics*, 33(1) :187–197, 2006.

[19] L. Zhu, N.R. Bennett, and R. Fahrig. Scatter correction method for X-ray CT using primary modulation : Theory and preliminary results. *IEEE Trans. Med. Imag.*, 25(12) :1573–1587, 2006.

[20] J. Maltz, W.E. Blanz, D. Hristov, and A. Bani-Haschemi. Cone beam X-ray scatter removal via image frequency modulation and filtering. *Engineering in Medicine and Biology Society, 2005. IEEE-EMBS 2005. 27th Annual International Conference of the*, pages 1854–1857, 2006.

[21] H. Li, R. Mohan, and X.R. Zhu. Scatter kernel estimation with an edge-spread function method for cone-beam computed tomography imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 53 :6729–6748, 2008.

[22] J. L. Ducote and S. Molloi. Scatter corretion in digital mammography based on image deconvolution. *Physics in Medicine and Biology*, 55 :1295–1309, 2010.

[23] J. Maltz, B. Gangadharan, S. Bose, D. Hristov, B.A. Faddegon, A. Paidi, and A. Bani-Haschemi. Algorithm for X-ray scatter, beam-hardening, and beam profile correction in diagnostic (kilovoltage) and treatment (megavoltage) cone beam CT. *IEEE Trans. Med. Imag.*, 27 :1791–1810, 2008.

[24] M. Sun and J. M. Star-Lack. Improved scatter correction using adaptative scatter kernel superposition. *Physics in Medicine and Biology*, 55 :6695–6720, 2010.

[25] M. Meyer, W. A. Kalender, and Y. Kyriakou. A fast and prgmatic approach for scatter correction in flat-detector CT using elliptic modeling and iterative optimization. *Physics in Medicine and Biology*, 55 :99–120, 2010.

[26] J. Rinkel, L. Gerfault, F. Estève, and J.M. Dinten. A new method for X-ray scatter correction : first assessment on a cone-beam CT experimental setup. *Physics in Medicine and Biology*, 52 :4633–4652, 2007.

[27] C.Y. Bai, G.S.L. Zeng, and G.T. Gullberg. A slice-by-slice blurring model and kernel evaluation using the Klein-Nishina formula for 3D scatter compensation in parallel and converging beam SPECT. *Physics in Medicine and Biology*, 45 :1275–1307, 2000.

[28] W. Yao and K. W. Leszczynski. An analytical approach to estimating the first order x-ray scatter in heterogeneous medium. *Medical Physics*, 36(7) :3145–3156, 2009.

[29] V.N. Hansen, W. Swindell, and P.M Evans. Extraction of primary signals from EPIDs using only forward convolution. *Medical Physics*, 24 :1477–1484, 1997.

[30] G. Jarry, S.A. Graham, D.J. Moseley, D.A. Jaffray, J.H. Siewerdsen, and F. Verhaegen. Characterization of scattered radiation in kV CBCT images using Monte Carlo simulations. *Medical Physics*, 33 :4320–4329, 2006.

[31] Y. Kyriakou, T. Riedel, and A. Kalender. Combining deterministic and Monte Carlo calculations for fast estimation of scatter intensities in CT. *Physics in Medicine and Biology*, 51 :4567–4586, 2006.

[32] R. Thierry, A. Miceli, J. Hofmann, A. Flisch, and U. Sennhauser. Hybrid simulation of scatter intensity in industrial cone-beam computed tomography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 598 :611–619, 2009.

[33] A.P. Colijn, W. Zbijewski, A. Sasov, and F.J. Beekman. Experimental validation of a rapid Monte Carlo based micro-CT simulator. *Physics in Medicine and Biology*, 49 :4321–4333, 2004.

[34] G. Poludniowski, P. M. Evans, V. N. Hansen, and S. Webb. An efficient Monte Carlo-based algorithm for scatter correction in keV cone-beam CT. *Physics in Medicine and Biology*, 54 :3847–3864, 2009.

[35] E. Mainegra-Hing and I. Kawrakow. Variance reduction techniques for fast Monte Carlo CBCT scatter correction calculations. *Physics in Medicine and Biology*, 55 :4495–4507, 2010.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

[36] W. Zbijewski and F.J. Beekman. Efficient Monte Carlo based scatter artifact reduction in cone-beam micro-CT. *IEEE Trans. Med. Imag.*, 25(7) :817–827, 2006.

[37] J. Rinkel. *Correction du diffusé pour la reconstruction tomographique quantitative avec un capteur plan numérique*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2006.

[38] G. Poludniowski, P. M. Evans, A. Kavanagh, and S. Webb. Removal and effects of scatter-glare in cone-beam CT with an amorphous-silicon flat-panel detector. *Physics in Medicine and Biology*, 56 :1837–1851, 2011.

[39] A. Ersahin, S. Molloi, and Y.J. Qian. A digital filtration technique for scatter-glare correction based on thickness estimation. *IEEE Trans. Med. Imag.*, 14(3) :587–595, 1995.

[40] Y. Kawata, N. Niki, and T. Kumazaki. 3-D image reconstruction with veiling glare correction to improve the contrast of 3-D reconstructed vascular images. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43 :304–309, 1996.

[41] N. Freud, J.M. Létang, C. Mary, C. Boudou, C. Ferrero, H. Elleaume, A. Bravin, F. Estève, and D. Babot. A hybrid approach for fast simulation of dose deposition in stereotactic synchotron radiotherapy. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 55(3) :1008–1017, 2008.

[42] N. Freud, J.M. Létang, and D. Babot. A hybrid approach to simulate multiple photon scattering in X-ray imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 227(4) :551–558, 2005.

[43] F. Smekens, N. Freud, J.M. Létang, J.F. Adam, C. Ferrero, H. Elleaume, A. Bravin, F. Estève, and D. Babot. Simulation of dose deposition in stereotactic synchrotron radiation therapy : a fast approach combining Monte Carlo and deterministic algorithms. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 55(3) :1008–1017, 2008.

[44] J.H. Hubbell D.E. Cullen and L. Kissel. EPDL97 : the evaluated photon data library, '97 version. *Technical Report UCRL-ID-50400, Lawrence Livermore National Laboratory*, 1997.

[45] A. Bub, S. Gondrom, N. Maisl, N. Ulhmann, and W. Arnold. Image blur in a flat-panel detector due to compton scattering at its internal mountings. *Measurement Science and Technology*, 18 :1270–1277, 2007.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : WILS
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE : 17 novembre 2011

Prénoms : Patricia

TITRE : Tomographie par rayons X: correction des artefacts liés à la chaîne d'acquisition

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2011ISAL0120

Ecole doctorale : EEA

Spécialité : Micro-Nano technologies

RESUME :
La qualité de l'image 3D obtenue par cone-beam computed tomography (CBCT) est dégradée par différents artefacts inhérents à la plateforme d'acquisition. Le premier objectif de cette thèse est de caractériser ces artefacts dans le contexte de micro-tomographie par rayons X d'objets manufacturés poly-matériaux. Puis, notre étude vise à mettre au point une méthode de correction adaptée.

Le premier chapitre décrit les bases de la physique et de l'algorithmie propres à la technique d'imagerie CBCT par rayons X ainsi que les différents artefacts nuisant à la qualité de l'image finale. Le travail présenté ici se concentre sur deux types d'artefacts en particulier: les rayonnements secondaires issus de l'objet et du détecteur et le durcissement de faisceau. Le second chapitre étudie les méthodes de la littérature visant à corriger le rayonnement secondaire et introduit notre approche.

Afin de quantifier le rayonnement secondaire, un outil de simulation basé sur des techniques de Monte Carlo hybride est développé. Il permet de caractériser le système d'acquisition de façon réaliste. Le troisième chapitre détaille la mise en place et la validation de cet outil. Les calculs Monte Carlo étant particulièrement prohibitifs en terme de temps de calcul, des techniques d'optimisation et d'accélération sont décrites. Le comportement du détecteur est étudié avec attention et il s'avère qu'une représentation 2D semble suffire pour modéliser le rayonnement secondaire. Le modèle de simulation permet une reproduction fidèle des projections acquises avec le système réel.

Enfin, le dernier chapitre présente la méthodologie de correction que nous proposons. Une première reconstruction bruitée de l'objet imagé est segmentée afin d'obtenir un modèle voxélisé en densités et en matériaux. L'environnement de simulation fournit alors les projections associées à ce volume. Le volume est corrigé de façon itérative. Des résultats de correction d'images tomographiques expérimentales sont présentés dans le cas d'un objet mono-matériaux et d'un objet poly-matériaux. Notre routine de correction réduit les artefacts de cupping et améliore la description du volume reconstruit.

MOTS-CLES :
Tomographie par rayons X - Imagerie quantitative - Correction du rayonnement secondaire

Laboratoire (s) de recherche :
CREATIS – INSA Lyon

Directeur de thèse:
Jean Michel Létang

Président de jury :

Composition du jury :
Philippe BOLON
Jean-Pierre BRUANDET
Gilles CORNELOUP
Jean Michel LETANG
Françoise PEYRIN
Francis VERDUN

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0120/these.pdf
© [P. Wils], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés