



CPPM-T-2013-01

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ, FACULTÉ DES SCIENCES
163, avenue de Luminy
13288 Marseille Cedex 09

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Instrumentation

présentée par

Hamid OUAMARA

en vue d'obtenir le grade de docteur d'Aix-Marseille Université

Comparaison de la micro-tomodensitométrie par comptage de photons et par intégration de charges avec le dispositif d'irradiation PIXSCAN

Soutenue le 15 février 2013, devant le jury composé de :

M. Alain BONISSENT	Examineur
M. David BRASSE	Rapporteur
M. Peter BRUYNDONCKX	Examineur
Mme Franca CASSOL	Co-encadrante
M. Eric KAJFASZ	Examineur
M. Jean-Michel LETANG	Rapporteur
M. Christian MOREL	Directeur de thèse

Remerciements

En premier lieu, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Eric Kajfasz, directeur du CPPM, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire. J'en profite pour remercier l'ensemble du service administratif (Hélène et Esthère notamment) pour sa disponibilité et son aide lorsque cela a été nécessaire.

Je suis très reconnaissant envers Messieurs David Brasse et Jean-Michel Létang pour avoir concenti à évaluer mon mémoire en tant que rapporteurs. Je remercie également Messieurs Alain Bonissent et Peter Bruyndonckx d'avoir accepté d'en être les examinateurs et Monsieur Eric Kajfasz d'avoir présidé ce jury. Merci pour les nombreuses réflexions scientifiques et le regard critique qu'ils ont respectivement porté sur mon travail.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Christian Morel, mon directeur de thèse, sans qui ce projet passionnant n'aurait pu voir le jour. Je te présente ma profonde reconnaissance pour ton encadrement consciencieux, pour ton omniprésence lors la rédaction de ce mémoire, merci pour tout ce temps passé aux multiples relectures. Merci pour tes encouragements, tes conseils avisés et les nombreuses discussions que nous avons pu échanger au sujet de ce projet. Je te suis aussi reconnaissant pour l'aide que tu m'as apporté au niveau personnel.

Je remercie également Madame Franca Cassol, dans son rôle de co-encadrante, sans qui cette thèse n'aurait pas été possible. Ta persévérance et tes remarquables compétences techniques et scientifiques, m'ont été précieuses pour l'aboutissement de ce projet. Tu as su jongler idéalement en m'offrant un équilibre parfait entre autonomie et encadrement. J'ai particulièrement apprécié ta disponibilité permanente, sache que j'ai profondément apprécié bosser avec toi. Je n'oublie certainement pas Monsieur Alain Bonissent, qui m'a tant appris (scientifiquement et humainement) et aidé pendant ces trois années. Trouve ici ma profonde reconnaissance. J'en profite aussi pour remercier Monsieur Jean-Claude Clémens pour sa générosité et sa disponibilité. Tu as su combler toute ma curiosité en partageant ton savoir (j'avais le droit à 2 questions par jour :)).

J'aimerais exprimer ma gratitude à toute la team imXgam, et plus généralement aux équipes des différents services de mécanique (bureau d'étude et atelier), d'électronique (J'ai adoré déjeuner avec vous chaque jour) et d'informatique pour le remarquable travail qu'elles ont accompli. La réussite de ce projet pluridisciplinaire a nécessité la contribution de chacun. Aussi, un grand merci à vous tous. Qu'il me soit permis de remercier également le personnel

du service généraux. Ces remerciements ne seraient pas complet sans l'expression de toute ma sympathie à mes collègues de bureau ou mes amis : Fred, Florent, Mathieu, Margaux, Carine, Julia, Hector, Sonia, Denis, Adrien, Thomas et Yannick. Merci d'avoir été là pour les pauses, discussions et pour avoir refait le monde plusieurs fois ensemble. Une pensée particulière pour Carine, merci pour ton aide pendant toutes mes manip (attention Carine, la souris bouge :)). Bon courage à Mathieu, Margaux et à Carine pour la fin plus ou moins proche de votre thèse.

Enfin, je souhaite remercier ma famille, qui m'a permis d'en arriver là et qui a toujours cru en moi. De gros bisous à ma grand-mère, mes parents à qui je dédie cette thèse, mes deux frères, mes tantes, cousins et cousines. Une pensée pour mon cousin Moumouh qui nous a quitté l'année dernière, repose en paix mon pote. Je remercie également mon grand-père pour son aide précieuse, j'aurais tellement aimé que tu sois parmi nous aujourd'hui...

Résumé

Titre :

Comparaison de la micro-tomodensitométrie par comptage de photons et par intégration de charges avec le dispositif d'irradiation PIXSCAN

Résumé :

L'approche développée par l'équipe imXgam du CPPM a consisté à adapter la technologie des pixels hybrides XPAD à l'imagerie biomédicale. C'est dans cette optique qu'un micro-tomodensitomètre PIXSCAN II basé sur la nouvelle génération de détecteurs à pixels hybrides appelés XPAD3 a été développé. Ce travail de thèse décrit la démarche engagée pour évaluer l'apport de la technologie à pixels hybrides en tomodensitométrie par rayons X en termes de contraste et de dose et pour explorer de nouvelles possibilités d'imagerie biomédicale à faible dose. L'évaluation des performances ainsi que la validation des résultats obtenus avec les données acquises avec le détecteur XPAD3 ont été comparées aux résultats obtenus avec la caméra CCD DALSA XR-4 similaire aux détecteurs utilisés dans la plupart des micro-TDM usuels. Le détecteur XPAD3 permet d'obtenir des images reconstruites d'une qualité satisfaisante et proche de celle des images de la caméra DALSA XR-4, mais avec une meilleure résolution spatiale. A faible dose, les images du détecteur XPAD3 sont de meilleure qualité que celles de la caméra CCD.

Du point de vue de l'instrumentation, ce projet a prouvé le bon fonctionnement du dispositif PIXSCAN II pour la souris. Nous avons pu reproduire une qualité d'image semblable à celle obtenue avec un détecteur à intégration de charges de type caméra CCD. Pour améliorer les performances du détecteur XPAD3, il va falloir optimiser la stabilité des seuils et avoir des courbes de réponses des pixels en fonction de l'énergie assez homogènes en utilisant un capteur plus dense comme le CdTe par exemple.

Mots-clés :

TDM, imagerie du petit animal, détecteur à pixels hybrides, XPAD3, détecteur à intégration de charges, CCD, PIXSCAN

Abstract

Title :

Comparison of photon counting versus charge integration micro-CT within the irradiation setup PIXSCAN

Abstract :

The pathway that has been followed by the imXgam team at CPPM was to adapt the hybrid pixel technology XPAD to biomedical imaging. It is in this context that the micro-CT PIXSCAN II based on the new generation of hybrid pixel detectors called XPAD3 has been developed. This thesis describes the process undertaken to assess the contribution of the hybrid pixel technology in X-ray computed tomography in terms of contrast and dose and to explore new opportunities for biomedical imaging at low doses. Performance evaluation as well as the validation of the results obtained with data acquired with the detector XPAD3 were compared to results obtained with the CCD camera DALSA XR-4 similar to detectors used in most conventional micro-CT systems. The detector XPAD3 allows to obtain reconstructed images of satisfactory quality close to that of images from the DALSA XR-4 camera, but with a better spatial resolution. At low doses, the images from the detector XPAD3 have a better quality that is those from CCD camera.

From an instrumentation point of view, this project demonstrated the proper operations of the device PIXSCAN II for mouse imaging. We were able to reproduce an image quality similar to that obtained with a charge integration detector such as a CCD camera. To improve the performance of the detector XPAD3, we will have to optimize the stability of the thresholds and in order to obtain more homogeneous response curves of the pixels as a function as energy by using a denser sensor such as CdTe.

Keywords : CT, small animal imaging, XPAD3, hybrid pixel detector, charge integration detector, CCD, PIXSCAN

Table des matières

Introduction	1
1 Tomographie par rayons X	5
1.1 Introduction	5
1.2 Historique	5
1.3 Principe de la tomodensitométrie (TDM)	6
1.3.1 L'acquisition des données	6
1.3.2 Le traitement des données	8
1.3.3 Les étapes historiques du développement technologiques d'un tomographe à rayons X	9
1.4 Physique de la TDM	10
1.4.1 La génération des rayons X	10
1.4.2 Interactions des rayons X avec la matière	11
1.4.3 La détection des rayons X	15
1.5 La reconstruction tomographique	24
1.5.1 Reconstruction tomographique par la méthode de rétroprojection filtrée	25
1.5.2 Reconstruction tomographique par faisceau conique : la méthode FDK	28
1.6 Figures de mérite d'un tomodensitomètre	30
1.6.1 Linéarité du détecteur	30
1.6.2 Stabilité du détecteur	30
1.6.3 Spectre de puissance de bruit du détecteur	31
1.6.4 Linéarité de la valeur CT	31
1.6.5 Uniformité	32
1.6.6 Bruit	32
1.6.7 Résolution spatiale	33
1.6.8 Détectabilité à bas contraste	35
1.7 Dosimétrie en tomographie	35
1.7.1 Grandeurs dosimétriques	35
1.7.2 Détecteurs de mesure de dose	38
1.7.3 Facteurs influençant la dose	39
1.7.4 Quelques exemples de dose	40
2 Le démonstrateur PIXSCAN	43
2.1 Introduction	43
2.2 Architecture du démonstrateur PIXSCAN II	44

2.2.1	La source de rayons X RTW	44
2.2.2	La source de rayons X UltraBright	44
2.2.3	La caméra à pixels hybrides XPAD3	46
2.2.4	La caméra à intégration de charge CCD DALSA XR-4	48
2.2.5	Le support rotatif	50
2.2.6	L'obturateur rapide XRS25	50
2.3	Acquisition et système de traitement	51
2.4	Calibration du détecteur XPAD3	52
2.4.1	Uniformisation des seuils	53
2.5	Traitement des images	56
2.6	Calibration géométrique du PIXSCAN	56
3	Caractérisation de la source de rayons X	63
3.1	Introduction	63
3.2	Détermination des spectres d'énergie	63
3.2.1	Calibration du spectromètre	63
3.2.2	Acquisition des spectres	64
3.2.3	Correction de la réponse en énergie du détecteur	65
3.3	Spectres d'énergie du tube à rayons X RTW	69
3.3.1	Variation en tension	70
3.3.2	Variation en courant	71
3.3.3	Mesures avec les filtres	72
3.4	Problème de focalisation de la source de rayons X Oxford Instruments	76
3.5	Faisceaux standardisés	79
3.5.1	Couches de demi-atténuation (CDA ou HVL)	82
3.6	Évaluation du flux et du carré du rapport signal sur bruit du faisceau	85
3.6.1	Carré du rapport signal sur bruit (SNR^2) du faisceau	86
4	Comparaison des performances des caméras XPAD3 et CCD	87
4.1	Conditions expérimentales des mesures	87
4.2	Étude de la linéarité de la réponse des détecteurs	89
4.3	Étude de la stabilité des détecteurs	90
4.4	Étude de la linéarité de la valeur CT et du contraste	90
4.5	Étude de l'uniformité	93
4.6	Étude du bruit	98
4.7	Étude du spectre de puissance du bruit	102
4.8	Étude de la résolution spatiale à haut contraste	104
4.9	Étude de la détectabilité à bas contraste	110
4.10	Étude des déformations engendrées par la reconstruction tomographique	113
4.11	Dosimétrie du PIXSCAN II par rapport aux imageries micro-CT petit animal	117
4.12	Discussion	118
	Conclusion et perspectives	123
A	Modes d'exposition de la caméra DALSA XR-4	127

Modes d'exposition de la caméra DALSA XR-4	127
A.1 Modes d'exposition utilisés	127
A.2 Réglages des paramètres de la caméra	129
B Fonctionnement de l'obturateur rapide	133
Mise en fonctionnement de l'obturateur rapide	133
B.1 Installation de l'obturateur rapide	133
B.2 Test de l'obturateur	134
B.3 Détermination du temps d'ouverture et de fermeture de l'obturateur avec une carte d'acquisition National Instruments (NI USB 6008)	137
B.4 Tests avec une carte de contrôle	140
C Calcul des paramètres géométriques	143
Calcul des paramètres géométriques	143
C.1 Les paramètres géométriques	143
C.1.1 La projection du centre des billes sur le détecteur	144
C.1.2 Identification des trajectoires du centre des billes sur le détecteur	148
C.1.3 Détermination des paramètres géométriques	149

Table des figures

1.1	Schéma de principe d'un tomographe à rayons X ¹	7
1.2	Echelle de Hounsfield ³	8
1.3	Les quatre générations de scanner TDM.	10
1.4	Schéma du principe d'un tube à rayons X (tube de Coolidge) ⁴	12
1.5	Les effets prédominants de l'interaction des rayons X dans la matière [1]. . .	13
1.6	L'effet photoélectrique.	13
1.7	L'effet Compton (diffusion inélastique).	15
1.8	Diagramme polaire de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de diffusion Compton.	15
1.9	L'effet Rayleigh (diffusion élastique).	16
1.10	Efficacité de détection des 3 semi-conducteurs les plus utilisés pour la détection de particules (substrat de 500 μm d'épaisseur) [2].	18
1.11	Schéma de principe d'un détecteur à scintillation ⁹	20
1.12	Schéma du principe de fonctionnement d'un CCD [3].	21
1.13	Schéma de principe d'un détecteur à pixels hybrides [4].	24
1.14	Projections coniques en 2D.	25
1.15	Illustration du théorème coupe-projection en 2D suivant une incidence β : la transformée de Fourier de la transformée de Radon de f dans la direction définie par l'angle β (gauche) est égale à la coupe 1D de même direction de la transformée de Fourier 2D de f (droite).	27
1.16	Projection parallèle en 2D.	28
1.17	Projections coniques en 3D.	29
1.18	Mesure du bruit dans une ou plusieurs régions d'intérêt sur une coupe reconstruite d'un cylindre d'eau.	33
1.19	Fonction de transfert de modulation [5].	35
1.20	Fantôme cylindrique en ABS utilisé pour l'étude de la détectabilité à bas contraste. (a) Photographie de face du fantôme. (c) Vue de dessus du fantôme.	36
2.1	Photographie du démonstrateur PIXSCAN II.	44
2.2	Tube à rayons X RTW MCBM 65B-50 Mo installé dans le prototype PIXSCAN II.	44
2.3	Tube à rayons X OXFORD INSTRUMENTS (UltraBright Microfocus X-Ray Source W(96004)).	45
2.4	Spectre d'énergie de la source de rayons X sans filtration additionnelle tel que mesuré par l'analyseur de spectre Amptek XR-100-CdTe. Distance source-détecteur = 235 mm.	46

2.5	Spectre d'énergie de la source de rayons X avec filtration additionnelle de 6 mm d'aluminium tel que mesuré par l'analyseur de spectre Amptek XR-100-CdTe.	47
2.6	Synoptique de l'architecture globale du circuit.	48
2.7	Le circuit intégré XPAD3.	48
2.8	Caméra à pixels hybrides XPAD3 (8 barrettes).	49
2.9	Caméra à intégration de charge CCD (DALSA-XR-4).	50
2.10	L'obturateur rapide XRS25 (UNIBLITZ).	51
2.11	Schéma fonctionnel du pipeline PIXSCAN II.	53
2.12	Niveaux avant calibration.	54
2.13	Pixels calibrés en énergie.	54
2.14	Courbes en S de calibration mesurée pour un pixel.	55
2.15	Carte des pixels défectueux du détecteur XPAD3. Les pixels près des bords des chips ont une plus grande surface (x 2,5), ce sont les lignes blanches verticales, et les pixels cachés apparaissent comme des lignes horizontales noires. Ces pixels sont ignorés. Quelques colonnes brisées de pixels apparaissent ici et là en noir, ce sont les pixels défectueux.	57
2.16	Fantôme de calibration utilisé pour l'alignement du PIXSCAN.	58
2.17	Principe de la calibration géométrique.	59
2.18	Trajectoires des billes ajustées (bleues) et calculées (rouges).	59
2.19	Précision de la méthode de calibration.	60
2.20	Étude de l'effet d'un mauvais alignement sur la reconstruction d'images [6] : sur la ligne du haut, plan médian des fantômes utilisés et sur la ligne du bas, plan médian des reconstructions obtenues avec u_0 décalé de 10 pixels. Le détecteur utilisé comporte 576 pixels en largeur, l'erreur est donc de 2% environ de la dimension de celui-ci [7].	61
2.21	Étude de l'effet d'un mauvais alignement sur la reconstruction d'images [6]. (a) Coupe transaxiale du fantôme utilisé ; (b) plan médian de la reconstruction obtenue avec la bonne géométrie ; (c, d, e) Reconstruction à partir de projections avec une rotation non corrigée du détecteur d'angle $\theta = \pi/10$ autour de u , $\phi = \pi/4$ autour v et $\nu = \pi/7$ autour de w respectivement [7].	61
3.1	Spectromètre XR100T-CdTe, AmpTek, Bedford, USA.	64
3.2	Dispositif de calibration du détecteur CdTe.	64
3.3	Photographie du détecteur avec la source d'américium 241.	65
3.4	Spectre brut de la source d' ^{241}Am mesuré avec le détecteur CdTe.	65
3.5	Différents spectres de la source ^{241}Am enregistrés avec le spectromètre à plusieurs heures d'intervalle.	66
3.6	Droite de calibration du détecteur CdTe.	66
3.7	Spectre de la source d' Am^{241} calibré.	67
3.8	Dispositif d'acquisition des spectres du tube à rayons X. Le détecteur est monté sur un support adapté au plateau tournant. On peut voir la rondelle de collimation juste devant la fenêtre d'entrée du spectromètre.	67
3.9	Spectre obtenu avec le détecteur CdTe au CPPM après une filtration additionnelle de 3 mm d'aluminium.	68

3.10	Deux cas sont envisageables lors de la détection des rayons-X dans le CdTe pour des énergies supérieures aux pics de fluorescence : (i) Le photon de fluorescence interagit avec le CdTe, alors toute l'énergie est détectée, dans ce cas 35 keV ; (ii) Le photon de fluorescence s'échappe du détecteur, alors seul l'électron primaire est détecté, ici 3,2 keV (cas du Te). Le photon de fluorescence peut également être partiellement absorbé.	68
3.11	Visualisation de la géométrie définie pour la simulation d'efficacité. Le CdTe est dessiné en rouge, la fenêtre de Be en jaune et les traces vertes représentent la trajectoire des photons.	69
3.12	Effet de la fluorescence sur l'efficacité du CdTe.	70
3.13	Effet de la redistribution d'un spectre par l'algorithme de correction.	70
3.14	Spectres d'énergie de la source de rayons X sans filtration additionnelle en fonction de la tension appliquée au tube (courant : 10 μ A).	71
3.15	Spectres d'énergie de la source de rayons X sans filtration additionnelle en fonction du courant de filament (tension : 30 kV).	72
3.16	Représentation des spectres obtenus avec un courant de 10, 20 et 30 μ A normalisés à leur valeur maximum. On a bien (Nombre de coups à 20 μ A) = 2 * (Nombre de coups à 10 μ A) et (Nombre de coups à 30 μ A) = 3 * (Nombre de coups à 10 μ A).	73
3.17	Les différentes valeurs du coefficient d'atténuation du molybdène, de l'aluminium, du niobium, de l'argent et du cuivre ²	74
3.18	Spectres d'énergie de la source de rayons X avec une filtration additionnelle de 0.5 mm (a), 3 mm (b) et 6 mm (c) d'Al (tension : 50 kV, courant : 10 μ A). L'effet de la correction de l'échappement des photons est minime dans le cas d'un spectre mou, typiquement sans filtre.	74
3.19	Spectres d'énergie mesurés pour des filtres de (a) 0,1 mm et (b) 0,15 mm de Cu (50 kV, 400 μ A).	75
3.20	Spectres d'énergie de la source de rayons X (50 kV, 30 μ A) pour différentes filtrations additionnelles de 25 μ m de niobium (a), de 30 μ m de molybdène (b) et de 10 μ m de Mo plus 25 μ m de Nb.	76
3.21	Spectres d'énergie de la source de rayons X (60 kV, 200 μ A) pour différentes filtrations additionnelles de 25 μ m d'argent (bleu) et de 50 μ m d'argent (rouge).	77
3.22	(a) Projection du faisceau conique des 5 billes en acier (échelle logarithmique). (b) Zoom sur la région des billes.	77
3.23	Photographie du dispositif d'imagerie pour comprendre l'origine de l'ombre observé sur les images des billes.	78
3.24	(a) Projection du collimateur en tungstène (échelle logarithmique). (b) Zoom sur la région centrale l'image de projection du collimateur (échelle logarithmique).	78
3.25	Plot de surface 3D.	79
3.26	Mesures du halo de la source Oxford Instruments avec la caméra CCD DALSA XR-4.	80
3.27	Projection du faisceau conique du collimateur en tungstène (échelle logarithmique) mesuré avec la source Mo.	80
3.28	Plot de surface 3D.	81

3.30	Dosimètres utilisés.	81
3.29	Dosimètre Diados, PTW, Freiburg, Allemagne.	82
3.31	Spectres expérimentaux des trois faisceaux étudiés : (a) spectre sans filtre, (b) spectre filtré avec 2,5 mm d'Al et (c) spectre filtré avec 25 μm de Nb. La mesure du spectromètre de CdTe est corrigée de sa réponse (différence d'absorption, échappement radiatif...).	82
3.32	Dosimètre sur le plateau tournant du PIXSCAN II.	83
3.33	Débit de dose mesuré avec le dosimètre 25 - 45 kV en fonction de l'épaisseur d'Al.	84
3.34	Débit de dose mesuré avec le dosimètre 45 - 150 kV en fonction de l'épaisseur d'Al.	84
3.35	Débit de dose mesuré avec le dosimètre 25 - 45 kV en fonction de l'épaisseur d'Al.	85
4.1	Coupe transverse du volume reconstruit du cylindre rempli d'eau. Tension : 50 kV, courant : 25 μA , filtre : 25 μm Nb (Coupe reconstruite avec le détecteur XPAD3).	88
4.2	Linéarité de la réponse du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 en fonction du temps de pose.	89
4.3	Linéarité de la réponse du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 en fonction de l'intensité de courant de la source de rayons X.	90
4.4	Stabilité de comptage des détecteurs XPAD3 et DALSA XR-4 sur 100 images, temps d'exposition : 1 s/image, 50 kV, 0,21 mA, 0,025 mm Nb.	91
4.5	Fantôme QRM-microCT-HA ⁰	91
4.6	Coupes transverses du volume reconstruit du fantôme QRM-microCT-HA. (a) La coupe est obtenue à partir de données acquises avec le détecteur XPAD3. (b) Coupe obtenue à partir de données mesurées avec la caméra DALSA XR-4, 50 kV, 0,6 mA, 6 mm Al.	92
4.7	Représentation du nombre CT calculé avec les données du détecteur XPAD3 et les données de la caméra DALSA XR-4.	94
4.8	(a) Photographie du demi-cylindre en PVC utilisé pour l'étude du bruit. (b) Projection du demi-cylindre obtenue avec la caméra DALSA XR-4. (c) Coupe transversale reconstruite à partir des données acquises par la caméra DALSA XR-4.	94
4.9	Régions d'intérêt utilisées pour l'étude de l'uniformité (coupe reconstruite avec la caméra DALSA XR-4).	95
4.10	Coupes transverses centrales du cylindre d'eau reconstruit à partir des données du détecteur XPAD3 (à gauche) et de la caméra DALSA XR-4 (à droite).	96
4.11	(a) Profil radial d'une coupe transverse du cylindre d'eau reconstruit à partir des données du détecteur XPAD3. (b) Profil radial d'une coupe transverse reconstruite des données mesurées avec la caméra DALSA XR-4.	97
4.12	(a) Coupe transverse du cylindre d'eau reconstruit à partir des données du détecteur XPAD3 et un filtre de niobium de 25 μm d'épaisseur. (b) Profil radial correspondant.	97

4.13	Histogrammes du nombre de photons détectés par pixel dans le fond blanc (a) avec le détecteur XPAD3 et de la quantité de lumière de scintillation (c) avec la caméra DALSA XR-4. (b) et (d) histogrammes des photons par pixel avec le demi-cylindre (avec le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4 respectivement).	99
4.14	Coupe transverse du demi-cylindre reconstruit avec les données du détecteur XPAD3 (a) et de la caméra DALSA XR-4 (b).	100
4.15	Régions d'intérêt sélectionnées sur une coupe reconstruite du demi-cylindre (XPAD3) pour l'étude du bruit.	100
4.16	Bruit mesuré en fonction du pas de rotation sur les coupes reconstruites des données du détecteur XPAD3 et des données de la caméra DALSA XR-4. La statistique est de 6000 photons/pixel/10s dans le fond blanc pour le détecteur XPAD3. La dose absorbée mesurée en mGy est donnée pour les différents cas analysés.	101
4.17	Bruit mesuré en fonction du pas de rotation sur les coupes reconstruites des données du détecteur XPAD3 et des données de la caméra DALSA XR-4 pour une dose constante (120 mGy).	101
4.18	Bruit mesuré en fonction de la dose absorbée en variant le temps de pose sur les données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 pour un pas de rotation de 1°.	102
4.19	Bruit mesuré en fonction de l'inverse de la racine carrée de la dose absorbée en variant la statistique de comptage (en augmentant le temps d'exposition) pour les données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 avec un pas de rotation de 1°. La caméra DLASA XR-4 est linéaire lorsque la dose est assez grande (type au delà de 35 mGy) mais les performances se détériore aux faibles doses.	102
4.20	(a) NPS mesuré et théorique pour le détecteur XPAD3. (b) NPS mesuré pour la caméra DALSA XR-4. Les caractéristiques en terme de NPS de la caméra DALSA XR-4 se dégradent par rapport à celles du détecteur XPAD3 à très faible dose comme déjà illustrées dans l'étude du bruit.	104
4.21	Chaîne de traitement correspondant à la méthode de la réponse à un bord.	105
4.22	Configuration géométrique du système d'irradiation tomодensitométrique PIXS-CAN II.	106
4.23	Angle entre une ligne de l'image (violet) et le bord du demi-cylindre (bleu).	107
4.24	Profil du bord du demi-cylindre (courbe rouge) mesuré pour le détecteur XPAD3 (a) et la caméra DALSA XR-4 (b). Les points noirs correspondent aux valeurs CT des pixels étudiés et de leur distance au bord du demi-cylindre.	107
4.25	Fonction de dispersion linéaire (LSF) mesuré pour (a) le détecteur XPAD3 (pixels de 130 μm) et (b) la caméra DALSA XR-4 (pixels apparents de 144 μm).	108
4.26	Fonction de transfert de modulation(MTF) déterminée pour (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra DALSA XR-4.	109
4.27	Résolution spatiale FWHM en fonction du pas de rotation déterminée pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4. La statistique est de 600 photons/pixel/1s dans le fond blanc.	110

4.28	Résolution spatiale FWHM mesuré en fonction de la dose absorbée. La dose est variée en augmentant le temps d'exposition pour un pas de rotation est de 1° .	111
4.29	(a) Photographie du fantôme cylindrique en ABS utilisé pour l'étude de la détectabilité à bas contraste. (b) Vue de face du fantôme. (c) Vue de dessus du fantôme.	112
4.30	Exemple d'un volume reconstruit à partir des données acquises avec le détecteur XPAD3 pour une solution d'iode de 5mg/ml.	112
4.31	Détectabilité à bas contraste des détecteurs (a) XPAD3 et DALSA XR-4 pour les différentes concentrations étudiées. (b) Différence minimale de valeur CT détectable pour les deux caméras en fonction de la dose.	114
4.32	Courant noir mesurés pour le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4	115
4.33	Le fantôme de Defrise QRM-microCT-MD.	115
4.34	Projections du fantôme de Defrise obtenues avec (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra DALSA XR-4.	116
4.35	Coupes sagittales du fantôme de Defrise reconstruites à partir des données du XPAD3 (a) et des données CCD (b).	116
4.36	Profils d'intensité de la coupe axiale sagittale reconstruite à partir des données du détecteur XPAD3 (d, f, h) et de la caméra DALSA XR-4 (e, g, i). Configuration d du Tableau 4.1.	120
4.37	Largeurs à mi-hauteur des profils (a) gauche, (b) centre et (d) droite des segments représentant les cylindres de forte densité du fantôme de Defrise pour des images reconstruites (cf. Figures 4.35 et 4.36) à partir des données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4. Le plan de rotation de la source correspond au segment numéro 4.	121
4.38	Comparaison entre coefficients d'atténuation massiques de l'air et des tissus mous.	122
4.39	Radiographie d'une souris après injection de l'iode mesurée avec (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra DALSA XR-4. Les reins sont clairement identifiables. Configuration d du Tableau 4.1.	125
4.40	Coupes tomographiques d'une souris reconstruites à partir des données acquises avec (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra CCD après injection de l'iode. Configuration d du Tableau 4.1.	126
A.1	Séquence du mode d'exposition 1	128
A.2	Séquence du mode d'exposition 2	128
A.3	(a) Séquence du mode d'exposition 3. (b) Séquence du mode d'exposition 4.	129
A.4	Fenêtre principale de l'interface graphique du DALSA XR-4	130
B.1	(a) Câble 910C-D7, (b) le câble 710A.	134
B.2	Photographie du support utilisé pour tenir l'obturateur, la lampe et la photodiode.	134
B.3	Cache en carton noir autour du support de l'obturateur.	135
B.4	Set-up du test de fonctionnement de l'obturateur.	135
B.5	Schéma en bloc du set-up du test de fonctionnement de l'obturateur.	136

B.6	Signal mesuré par la photodiode.	136
B.7	Mesure du temps de monté et du retard d'ouverture de l'obturateur.	137
B.8	Signal mesuré par la photodiode pour une durée du pulse de 50ms et apparition du rebond 20 ms après la fermeture de l'obturateur.	137
B.9	Disparition du rebond quand on pointe le laser vers l'extérieur du champ de vue.	138
B.10	Apparition du rebond quand on pointe le laser vers le centre de l'obturateur.	138
B.11	Exemple de six cycles d'ouverture/fermeture.	139
B.12	Carte d'acquisition NI USB 6008 de National Instrument.	139
B.13	Carte de contrôle programmable pour générer les signaux TTL.	141
C.1	Système de coordonnées et paramètres.	143
C.2	Correction de la géométrie du détecteur (selon l'axe y).	144
C.3	Exemple de coupures appliquées sur un fond blanc de calibration.	145
C.4	Niveau de gris d'un pixel sur le modèle du disque opaque	147
C.5	Changement de repère pour le calcul du niveau de gris	148
C.6	Erreur d'appréciation du centre de la bille à partir de l'observation de l'ellipse projetée	149

Liste des tableaux

1.1	Répartition par zone anatomique explorée des actes diagnostiques réalisés en France en 2007 et des doses collectives associées (valeurs arrondies)	41
2.1	Caractéristiques de la source de rayons X RTW MCBM 65B-50Mo.	45
2.2	Caractéristiques de la source de rayons X OXFORD INSTRUMENTS Ultra-Bright Microfocus W(96004).	46
2.3	Caractéristiques d'un chip XPAD3.	49
2.4	Caractéristique de la caméra DALSA XR-4.	50
2.5	Caractéristique de l'obturateur rapide XRS25.	51
3.1	L'amplitude maximale et le rapport pic/spectre pour différentes valeurs de tension.	71
3.2	Linéarité entre le nombre de coups et l'intensité de courant de la source pour des intensités basses.	72
3.3	Filtres avec les différentes épaisseurs utilisées pour les mesures.	73
3.4	Domaine d'application des dosimètres.	81
3.5	Mesures du débit de dose pour le faisceau 40 kV, 200 μ A, en fonction des différentes épaisseurs d'aluminium.	83
3.6	Mesures du débit de dose pour le faisceau 50 kV, 500 μ A, 2,5 mm d'Al en fonction des différentes épaisseurs d'Aluminium.	84
3.7	10	85
3.8	10	86
4.1	Dose totale absorbée dans l'air et principaux paramètres associés aux différentes configurations d'imagerie du système d'irradiation PIXSCAN II. La configuration la plus couramment utilisée est indiquée en gras.	88
4.2	Coefficients d'atténuation et densités de chaque insert du fantôme QRM-microCT-HA. Configuration d du Tableau 4.1	92
4.3	Contrastes calculés des inserts du fantôme pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4.	93
4.4	Valeur CT calculée pour chaque ROI étudiée sur les coupes reconstruites (XPAD3 et CCD) du fantôme.	95
4.5	Résolutions spatiales FWHM déterminées pour chaque pas de rotation pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4 obtenues pour un temps d'exposition de 10 s /image.	109

4.6	Résolutions spatiales FWHM déterminées pour chaque pas de rotation pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4. La dose pour chaque tomographie est constante (120 mGy). Les valeurs entre parenthèses sont des extrapolations linéaires en considérant des pixels de 130 μm (en faisant l'hypothèse que la FWHM varie linéairement).	110
4.7	Comparatif de doses moyennes déposées lors d'examens radiologiques par micro-tomodensitométrie. NC : non communiqué.	117
A.1	Paramètres de la caméra en mode 1	127
A.2	Paramètres de la caméra en mode 2	129
B.1	Temps d'ouverture de l'obturateur rapide mesurés avec la carte NI USB 6008.	140
B.2	Temps d'ouverture de l'obturateur rapide mesurés avec un oscilloscope.	140
B.3	Temps d'ouverture de l'obturateur rapide mesurés en utilisant la carte de contrôle pour générer le signal TTL.	140

Introduction

Voir à l'intérieur du corps humain est recherché par les Hommes depuis des siècles. L'imagerie médicale, depuis la découverte des rayons X et l'invention de la radiologie par W.C. Roentgen en 1895, permet à l'homme de voir *in-vivo* et de manière non invasive dans le corps humain. Cette découverte a ouvert la voie à une nouvelle ère qui a vu la mise en œuvre de nombreuses techniques d'investigation de l'anatomie et du fonctionnement du corps humain de plus en plus précises.

Pour étudier l'anatomie, différentes modalités d'imagerie médicale ont été développées, qui répondent à des besoins spécifiques. Celles-ci se répartissent en trois catégories : l'imagerie "topographique" qui représente la surface du corps, l'image par projection qui montre l'interaction de radiations dans les tissus selon des directions connues et l'imagerie tomographique qui est une image de la distribution spatiale de l'interaction locale de la radiation avec les tissus dans une fine coupe à travers le corps humain [8].

La mise en point au début des années 70 du scanner à rayons X ou tomodensitomètre (TDM) a constitué une avancée fondamentale pour l'imagerie médicale. Le scanner a permis de mesurer les propriétés des tissus en tout point du corps et a donné l'opportunité d'une véritable investigation dans le corps du patient. Dans les années 80, une autre modalité d'imagerie permettant de mesurer les propriétés magnétiques des tissus a vu le jour grâce à la résonance magnétique nucléaire. D'autres modalités encore se sont développées comme l'imagerie par ultrasons, la tomographie par émission de positons (TEP) ou la tomographie par émission mono photonique (TEMP).

Dans ce travail, je me suis intéressé à une modalité en particulier : l'imagerie anatomique. La tomographie par rayons X repose sur le même phénomène physique que la radiographie, à savoir la mesure de l'atténuation des rayons X par les tissus traversés, qui après reconstruction permet de discerner les différentes structures anatomiques : tissus mous, sang, air, os, muscles.

La façon d'acquérir des projections a évolué avec les générations de scanners. Une des principales préoccupations était d'acquérir des projections le plus vite possible, avec une dose de rayons X aussi faible que possible, et d'obtenir des images de bonne qualité avec un bon contraste à partir de ces projections. Avec les premiers scanners, l'acquisition était lente et les artéfacts sur les images étaient nombreux. Les générations suivantes voient apparaître d'importants changements avec des détecteurs mieux résistants aux radiations, avec des pixels plus petits et une lecture plus rapide et de nouvelles géométries coniques et trajectoires d'acquisition hélicoïdales dites spiralées.

L'approche développée par un groupe de recherche du CPPM mené par Pierre Delpierre, qui participait aux travaux de la collaboration RD19 du CERN, a consisté à adapter la technologie des pixels hybride XPAD (*Xray Pixel chip with Adaptable Dynamics*) à l'imagerie biomédicale et la cristallographie. Ces détecteurs 2D finement segmentés avec une forte granularité offrent une grande résistance aux radiations et permettent de localiser le point de passage d'une particule avec une grande précision. C'est dans cette optique qu'un premier prototype appelé XPAD1 a été développé en 1998 en collaboration avec un laboratoire de l'ESRF (*European Synchrotron Radiation Facility*) à Grenoble pour étudier dans un premier temps la faisabilité d'un tel projet, puis dans un deuxième temps des structures cristallines par diffraction d'un faisceau de lumière synchrotron [9] [10] [11]. Ce premier prototype a été rapidement suivi d'un second : le détecteur XPAD2 [12] qui a été développé pour le projet PIXSCAN, un micro-tomodensitomètre à pixels hybrides optimisé pour la vitesse d'acquisition et le contraste des tissus mous pour l'imagerie du petit animal [13]. Afin d'accroître les performances des imageurs XPAD, l'équipe imXgam (imagerie X et gamma) du CPPM a poursuivi ces travaux avec le développement d'une nouvelle génération de pixels hybrides appelés XPAD3. Ces détecteurs sont également utilisés pour une autre application consistant à réaliser un imageur TEP/TDM pour l'imagerie du petit animal appelé ClearPET/XPAD avec comme objectif de réaliser des acquisitions simultanées d'images TEP et TDM [14].

L'intérêt des détecteurs à pixels hybrides réside dans leur fonctionnement en mode comptage de photons ainsi que dans leur capacité à évaluer l'énergie de chaque photon. Plusieurs équipes de recherche étudient les possibilités d'amélioration que pourraient apporter ces détecteurs dans les applications d'imagerie biomédicale. Citons par exemple les projets ME-DIPIX [15] et PILATUS [16].

C'est dans ce sens que ce travail de thèse a été entrepris dans le contexte du projet PIXSCAN. Il avait pour but d'explorer les apports de la technologie des pixels hybrides à l'imagerie du petit animal en termes de contraste et de réduction de dose par une étude comparative avec l'utilisation d'une caméra CCD (*charge-coupled device*) fonctionnant en mode intégration de charges. En effet, le mode de comptage de photons X était susceptible d'apporter des avantages réels par rapport au mode intégration de charges utilisé jusqu'ici en TDM grâce à des capteurs de type CCD ou CMOS. Il devait permettre notamment de disposer d'une information numérique directement en sortie du pixel et d'éviter ainsi les perturbations dues au transfert du signal analogique le long de la matrice de pixels. De plus, cette technologie offrait une sélection en énergie propre à chaque pixel permettant d'améliorer le contraste grâce à la réduction du bruit diffusé.

Ce travail de thèse a donc porté sur :

- la caractérisation du fonctionnement des détecteurs à pixels hybrides et des détecteurs à intégration de charges ;
- une étude comparative des performances de chaque type de détecteur.

Le premier chapitre présente la TDM avec une approche historique. Ensuite les bases de la tomodensitométrie sont abordées, c'est-à-dire la production et l'interaction des rayons X dans la matière. Ceci est suivi par une description détaillée des éléments constituant un tomographe en mettant l'accent sur les détecteurs de rayons X. Le principe physique de la

tomodensitométrie ainsi qu'une présentation sommaire de la reconstruction tomographique sont donnés. Puis, les principales figures de mérite d'un imageur sont présentées, suivi d'une présentation de la dose en tomodensitométrie.

Le chapitre 2 décrit le démonstrateur préclinique PIXSCAN : un dispositif d'irradiation pour la TDM développé au CPPM. Son système d'acquisition ainsi que son système de traitement sont décrits, suivis par une description détaillée des détecteurs à pixels hybrides XPAD3, de la caméra CCD DALSA XR-4 et de l'obturateur rapide nécessaire au fonctionnement de cette dernière. Une présentation détaillée de la méthode de calibration en énergie du détecteur XPAD3 suivie d'une description de la méthode de calibration géométrique du système d'irradiation PIXSCAN closent ce chapitre.

La méthode de mesure des spectres de la source de rayons X du dispositif d'irradiation PIXSCAN ainsi que la méthode de correction de ces spectres nécessaire pour prendre en compte l'effet de l'échappement des photons de fluorescence sont décrites dans le Chapitre 3. Dans ce chapitre nous abordons également l'étude du halo observé pour la source de rayons X Oxford Instruments Microfocus UltraBright. Les différents résultats obtenus sur la caractérisation des faisceaux de la source X sont présentés à la fin de ce chapitre.

Le chapitre 4 expose l'étude des performances du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 en détaillant la dose absorbée par l'objet, le bruit sur les images reconstruites, le spectre de puissance de bruit, la résolution spatiale, la linéarité et stabilité des détecteurs CCD et XPAD3, la linéarité des valeurs CT, le contraste, l'uniformité de l'image, la qualité des reconstructions ainsi que la détectabilité à bas contraste. Ces critères sont analysés à partir des données acquises avec le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4.

En fin, je terminerai mon propos par une conclusion et donnerai quelques perspectives de mes travaux réalisés tout au long de ce travail de thèse.

Chapitre 1

Tomographie par rayons X

1.1 Introduction

Littéralement, la tomographie (du grec *tomos* (section, coupe) et *graphein* (écrire)) désigne l'ensemble des méthodes non-invasives d'imagerie permettant d'étudier la composition et la structure interne d'un objet opaque. Elle permet la reconstruction d'un objet tridimensionnel en coupes à partir de la mesure des faisceaux émis, transmis ou réfléchis par l'objet étudié. Il existe différentes méthodes de tomographie, comme la tomographie par ultrasons, par résonance magnétique, par neutrons, ou par rayons X ou gamma. Parmi toutes ces modalités nous nous intéresserons plus particulièrement à la tomographie par rayons X aussi appelée tomodensitométrie (TDM). Celle-ci repose sur l'analyse de l'interaction d'un faisceau de rayons X avec la matière, dont la transmission est enregistrée par des détecteurs de rayons X. La TDM représente un progrès important dans l'imagerie médicale et elle a donné lieu à de nombreuses innovations depuis 1970, justifié par son intérêt diagnostique et par l'amélioration continue de ses performances techniques.

Ses domaines d'applications, limités à l'origine au crâne et au cerveau, se sont très rapidement étendus à l'ensemble de l'organisme. Cette technique reste l'un des meilleurs examens pour l'exploration de l'abdomen et du thorax. Elle est également l'examen de choix dans l'évaluation de lésions osseuses comme les fractures. Pour les investigations cérébrales, qui demandent de la précision, la TDM a été supplantée par l'imagerie par résonance magnétique (IRM) dans la recherche de pathologies cérébrales non traumatiques. Ses indications se limitent aujourd'hui essentiellement à la recherche de traumatismes crâniens et d'hémorragies intracrâniennes à l'aide d'agents de contraste à base d'iode. On parle alors d'angiographie.

1.2 Historique

Le développement de la TDM, appelée aussi *computerized tomography* (CT) scan ou *computed assisted tomography* (CAT) scan par les Anglo-Saxons est lié au développement de l'informatique dès les années soixante. Bien que les principes mathématiques de la théorie de reconstruction d'un objet à partir de la connaissance de ses projections aient été énoncés en 1917 par Radon [17], les premières applications pratiques sont plus récentes puisqu'elles

apparurent avec Bracewell en 1956 [18] dans le domaine de radio-astronomie afin d'identifier des régions solaires émettant des rayonnements micro-ondes. Les premières applications médicales furent réalisées en 1960 par Oldendorf en utilisant une source gamma, puis en 1963 par Kuhl, Edwards et Cormak [19] [20]. Le premier tomodensitomètre a été conçu et réalisé par Hounsfield en 1972 [21] pour la radiologie, ce qui lui valu le Prix Nobel de médecine en 1979 en association avec Cormack. La première machine utilisable sur site clinique fut installée en 1971 à Londres. Elle ne permettait d'examiner que la tête, et l'exploration du corps entier ne fut possible qu'à partir de 1974. La mise en point de la TDM a été considérée comme la découverte la plus importante en radiologie depuis celle des rayons X par Roentgen en 1895.

1.3 Principe de la tomodensitométrie (TDM)

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons décrire le principe de la tomographie par rayons X. Nous nous intéresserons notamment à l'acquisition et le traitement des données tomodensitométriques.

1.3.1 L'acquisition des données

En tomodensitométrie, l'acquisition d'un grand nombre de projections permet la reconstruction mathématique du volume étudié. L'acquisition des projections s'effectue en déplaçant, par rotation, un tube à rayons X associé à un ensemble de détecteurs disposés en couronne, l'objet est placé entre le tube et les détecteurs (cf. Fig. 1.1). Nous mesurons l'intensité de la source X atténuée (absorption et diffusion) par les différentes structures anatomiques rencontrées, c'est-à-dire l'ombre semi-transparente de l'objet correspondant à sa projection le long des directions définies par les lignes de faisceau de rayons X. Cette atténuation dépend de la densité des structures, de leur composition anatomique et du spectre d'énergie du faisceau de rayons X. Un faisceau de rayons X monochromatique traversant un objet homogène subit une variation de son intensité. Cette variation est donnée par la loi de Lambert-Beer :

$$I = I_0 e^{-\mu L} \quad (1.1)$$

où I_0 et I représentent respectivement les flux de photons incidents et transmis, L l'épaisseur du matériau traversé en cm et μ le coefficient d'atténuation linéique du milieu en cm^{-1} .

Ceci nous permet d'obtenir le coefficient d'atténuation μ

$$\mu = \frac{\ln \frac{I_0}{I}}{L} \quad (1.2)$$

Dans le cas où l'objet n'est pas homogène, le faisceau monochromatique transmis est lié à l'intégrale le long de la trajectoire rectiligne des lignes du faisceau D . L'équation (1.1) devient :

$$I = I_0 e^{-\int_D \mu(x) dx} \quad (1.3)$$

De manière discrète, le faisceau parcourt successivement les distances L_i dans les matériaux de coefficients d'atténuation μ_i . Ainsi la somme de ces coefficients d'atténuation linéique le

long des trajectoires rectilignes des lignes du faisceau peut être calculée à partir de la mesure des flux incident et transmis (équation 1.4). Ce processus, reposant sur l'hypothèse d'un rayonnement monochromatique non vérifié en pratique, constitue la mesure élémentaire en TDM.

$$\sum_i \mu_i L_i = \ln \frac{I_0}{I} \quad (1.4)$$

L_i étant l'épaisseur de chaque élément de volume et μ_i le coefficient d'atténuation linéique de l'élément i . Lorsque l'objet imagé est inhomogène et le faisceau polychromatique, le faisceau transmis doit également être intégré sur le spectre d'énergie des rayons X et l'équation (1.1) devient :

$$I = \int_0^{E_{max}} I_0(E) e^{-\int_0^L \mu(E,x) dx} dE \quad (1.5)$$

$\mu(E, x)$ représente le coefficient d'atténuation linéique à la position x en fonction de l'énergie E du faisceau.

De nos jours, la source de rayons X est collimatée de sorte que le faisceau soit un pinceau en forme d'éventail (*fan beam*), suffisamment ouvert pour englober entièrement l'objet présent dans le champ de vue. Un grand nombre de détecteurs (plusieurs centaines) sont disposés en regard de la source, en arc de cercle, de manière à intercepter intégralement le faisceau de rayons X. Ceux d'entre eux situés dans les parties extrêmes de l'éventail reçoivent le flux non atténué (I_0). Cette géométrie permet d'obtenir simultanément l'ensemble des mesures élémentaires relatives à une projection conique. La rotation synchronisée de la source et des détecteurs (balayage) permet d'enregistrer et de numériser de telles projections tout autour de l'objet, de façon à disposer des données nécessaires à la détermination du coefficient d'atténuation linéique de chaque élément volumique de l'objet [22].

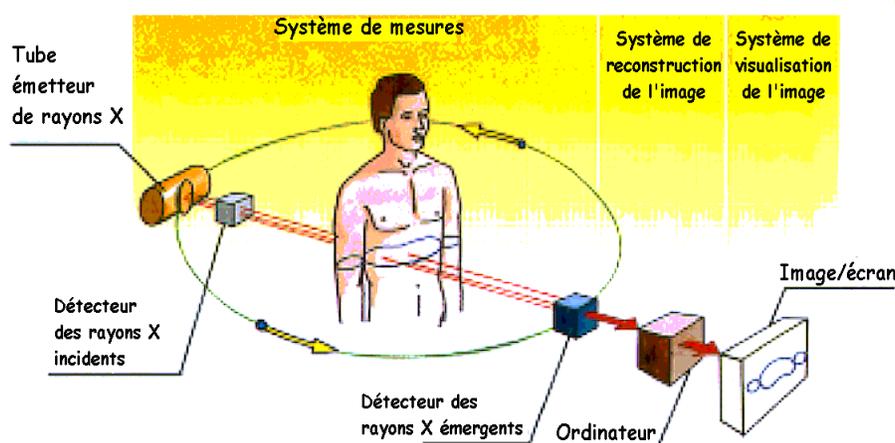


Fig. 1.1 – Schéma de principe d'un tomographe à rayons X¹.

1. Editions PEMF, BT2 "L'imagerie médicale", schémas de Bernard Nicolas

1.3.2 Le traitement des données

En TDM, le mouvement de rotation autour du grand axe de l'objet à examiner permet d'enregistrer une série de profils d'atténuation (ou projections) résultant de la traversée de la même coupe selon différents angles de rotation (plusieurs centaines de mesures par rotation). Le processus de reconstruction tomographique (paragraphe(1.5)) basé sur des mesures échantillonnées et numérisées va conduire à une matrice image. Une fois la reconstruction terminée, nous obtenons l'image CT. En fonction de sa densité, chaque pixel est représenté sur l'image par une certaine valeur dans l'échelle des gris. L'image CT est une mesure de la distribution spatiale du coefficient d'atténuation linéique moyen intégré sur le spectre d'énergie du faisceau, appelé valeur ou nombre CT. Sachant que cette quantité dépend du spectre d'énergie du faisceau incident, elle ne permet pas de comparer correctement les images CT entre différents tomodensitomètres. D'où l'introduction d'une échelle standardisée dite de Hounsfield² (Fig. 1.2), qui repose sur deux valeurs particulières : -1000 pour l'air et 0 pour l'eau. Selon cette échelle, le nombre CT de chaque pixel est relié aux valeurs des coefficients d'atténuation par la relation :

$$CT[HU] = \frac{\mu_{tissu} - \mu_{eau}}{\mu_{eau}} \times 1000 \quad (1.6)$$

L'oeil humain ne distinguant peu ou moins de 16 niveaux de gris, compte tenu de la dynamique d'une telle échelle (habituellement 12 bits soit 4096 niveaux de gris), on est amené à utiliser une fonction de fenêtrage (redistribution des niveaux de gris) pour visualiser les images reconstruites.

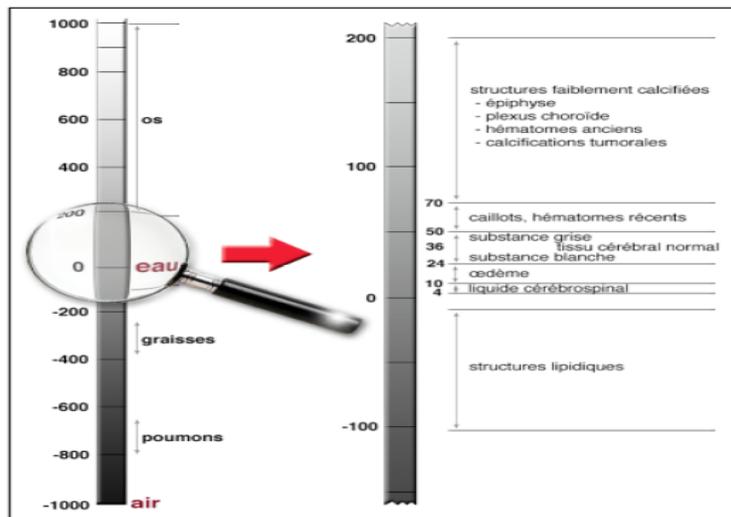


Fig. 1.2 – Echelle de Hounsfield³.

2. Godfrey Newbold Hounsfield (1919–2004) : ingénieur britannique. Il est connu pour avoir conçu le premier scanner médical, ou scanographe selon la terminologie officielle, en 1972. [http://www.utc.fr/tthomass/Themes/Unites/Hommes/houn/Godfrey Newbold Hounsfield.pdf](http://www.utc.fr/tthomass/Themes/Unites/Hommes/houn/Godfrey%20Newbold%20Hounsfield.pdf)

3. [http://www.utc.fr/tthomass/Themes/Unites/Hommes/houn/Godfrey Newbold Hounsfield.pdf](http://www.utc.fr/tthomass/Themes/Unites/Hommes/houn/Godfrey%20Newbold%20Hounsfield.pdf)

1.3.3 Les étapes historiques du développement technologiques d'un tomographe à rayons X

Pour améliorer les systèmes d'acquisition en TDM, plusieurs générations de tomographes se sont succédées avec des géométrie source/détecteurs différentes, réduisant progressivement le temps d'acquisition. Il existe typiquement quatre générations de tomodensitomètres :

Première génération

La réalisation d'une coupe s'obtenait par un mouvement de translation-rotation : le tube était couplé à un seul détecteur et chaque acquisition était suivie d'une translation le long de la structure étudiée puis d'une rotation d'un degré. Ce mouvement, répété de nombreuses fois, engendrait un temps de coupe de l'ordre de 4 minutes.

Deuxième génération

L'ensemble tube-détecteurs est toujours animé d'un mouvement de translation-rotation mais le tube est alors couplé à une barrette de sept à 60 détecteurs dans le plan de rotation du tube.

Troisième génération

La quasi-totalité des appareils en service est du type 3ème génération à partir de laquelle la translation est supprimée. Les systèmes en éventail sont développés. Le faisceau de rayons X utilisé est un faisceau divergent dit en éventail (*fan beam*), faisant face à un ensemble de détecteurs disposés en arc de cercle. Son angle d'ouverture est compris entre 30 et 60 degrés. Le tube et les détecteurs effectuent un mouvement de rotation autour du patient. Le grand nombre de détecteurs permet ainsi d'obtenir des projections de bonne résolution. La rapidité d'acquisition permet d'obtenir un nombre élevé de projections.

Quatrième génération

La dernière génération est basée sur le même principe que la troisième, mais dotée d'une couronne de détecteurs fixe. Ainsi seul le tube de rayons X tourne autour de l'objet examiné.

La Fig. 1.3 est une bonne illustration des quatre générations de tomodensitomètre à rayons X.

Jusqu'en 1989, seul le mode d'acquisition séquentiel est utilisé. Une coupe était acquise à chaque degré de rotation, dans un plan de coupe fixe, puis la translation du lit précédait une nouvelle acquisition. Cette procédure était répétée coupe après coupe. En 1989 apparaît la rotation continue puis l'acquisition spiralee ou hélicoïdale. La rotation continue en mode séquentiel permet un gain de temps appréciable entre chaque coupe, évitant les délais de freinage puis de redémarrage.

Mais c'est l'acquisition hélicoïdale qui va ouvrir de nouvelles perspectives en tomodensitométrie. Le principe repose sur la rotation continue du tube autour du lit associée au déplacement simultané de la table pendant le balayage du faisceau de rayons X. Le tube décrit autour du patient une figure géométrique à type hélicoïdale. Le développement de cette technologie a été rendu possible grâce à des progrès techniques, notamment le développement des alimentations par contacts glissants (*slips rings*). Plus récemment, un nouveau pas significatif a été franchi avec les systèmes multi-barrettes qui associent au mode hélicoïdal un nombre de détecteurs plus importants (jusqu'à plusieurs centaines de barrettes juxtaposées), permettant ainsi l'accélération du temps d'acquisition et l'augmentation des volumes explorés.

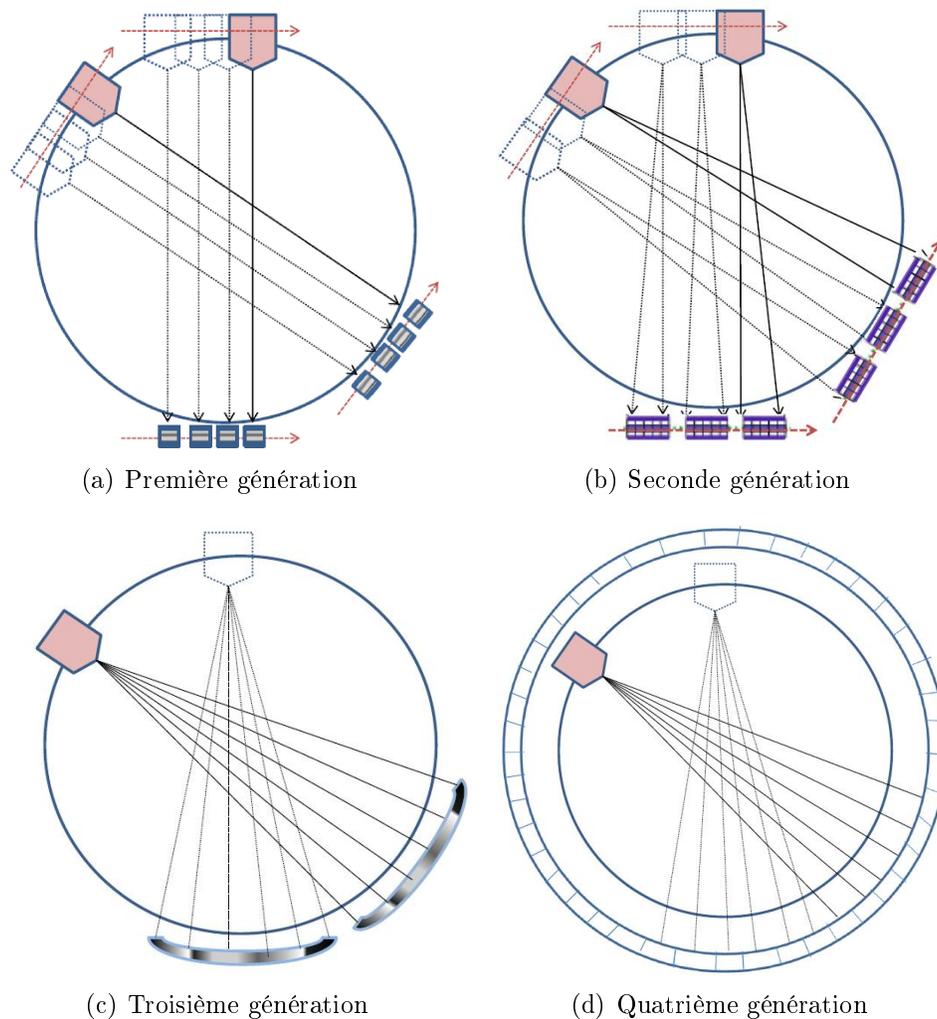


Fig. 1.3 – Les quatre générations de scanner TDM.

1.4 Physique de la TDM

Les rayons X ont été découverts en 1895 par le physicien allemand Wilhelm Röntgen, qui a reçu pour cela le premier prix Nobel de physique en 1901. Ils appartiennent au rayonnement électromagnétique à haute fréquence, avec une longueur d'onde comprise entre le picomètre et le nanomètre et une énergie allant de quelques eV, à plusieurs dizaines de MeV.

1.4.1 La génération des rayons X

Les rayons X sont produits lorsque des électrons fortement accélérés percutent une cible métallique. Le premier tube à rayons X fut le tube de Crookes. Il est formé d'une ampoule de verre contenant deux électrodes à l'intérieur de laquelle règne un vide partiel. Le tube est amélioré en y introduisant une cathode pour focaliser le faisceau d'électrons sur une surface

de métal lourd appelée anode. C'est William Coolidge qui apporta la deuxième amélioration importante en 1913. L'appareil de base porte le nom de tube de Coolidge.

Les électrons sont produits par effet thermoélectronique à partir d'un filament en tungstène porté à haute température par un courant de chauffage d'intensité de quelques ampères. Les électrons sont ensuite accélérés par un champ électrique puissant créé par une différence de potentiel de quelques dizaines de kV (généralement de 10 à 150 kV) maintenue entre le filament porté à un potentiel négatif (cathode) et la cible métallique (anode), également en tungstène (on utilise aussi des cibles en molybdène, cuivre, argent, etc.), qui se trouve à un potentiel positif.

Pour éviter une divergence trop grande due à la répulsion des électrons entre eux, le filament est entouré d'un cylindre chargé négativement ; c'est la pièce de concentration ou de focalisation. L'ensemble du dispositif est placé dans une enceinte de verre où règne un vide aussi poussé que possible afin de ne pas ralentir le mouvement des électrons par collisions avec des atomes de gaz (Fig. 1.4).

Le faisceau d'électrons défini par son intensité (A) et son énergie (eV) entre en collision avec l'anode. Ce bombardement s'accompagne d'une perte d'énergie (sous forme de chaleur) et de l'émission de rayons X produite selon deux phénomènes :

D'une part, lorsque l'énergie de l'électron est suffisamment grande, il ionise les couches électroniques internes de l'atome de la cible. L'atome se trouve alors dans un état excité et le retour à l'état fondamental se fait par réorganisation électronique. Ce processus conduit en partie à l'émission d'un photon X de fluorescence dont l'énergie est dépendante du niveau ionisé. D'autre part, le ralentissement des électrons dans la matière produit un rayonnement de freinage (*bremstrahlung*) dans la gamme d'énergie des rayons X.

L'interaction des électrons rapides avec la matière se traduit globalement par un ralentissement des électrons, et l'énergie cinétique perdue se manifeste sous différentes formes. Une fraction importante de cette énergie ($\sim 99\%$) est convertie en chaleur. Le reste ($\sim 1\%$) est rayonné hors de la substance sous forme de rayons X. La cible, formée de métal de numéro atomique élevé ($Z > 30$), est enchâssée dans un bloc de cuivre pour faciliter son refroidissement. Selon la puissance du tube, une circulation forcée d'air ou d'eau assure l'évacuation de la chaleur. Le spectre d'émission de rayons X ainsi obtenu consiste en la superposition d'un spectre continu prédominant (rayonnements de freinage) et d'un spectre discret de raies (qui dépend du matériau de la cible).

1.4.2 Interactions des rayons X avec la matière

Lorsqu'un faisceau de rayons X pénètre dans un milieu matériel, on constate une diminution progressive de son intensité. Cette diminution du nombre de photons, l'atténuation du faisceau, est due à l'interaction des photons avec la matière, et dépend à la fois de l'énergie des rayons et aussi de la nature de la matière. La section efficace totale d'interaction σ (la probabilité d'interaction d'une particule pour un événement donné) est liée au coefficient d'atténuation linéique μ par la relation suivante :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sigma \quad (1.7)$$

4. <http://imrt1.lgm.free.fr/physique/photonsx/photonsX.pdf>

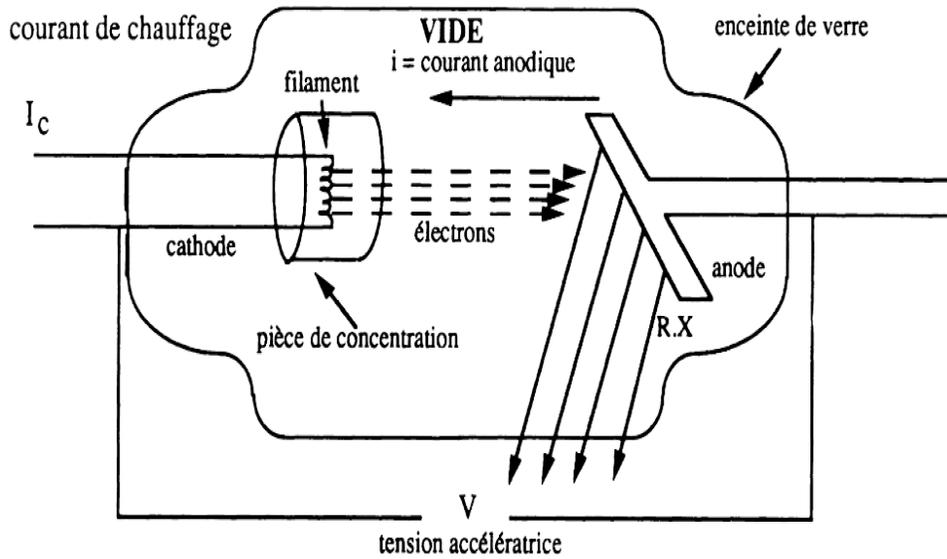


Fig. 1.4 – Schéma du principe d'un tube à rayons X (tube de Coolidge)⁴.

Où ρ représente la masse volumique du milieu traversé (en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$), N_A le nombre d'Avogadro (en $\text{atome} \cdot \text{mol}^{-1}$), A la masse atomique du milieu (en $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$) et σ la section efficace totale (en cm^2/atome).

Pour le domaine d'énergie qui nous concerne (15 à 60 keV), trois types d'interactions entre photon X et matière sont envisageables : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et l'effet Rayleigh. L'effet photoélectrique prédomine aux faibles énergies (cf. Fig. 1.5).

Le coefficient d'atténuation linéique total est égal à la somme des coefficients d'atténuation correspondants aux différents processus d'interaction énumérés précédemment :

$$\mu_{total} = \mu_{photoélectrique} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh} \quad (1.8)$$

1.4.2.1 L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est un processus d'absorption où l'énergie E_γ du photon incident est intégralement transférée à un électron atomique (photoélectron) (Fig. 1.6). Ce photoélectron est éjecté du cortège électronique de l'atome avec une énergie cinétique E_{cin} donnée par :

$$E_{cin} = h\nu_0 - E_l \quad (1.9)$$

Avec $h = 6,625 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ la constante de Planck, ν_0 la fréquence du rayonnement électromagnétique et E_l l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. L'effet photoélectrique ne peut avoir lieu que si l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron.

Le retour de l'atome à l'état fondamental s'accompagne d'une émission d'énergie sous forme de photons X de fluorescence ou d'électrons Auger.

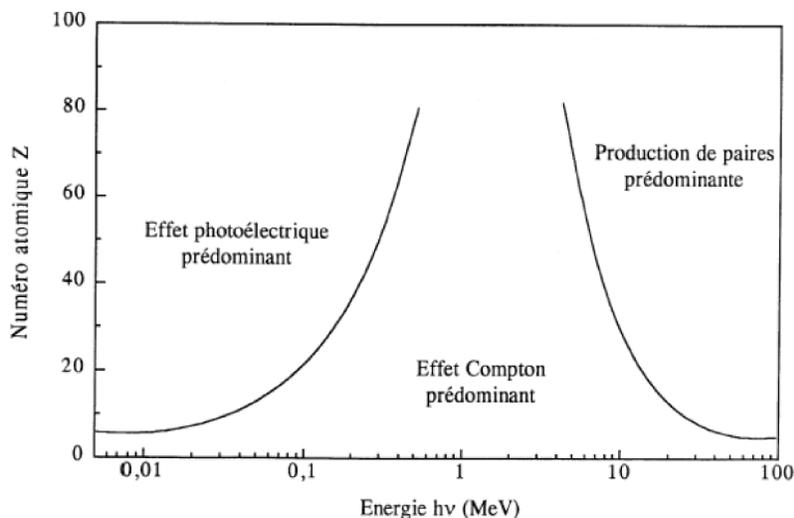


Fig. 1.5 – Les effets prédominants de l'interaction des rayons X dans la matière [1].

Le photon de fluorescence est émis lorsqu'un électron des couches supérieures prend la place laissée vacante par l'électron éjecté. Dans un autre cas, l'énergie disponible est transférée à un électron de la couche périphérique en énergie cinétique (électron Auger). Pour des milieux de Z petit, l'*effet Auger* est largement prédominant (jusqu'à 90%).

La section efficace de l'effet photoélectrique par atome dépend de l'énergie du photon et du numéro atomique Z de l'atome. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_{photo}(E_{\gamma}, Z) \cong \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{7/2}} F(E_{\gamma}, Z) \quad (1.10)$$

$F(E_{\gamma}, Z)$ étant une fonction lentement variable, qui peut être considérée en première approximation comme une constante.

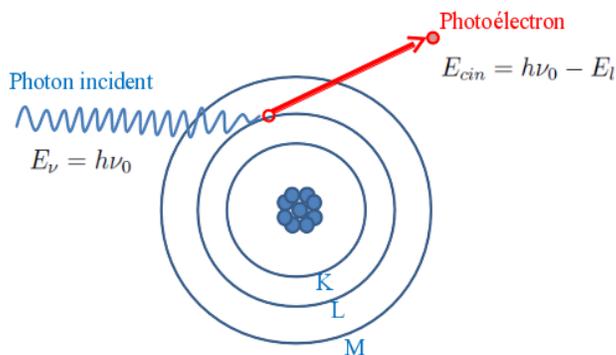


Fig. 1.6 – L'effet photoélectrique.

1.4.2.2 La diffusion Compton

L'effet Compton correspond à la diffusion inélastique (i.e. avec perte d'énergie du photon incident), il décrit le transfert d'énergie d'un photon lorsqu'il entre en collision avec un électron libre ou très faiblement lié à un atome (Fig. 1.7). La perte d'énergie résulte en une augmentation de la longueur d'onde du photon (diminution de la fréquence). Au cours de cette interaction, le photon incident est diffusé selon une direction faisant un angle θ avec sa direction originelle et cède une partie de son énergie à l'électron. L'électron, dit électron Compton, acquiert une énergie cinétique E_c et il est éjecté de l'atome selon un angle ϕ par rapport à la direction originelle. La variation de la longueur d'onde λ entre le photon avant et après la collision, s'écrit :

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1.11)$$

Où

λ_i : Longueur d'onde du photon incident (m)

λ_f : Longueur d'onde du photon diffusé (m)

θ : Angle de déviation du photon initial

h : Constante de Planck

m_e : Masse de l'électron ($9,11 \times 10^{-31} kg$)

c : Vitesse de la lumière ($c = 3 \times 10^8 m/s$)

Lors de cette collision, il y a conservation de la quantité de mouvement et d'énergie, ce qui permet d'établir une relation qui lie l'angle θ à l'énergie du photon incident E_γ et celle du photon diffusé $E_{\gamma'}$. Elle s'écrit comme suit :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (1.12)$$

La section efficace de la diffusion inélastique donnée par Klein et Nishina et la fonction de diffusion incohérente [23], peu dépendante du milieu (dépendance en Z/A), montrent que ce type d'interaction prédomine dans une gamme d'énergie typiquement comprise entre 100 keV et 10 MeV, pour des milieux avec un faible numéro atomique. Le retour à l'état fondamental (réarrangement électronique de l'atome) après l'éjection d'un électron, s'accompagne d'une émission de photons X de fluorescence ou d'électrons Auger.

La distribution angulaire des photons diffusés autour de l'axe d'incidence (Fig. 1.8), montre que le photon diffusé sera préférentiellement émis vers l'avant lorsque l'énergie du photon incident est grande. A plus basse énergie, en revanche, la diffusion est quasiment isotrope.

1.4.2.3 La diffusion Rayleigh

Ce processus correspond à une diffusion élastique d'un photon sur l'atome (Fig. 1.9). Le transfert d'énergie à l'atome est ainsi négligeable, le photon incident ne perd pas son énergie, il est dévié de sa trajectoire initiale. Ce type d'interaction est fréquent pour des milieux de numéro atomique élevé (la section efficace $\sigma_{Rayleigh}$ dépend de Z^2) et pour des photons d'énergie faible.

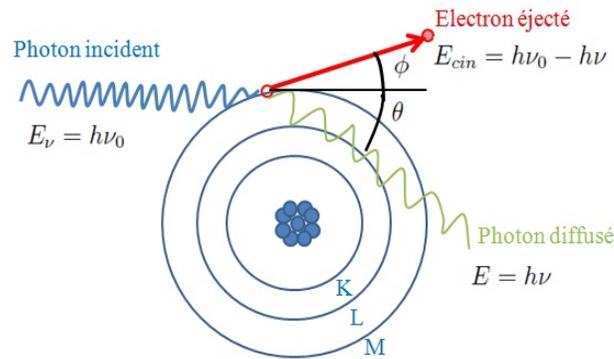
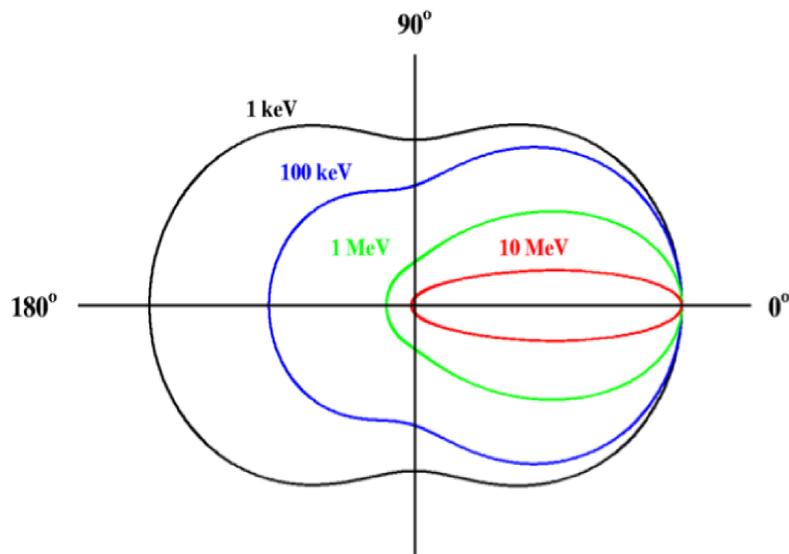


Fig. 1.7 – L'effet Compton (diffusion inélastique).

Fig. 1.8 – Diagramme polaire de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de diffusion Compton.

1.4.3 La détection des rayons X

Le système d'acquisition d'un tomographe à rayons X comporte essentiellement la source de rayons X et d'un système de détection capable de mesurer l'intensité de la radiation transmise. Le système de traitement permet l'analyse, le traitement et la reconstruction tomographiques des images.

Dans cette partie nous développerons les détecteurs de rayons X, les différentes approches utilisées pour les classer, leur avantages et leur inconvénients.

Dans le système de détection, l'énergie des rayons X est transformée directement ou indirectement en un signal électrique, ce signal est ensuite amplifié et numérisé. Pour évaluer le système de détection, nous utilisons une série de paramètres :

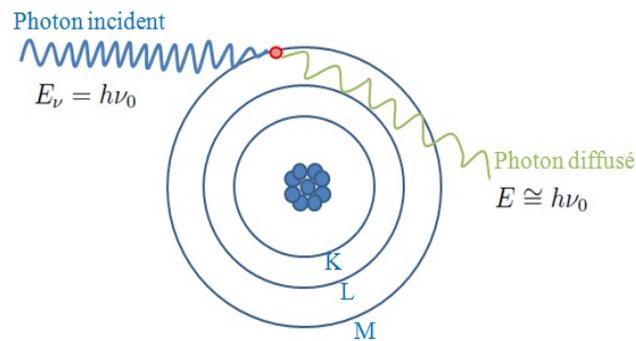


Fig. 1.9 – L'effet Rayleigh (diffusion élastique).

Le premier paramètre est la résolution spatiale. Cette valeur caractérise la capacité d'un système imageur à décrire les détails les plus fins qu'il est capable de détecter. Le deuxième paramètre est le temps mort. C'est le plus petit intervalle de temps qui sépare deux événements successifs pouvant être comptés par le système de détection. Ce paramètre est important du fait qu'il existe toujours une possibilité de ne pas compter un événement entrant, parce qu'il a eu lieu dans un très court intervalle de temps après un événement précédemment détecté. La troisième caractéristique est la résolution en énergie du système de détection. Le cas échéant, celle-ci est obtenue en représentant la réponse du système de détection pour différentes énergies étudiées. Elle est calculée à partir de la largeur à mi-hauteur de la fonction de réponse du système. Plus cette valeur est petite, meilleure est la résolution. À ces caractéristiques s'ajoute le bruit électronique du système qui affecte la résolution en énergie. Ce dernier est essentiel pour évaluer la qualité du système de détection. Concernant la géométrie du détecteur, ce dernier doit être d'une surface suffisante pour détecter le faisceau de rayons X. Une autre caractéristique pour évaluer un système de détection est l'efficacité quantique de détection. Cette valeur représente le rapport entre le nombre de photons convertis en signal électrique et le nombre de photons incidents. Elle exprime le rendement d'utilisation des photons X incidents. Ce paramètre prend en compte l'absorption des rayons X par le détecteur, le bruit électronique et dépend du spectre d'énergie des rayons X incidents. Plus ce paramètre est élevé, plus faible pourra être la dose absorbée pour un contraste donné. Pour un TDM clinique, cette valeur doit être $> 90\%$. Pour les détecteurs CCD et CMOS, la valeur de ce paramètre est comprise entre 20% et 40% et peut atteindre 60% pour des détecteurs à silicium amorphe (a-Se) [24].

Les détecteurs de rayons X peuvent être classés selon deux approches principales. Une première approche consiste à les classer selon la méthode de conversion des rayons X, directe ou indirecte. Une seconde approche consiste à les classer selon le mode de détection, intégration de charge ou comptage de photons.

1.4.3.1 Conversion directe ou indirecte

Dans l'imagerie par rayons X, deux méthodes de conversion peuvent être utilisées pour détecter les rayons X : la méthode directe et la méthode indirecte. Dans le cas d'une conversion directe, l'énergie déposée par les particules dans le détecteur (semi-conducteur, gaz) est transformée directement en charges électriques. La méthode de conversion indirecte nécessite une étape intermédiaire : l'énergie des rayons X est d'abord convertie en photons de lumière visible par un scintillateur, qui vont à leur tour créer des charges dans un photodétecteur. Lors de la détection indirecte, la lumière générée par l'interaction des rayons X dans le scintillateur est émise dans toutes les directions, ce qui entraîne une détérioration de la résolution spatiale. Mais elle permet, grâce à l'utilisation de guides de lumière, d'agrandir la surface du convertisseur par rapport à celle du photodétecteur.

Conversion directe

Dans ce mode de conversion, les photons incidents créent des paires électron-trou directement dans le substrat du semiconducteur. Dans le cas du silicium par exemple, l'énergie nécessaire pour créer une paire d'électron-trou est faible (3,62 eV). Cette faible énergie de création de paire électron-trou, assure l'obtention d'un signal électrique conséquent, même pour des photons d'énergie modeste (< 20 keV). Par ailleurs, l'efficacité de détection varie fortement avec l'énergie des photons détectés. Pour des photons d'énergie supérieure à 20 keV, l'utilisation du silicium est limitée par son pouvoir d'absorption. D'autres semiconducteurs beaucoup plus denses et de numéro atomique effectif plus élevé, comme l'AsGa⁵ ou le Cd(Zn)Te⁶, offrent alors une efficacité de détection correcte jusqu'à 80 keV (cf. Fig. 1.10). Toutefois, il est difficile de produire de grandes surfaces homogènes avec ces matériaux hautement absorbants.

En radiologie, les détecteurs à conversion directe sont constitués d'un substrat en sélénium amorphe a-Se (de quelques centaines de microns d'épaisseur) pour ses propriétés d'absorption et sa haute résolution spatiale intrinsèque, et d'une matrice de pixels contenant chacun un élément photosensible (une photodiode en silicium amorphe a-Si) et un composant électronique d'adressage (*Thin Field Transistor* : TFT). Ces détecteurs apportent de très bonnes résolutions spatiales. En scanographie, les détecteurs à conversion directe sont constitués d'une chambre remplie d'un gaz lourd (du xenon en général) sous pression, divisée en cellules de détection par des électrodes. La faible efficacité de ce type de détecteur fait que les appareils TDM actuels sont équipés de détecteurs solides segmentés à conversion indirecte.

Conversion indirecte

La grande majorité des détecteurs utilisés en radiologie est basée sur une conversion indirecte (couple écran-film, amplificateur de brillance, couple écran-CCD), principalement pour remédier à la faible efficacité d'absorption des semiconducteurs et des films. Par exemple, pour des photons de 20 keV, un film radiologique aura une efficacité de l'ordre de 7% alors que l'efficacité d'un couple écran-film sera de 95%. Dans ce mode de conversion, les rayons X excitent les électrons du scintillateur, qui passent dans un état instable. Lors de leur

5. Arséniure de gallium.

6. Tellurure de (zinc-) cadmium.

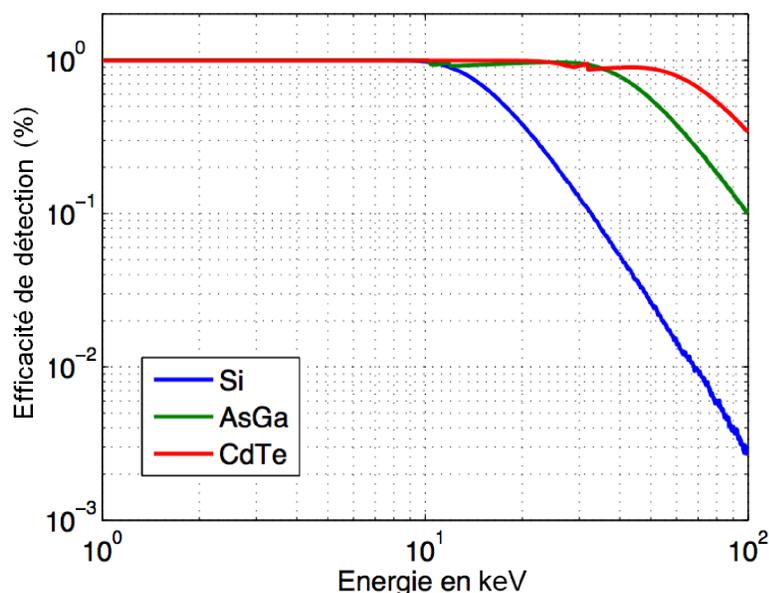


Fig. 1.10 – Efficacité de détection des 3 semi-conducteurs les plus utilisés pour la détection de particules (substrat de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur) [2].

désexcitation, ils libèrent de l'énergie sous forme de photons lumineux, généralement dans la gamme des longueurs d'onde bleu-vert. Ce sont ces photons lumineux qui vont en fin de compte créer des charges dans un photodétecteur, et ce avec une bien meilleure efficacité que ne l'aurait fait le rayonnement incident. Les scintillateurs, quand ils le peuvent, sont structurés, c'est-à-dire constitués de multiples guides de lumière, dans le but de limiter la diffusion latérale de la lumière de scintillation et ainsi de préserver la résolution spatiale [25].

En radiologie, les détecteurs à conversion indirecte sont constitués de scintillateurs tel que le $\text{CsI}:\text{Tl}^7$ (structuré) ou le $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Tb}^8$ (non structuré), et d'une matrice photosensible qui peut être une caméra CCD (*charge coupled devices*), des pixels CMOS (*complementary metaloxide-semiconductor*) ou des pixels en silicium amorphe a-Si [26].

La seconde approche consiste à classer les détecteurs selon leurs modes de détection. Le mode de comptage consiste à détecter et compter individuellement les photons qui interagissent avec le détecteur, parfois en fonction de leur énergie. Le mode d'intégration de charges consiste à intégrer la charge totale déposée lors du passage des photons pendant la durée d'intégration. Les principaux problèmes propres au mode d'intégration de charges sont le courant d'obscurité (*dark current*) (courant émis par le détecteur malgré l'absence de détection de photons) et la saturation du signal. D'autre part, le mode de comptage nécessite une logique de discrimination et de comptage du signal pour chaque élément de détection, et donc une technologie plus complexe du point de vue de l'électronique d'acquisition de données.

7. Iodure de césium activé au thallium.

8. Sulfure d'oxyde de gadolinium activé au terbium ou Gadox.

Nous nous intéresserons dans ce qui suit à décrire sommairement les principaux types de détecteurs de rayons X, puis plus explicitement les détecteurs à pixels hybrides. Pour rédiger cette partie, nous nous sommes référés aux ouvrages de L. Rossi [27], S. Tavernier et al. [28] et à la thèse de doctorat de I. Koudobine [29].

Les détecteurs à intégration de charges

Les imageurs à intégration de charges accumulent toute l'énergie déposée par le flux de photons interagissant dans le détecteur. Cette énergie, convertie en charge électrique par la création de porteurs dans le détecteur, est stockée dans chaque pixel (dans une capacité, ou un puits de potentiel dans le substrat). Le détecteur est lu à la fin de la durée d'intégration. Dans ces conditions, la mesure du flux de rayons X dans chaque élément de détection est proportionnelle à la charge qu'ils collectent.

Un des principaux inconvénients de ce principe est la dynamique admissible du nombre de photons. En effet, la quantité de charges électriques stockées dans chaque pixel est limitée. De plus, le courant d'obscurité est intégré et se mélange avec le signal utile dans la zone de stockage. Tout d'abord, le rapport signal sur bruit ou SNR (*Signal to Noise Ratio*) est dégradé par le courant d'obscurité qui impose de ce fait un flux minimum de photons en entrée. Ensuite, la capacité de stockage du signal disponible par pixel pour le signal est diminuée par ce courant qui s'intègre même en l'absence de photon. Le temps d'exposition est donc limité. Par ailleurs, l'information laissée par chaque photon est pondérée par son énergie, les photons de faible énergie contribuent moins et le bruit poissonnien des photons de haute énergie est dominant. Le SNR de l'image en est dégradé. Les détecteurs de rayons X actuels utilisés en tomodensitométrie fonctionnent exclusivement en mode intégration de charges. Les plus connus sont :

1. Les chambres à ionisation

Les chambres à ionisation sont des détecteurs à gaz utilisés pour les anciens TDM. Dans cette technologie, les rayons X sont directement convertis en charges électriques dans un gaz lourd sous pression. Ces détecteurs détectent le passage d'une particule chargée en mesurant la charge totale des électrons et des ions produits lors de l'ionisation du milieu par la particule incidente. Les charges créées dérivent sous l'action d'un champ électrique et sont collectées sur des électrodes de lecture. Les impulsions générées sont proportionnelles à l'énergie des photons.

L'énergie moyenne pour créer une paire d'électron-ion dans les gaz est de l'ordre de 30 eV. On utilise pour remplissage en général des gaz nobles (e.g. du xénon) pour que les électrons créés par les particules ionisantes puissent rester libres. En raison de la stabilité de ce mode de détection, qui est liée à l'absence de fluctuation des processus de multiplication, on peut atteindre une grande précision. L'efficacité quantique est de l'ordre de 50 à 60% et est fonction de la pression du gaz. Ces détecteurs possèdent une très bonne résolution en énergie.

2. Les détecteurs à scintillation

Les détecteurs à scintillation ont été parmi les premiers à être utilisés pour détecter les rayons X. Ils présentent l'avantage d'être robustes, assez faciles d'utilisation et de posséder une efficacité de détection élevée. Les détecteurs à scintillation (Fig. 1.11) fonctionnent selon la méthode de conversion indirecte. Ils sont constitués d'un bloc scintillateur souvent des cristaux d'iodure de césium (CsI) ou de sulfate de gadolinium (Gd_2O_2S) qui convertit les rayons X en rayonnements lumineux de faible intensité, couplé à un photodétecteur (photodiode, photodiode à avalanche, photomultiplicateur, etc ...) qui transforme les photons de scintillation en électrons puis en signal électrique. Le nombre de photons de scintillation est proportionnel à l'énergie cédée au milieu.

Ce type de détecteur est très utilisé dans les tomodensitomètres modernes. Cependant, leur défaut majeur consiste en une faible résolution en énergie.

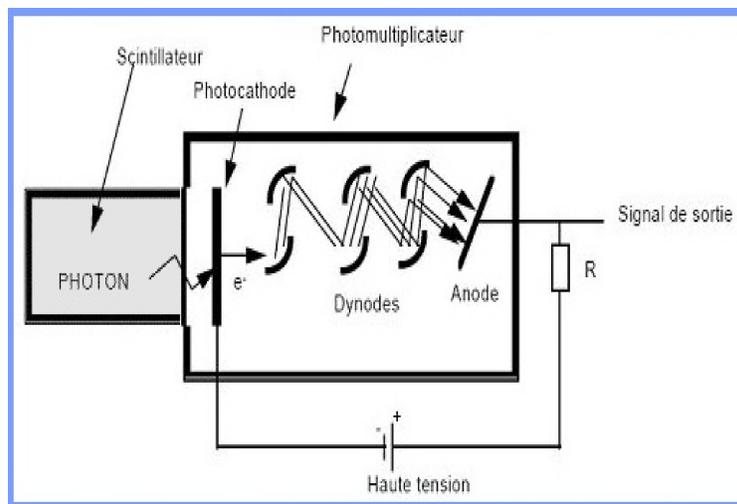


Fig. 1.11 – Schéma de principe d'un détecteur à scintillation⁹.

3. Les détecteurs CCD

Le concept du CCD est né en 1970 dans les laboratoires Bell par les travaux des ingénieurs Willard Boyle et George E. Smith (cette invention leur rapportera le Prix Nobel de physique en 2009). Initialement utilisé pour réaliser des lignes de retard, des filtres analogiques, ..., le concept a rapidement évolué vers une utilisation majoritaire sur des applications de capteurs d'images. Ce détecteur a atteint une grande maturité alliant un très haut niveau de performances et une importante utilisation dans toutes les applications d'imagerie aussi bien dans le domaine grand public que scientifique.

Les cameras CCD sont basées sur une technologie de circuit intégré particulière et fonctionnent en intégration de charges. Elles sont couplées à un scintillateur (ou à un tube amplificateur de brillance) qui convertit les photons X en photons d'une longueur

9. <http://cj.tronquet.free.fr/cnam/rapports/1999Challemel.pdf>

d'onde plus grande (proche du visible). Ces photons lumineux, de plus faible énergie, créent des paires électron-trou dans le substrat semiconducteur. Ce substrat est pixelisé et polarisé de sorte à créer dans chaque pixel un puits de potentiel dans lequel ces charges vont pouvoir être stockées. À la fin de l'acquisition, les charges sont transférées de pixel en pixel par une séquence d'horloge particulière (lecture sérielle) (Fig. 1.12). Finalement, la valeur de la charge est numérisée par un convertisseur analogique-numérique placé en sortie du circuit. Généralement, ces détecteurs recouvrent une surface de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et peuvent contenir plusieurs millions de pixels. Comme les champs de vue à étudier sont bien plus vastes, un système optique peut être inséré entre le scintillateur et la camera CCD. Il peut se présenter sous la forme d'un guide de lumière conique constitué de fibres optiques (le plus souvent), ou sous la forme d'un jeu de lentilles. Plusieurs ensembles CCD/système optique peuvent être juxtaposés pour atteindre des surfaces de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Cette technologie de détection présente le grand intérêt d'accéder à de très bonnes résolutions spatiales (de l'ordre de $10 \text{ }\mu\text{m}$ voire moins). Néanmoins, elle présente aussi de nombreux inconvénients. La dynamique en énergie est limitée par la profondeur des puits de potentiel diminuée du niveau du bruit intégré. Bien qu'il soit actuellement inférieur à la seconde, le temps de lecture reste long par rapport à une acquisition rapide au kHz. Toute accélération produirait une augmentation de ce niveau de bruit. Et surtout, un phénomène de trainée de charges (effet de *smearing*) apparaît lors de la lecture, principalement dans les images à forts contrastes qui dégrade l'information analogique des pixels suivants.

Ces capteurs sont coûteux à fabriquer et consomment une très grande énergie. Néanmoins, leur fabrication est simple et ils ont une bonne sensibilité.

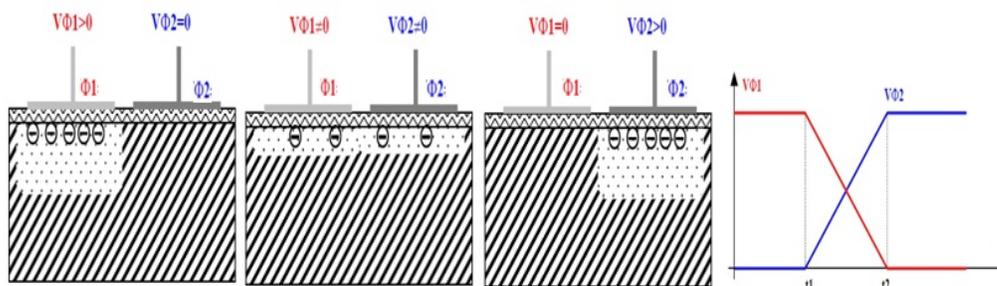


Fig. 1.12 – Schéma du principe de fonctionnement d'un CCD [3].

A la fin de l'intégration (temps d'accumulation des charges) t_1 , la tension en $V\phi_1$ diminue alors que la tension $V\phi_2$ augmente jusqu'en t_2 . Ceci entraîne un puits de potentiel sous ϕ_1 qui diminue et sous ϕ_2 qui augmente. Le potentiel en ϕ_2 augmentant alors les charges s'orientent vers l'électrode ϕ_2 .

Trois types de CCD se sont succédés et coexistent toujours [30] :

- Le CCD "**plein cadre**" (*full frame*) : où l'ensemble de la surface contribue à la détection. C'est le plus sensible mais il présente plusieurs inconvénients :

- les électrodes (grilles) en silicium polycristallin circulent au-dessus de la couche photosensible et absorbent une part importante de la partie bleue du spectre (0,35-0,45 μm);
- il nécessite un obturateur externe pour permettre le cycle de transfert de charge sans illumination;
- il est très sensible à l'éblouissement (*blooming*). Quand un photosite déborde, il inonde ses voisins. Pour pallier cet inconvénient, il peut être équipé d'un dispositif dit drain d'évacuation de charges (*LOD-Lateral Overflow Drain*) qui élimine les électrons en trop plein des photosites et limite la propagation de l'éblouissement, mais diminue la sensibilité.
- **Le CCD "à transfert de trame"** (*full-frame transfer*) : il associe deux matrices CCD de même dimension, l'une exposée à la lumière, l'autre masquée. On peut ainsi procéder à un transfert rapide de la matrice d'exposition vers la matrice de stockage puis à la numérisation de celle-ci en parallèle avec l'acquisition d'une nouvelle image.
 - le principal inconvénient est de diminuer par deux la surface du photosite à taille de capteur égale (sensibilité moitié moindre);
 - les autres inconvénients (réponse spectrale, éblouissement) demeurent.
- **Le CCD "interligne"** : plus complexe; il associe une photodiode à chaque cellule CCD. C'est lui qui est principalement utilisé dans les photoscopes.
 - La photodiode spécialisée permet de retrouver une réponse spectrale couvrant correctement le visible (0,35-0,75 μm);
 - il est généralement équipé d'un drain d'évacuation de charges qui limite la propagation de l'éblouissement;
 - il est par contre intrinsèquement moins sensible, les photodiodes ne représentant que 25 % à 40 % de la surface totale. Ce défaut est partiellement corrigé par un réseau de micro-lentilles convergentes qui améliore le rendement quantique de 15 % à 35-45;
 - Les CCD interlignes récents ont des photosites au pas de 8 micromètres capables de stocker jusqu'à 100 000 électrons.

4. Les détecteurs CMOS

Les détecteurs CMOS fonctionnent presque identiquement aux détecteurs CCD. Ils utilisent aussi des photodiodes pour collecter la lumière et stockent les charges dans des puits de potentiel durant le temps d'intégration. La seule différence est que contrairement aux détecteurs CCD, ils convertissent les charges en tension au niveau des pixels, et se sont ces tensions qui sont lues. Ils possèdent une meilleure vitesse de lecture que les détecteurs CCD, consomment moins d'énergie et offrent la possibilité de miniaturiser les capteurs. Par contre, leur bruit électronique est plus important et la dispersion augmente avec la miniaturisation.

Les détecteurs CMOS actuels sont dits capteurs à pixels actifs ou APS (*Active Pixel Sensor*), car ils sont caractérisés par la présence dans le pixel d'un amplificateur connecté à un système de lecture électronique du signal. Une architecture globale de lecture permet de connaître les pixels touchés à un temps donné.

Les détecteurs à comptage de photons

Les détecteurs à comptage de photons traitent séparément chaque interaction avec le détecteur : les photons sont détectés et comptés individuellement. En pratique, la charge créée par un photon, fonction de son énergie, est collectée et comparée à un ou plusieurs seuil. Seules les interactions déposant une charge supérieure au seuil sont prises en compte. Dans ces conditions, la mesure du flux de rayons X dans chaque élément de détection est alors proportionnelle au nombre de photons détectés et non plus à l'énergie totale déposée. L'information laissée par chaque photon est ainsi décorrélée de leur énergie. La dynamique de comptage de ce type d'imageur n'est alors limitée que par la profondeur du compteur. De plus, l'utilisation d'un seuil permet de s'affranchir totalement du courant de fuite du détecteur. Dans cette catégorie, les détecteurs à pixels hybrides sont de loin les plus performants. Nous allons donc décrire plus en détails ce type de détecteur utilisé pour nos différentes études.

– **Les détecteurs à pixels hybrides**

Les détecteurs à intégration de charges décrits ci-dessus sont constitués d'un circuit électronique qui intègre la charge déposée ainsi que le bruit du courant durant toute la période d'exposition. Les développements réalisés en instrumentation ont permis l'émergence d'une nouvelle technologie de détection du signal en conversion directe à base de semi-conducteur [31]. Cette nouvelle technologie dite à pixels hybrides, fonctionne en mode comptage de photons. Ces détecteurs sont constitués de deux parties physiques bien séparées : le capteur et le circuit électronique de lecture. Ces deux parties sont pixelisées. La connection entre chaque pixel et sa cellule de lecture se fait par une micro bille ou bump bond [32] de plomb ou d'indium. Les photons traversant le substrat sont convertis en un signal électrique, qui est transmis à la partie électronique à travers la bille de soudure. Une des difficultés dans la réalisation d'un détecteur à pixels provient de la grande densité de connexions entre le détecteur et l'électronique de lecture. La Fig. 1.16 représente une vue schématique d'un détecteur à pixels hybrides. Le capteur et l'électronique sont segmentés avec la même géométrie. En comparaison avec les autres détecteurs bi-dimensionnels à conversion directe, cette technologie présente l'intérêt particulier de découpler la partie capteur de la partie électronique. Il est alors possible d'utiliser des substrats spécifiques avec des densités supérieures à celle du silicium (AsGa ou Cd(Zn)Te). L'électronique est fabriquée avec les technologies usuelles de l'industrie du semi-conducteur, ce qui permet une grande densité de transistors et ainsi l'implantation dans chaque pixel d'une intelligence et d'une chaîne de traitement du signal complète. [33] [34] [35]

La couche capteur peut être réalisée avec quatre types de structures différentes en fonction du dopage des électrodes et du substrat. Les électrodes de collection peuvent être obtenues par un dopage de type N^+ ou P^+ dans un substrat de type N ou P. La manière la plus simple et la moins onéreuse est de placer des implants (pixels) dopés P^+ sur un substrat de type N. La tension de déplétion est appliquée entre ces implants et le plan arrière du substrat (*backplane*). Ce plan possède un contact ohmique obtenu par l'implantation d'une zone N^+ recouverte d'aluminium. L'application d'une tension V_b augmente la zone de déplétion qui croît à partir de la surface des pixels. En fonction du type de détecteur réalisé, les pixels ne collectent pas le même type de porteur de charge, et la polarité du signal traité par l'électronique est différente.

En interagissant dans le substrat (capteur), l'énergie du photon incident est convertie en charges électriques par la création de porteurs. Ces charges sont alors collectées sur l'électrode (implant P^+) la plus proche pour finalement être transmises à la cellule électronique de lecture correspondante via la micro-bille. Le seuil de chaque pixel est ajustable, ce qui permet à l'utilisateur de sélectionner, voire faire varier l'énergie que les photons doivent posséder pour être enregistrés (comptés). Chaque pixel fonctionnant de manière indépendante, cette technologie offre un maximum de parallélisme, et donc de rapidité d'acquisition. Sur ce type de détecteurs, la résolution spatiale est déterminée par la taille des cellules de lecture qui impose le pas des électrodes.

Parmi les principaux avantages des détecteurs à pixels hybrides, citons : la possibilité de sélectionner l'énergie des photons et donc de ne compter que ceux qui nous intéressent, on est affecté que par le bruit de comptage ou statistique (absence de bruit du courant d'obscurité contrairement au CCD par exemple), une gamme de fonctionnement de comptage très élevée ($\sim 10^6$ photons/pixel/seconde) et une lecture des données très rapide. Cependant, cette technologie est complexe à fabriquer et très coûteuse.

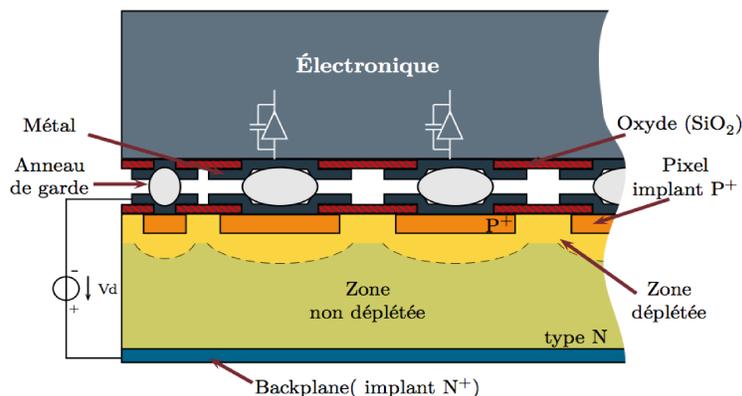


Fig. 1.13 – Schéma de principe d'un détecteur à pixels hybrides [4].

1.5 La reconstruction tomographique

Une reconstruction tomographique est un procédé permettant de retrouver les coupes d'un objet à partir d'une série de mesures acquises autour de l'objet. En TDM, les projections sont déterminées à partir de la fraction du faisceau de rayons X qui réussit à traverser l'objet sans être atténué. Mathématiquement, cet ensemble de projection est modélisé par la transformée de Radon [17]. L'inversion de la transformée de Radon permet de reconstruire l'objet à partir de ses projections. Un équivalent dans l'espace des fréquences est donné par le théorème de la coupe centrale. Avec cette approche analytique, les projections sont décrites par des fonctions continues qui ne sont pas applicables directement. Une étape de discrétisation résultant de la mesure statistique bruitée aboutit à des reconstructions.

Des reconstructions par des méthodes algébriques itératives ont été proposées pour tenter en tenant compte de ces imperfections obtenir des images toujours plus précises et représentatives de la réalité.

Les méthodes les plus courantes pour la reconstruction tomographique peuvent être divisées en deux grandes familles : les méthodes analytiques et les méthodes algébriques. En TDM, on utilise le plus souvent les méthodes analytiques. Ainsi, dans cette partie, nous nous intéresserons à la méthode de reconstruction tomographique en deux dimensions (2D) par rétroprojection filtrée (FBP), pour ensuite décrire l'une des méthodes les plus utilisées aujourd'hui pour la reconstruction tomographique par faisceau conique décrit par Feldkamp, Davis et Kress (FDK) [36]. Cet algorithme est le plus utilisé pour la reconstruction tomographique à partir de projections coniques. Parmi ses principaux avantages, sa facilité de mise en œuvre et sa rapidité d'exécution sont liées à sa forme équivalente à une rétroprojection filtrée.

1.5.1 Reconstruction tomographique par la méthode de rétroprojection filtrée

En TDM, les projections acquises d'un objet volumique sont à géométrie conique et non plus parallèle, la source de rayons X est considérée comme ponctuelle, et les tubes à rayons X produisent un faisceau divergent. Pour la reconstruction tomographique 2D, l'introduction d'une géométrie en éventail dont le sommet coïncide avec le point focal de la source donne un ensemble de projections $p_\beta(u)$ paramétrées par la position azimutale β de la source (angle entre le vecteur directeur et l'axe y du repère cartésien (Oxy) et par la coordonnée radiale u sur la projection (Fig. 1.14).

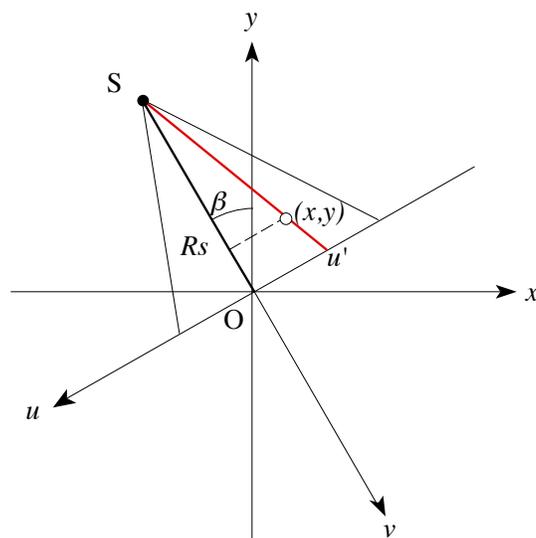


Fig. 1.14 – Projections coniques en 2D.

La méthode utilisée pour la reconstruction tomographique 2D est la rétroprojection filtrée. Cette dernière, comme son nom l'indique introduit une étape de filtrage et elle se base

sur l'utilisation de la transformée de Fourier d'une image. Nous allons donc commencer par rappeler les principes mathématiques de la transformée de Fourier avant de décrire la méthode de rétroprojection filtrée.

- **La Transformée de Fourier (TF) :**

La transformée de Fourier $F(\nu)$, dont l'expression est donnée par l'équation (1.13), est une transformation mathématique qui décompose toute fonction, spatiale $f(x)$ ou temporelle $f(t)$, en une somme infiniment dense de fonctions de Dirac :

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-2\pi i\nu x} dx \quad (1.13)$$

La transformée de Fourier inverse de la fonction $f(x)$ s'exprime selon l'équation suivante :

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu)e^{2\pi i\nu x} d\nu \quad (1.14)$$

Il est possible d'appliquer la TF à une image, autrement dit à une fonction $f(x,y)$. C'est la TF 2D dont l'expression est donnée par la formule (1.15). On commence par effectuer la transformée de Fourier de chaque ligne de l'image puis, à partir du résultat obtenu, on l'applique à nouveau colonne par colonne. On obtient ainsi une TF bidimensionnelle qui présente alors deux fréquences spatiales ν_x et ν_y , une pour chaque direction de l'espace :

$$F(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y)e^{-2\pi i(\nu_x x + \nu_y y)} dx dy \quad (1.15)$$

- **Théorème de la coupe centrale (TCC) ou théorème des projections :**

On montre que la transformée de Fourier d'une projection 1D $P(\beta, u)$ est équivalente à une ligne de la transformée de Fourier 2D de l'image qui passe par l'origine et fait un angle β avec l'axe des abscisses. Cela signifie que la TF unidimensionnelle d'une projection par rapport à u est égale à la TF bidimensionnelle de la distribution à reconstruire, ce qui peut se représenter par l'égalité (1.16) suivante :

$$F(\nu \cos(\beta), \nu \sin(\beta)) = P(\beta, \nu) \quad (1.16)$$

C'est le théorème de la coupe centrale ou théorème des projections [37]. La Fig. 1.15 en schématise le principe. Dans le cas 2D parallèle, ce théorème établit un lien direct entre les données mesurées et la fonction que l'on cherche à reconstruire puisque les projections correspondent à la Transformée de Radon de la fonction.

La rétroprojection filtrée, comme son nom l'indique, incorpore une étape de filtrage des données dans le processus de reconstruction. L'opération de filtrage se réalise généralement par convolution de la fonction à filtrer par le filtre lui-même. Le produit de convolution, difficile à calculer, se transformant en simple multiplication dans l'espace de Fourier.

Pour réaliser une rétroprojection filtrée, il est donc nécessaire de transposer le problème dans l'espace de Fourier.

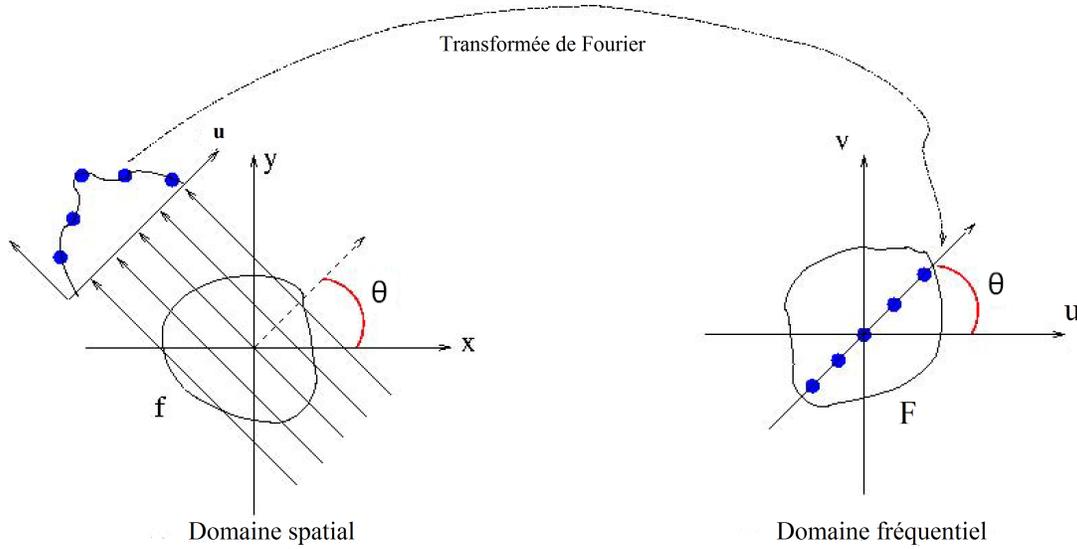


Fig. 1.15 – Illustration du théorème coupe-projection en 2D suivant une incidence β : la transformée de Fourier de la transformée de Radon de f dans la direction définie par l'angle β (gauche) est égale à la coupe 1D de même direction de la transformée de Fourier 2D de f (droite).

La TF inverse d'une image nous permet, à partir de l'espace fréquentiel, de remonter à la coupe tomographique $f(x, y)$ comme le montre l'équation (1.17) :

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u_x, u_y) e^{2\pi i(u_x x + u_y y)} du_x du_y \quad (1.17)$$

En appliquant à l'ensemble des projections parallèles $p_\theta(u)$ le théorème de la coupe centrale suivi d'un changement de variable permettant de passer des coordonnées fréquentielles polaires aux coordonnées fréquentielles cartésiennes, on obtient alors la formule de reconstruction suivante :

$$f(x, y) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_{-u_{max}}^{u_{max}} p_\theta(u) h(u' - u) du d\theta = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} p_\theta(u') * h(u') d\theta \quad (1.18)$$

Avec $u' = -x \cos(\beta) - y \sin(\beta)$ et $h(u')$ désigne la réponse impulsionnelle du filtre rampe (cf.

Fig.1.16)

L'équation (1.18) est la formule de rétroprojection filtrée ou FBP (*Filtered Back Projection*). Ce calcul est largement décrit par A. Kak et M. Slaney [38].

Dans le cas où le détecteur est plan et d'une géométrie en éventail, en considérant que les coordonnées radiales sont exprimées sur l'axe coplanaire à l'axe de rotation, la formule de rétroprojection filtrée devient :

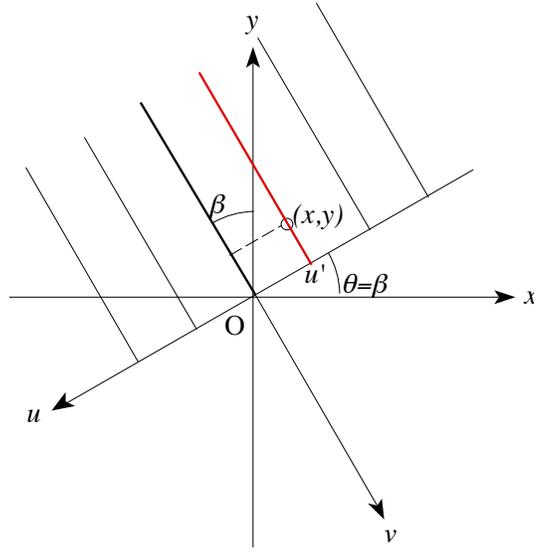


Fig. 1.16 – Projection parallèle en 2D.

$$f(x, y) = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{1}{U^2} \int_{-u_{max}}^{u_{max}} p_{\beta}(u) h(u' - u) \frac{R_s}{\sqrt{R_s^2 + u^2}} du d\beta \quad (1.19)$$

Où u' est la coordonnée radiale dans la projection du rayon passant par le point de coordonnées (x, y) dans la coupe transverse, R_s la distance normale de la source à l'axe de rotation. U représente le rapport de la distance entre la source et la projection orthogonale du point (x, y) sur la normale de la source à l'axe de rotation et de R_s .

1.5.2 Reconstruction tomographique par faisceau conique : la méthode FDK

La reconstruction 3D a pour objectif la reconstitution d'une fonction réelle à partir d'un ensemble de ses projections coniques. Nous nous intéressons au cas de figure le plus courant en tomodensitométrie 3D où les données de projections correspondent à un faisceau conique (*cone beam (CB)*) de rayons X transmis par un corps et collecté par un détecteur plan ou cylindrique. La géométrie d'acquisition des données est caractérisée par les positions relatives de la source, du détecteur et de l'axe de rotation d'une part, et par la trajectoire de la source d'autre part.

La formule de reconstruction la plus utilisée en géométrie circulaire est la méthode de Feldkamp, Davis et Kress (FDK). Cette formule est une extension heuristique à la géométrie 3D de la formule 2D de rétroprojection filtrée.

Pour une géométrie conique, l'approximation développée par Feldkamp, Davis et Kress [36] consiste à pondérer chaque point d'une ligne transverse de la projection conique $p_{\beta w}(u') =$

Cette dernière est utilisée pour reconstruire les coupes tomographiques à partir d'un ensemble de projections coniques. Cette formule n'est juste que dans le plan de rotation de la source et se dégrade de plus en plus pour les coupes qui s'en écartent (8° maximum).

1.6 Figures de mérite d'un tomodensitomètre

L'évaluation de la qualité d'une image n'est pas une tâche facile, en particulier lorsqu'il s'agit d'images médicales. Certains outils d'évaluation de la qualité d'image d'un système d'imagerie sont objectifs, telles que l'erreur quadratique moyenne (mean squared error - MSE - en anglais) ou le pic du rapport signal sur bruit (peak signal to noise ratio - PSNR - en anglais). Ces critères qui correspondent à l'analyse numérique des valeurs des pixels avant la reconstruction tomographique ne vont pas nécessairement refléter la qualité de l'image reconstruite. Néanmoins, elles donnent une appréciation de la qualité d'ensemble de la projection.

Pour étudier les performances d'un tomodensitomètre, les reconstructions tomographiques des projections fournissent des informations quantitatives importantes. Afin d'étudier les performances d'un tomodensitomètre et de préciser la notion de qualité d'image obtenue de la reconstruction tomographique, nous définissons dans la partie qui suit le spectre de puissance du bruit, la linéarité et la stabilité d'un détecteur mesurées sur les projections. Des figures de mérite comme le bruit, la fonction de transfert de modulation, l'uniformité des images reconstruites et la linéarité des valeurs CT sont utilisées pour étudier les performances de la caméra en 3D. [39].

1.6.1 Linéarité du détecteur

La linéarité d'un détecteur peut se définir comme étant la proportionnalité rigoureuse entre le signal incident et la réponse du capteur. Cependant, cette caractéristique n'est vérifiée que sur un domaine limité de flux ou de rayonnement. Pour qualifier la linéarité du taux de signal d'un détecteur, on utilise un faisceau avec un flux réduit et accroître ensuite ce flux progressivement en augmentant le courant de la source de rayons X jusqu'à la limite théorique de saturation de l'électronique. La linéarité du détecteur peut également être vérifiée avec le temps d'exposition aux rayonnements, c'est-à-dire étudier le comportement du détecteur avec des temps d'exposition croissants en utilisant le même faisceau avec un flux constant.

1.6.2 Stabilité du détecteur

La stabilité qualifie la capacité d'un capteur à conserver ses performances pendant une longue durée. La stabilité donne un aperçu sur la répétabilité qui est l'étroitesse de l'accord entre les résultats de mesures successifs d'une même grandeur effectuée avec la même méthode, par le même observateur, avec les mêmes instruments de mesure et à des intervalles de temps assez courts. Le critère de stabilité donne également une idée sur la reproductibilité de la mesure, qui est l'exactitude entre les résultats de mesures successifs d'une même

grandeur dans le cas où les mesures sont effectuées dans les conditions différentes que pour la répétabilité.

1.6.3 Spectre de puissance de bruit du détecteur

Le spectre en puissance du bruit (NPS) reflète le niveau de bruit à la sortie du système, incluant celui déjà présent à l'entrée. Le bruit pourrait être quantifié en mesurant simplement la variance des niveaux de gris dans des images uniformément exposées mais ce serait faire fi du fait que le bruit est coloré, c'est-à-dire qu'il existe une corrélation entre les valeurs des pixels. Le NPS permet d'estimer l'écart relatif à la moyenne dans le domaine fréquentiel et offre la possibilité de comparer des expériences réalisées sur un même détecteur dans des conditions différentes. En réalité, les détecteurs ajoutent un bruit aux signaux collectés qui est répercuté dans l'image [40]. Le facteur principal dans l'amplitude du bruit est la dose incidente sur le détecteur.

L'analyse en fréquence du bruit passe par l'obtention du spectre de Wiener, c'est-à-dire la Transformée de Fourier (TF) d'une image uniformément exposée.

Pour évaluer le NPS, une technique consiste à réaliser un champ plat uniforme, puis à relever pour chaque pixel l'intensité de comptage relative à la moyenne de comptage de la zone d'intérêt.

Le spectre en puissance du bruit est défini mathématiquement par :

$$NPS(u, v) = \lim_{M, N \rightarrow \infty} \frac{1}{MN} \left| \int \int f(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy \right|^2 \quad (1.22)$$

où M et N représentent les dimensions de l'image $f(x, y)$. Pour le cas discret, cette définition devient :

$$NPS(u, v) = \frac{|F_d(u, v)|^2}{M \Delta p_x N \Delta p_y} \Delta p_x^2 \Delta p_y^2 = \frac{|F_d(u, v)|^2}{MN} \Delta p_x \Delta p_y \quad (1.23)$$

avec $F_d(u, v)$ la transformée de Fourier (TF) bidimensionnelle de $f(x, y)$ une image $M \times N$, $u = 0, 1, 2, \dots, M - 1$ et $v = 0, 1, 2, \dots, N - 1$; et $\Delta p_x, \Delta p_y$ les dimensions des pixels.

1.6.4 Linéarité de la valeur CT

Un système est dit linéaire si la réponse de ce système à une combinaison linéaire de signaux d'entrée est égale à la combinaison linéaire des réponses.

En tomodensitométrie, Il existe une relation de linéarité entre les valeurs CT et les coefficients d'atténuation μ de la forme [41] :

$$\mu = a \times CT + b \quad (1.24)$$

Avec a et b des constantes caractéristiques de l'appareil étudié.

Il existe plusieurs méthodes pour étudier la linéarité de la valeur CT des images tomographiques reconstruites, l'une des méthodes les plus utilisée en TDM est celle de remplir des inserts d'un fantôme cylindrique avec des solutions de concentrations croissantes de manière

à obtenir des coefficients d'atténuation variables. Il existe également des fantômes commerciaux comme le QRM-microCT-HA¹⁰ qui sont utilisés pour étudier la linéarité des valeurs CT.

1.6.5 Uniformité

L'uniformité est définie comme la différence entre la valeur CT des pixels au centre d'une coupe d'un objet homogène et celles des pixels en périphérie. Elle caractérise donc la variation du nombre CT dans l'image de l'objet. Pour déterminer ce paramètre, nous utilisons un fantôme cylindrique rempli d'eau ou équivalent à l'eau. Nous sélectionnons sur une coupe du volume reconstruit de l'objet des régions d'intérêt, une au centre et plusieurs à la périphérie. L'uniformité est calculée à l'aide de l'équation suivante :

$$U = CT_{centre} - \frac{\sum CT_{périphérie}}{n} \quad (1.25)$$

Où n est le nombre de régions d'intérêt définies à la périphérie.

Il existe également une autre façon de déterminer l'uniformité, qui consiste à calculer le profil radial sur une coupe tomographique du volume reconstruit.

1.6.6 Bruit

Dans les données acquises, on peut observer du bruit d'acquisition, directement induit par le processus utilisé et/ou par une altération du signal de départ. De manière non exhaustive, on peut citer les sources de bruits suivantes :

1. Le bruit biologique : directement induit par le fonctionnement du corps de la souris (mouvement du sang, battements cardiaques, respiration).
2. Le bruit de mouvement : la partie mobile de la modalité (support sur lequel est positionnée la souris) est une source de bruit.
3. Le bruit du système : bruit électronique, de traitement de signal ...
4. Le bruit statistique : lié au caractère aléatoire du nombre de photons détectés.

Ces différentes sources de bruit engendrent une dispersion des valeurs CT obtenues d'une coupe tomographique. Pour évaluer le bruit, nous utilisons un fantôme homogène, généralement un objet cylindrique. Nous calculons la moyenne des valeurs CT des pixels contenus dans une région d'intérêt prédéfinie sur un coupe d'image reconstruite. Le bruit est alors exprimé en fonction de l'écart-type σ des valeurs CT.

La valeur $CT_{moyenne}$ est calculée par la formule suivante :

$$CT_{moyenne} = \left(\frac{1}{n}\right) \left(\sum_{i=1}^{i=n} CT_i\right) \quad (1.26)$$

Où n est le nombre de pixels de la région d'intérêt et CT_i représente la valeur du $i^{\text{ème}}$ pixel de cette région.

10. <http://www.qrm.de>

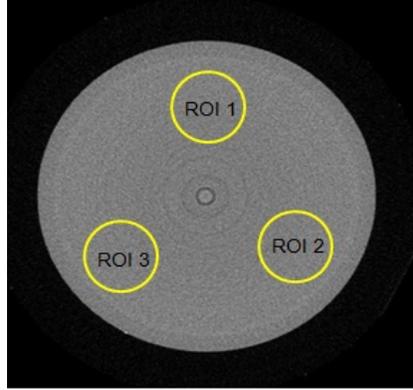


Fig. 1.18 – Mesure du bruit dans une ou plusieurs régions d'intérêt sur une coupe reconstruite d'un cylindre d'eau.

L'équation exprimant l'écart-type σ s'écrit :

$$\sigma = \frac{\left(\sum (CT_i - CT_{moyenne})^2 \right)^{1/2}}{n - 1} \quad (1.27)$$

Après normalisation par rapport au contraste, le bruit est alors donné par :

$$B[\%] = \frac{\sigma_{objet-test}}{CT_{objet-test} - CT_{air}} \times 100 \quad (1.28)$$

Plusieurs facteurs affectant le bruit ont été mis en évidence par la formule empirique de Brooks et DiChiro [42].

$$\sigma^2 = \frac{K \times E}{W^3 \times D} \quad (1.29)$$

Où σ est l'écart-type, E l'énergie du faisceau incident, K une constante caractéristique de l'appareil, W la taille du pixel et D la dose à la peau.

Cette formule montre que le bruit est inversement proportionnel à \sqrt{D} , c'est à dire une diminution de la dose (temps d'exposition, spectre d'énergie, courant de la source) se fera au détriment du bruit statistique. La réduction de la taille des pixels améliore la résolution spatiale au détriment toutefois de la dose administrée au patient. En effet, pour conserver le même rapport signal sur bruit il faut obtenir la même statistique par pixel, et donc augmenter quadratiquement la dose avec la réduction de la taille des pixels pour un examen. Par ailleurs, l'utilisation des filtres qui privilégient la résolution spatiale et donc les hautes fréquences favorisent l'augmentation du bruit.

1.6.7 Résolution spatiale

La résolution spatiale traduit la capacité d'un système à transférer l'information d'un objet dans une image. C'est une grandeur qui caractérise la capacité d'un système imageur à

décrire les détails les plus fins qu'il est capable de détecter. Elle est mesurée à haut contraste de façon à réduire l'impact du bruit [43].

Pour mesurer la résolution spatiale, on peut utiliser deux méthodes :

Une méthode objective basée sur l'étude de la fonction de transfert de modulation MTF (*Modulation Transfer Function*). Cette fonction est un outil important permettant de quantifier la qualité d'un système imageur, c'est une mesure de transfert de l'information de l'état objet à l'état image. Elle fournit une description pratique de la résolution spatiale d'un système d'imagerie. La réponse impulsionnelle d'un système d'imagerie caractérise la dispersion spatiale du système. Par définition, la MTF est égale à la Transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle, notée $R(x)$.

$$MTF(f) = TF[R(x)] \quad (1.30)$$

Avec f la fréquence spatiale.

La MTF est donc définie comme étant le rapport des amplitudes de modulation entre l'entrée et la sortie du système, et ceci pour chaque fréquence spatiale. Elle s'exprime en pourcentage de contraste transmis à chaque fréquence spatiale (Fig. 1.19).

Pour la mesurer la MTF, il existe plusieurs méthodes. Une méthode consiste à utiliser un objet opaque entre la source et le détecteur, puis à étudier le profil d'un bord rectiligne (*Edge Response Method* [44]), et la mesure à partir d'une image d'une mire [45] [46]. La résolution spatiale s'exprime en paires de lignes/mm ($\frac{lp}{mm}$). Lorsque la MTF est calculée, elle est donnée pour un transfert de 10% du contraste radiant. Sinon, elle s'exprime selon la largeur à mi-hauteur ou FWHM (*Full Width Half Maximum*) de la fonction de dispersion linéaire (LSF) :

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \cong 2,35 \sigma \quad (1.31)$$

Sur La Fig. 1.19, par exemple, à une fréquence spatiale de 4 ($\frac{lp}{mm}$), la transmission du contraste est de l'ordre de 25%.

La deuxième méthode pour mesurer la résolution spatiale est une méthode subjective basée sur l'étude des objets-tests en forme de mires de différentes fréquences spatiales. La plus petite dimension de mires visibles à une fréquence donnée traduit la résolution spatiale.

Par ailleurs, avec cette méthode, l'estimation de la résolution varie d'une personne à l'autre ou, même avec la même personne, à deux intervalles de temps différents. De ce fait, il est préférable de définir un index de résolution spatiale I_{rs} par le rapport :

$$I_{rs} = \frac{CT_M - CT_m}{CT_{plexiglas} - CT_{air}} \quad (1.32)$$

Avec CT_M et CT_m représentent les valeurs CT maximum et minimum mesurées dans la région d'intérêt du trou ou de la lame de la plus petite dimension visible.

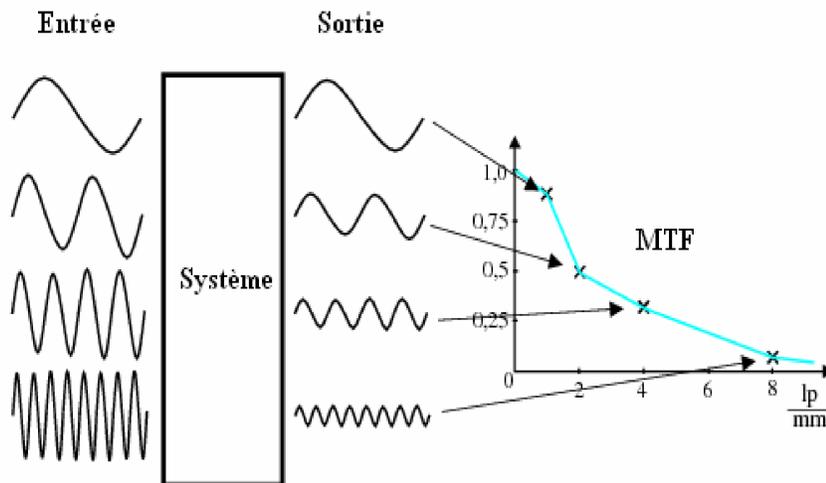


Fig. 1.19 – Fonction de transfert de modulation [5].

1.6.8 Détectabilité à bas contraste

La détectabilité à bas contraste indique la plus petite dimension détectable pour des tissus de densités voisines. Ceci revient donc à mesurer la résolution spatiale pour des contrastes de plus en plus faibles, mais dans ces conditions, la mesure sera affectée par le bruit et par conséquent par la dose. Elle donne donc une information sur la capacité de différencier les détails à bas contraste. Pour mesurer ce paramètre, nous avons utilisé une section incluant plusieurs trous cylindriques de diamètres variables dans un matériau en plastique (ABS par exemple) ou dans du PMMA (Fig. 1.20). On remplit ces trous avec une solution (de l'iode en général) dont le coefficient d'atténuation diffère peu de celui du matériau englobant (d'environ 0,5 %). La dimension du plus petit trou détecté pour une densité donnée nous donnera la détectabilité à bas contraste de notre appareil.

1.7 Dosimétrie en tomographie

La présence de plus en plus fréquente d'un TDM (ou scanner) associé à un appareil d'imagerie de médecine nucléaire justifie que le médecin nucléaire se préoccupe de la dosimétrie liée à la scanographie. Nous rappellerons dans cette partie les principales grandeurs dosimétriques et les méthodes pour les mesurer. Les principaux facteurs qui influencent la dose seront analysés et les ordres de grandeur des doses associées aux différents types d'examen seront présentés.

1.7.1 Grandeurs dosimétriques

Les doses peuvent être classées en deux catégories : la première catégorie dite doses "physiques" ou mesurables exprimée en milliGray (mGy), citons la dose absorbée (D) (en un point

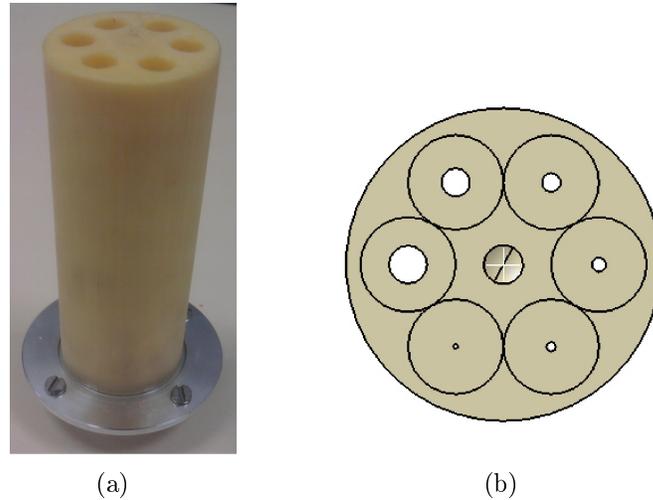


Fig. 1.20 – Fantôme cylindrique en ABS utilisé pour l'étude de la détectabilité à bas contraste. (a) Photographie de face du fantôme. (c) Vue de dessus du fantôme.

donné) et la dose absorbée moyenne \bar{D} (organe par exemple). La deuxième catégorie est celle des doses "calculées" ou non mesurables exprimés en milliSieverts (mSv), la dose équivalente et la dose efficace appartiennent à cette catégorie.

Dose absorbée (D) :

Les rayonnements ionisants interagissent avec les éléments du milieu dans lequel ils pénètrent. Une certaine quantité d'énergie est alors absorbée par le milieu, elle est mesurée par la dose absorbée. Cette énergie est transférée aux électrons sous forme d'énergie cinétique. Cette énergie est absorbée par la matière lors du freinage de ces électrons.

La dose absorbée D correspond à la quantité d'énergie moyenne dE déposée dans la matière de masse dm (par exemple un tissu humain). L'unité de dose absorbée est le Gray (Gy). Un Gray correspond à une énergie déposée d'un Joule dans un kilogramme de matière.

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.33)$$

Le Gray est l'unité de référence pour les études de radiobiologie, et est également utilisée en radiothérapie.

Lorsque les conditions d'équilibre électronique sont satisfaites on peut considérer que l'énergie transférée et l'énergie absorbée par la matière sont égales. Seulement dans ces conditions, on peut connaître la dose absorbée localement. Cette dose est donnée par l'équation suivante :

$$D = \int \phi_E \times \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \times E dE \quad (1.34)$$

Avec ϕ_E la fluence différentielle en énergie exprimée en particules/J/m², qui correspond au nombre de particules N traversant une sphère élémentaire de section diamétrale da (en m²), d'énergie comprise entre E et $E + dE$:

$$\phi_E = \frac{d^2N}{dE da} \quad (1.35)$$

E est l'énergie exprimée en joule et $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ le coefficient massique d'absorption d'énergie exprimé m²/kg.

Dose équivalente à l'organe ou au tissu (HT) :

Lorsque le rayonnement est absorbé par une matière vivante, on peut parfois observer un effet biologique. Tous les rayonnements ne produisent pas le même effet biologique pour une même dose absorbée : à dose absorbée égale, certains sont plus néfastes que d'autres. L'effet dépend du type de rayonnement (alpha, bêta, gamma, etc.) et du tissu ou de l'organe touché. Ainsi, 1 Gy de rayonnement alpha est plus nocif pour les tissus humains que 1 Gy de rayonnement bêta.

Pour exprimer cet effet, on utilise alors un facteur de pondération radiologique (wR) pour mettre en équivalence les différents types de rayonnement et leur efficacité biologique respective. Cette grandeur absorbée pondérée porte le nom de dose équivalente et elle est exprimée en sievert (Sv). Autrement dit, 1 Sv de rayonnement alpha possède les mêmes effets biologiques que 1 Sv de rayonnement bêta.

Puisque les doses auxquelles sont exposés les travailleurs et le public sont très faibles, la plupart des rapports et des mesures utilisent des multiples du sievert, le millisievert (mSv) et le microsievert (μ Sv).

Pour obtenir la dose équivalente, la dose absorbée est multipliée par le facteur de pondération radiologique (wR) dont la valeur est fixée par la Commission Internationale de Protection Radiologique (ICRP) :

$$H(Sv) = wR \times D(Gy) \quad (1.36)$$

La dose équivalente permet d'obtenir une unité qui rend compte du degré de nocivité de différents types de rayonnement.

Dans le cas d'un rayonnement X, wR est égal à 1, et donc le dose équivalente est égal à la dose absorbée.

Dose efficace

Les différents tissus et organes présentent une sensibilité différente au rayonnement. Par exemple, la moelle osseuse est beaucoup plus radiosensible que les tissus musculaires ou nerveux. Pour obtenir une indication de l'effet de l'exposition sur la santé générale, la dose

équivalente peut être multipliée par un facteur lié au risque pour un tissu ou organe particulier. Cette multiplication donne la dose efficace absorbée par le corps.

La dose efficace prend en compte les effets des rayonnements au niveau tissulaire. La quantification de cette dose est très délicate du fait qu'elle est basée sur l'estimation des effets de l'irradiation sur les différents organes d'une population d'individus.

$$D_{efficace}(Sv) = F \times H(Sv) \quad (1.37)$$

L'unité utilisée pour exprimer la dose efficace est également le sievert.

Le Kerma

Le terme kerma est l'acronyme anglais de (*Kinetic Energy Released Per Unit Mass*) représente la quantité d'énergie cinétique libérée par unité de masse. C'est le quotient de la somme des énergies cinétiques initiales dE_{tr} de tous les électrons (particules chargées) mis en mouvement par les particules non chargées dans un élément de matière de masse dm :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.38)$$

Le kerma n'est pas directement mesurable. Il s'exprime en $J \cdot kg^{-1}$. Son unité SI est le gray (Gy).

1.7.2 Détecteurs de mesure de dose

Les physiciens médicaux disposent d'un large panel d'outils de mesure pour la vérification des plans de traitements ou la dosimétrie in vivo allant des dosimètres ponctuels à ceux tridimensionnels. Cette partie présente les principes des outils que nous utiliserons pour mesurer la dose et connaître sa distribution [47].

Le film radiologique

D'un point de vue historique, l'émulsion photographique a été le premier détecteur utilisé dès la découverte des rayons X. Le film radiographique est constitué de grains de bromure d'argent (AgBr), enrobés d'une émulsion de gélatine, qui seront réduits en atomes d'argent lors de l'irradiation. Ce processus forme une image latente qu'il sera nécessaire de révéler ultérieurement au moyen d'un développement physico-chimique (i.e. le développement). À l'issue de cette étape, le film présente un noircissement, exprimé en densité optique¹¹ et mesuré au moyen d'un photodensitomètre, d'autant plus important que la dose absorbée est grande [48].

11. La densité optique (OD) est définie comme le logarithme décimal de l'opacité optique qui correspond au rapport de l'intensité incidente et l'intensité transmise par le film.

Les films radiographiques sont fréquemment utilisés. Ceci peut s'expliquer par la facilité d'utilisation de ces dispositifs et les habitudes des physiciens. Les films présentent une résolution spatiale élevée qui peut atteindre en théorie la finesse du grain ($1-3\mu\text{m}$) et une sensibilité importante à différents types de rayonnements. Enfin, leur coût d'achat reste faible et ils offrent la possibilité de conserver les informations sur une très longue période.

Dosimètres solides

Les détecteurs solides peuvent être des semi-conducteurs à base de silicium ou de germanium par exemple, qui constituent une jonction P – N. Les dosimètres solides les plus utilisés sont les diodes en silicium, qui peuvent être basées sur des substrats de type p (trous majoritaires) appelés N – Si ou de type n (électrons majoritaires) appelés P – Si. Ces dosimètres sont petits et faciles à manipuler. Lors de l'irradiation, des paires électrons / trous sont générées dans la zone de charge d'espace (i.e., la zone déplétée). Les charges produites sont poussées vers la bande de conduction sous l'action d'un champ électrique. Un courant électrique est donc généré dans la diode. Les diodes P – Si sont les seules utilisées en radiothérapie du fait qu'elles sont moins endommagées par le rayonnement [49].

Les diodes sont très largement utilisées en dosimétrie médicale en raison de leur robustesse et de leur simplicité d'utilisation (lecture presque immédiate). Les diodes sont plus sensibles et compactes que les chambres d'ionisations. L'inconvénient probablement majeur des diodes réside dans la perte de sensibilité avec la dose cumulée [50].

Il existe aussi des détecteurs en diamant dont le fonctionnement est proche de celui des chambres d'ionisation. L'élément sensible du détecteur est simplement un échantillon de diamant (carbone) qui présente l'avantage d'être chimiquement inerte, équivalent tissu et résistant aux dommages des rayonnements (i.e., sensibilité constante avec la dose totale cumulée). Ces détecteurs sont utilisés pour la dosimétrie in vivo. Néanmoins, ils présentent des dérives thermiques importantes [51].

1.7.3 Facteurs influençant la dose

Il existe deux types de facteurs qui influencent la dose. Les facteurs intrinsèques à l'appareil, ce sont des facteurs non modifiables par l'utilisateur et qui sont propres à l'appareil, ils dépendent de la conception de la machine et se résument principalement en : la qualité du faisceau (tube, foyer) et la géométrie. Une dose homogène dans l'objet est obtenue grâce à une bonne qualité du faisceau. La géométrie du faisceau conditionne la dose et sa répartition. La collimation pré-patient a également une influence sur la dosimétrie. L'efficacité de détection est également un facteur intrinsèque à l'appareil, il est important que le maximum de photons primaires émergeant de l'objet soient détectés. Ceci va dépendre notamment de l'efficacité quantique propre au type de détecteur. Quant aux facteurs extrinsèques, ce sont des facteurs modifiables par l'utilisateur à chaque acquisition et qui ont une influence directe sur la dose. C'est des facteurs influençant le nombre de photons. L'intensité de courant du tube à rayons X, le temps d'acquisition et l'épaisseur de coupe sont directement proportionnel au nombre de photons produits. La haute tension du tube à rayons X a une influence sur l'atténuation.

1.7.4 Quelques exemples de dose

Les applications médicales des rayonnements ionisants constituent de très loin la principale source d'exposition aux rayonnements ionisants d'origine humaine. Ainsi, les actes diagnostiques représentent plus de 97 % de l'exposition artificielle¹² et près de 26 % de l'exposition totale de la population¹³ [52]. Il est donc important d'estimer régulièrement cette exposition médicale et d'analyser son évolution dans le temps. À titre d'exemple, une publication récente sur l'exposition de la population aux rayonnements ionisants aux États-Unis souligne que l'exposition médicale par an et par individu a été multipliée par six depuis les années quatre-vingt [53].

En associant les fréquences de réalisation des différents types d'actes aux doses efficaces moyennes par type d'acte, il a été possible de déterminer pour l'année 2007 :

- le nombre d'actes diagnostiques et la dose efficace collective pour la population française liée à l'exposition médicale aux examens d'imagerie diagnostique ;
- la répartition de ces actes et de la dose efficace collective par type d'exploration diagnostique et par zone anatomique (Tableau. 1.1) ;
- la répartition des actes et de la dose efficace collective relatifs à la radiologie conventionnelle et à la scanographie, selon l'âge et le sexe ;
- la dose efficace annuelle moyenne par habitant ;
- la dose efficace annuelle moyenne par habitant liée à la radiologie conventionnelle et à la scanographie, selon l'âge et le sexe.

Ces chiffres concernent la population générale et représentent uniquement des moyennes ; l'étude montre que l'exposition varie fortement avec l'âge et le sexe. À titre d'exemple, la dose moyenne individuelle liée aux examens scanographiques est estimée à 1,7 mSv par an pour les femmes de 75 à 79 ans, soit 3 fois plus que pour les femmes de 35 à 39 ans (0,53 mSv par an et par habitant) et 1,5 fois moins chez les hommes de 75 à 79 ans (2,6 mSv par an et par habitant).

12. Sans tenir compte des applications thérapeutiques.

13. L'exposition annuelle moyenne en France résulte de différentes sources d'exposition : le radon (43 %), le rayonnement tellurique (hors radon), le rayonnement cosmique et les aliments (30 %), l'exposition médicale diagnostique (26 %) et les activités humaines (1 %) (<http://www.invs.sante.fr>).

	Actes		Dose efficace collective	
	Effectif	%	mSv	%
Radiologie conventionnelle (hors dentaire)	47012200	100	21551900	100
Thorax	13999080	29,8	867200	4
Membres	12363870	26,3	27500	0,1
Pelvis (os)	5801540	12,3	6422600	29,8
Abdomen	5184450	11	8949500	41,5
Seins	5085190	10,8	789600	3,7
Scanographie	7563920	100	47954800	100
Abdomen et/ou pelvis	2256820	29,9	20245100	42,2
Tête	1935780	25,6	3460700	7,2
Thorax	1569080	20,8	10008300	20,9
Rachis	926350	12,3	8435800	17,6
Membres	602950	8	2489300	5,2
Cou	152230	2	761200	1,6
Zones anatomiques multiples (tête+tronc)	115280	1,4	2530800	5,3
Seins	3880	0,1	22100	0,05
Autres	1550	0,02	1500	0,003

TABLE 1.1 – Répartition par zone anatomique explorée des actes diagnostiques réalisés en France en 2007 et des doses collectives associées (valeurs arrondies)

Chapitre 2

Le démonstrateur PIXSCAN

2.1 Introduction

PIXSCAN II est un prototype démonstrateur de micro-TDM développé au CPPM par l'équipe imXgam (imagerie X et gamma), en collaboration avec les biologistes de l'Institut de Biologie du Développement de Marseille-Luminy (IBDML¹) pour obtenir un fort contraste dans les tissus mous et réduire la dose absorbée. Ce développement exploite la technologie des détecteurs à pixels hybrides mise en oeuvre pour la physique des particules. Comme tout tomodensitomètre, cet appareil est constitué d'une source de rayons X, d'une caméra X basée sur la nouvelle génération de détecteurs à pixels hybrides XPAD3, et d'un support animal monté sur une platine de rotation. Ce dernier est placé entre la source et la caméra, au centre du système (Fig. 2.1). L'ensemble du système est contenu dans une boîte blindée en plomb, qui protège les utilisateurs des radiations pendant les acquisitions. Enfin, un obturateur mécanique est placé devant le porte-filtres à la sortie de la source. Les filtres permettent de modifier (durcir) le spectre d'énergie des rayons X émis par la source. L'obturateur permet d'absorber complètement le flux de rayons X émis par la source, par exemple pour pouvoir mesurer le bruit de fond du détecteur (fond noir) sans devoir éteindre le tube à rayons X.

L'utilisation du détecteur XPAD3 nécessite une étape préalable de calibration des seuils en énergie. De même, une calibration géométrique du dispositif d'imagerie précédent nécessairement la reconstruction tomographique des images du PIXSCAN II. Les projections sont traitées puis reconstruites par un programme de reconstruction tomographique basé sur la méthode FDK.

Les images de fonds noirs et blancs (images sans objet avec et sans exposition de faisceau de rayons X) permettent d'établir une carte des pixels morts ou défectueux et de corriger les images par une interpolation bilinéaire avant la reconstruction tomographique du volume.

Dans ce chapitre nous allons décrire les parties constitutives du prototype PIXSCAN II ainsi que que les différentes opérations qui sont nécessaires pour obtenir une reconstruction tomographique d'un objet.

1. <http://www.ibdml.univ-mrs.fr>

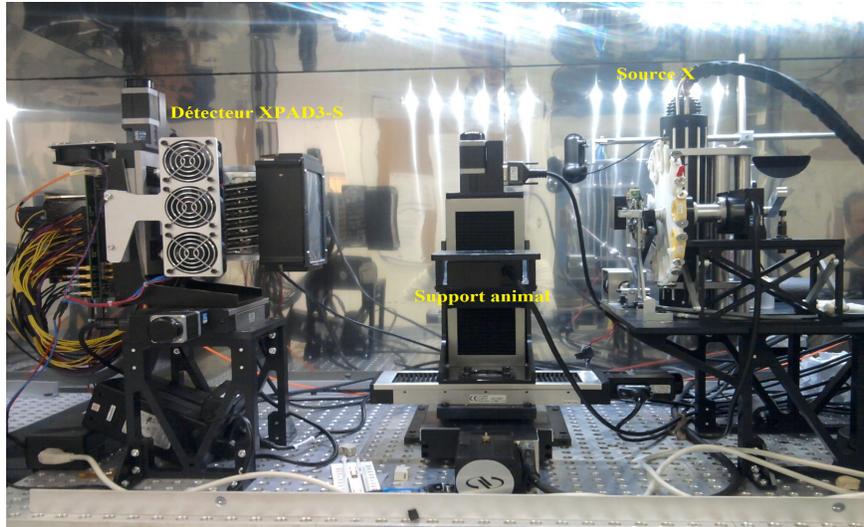


Fig. 2.1 – Photographie du démonstrateur PIXSCAN II.

2.2 Architecture du démonstrateur PIXSCAN II

2.2.1 La source de rayons X RTW

La source de rayons X utilisée dans le prototype PIXSCAN II est un tube à anode de molybdène par réflexion (MCBM 65B-50Mo, RTW, Berlin, Allemagne)² (Fig. 2.2). Les caractéristiques de la source sont résumées dans le Tableau 2.1.



Fig. 2.2 – Tube à rayons X RTW MCBM 65B-50 Mo installé dans le prototype PIXSCAN II.

2.2.2 La source de rayons X UltraBright

Le second dont nous disposons et que nous n'avons pas pu utiliser pour les études de tomographie en raison d'un problème de halo (cf. 3.4), est un tube à anode de tungstène par

2. <http://www.rtwxray.de>

Tension (max)	65 kV
Courant (max)	0,8 mA
Puissance (max)	30 W
Taille du foyer	$50 \times 50 \mu\text{m}^2$
Angle d'émission	20°
Cible (anode)	Molybdène
Fenêtre	Béryllium ($200 \mu\text{m}$)
Dimensions	$\phi : 40 \text{ mm}, L = 228 \text{ mm}$

TABLE 2.1 – Caractéristiques de la source de rayons X RTW MCBM 65B-50Mo.

transmission Oxford Instruments (UltraBright Microfocus W(96004), Scotts Valley, USA)³ (Fig. 2.2). Les caractéristiques de cette source sont présentées dans le Tableau 2.2.



Fig. 2.3 – Tube à rayons X OXFORD INSTRUMENTS (UltraBright Microfocus X-Ray Source W(96004)).

Des mesures de spectre ont été réalisées avec un analyseur de spectre constitué d'un détecteur à conversion directe en CdTe de type Amptek XR-100-CdTe (Amptek, Bedford, USA)⁴ dont la taille du capteur est de $3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$, de deux collimateurs en tungstène de 200 et $400 \mu\text{m}$ pour supprimer tous les photons X diffusés, et d'un analyseur multicanal. Ce détecteur a préalablement été étalonné à l'aide d'une source d'américium ^{241}Am dont les pics d'émission caractéristiques sont parfaitement connus (26,3, 33,2 et 59,5 keV).

La Fig. 2.4 présente le spectre d'énergie de la source RTW mesuré sans filtration supplémentaire pour une tension de 50 kV et une intensité de 0,1 mA. Typiquement, le spectre est constitué des deux raies de fluorescence caractéristiques du molybdène présentes respectivement à 17,4 keV (transitions KL ou $K\alpha$) et 19,6 keV (transitions KM ou $K\beta$), et d'une composante continue de rayonnement de freinage distribuée entre 0 et l'énergie maximum correspondant à la tension appliquée au tube.

Par une filtration supplémentaire on peut atténuer plus ou moins fortement certaines composantes du spectre d'énergie et notamment celle de basse énergie. Il en résulte une augmentation systématique (durcissement) de l'énergie moyenne du spectre. Le profil d'atténuation

3. <http://www.oxfordxtg.com>

4. <http://www.amptek.com>

Tension (max)	90 kV
Courant (max)	2 mA
Puissance (max)	80 W
Taille du foyer	13 à 20 μm
Angle d'émission	33°
Cible (anode)	Tungstène
Fenêtre	Béryllium (250 μm)
Dimensions	ϕ : 114 mm, L = 406 mm

TABLE 2.2 – Caractéristiques de la source de rayons X OXFORD INSTRUMENTS Ultra-Bright Microfocus W(96004).

dépend du matériau utilisé pour le filtre (Al, Nb, Cu, etc.) et de son épaisseur et par voie de conséquence l'allure résultante du spectre (Fig. 2.5). La caractérisation du spectre de rayons X sera traité en détail dans le chapitre 3.

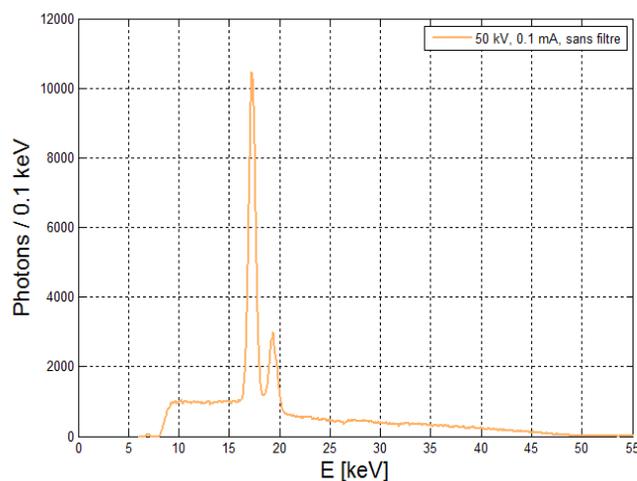


Fig. 2.4 – Spectre d'énergie de la source de rayons X sans filtration additionnelle tel que mesuré par l'analyseur de spectre Amptek XR-100-CdTe. Distance source-détecteur = 235 mm.

2.2.3 La caméra à pixels hybrides XPAD3

Les pixels hybrides permettent de compter les photons avec une bonne efficacité quantitative, un bruit de fond très faible et une grande rapidité d'acquisition, ce qui leur confère une dynamique très importante permettant potentiellement d'améliorer sensiblement le contraste de l'imagerie par rayons X dans les tissus mous par rapport aux systèmes basés sur des CCD. De plus, une sélection en énergie que n'offrent pas les CCD ni les pixels CMOS permet de choisir l'énergie des rayons X, ce qui offre la possibilité d'analyser les énergies des photons

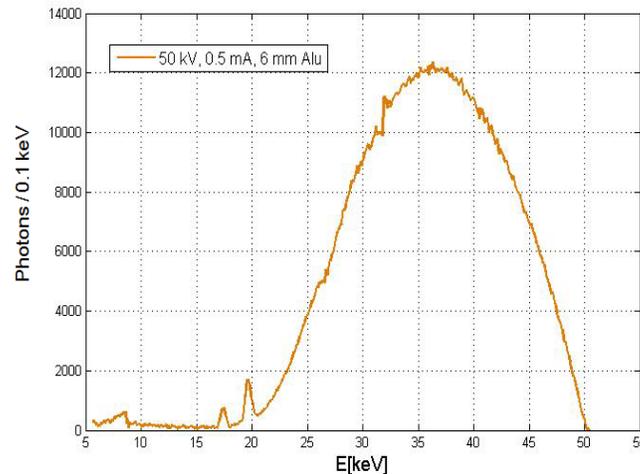


Fig. 2.5 – Spectre d'énergie de la source de rayons X avec filtration additionnelle de 6 mm d'aluminium tel que mesuré par l'analyseur de spectre Amptek XR-100-CdTe.

détectés. Cette partie présente succinctement le détecteur à pixels hybrides XPAD3⁵ développé pour la science des matériaux et pour l'imagerie biomédicale [54] [55]. Celui-ci a tout d'abord été conçu pour améliorer la dispersion des seuils et la résolution spatiale des versions précédentes. Il a ainsi été choisi de réaliser des pixels de $130 \times 130 \mu\text{m}^2$ afin d'avoir le meilleur compromis possible entre intelligence embarquée et résolution spatiale compte tenu de la technologie de fonderie choisie pour la réalisation de l'ASIC XPAD3 (IBM 0,25 μm). L'architecture globale de cet ASIC est présentée sur la Fig. 2.6. Elle est divisé en deux parties : une matrice de pixels (zone active) et une zone de configuration et d'entrées/sorties. La matrice est composée de 9600 pixels organisés en 80 colonnes de 120 pixels. En bas de matrice se trouve la partie destinée à générer l'ensemble des signaux de commande nécessaires pour le fonctionnement des pixels et pour envoyer des données [56] [4].

La Fig. 2.7 présente un schéma d'un circuit intégré (ASIC) XPAD3. Les différentes parties de ce pixel, à savoir les étages de pré-amplification (Ampli) et de décision (Discri), les convertisseurs numérique-analogique pour le réglage du seuil de déclenchement (DACs) et la partie numérique, sont matérialisées en jaune sur cette figure. Les principales performances d'un tel détecteur sont quant à elles listées dans le Tableau 2.3.

Le détecteur, dans sa version finale, est composé de plusieurs circuits juxtaposés bord à bord pour former une architecture modulaire. 7 circuits sont hybridés avec un capteur pixelisé de $500 \mu\text{m}$ de silicium de haute résistivité pour constituer une barrette de détection de 560×120 pixels ($75,1 \times 15,6 \text{ mm}^2$), laquelle est ensuite collée puis connectée par micro-fils (*wire-bonding*) à un circuit imprimé flexible servant de support et de routage des signaux. La caméra est finalement constituée de 8 barrettes inclinées d'environ 7° pour permettre leur chevauchement afin d'éviter la présence d'espaces morts entre les barrettes. Elle contient ainsi 560×960 pixels, soit un peu plus d'un demi-million de pixels, et ses dimensions sont de $75,1 \times 118,7 \text{ mm}^2$. Une photographie de la caméra XPAD3 est présentée sur la Fig. 2.8.

5. X-ray pixel chip with adaptable dynamics : XPAD.

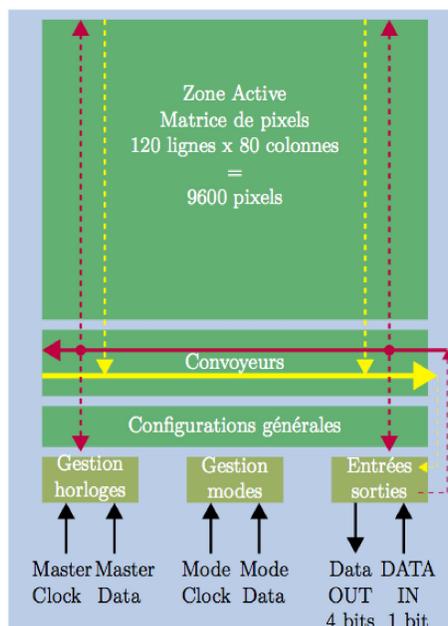


Fig. 2.6 – Synoptique de l'architecture globale du circuit.

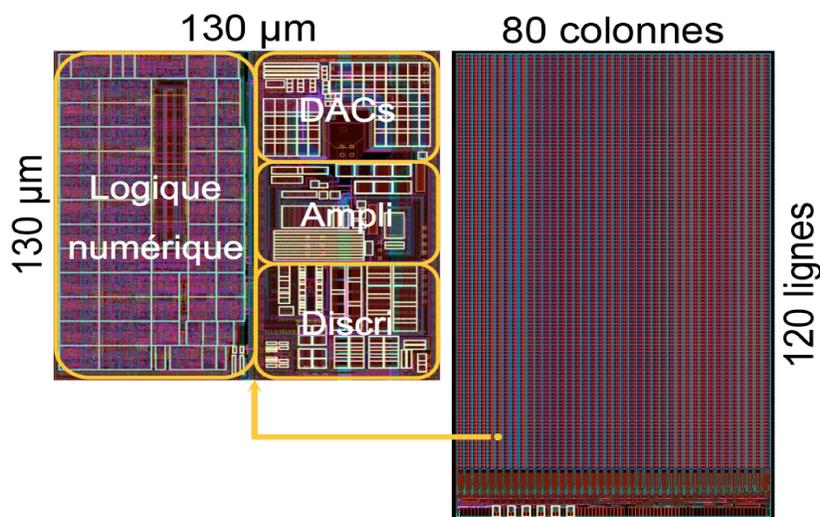


Fig. 2.7 – Le circuit intégré XPAD3.

2.2.4 La caméra à intégration de charge CCD DALSA XR-4

Pour comparer la TDM par comptage de photons à la TDM par intégration de charges, nous utiliserons un détecteur CCD couplé à du Gadox (DALSA, XR-4) (Fig. 2.9) dont les dimensions et la taille des pixels sont proches de celles de la caméra XPAD3. Le pas interpixel du détecteur CCD est de $36 \mu\text{m}$ et peut être multiplié par 4 ($144 \mu\text{m}$). La sensibilité de la caméra CCD est plus élevée dans la gamme d'énergie correspondant à notre domaine effectif d'application (20 à 60 keV) grâce au convertisseur en Gadox. Le détecteur CCD est complètement intégré avec son électronique de lecture. Le Tableau 2.4 renseigne les

Nombre de pixels	9600
Taille des pixels	$130 \times 130 \mu\text{m}^2$
Temps de lecture	2 ms
Dynamique de comptage	$> 10^6 \text{ photons} \cdot \text{pixel}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Profondeur de comptage	12 bits + 1 bit d'overflow
Lecture en vol	oui
Polarité	collection de trous
Taux de répétition	500 images/s
Seuillage	simple
Bruit électronique	$< 140 \text{ e}^-$
Précision du seuil	50 e^-
Puissance dissipée	$< 70 \mu\text{W} \cdot \text{pixel}^{-1}$
Non linéarité	$< 10\%$ jusqu'à 35 keV

TABLE 2.3 – Caractéristiques d'un chip XPAD3.

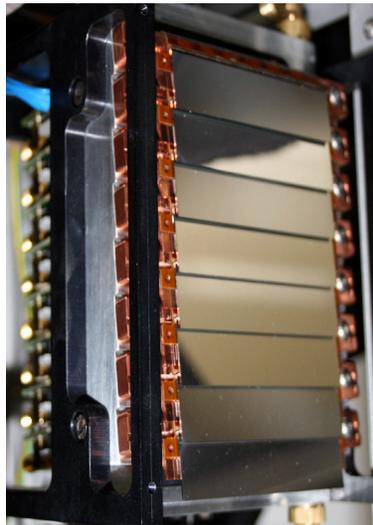


Fig. 2.8 – Caméra à pixels hybrides XPAD3 (8 barrettes).

principales spécifications du CCD.

Il est à signaler que nous avons groupé les pixels de la caméra DALSA XR-4 4 x 4 de sorte à avoir des pixels de taille proche de ceux du détecteur XPAD3. Ce groupement a été effectué après acquisition des images ("offline") à cause de la saturation de la caméra DALSA XR-4 quand on groupe les pixels avant l'acquisition ("en ligne"). L'Annexe A décrit les différents modes d'exposition de la caméra CCD, les options d'acquisition, l'acquisition et l'enregistrement des images.



Fig. 2.9 – Caméra à intégration de charge CCD (DALSA-XR-4).

Type	DALSA XR-4
Couche de conversion	Gadox
Surface sensible	150 x 75 mm ²
Pas interpixel	36 μm
Nombre de pixels	4160 x 2080 (÷1, ÷2, ÷4)
Résolution limite	10 lp/mm
Taux de répétition	10 frames/s (x4)
Domaine d'énergie	20-120 keV
Bruit électronique	387 e ⁻
Domaine dynamique	> 72 dB (4000)
Puissance dissipée	18 W

TABLE 2.4 – Caractéristique de la caméra DALSA XR-4.

2.2.5 Le support rotatif

Le plateau tournant du prototype PIXSCAN II, de marque Micro-Control série M-URM, est entraîné par un moteur pas à pas. Son diamètre est de 80 mm, sa résolution de 0.001°. La vitesse maximale du moteur est de 2°/s. Ce support est placé sur une platine de translation également motorisée avec un pas de 1 μm.

2.2.6 L'obturateur rapide XRS25

La caméra CCD, qui fonctionne en mode intégration de charge, a besoin d'un obturateur (shutter) pour être utilisée. En effet, pour lire les données, le CCD ne doit pas recevoir de rayonnement ionisant. L'obturateur XRS25 (UNIBLITZ)⁶ (Fig. 2.10) est spécialement conçu pour les applications rayons X. Son diamètre est de 25 mm. Il peut fonctionner jusqu'à une fréquence de 2 Hz en continu, et jusqu'à 10 Hz en mode discret (c'est-à-dire en mode

6. <http://www.uniblitz.com>

"BURST"). Cet obturateur rapide est placé dans le prototype PIXSCAN II entre le porte-filtre et l'obturateur mécanique "long" utilisé pour la mesure des fonds noir. Le Tableau 2.5 résume les caractéristique de l'obturateur rapide XRS25.

L'Annexe B décrit l'étude menée pour la mise en oeuvre de l'obturateur rapide et la vérification de sa stabilité, c'est-à-dire quand nous lui envoyons des impulsions de durée T, l'obturateur doit s'ouvrir pendant cette durée, et se fermer juste après. L'étude que nous avons mené pour synchroniser l'ensemble caméra CCD - obturateur - source de rayons X (quand l'obturateur est ouvert la caméra acquiert et quand il est fermé la caméra lit les données) est également mise en Annexe B.

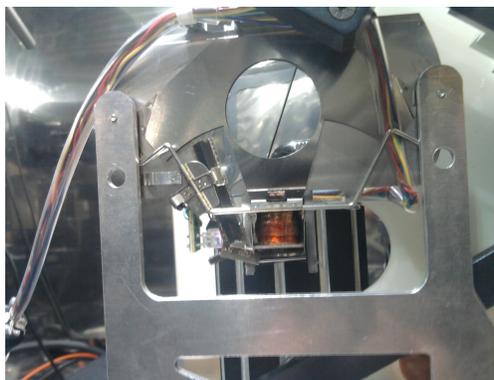


Fig. 2.10 – L'obturateur rapide XRS25 (UNIBLITZ).

Résistance de la bobine	12 Ω
Matériau	tungstène
Ouverture maximale du rebond	15%
Fermeture maximale du rebond	5%
Fréquence Max. de fonctionnement (continue/ "Burst")	2 Hz/ 10 Hz
Nombre de lames	2
Température de fonctionnement	0° C à + 80° C
Poids	0,9 Kg

TABLE 2.5 – Caractéristique de l'obturateur rapide XRS25.

2.3 Acquisition et système de traitement

L'acquisition des données du PIXSCAN II est contrôlée par une interface graphique (*piX-face*) développé sous Qt4, permettant le réglage du temps d'acquisition, du pas de rotation, du nombre de fonds blancs (images avec source allumée et sans objet), de l'acquisition de fonds noirs (images avec source éteinte et sans objet) et de soumettre automatiquement les jobs de reconstruction tomographique.

Schéma fonctionnel du pipeline PIXSCAN II

Le traitement des données du démonstrateur PIXSCAN II repose sur une architecture client/serveur et implique plusieurs entités :

- un serveur nommé piXface et qui joue le rôle d'interface graphique du PIXSCAN II ;
- un "worklist server" qui centralise les tâches à effectuer, et les traite ;
- un client de géométrie qui exécute les tâches liées à l'estimation des paramètres de géométrie globale du PIXSCAN II ;
- un client de reconstruction tomographique qui exécute les tâches liées à la reconstruction tomographique ;
- un espace de stockage des données, sur lequel l'intégralité des données est écrite ;
- un client iRODS assurant le backup des données et l'envoi sur iRODS des données dès que possible. Une fois rentrées dans iRODS, les données sont stockées dans une base de données, fournissant ainsi un accès à un moteur de recherche selon les tags DICOM définis.

Toutes ces entités communiquent entre elles. Le schéma fonctionnel est montré sur la Fig. 2.11.

En fonctionnement nominal, le worklist server et le client de géométrie sont activés et tournent en tâche de fond sur machine dans la salle des serveurs, et le client de reconstruction tomographique est activé et tourne en tâche de fond sur une machine dédiée à la reconstruction sur GPU.

Après l'acquisition de données pour une calibration géométrique (typiquement un fantôme de billes), les données brutes (*raw data*) seront traitées par le worklist server, qui les enverra au client de géométrie.

Après l'acquisition de données pour une reconstruction tomographique, les données brutes seront traitées automatiquement par le worklist server, qui les enverra au client de reconstruction tomographique.

Il est également possible d'effectuer des calibrations géométriques ou des reconstructions tomographiques a posteriori.

2.4 Calibration du détecteur XPAD3

L'utilisation d'un seuil en énergie dans la chaîne de détection permet de nombreuses améliorations de la qualité de l'image. Elle permet principalement de s'affranchir complètement du bruit électronique en l'absence de signal. La calibration d'un détecteur à pixels consiste à aligner les seuils en énergie pixel par pixel. Pour cela, chaque pixel dispose d'un réglage fin permettant d'ajuster le seuil de déclenchement autour d'une valeur de seuil globale commune à tous les pixels du circuit.

Le seuil d'un pixel du circuit dépend de 3 paramètres :

- La valeur du DAC global codé sur 8 bits pilotant le courant ITH qui est commun à tous les pixels du circuit ;
- La valeur d'un DAC local codé sur 6 bits (un par pixel) dont le rôle est de compenser les fluctuations technologiques interpixels ;
- La valeur du DAC codé sur 6 bits pilotant le courant Itune qui détermine le pas de réglage.

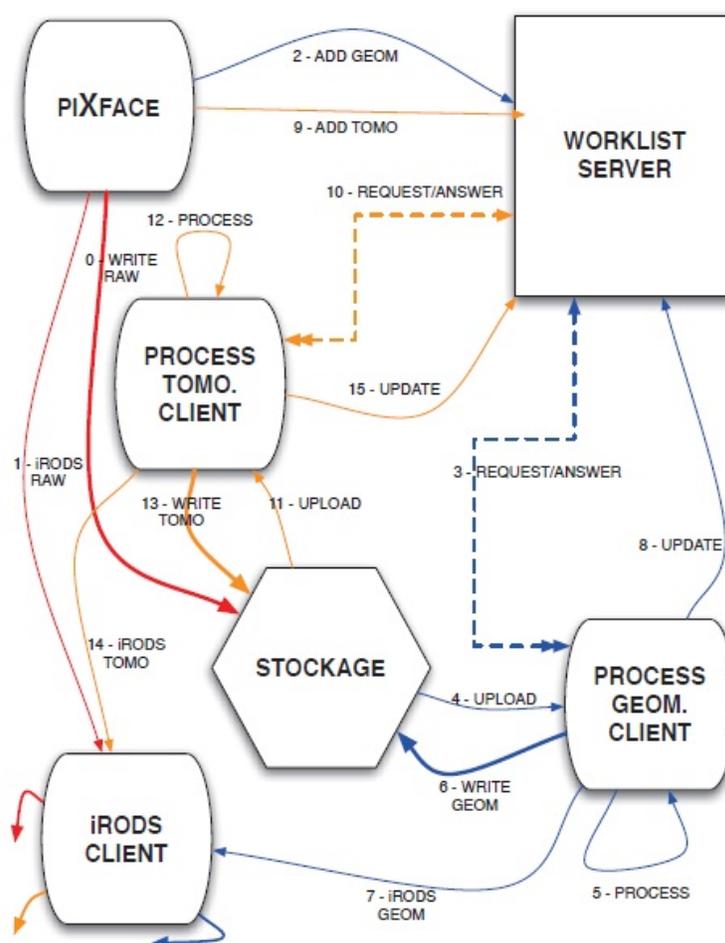


Fig. 2.11 – Schéma fonctionnel du pipeline PIXSCAN II.

La calibration du détecteur XPAD3 se base sur une recherche dichotomique parallélisée pour déterminer la configuration optimale des 500,000 pixels pour un seuil de détection en énergie donné, ou au ras du bruit.

La valeur de ce seuil va être fixée selon plusieurs critères : en général autour de la moitié de l'énergie du faisceau lors de l'utilisation des faisceaux monochromatiques des synchrotrons (dans le but d'avoir une réponse du détecteur la plus homogène possible qui ne soit pas affecter par le partage de charge) ou pour magnifier un contraste spécifique (imagerie au K-edge) dans le cas d'imagerie avec des faisceaux polychromatiques.

2.4.1 Uniformisation des seuils

Le réglage du seuil est une référence absolue pour discriminer l'énergie des rayons X. Pour être commun à l'ensemble des pixels, et pour répondre aux besoins expérimentaux,

il est important de rendre cette mesure la plus fiable possible. Néanmoins, les dispersions technologiques induites par la fonderie (*mismatch*) sur l'électronique ainsi que la distribution des polarisations provoquent inévitablement dans chaque pixel un *offset* sur le niveau continu (niveau DC) présent en sortie de l'amplificateur de charge, chaque amplificateur ayant des caractéristiques différentes. Un exemple, les trois pixels (P1, P2, P3) de la Fig. 2.12, ont un niveau DC différent. Si on règle le même seuil de comparaison c'est-à-dire le même courant de comparaison (ITH) pour ces trois pixels, on n'obtiendra pas le même taux de comptage. Un DAC local a été rajouté aux pixels, ce qui permet de réajuster le seuil de chaque pixel afin d'obtenir un niveau de comparaison en énergie identique pour chaque pixel.

Calibrer le détecteur, c'est donc ajuster les DACs locaux (DACL) de tous les pixels de façon à obtenir des niveaux DC identiques et assurer ainsi une uniformité de la réponse en énergie (Fig. 2.13).

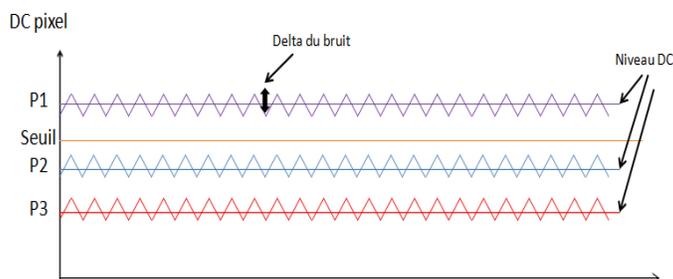


Fig. 2.12 – Niveaux avant calibration.

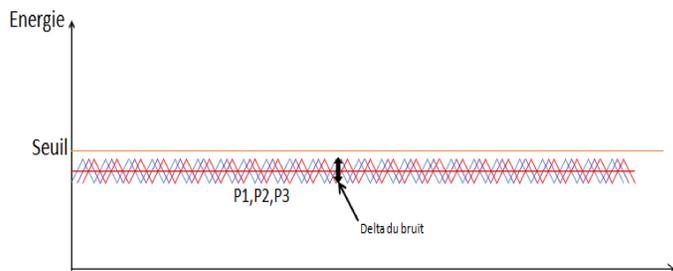


Fig. 2.13 – Pixels calibrés en énergie.

2.4.1.1 Principe de calibration

Il s'agit de trouver les valeurs de DACL pour que le seuil du pixel corresponde à l'énergie du faisceau, la procédure de réglage des DACL est décrite ci-dessous.

1. On choisit (par expérience) une valeur de I_{tune} minimale permettant de calibrer tous les pixels de la matrice sur une valeur d'énergie.
2. On place tous les DACL au milieu de la gamme (32). Le détecteur étant exposé uniformément à un flux de photons monochromatiques (sur une ligne à l'ESRF ou à SOLEIL),

on effectue, une acquisition d'image et on relève le nombre de pixels qui voient le faisceau (ceux dont seuil est inférieur à l'énergie du faisceau). On ajuste ITH de façon à ce que ce nombre soit égal à la moitié (environ) du nombre total de pixels (on a alors la moitié des pixels dont le seuil est inférieur à l'énergie du faisceau et l'autre moitié dont le seuil est supérieur à cette énergie). Cet ajustement se fait par des acquisitions successives, en faisant varier ITH.

3. À cette valeur de ITH, on fait 64 acquisitions d'image en faisant varier les DACL de tous les pixels entre 0 et 63 ⁷.
4. Pour chaque pixel, on trace la courbe de comptage en fonction du DACL qui a l'allure d'une courbe en S (Fig. 2.14). Cette courbe permet de déterminer la meilleure valeur DACL pour le pixel. Lorsque la calibration est effectuée par un faisceau externe, la valeur DACL est déterminée par le point d'inflexion de la courbe qui correspond à la moitié du taux de comptage maximal. Pour la calibration au ras-du-bruit électronique, la valeur DACL est réglé sur la plus grande valeur DACL pour laquelle le pixel ne compte pas.
5. Les impulsions correspondantes à l'énergie du faisceau sont les premières comptées et l'on dira que le pixel est réglé à l'énergie du faisceau si l'on règle son DAC au "milieu" de la première "marche".
6. Ce travail étant fait pour tous les pixels, on trace l'histogramme de répartition des DACL trouvés. La moyenne de cet histogramme doit se situer autour de 32 (sinon il faut modifier celle de ITH) et sa largeur doit être la plus importante possible sans qu'il y ait trop de pixels à 0 ou 63 (non réglés), sinon il faut modifier la valeur de ITH.
7. Charger les valeurs DACL sélectionnées dans les pixels.

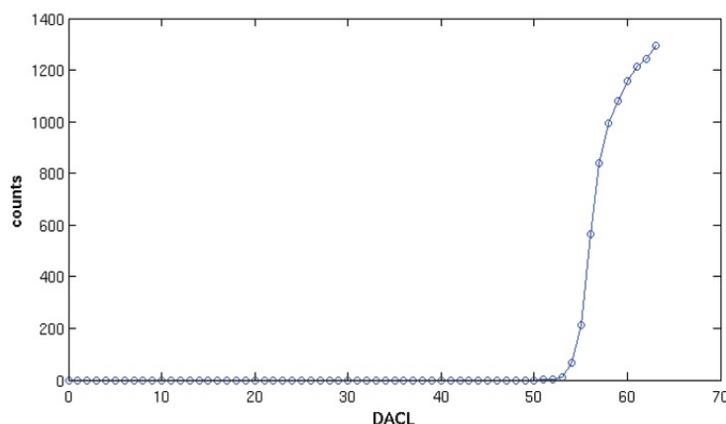


Fig. 2.14 – Courbes en S de calibration mesurée pour un pixel.

Cette procédure est l'une des calibrations possible. Cependant, si cette procédure est facile à mettre en oeuvre avec une source de ligne synchrotron monochromatique, elle n'est pas envisageable avec un spectre polychromatique généré par un tube à rayons X. Les deux seules

7. En augmentant la valeur DACL, le seuil physique est diminué

possibilités de calibrer le détecteur au laboratoire sont : la calibration au ras du bruit, c'est-à-dire sans faisceau et la calibration au K-edge dont la méthode est détaillée dans l'article de Cassol et al [57].

Les calibrations peuvent varier en fonction de la température ou du vieillissement de l'électronique induit par le faisceau de rayons X. La calibration suivant le filtre utilisé doit être refaite périodiquement (4 semaines en général).

2.5 Traitement des images

Le principal problème rencontré lors de l'acquisition des données est la dispersion des seuils et l'existence de pixels défectueux dont le nombre tend à augmenter avec le vieillissement de l'électronique (Fig. 2.15). Les pixels appelés défectueux représentent ceux qui possèdent un mauvais réglage de seuil et ceux qui sont complètement inactifs (pixels morts).

Il faut donc prendre en compte ces pixels défectueux pendant le traitement des projections et faire en sorte de les identifier pour ensuite les traiter. La méthode d'identification des pixels défectueux consiste tout d'abord à chercher tous les pixels d'une valeur supérieure à 10 (> 100 pour le CCD) dans les images à fond noir. Une fois ces pixels identifiés dans les images à fonds noir, on passe au traitement sur les images à fond blanc. Pour cela nous utilisons en général 100 images. Cette fois-ci on ne prends plus en compte les pixels défectueux identifiés à l'aide des fonds noir, mais on calcule la valeur moyenne pour chaque pixel sur les 100 images à fond blanc, on calcule le profil de la source, ensuite on divise les pixels par le profil de la source, l'histogramme résultant sera centré autour de 1, et les pixels dont la valeur de comptage n'est pas dans une fenêtre de valeurs comprise entre $(1 \pm 3 \sigma)$ sont considérés défectueux. La correction consiste à faire une interpolation de la façon suivant : si le pixel défectueux est isolé, on le remplace par la moyenne de ses quatre voisins, mais il faut procéder prudemment car les pixels voisins eux-mêmes sont très différents de la moyenne de leurs quatre voisins. Si on a un bloc vertical (colonne) de pixels défectueux, cette fois-ci l'interpolation se fait en remplaçant les valeurs de ce bloc par la moyenne des deux colonnes voisines, on procède de la même manière pour un bloc horizontal de pixels défectueux mais en prenant cette fois la moyenne des deux lignes voisines.

2.6 Calibration géométrique du PIXSCAN

La tomodensitométrie permet de reconstruire en 3D un volume à partir de ses projections 2D prises à différents angles de vue (clichés radiographiques). Afin de recouper précisément ces informations, la mise en œuvre d'algorithmes de reconstruction nécessite une connaissance précise de la géométrie du système, c'est-à-dire de la position et de l'orientation du détecteur par rapport au point source et à l'axe de rotation de l'objet. Les artéfacts dus à la géométrie ont fait l'objet de quelques études au cours des dernières années, des études menées pour connaître l'impact des différents paramètres sur les images reconstruites. Des simulations et reconstructions avec un scanner mal aligné sont présentées par Sun et al. [6] : les auteurs s'intéressent au positionnement u_0 du détecteur (Fig. 2.20) et de son orientation via les 3

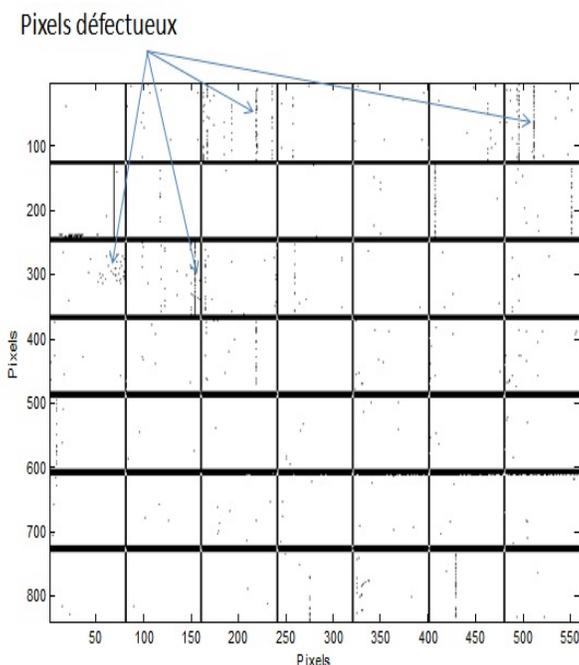


Fig. 2.15 – Carte des pixels défectueux du détecteur XPAD3. Les pixels près des bords des chips ont une plus grande surface ($\times 2,5$), ce sont les lignes blanches verticales, et les pixels cachés apparaissent comme des lignes horizontales noires. Ces pixels sont ignorés. Quelques colonnes brisées de pixels apparaissent ici et là en noir, ce sont les pixels défectueux.

angles (Fig. 2.21).

Comme la précision de cet alignement doit être excellente devant la taille des pixels pour ne pas dégrader la qualité des images reconstruites, il est très difficile de mesurer ces paramètres à l'aide de moyens métrologiques conventionnels. De plus, la position exacte de la source dans le tube à rayons X n'est pas connue, celle de la matrice de détection non plus. La solution retenue consiste à imaginer un objet dont les propriétés sont connues et à déterminer les paramètres à partir des projections théoriques et mesurées de cet objet sur le détecteur.

La géométrie du détecteur XPAD3 est une géométrie en tuiles. La position de chaque barrette est mesurée avec une machine 3D de très grande précision (de l'ordre de $10 \mu\text{m}$). Elle est représentée par les coordonnées des deux points situés dans les coins gauches et droits de chaque barrette lorsqu'elle est projetée sur un plan (géométrie interne du détecteur).

L'objet choisi est un tube en PVC creux à l'intérieur duquel sont collées au moins trois billes métalliques (Fig. 2.16). Les raisons de ce choix sont les suivantes : premièrement, les billes ont une géométrie sphérique et la forme de leur projection sur le plan du détecteur sera toujours une ellipse, que l'on pourra identifier. Ensuite, leur constitution métallique les rend pratiquement opaque aux rayons X et par conséquent parfaitement visible sur les images. Enfin, la projection du support cylindrique sur les images est indépendante de l'angle de rotation.

Le principe de la méthode présentée ici consiste à effectuer une rotation complète du gabarit cylindrique afin d'identifier les trajectoires des projections des billes sur le plan du détecteur (Fig. 2.17). Les équations de projection conique sont ensuite utilisées pour retrouver

les paramètres géométriques du système, qui sont ajustés par minimisation de l'erreur entre un modèle théorique de projection sur un plan et les projections observées sur le détecteur.

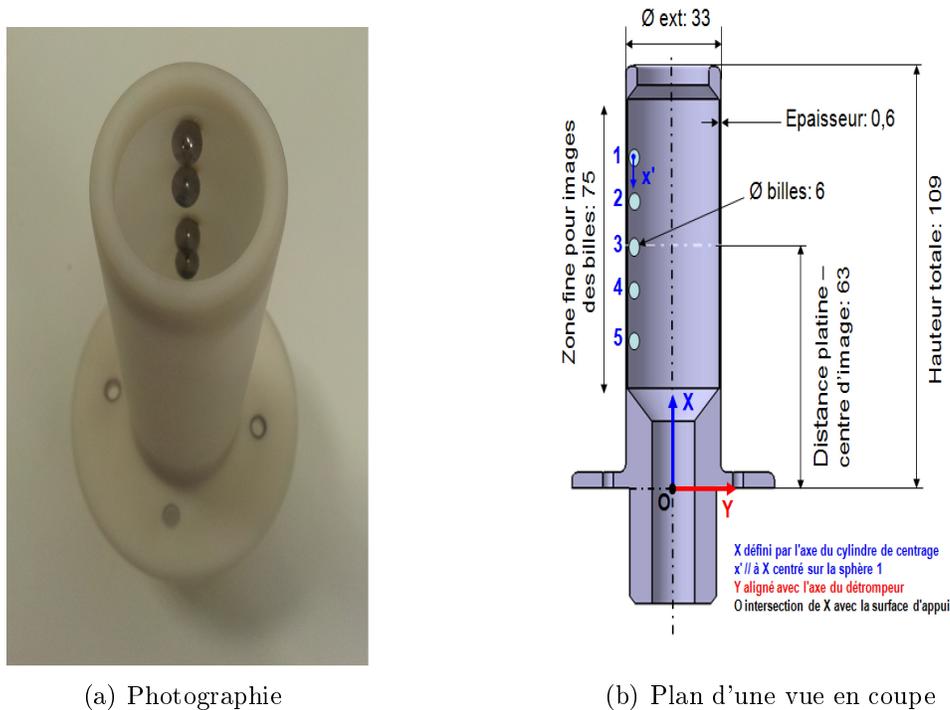


Fig. 2.16 – Fantôme de calibration utilisé pour l'alignement du PIXSCAN.

Les paramètres géométriques à déterminer pour la reconstruction sont les suivants :

- (X_t, Y_t, Z_t) , position de l'axe de rotation par rapport au point source.
- (X_p, Y_p, Z_p) , position du coin supérieur gauche du détecteur par rapport au point source.
- α angle de rotation du détecteur selon l'axe z par rapport au repère fixe.

Les autres paramètres sont :

- R_i , rayon de giration de la i^{me} bille.
- θ_i , phase de la i^{me} bille.
- Y_i , distance verticale entre la i^{me} bille et la bille numéro 1 (de haut en bas).

Les paramètres géométriques exacts sont déterminés par minimisation de l'erreur entre la projection analytique du centre des billes sur un plan et les coordonnées mesurées sur le plan du détecteur.

Avec le jeu de paramètres initial, on compare pour chaque angle de rotation et chaque bille le point de projection supposé sur le détecteur et le point réel enregistré, puis on ajuste les paramètres de manière à minimiser l'erreur globale. Les paramètres sont ajustés au mieux lorsque l'erreur ne varie plus d'une itération à l'autre (Fig. 2.18).

La précision de la méthode est donnée par la distribution des résiduels de la minimisation finale : elle traduit l'erreur moyenne faite sur chacun des points de la trajectoire projetée des

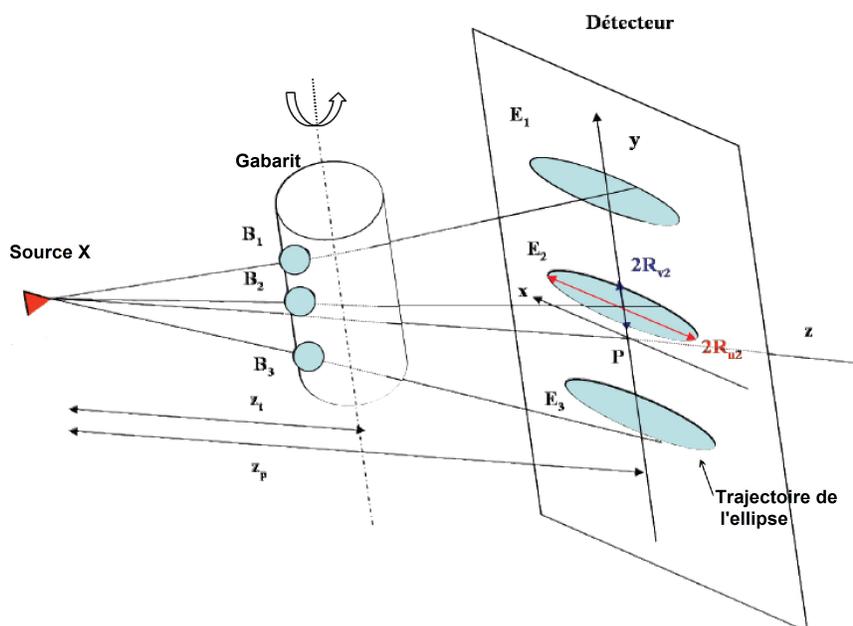


Fig. 2.17 – Principe de la calibration géométrique.

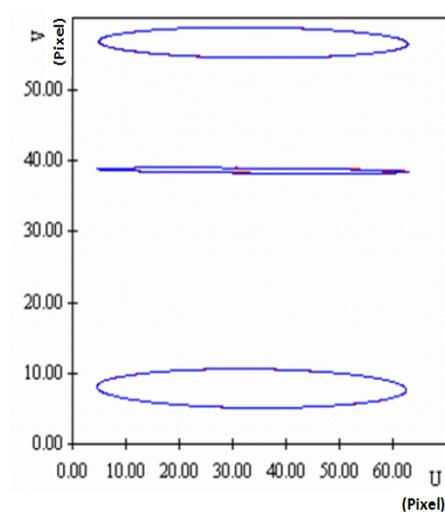
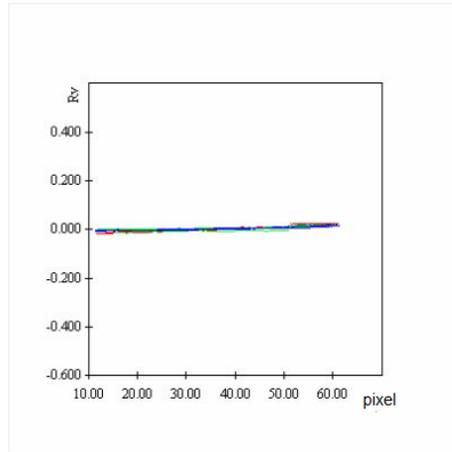


Fig. 2.18 – Trajectoires des billes ajustées (bleues) et calculées (rouges).

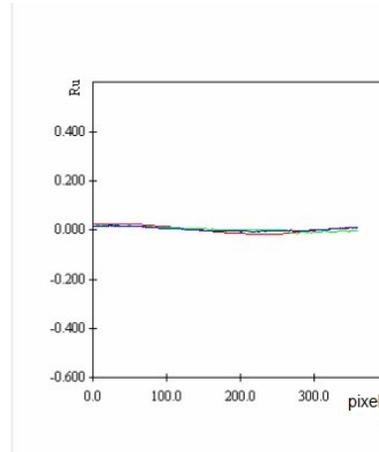
billes sur le détecteur par rapport aux équations de projection appliquées aux paramètres géométriques déterminés (Fig. 2.19).

Cette précision est de l'ordre de $10 \mu m$ et l'erreur relative associée aux paramètres retournés n'excède pas 10^{-3} . L'annexe C décrit les calculs détaillés de cette méthode de calibration [58] [59].

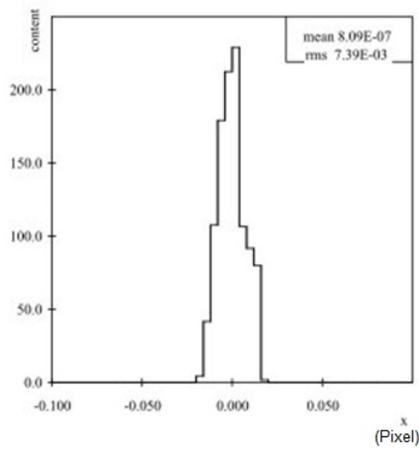
On constate qu'une translation du détecteur de moins de 2% déforme complètement les objets. Concernant l'orientation du détecteur, la rotation autour de l'axe normal au plan de projection produit des artefacts beaucoup plus importants que les 2 autres, qui correspondent



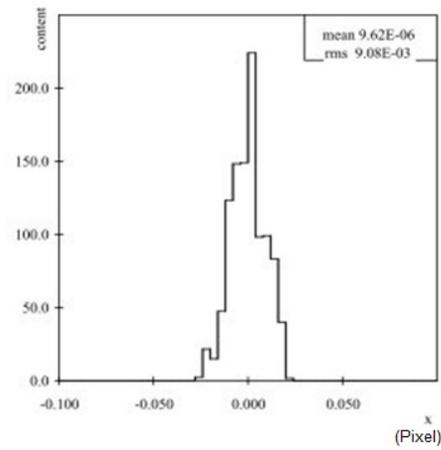
(a) Résiduels (en mm) verticaux



(b) Résiduels (en mm) horizontaux



(c) Histogramme des résiduels verticaux



(d) Histogramme des résiduels horizontaux

Fig. 2.19 – Précision de la méthode de calibration.

à l'orthogonalité du détecteur par rapport au rayon central.

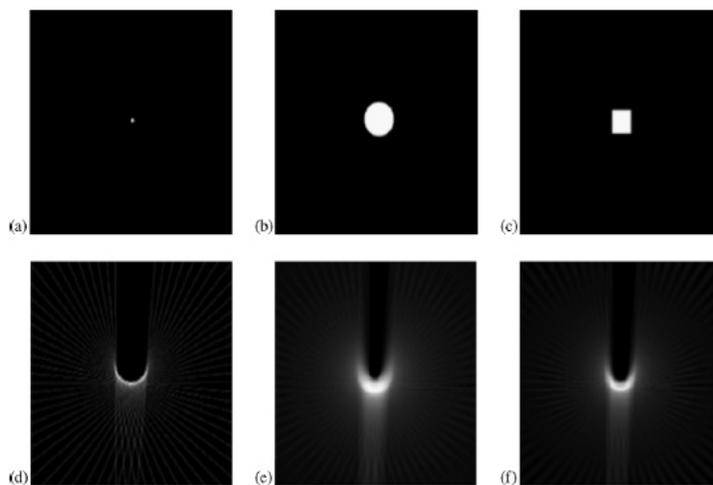


Fig. 2.20 – Étude de l’effet d’un mauvais alignement sur la reconstruction d’images [6] : sur la ligne du haut, plan médian des fantômes utilisés et sur la ligne du bas, plan médian des reconstructions obtenues avec u_0 décalé de 10 pixels. Le détecteur utilisé comporte 576 pixels en largeur, l’erreur est donc de 2% environ de la dimension de celui-ci [7].

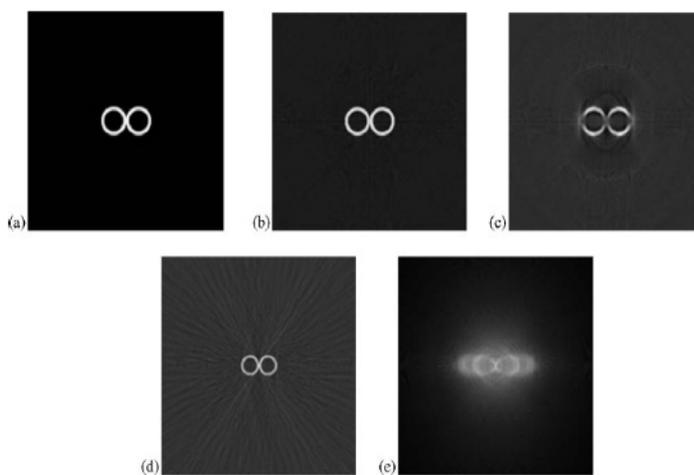


Fig. 2.21 – Étude de l’effet d’un mauvais alignement sur la reconstruction d’images [6]. (a) Coupe transaxiale du fantôme utilisé ; (b) plan médian de la reconstruction obtenue avec la bonne géométrie ; (c, d, e) Reconstruction à partir de projections avec une rotation non corrigée du détecteur d’angle $\theta = \pi/10$ autour de u , $\phi = \pi/4$ autour v et $\nu = \pi/7$ autour de w respectivement [7].

Chapitre 3

Caractérisation de la source de rayons X

3.1 Introduction

En tomodensitométrie, la caractérisation de la source de rayons X est une étape fondamentale d'une part pour l'évaluation approfondie de la dosimétrie du scanner et d'autre part pour le traitement des projections tomographiques des différentes études.

Dans ce chapitre nous décrirons l'étude menée pour caractériser le spectre d'énergie des sources de rayons X (RTW et UltraBright), leur fluence et leur débit de dose dans l'air. Nous présenterons également les méthodes de mesure et de correction des spectres d'énergie. Nous clôturerons ce chapitre par une évaluation des qualités de faisceau, qualités définies notamment par les paramètres CDA (couche de demi-atténuation) et le rapport signal sur bruit de la source.

3.2 Détermination des spectres d'énergie

Les mesures de spectre ont été réalisées avec un analyseur constitué d'un détecteur à conversion directe en CdTe de type Amptek XR-100T-CdTe (Amptek, Bedford, USA)¹ et d'un analyseur multicanal (Spectrum Techniques, Oak Ridge, USA) (Fig. 3.1). Le capteur mesure $3 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$, et est précédé d'une fine fenêtre en béryllium (Be) de $250 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. La forme du spectre d'énergie dépend des caractéristiques de la source de rayons X et de l'efficacité spectrale du détecteur. En particulier, une correction des phénomènes d'échappement des photons de fluorescence sera appliquée sur les spectres mesurés.

3.2.1 Calibration du spectromètre

Le dispositif de calibration du détecteur est présenté sur la Fig. 3.2. La calibration est effectuée à l'aide d'une source d'américium ^{241}Am dont les pics d'émission caractéristiques sont 26,3, 33,2 et 59,5 keV (Fig. 3.3 et Fig. 3.4). Pour vérifier la stabilité de la calibration dans le temps, nous avons enregistré différents spectres de la source d'américium à quelques jours

1. <http://www.amptek.com>



Fig. 3.1 – Spectromètre XR100T-CdTe, AmpTek, Bedford, USA.

d'intervalle (Fig. 3.5). Nous avons remarqué une différence de calibration des mesures (les spectres ne se superposent pas), qui provient de l'électronique de détection et qui nécessite que nous calibrions le détecteur avant chaque série d'acquisition de spectres.

La Fig.3.6 montre la régression linéaire des points de calibration de notre détecteur que

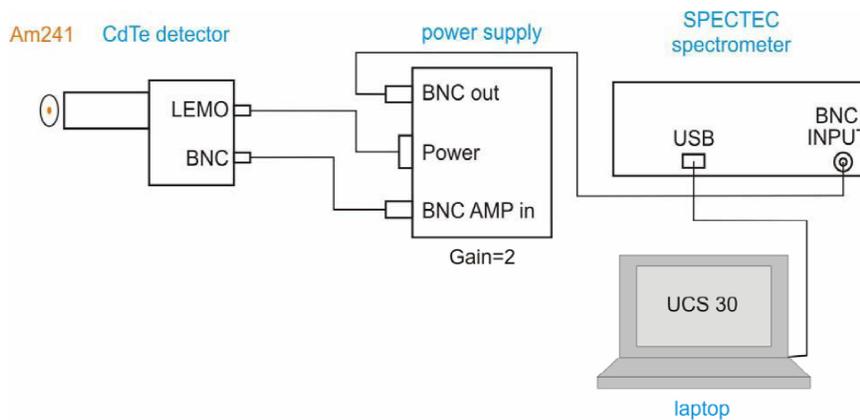


Fig. 3.2 – Dispositif de calibration du détecteur CdTe.

nous avons pu déterminer en connaissant a priori les énergies des pics caractéristiques. Le spectre de la source d'Américium calibré et la correspondance de chaque pic de ce spectre sont montrés sur la Fig. 3.7.

3.2.2 Acquisition des spectres

La première étape de cette étude consiste à mesurer le spectre d'émission de la source dans différentes configurations (tension, courant, filtres). Pour cela il faut collimer le faisceau arrivant sur le capteur car le tube à rayons X délivre un flux important de photons. On utilise des rondelles de tungstène d'1 mm d'épaisseur percées d'un trou de 25 à 400 μm de diamètre (Fig. 3.8). Le choix du diamètre dépend du flux de photons que l'on veut acquérir : le

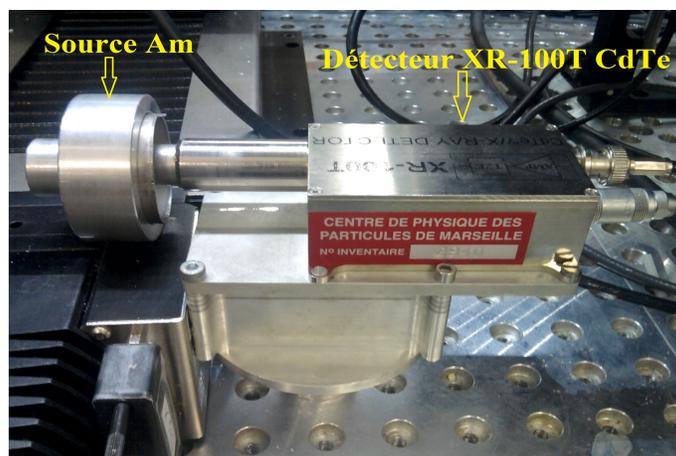


Fig. 3.3 – Photographie du détecteur avec la source d'américium 241.

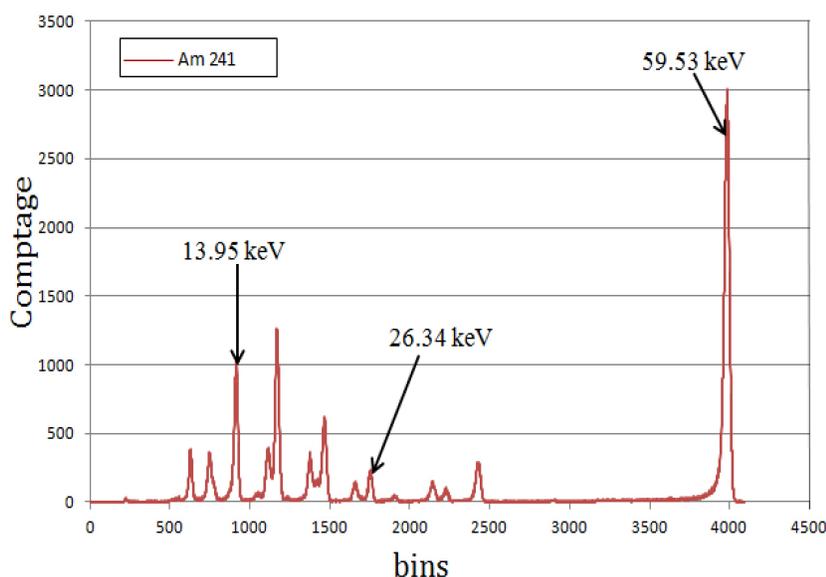


Fig. 3.4 – Spectre brut de la source d' ^{241}Am mesuré avec le détecteur CdTe.

programme d'acquisition du spectromètre indiquant le taux d'empilement, on veille à ne pas dépasser quelques pourcents pour ne pas fausser la prise de données, ce qui correspond à un taux de comptage maximum de 1,4 kHz.

Dans la partie qui suit on s'attachera donc à caractériser la source à anode de molybdène décrite précédemment en mesurant ses spectres d'énergie et la qualité de son faisceau.

3.2.3 Correction de la réponse en énergie du détecteur

La Fig. 3.9 montre le spectre mesuré avec la source RTW (50 kV, 100 μA) avec une filtration additionnelle de 3 mm d'aluminium. L'allure de ce spectre montre un fond continu de rayonnement de freinage sur lequel se superposent les pics de fluorescence du Mo à 17,4 keV

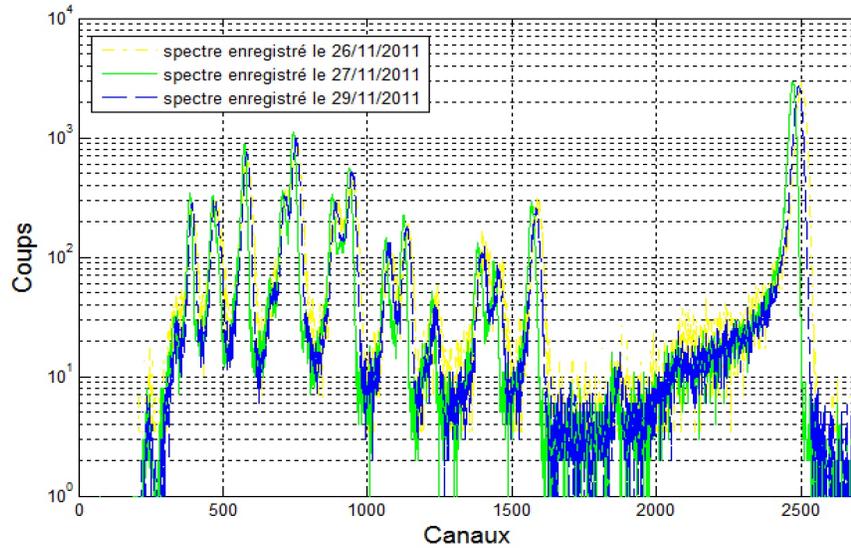


Fig. 3.5 – Différents spectres de la source ^{241}Am enregistrés avec le spectromètre à plusieurs heures d'intervalle.

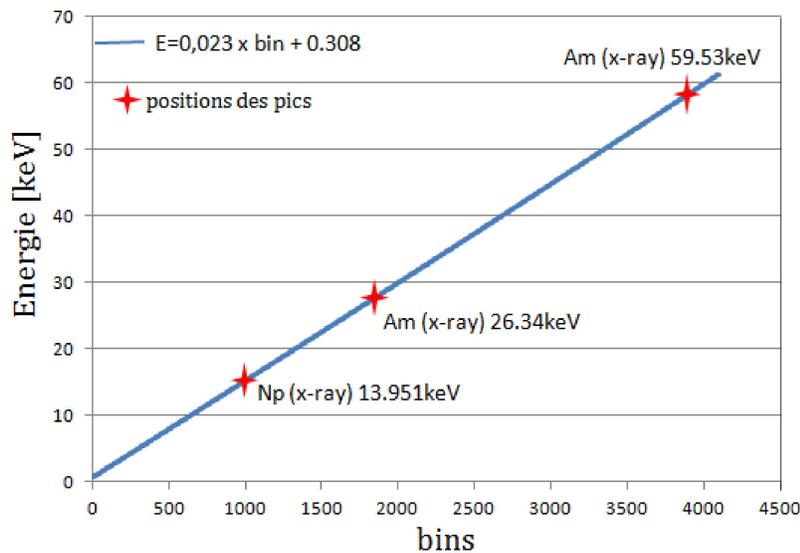


Fig. 3.6 – Droite de calibration du détecteur CdTe.

et 19,6 keV. Il en résulte également pour partie de l'échappement des rayons X de fluorescence du Cd et du Te émis avec des énergies de 26,7 keV et 31,8 keV respectivement, qui entraîne une perte d'énergie mesurée par une partie des photoélectrons résultant de l'interaction du faisceau de rayons X dans le capteur CdTe. La détection de ces photoélectrons apparaît alors dans la partie à basse énergie du spectre mesuré. D'autre part, le brusque accroissement de la section efficace photoélectrique aux énergies de liaison des électrons de la couche K du Cd et du Te, appelés K-edge, et donc de l'efficacité de détection du capteur est clairement visible dans le spectre. L'acquisition du spectre de la source réalisé au CPPM a montré que la

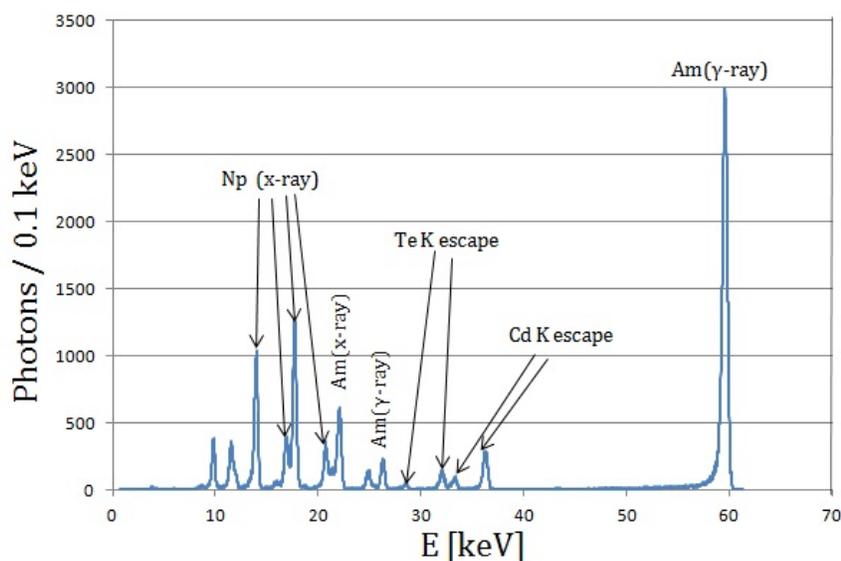
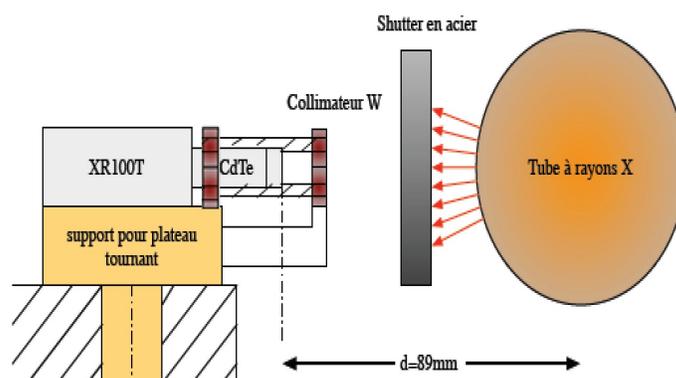
Fig. 3.7 – Spectre de la source d'Am²⁴¹ calibré.

Fig. 3.8 – Dispositif d'acquisition des spectres du tube à rayons X. Le détecteur est monté sur un support adapté au plateau tournant. On peut voir la rondelle de collimation juste devant la fenêtre d'entrée du spectromètre.

composition du détecteur, le CdTe, agit fortement sur le spectre (Fig. 3.9). Ce phénomène est expliqué sur la Fig. 3.10 pour le cas du Te. L'algorithme suivant [60] permettant de corriger les distorsions du spectre dues au détecteur CdTe a été utilisé. Cette correction initialement introduite par Maeda [61] prend en compte la réponse réelle du détecteur complet et donc corrige toutes les interactions (photoélectrique, Compton et Rayleigh) dans le cristal de CdTe :

$$N_{\gamma \text{ réels}}(E_0) = \frac{N_{\gamma \text{ comptés}}(E_0) - \sum_{E=E_0+0,1}^{E_{max}} R(E_0, E) N_{\gamma \text{ réels}}(E)}{R(E_0, E_0)} \quad (3.1)$$

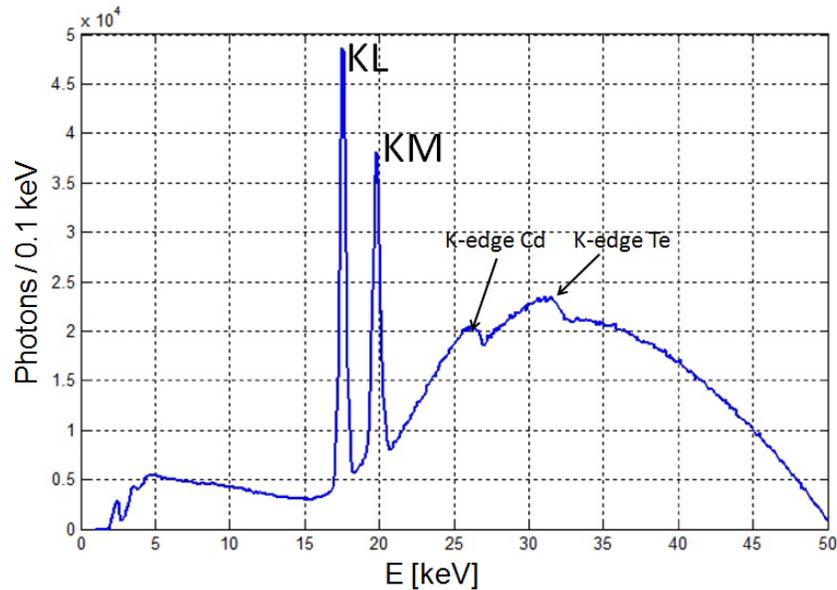


Fig. 3.9 – Spectre obtenu avec le détecteur CdTe au CPPM après une filtration supplémentaire de 3 mm d'aluminium.

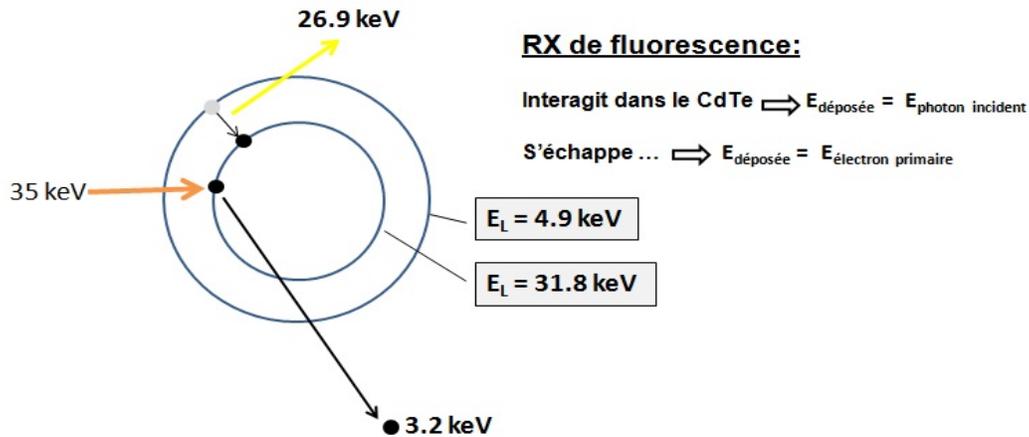


Fig. 3.10 – Deux cas sont envisageables lors de la détection des rayons-X dans le CdTe pour des énergies supérieures aux pics de fluorescence : (i) Le photon de fluorescence interagit avec le CdTe, alors toute l'énergie est détectée, dans ce cas 35 keV ; (ii) Le photon de fluorescence s'échappe du détecteur, alors seul l'électron primaire est détecté, ici 3,2 keV (cas du Te). Le photon de fluorescence peut également être partiellement absorbé.

Avec :

- 0,1 keV correspond au pas de discrétisation du spectre pour calculer la réponse avec Geant4.
- $N_{\gamma \text{ réels}}(E_0)$, le nombre de photons corrigé à l'énergie E_0 ;
- $N_{\gamma \text{ comptés}}$, le nombre de photons comptés lors de l'acquisition ;

- $R(E_0, E)$, la réponse monoénergétique du détecteur ;
- $R(E_0, E_0)$, l'efficacité du pic à l'énergie E_0 .

Pour connaître la réponse monoénergétique $R(E_0, E)$ à n'importe quelle énergie nous avons simulé le pouvoir d'absorption du substrat CdTe (Fig. 3.11) en utilisant la plate-forme de simulation Monte Carlo GATE (Geant4 Application for Emission Tomography), développée par une collaboration internationale² [62]. La Fig. 3.12 montre l'effet de la fluorescence sur l'efficacité du CdTe $R(E_0, E_0)$. On remarque que la fenêtre d'entrée en béryllium du détecteur atténue les basses énergies.

L'algorithme de correction redistribue les basses énergies résultant de l'échappement de tous les photons primaires, diffusés et de fluorescence dans le spectre à haute énergie (Fig. 3.13). Bien que cette distribution ne soit pas parfaite, nous estimons que ce spectre est raisonnable.

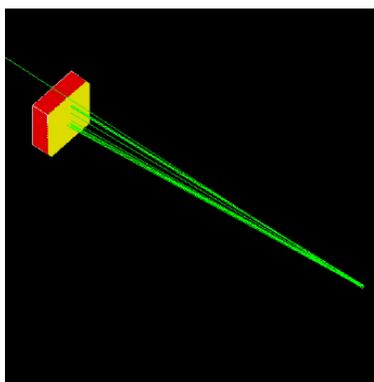


Fig. 3.11 – Visualisation de la géométrie définie pour la simulation d'efficacité. Le CdTe est dessiné en rouge, la fenêtre de Be en jaune et les traces vertes représentent la trajectoire des photons.

3.3 Spectres d'énergie du tube à rayons X RTW

Les différents facteurs d'influence sur le spectre d'énergie de la source sont :

- La tension appliquée entre l'anode et la cathode du tube.
- Le courant circulant dans la cathode (filament).
- La filtration additionnelle.

Une calibration stable et une collimation optimale ont permis d'acquérir en peu de temps un grand nombre de spectres à différentes tensions d'accélération et différentes filtrations en se mettant dans les conditions de mesure décrites précédemment. Nous avons également mesuré les spectres en faisant varier l'intensité de courant circulant dans le filament.

2. <http://opengatecollaboration.healthgrid.org/>

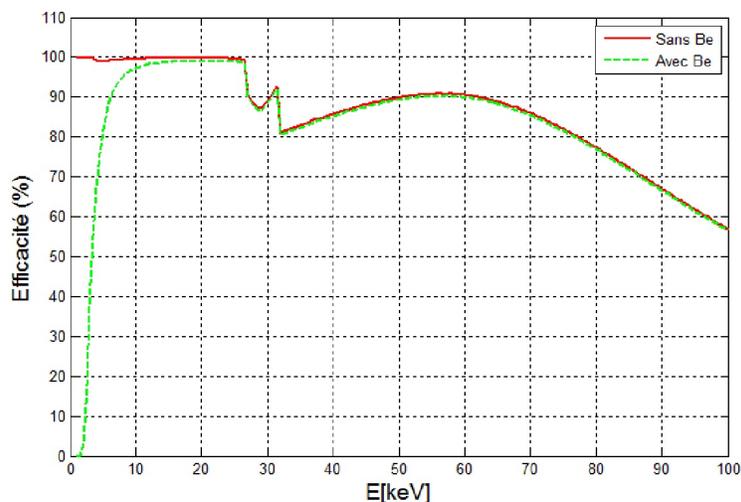


Fig. 3.12 – Effet de la fluorescence sur l'efficacité du CdTe.

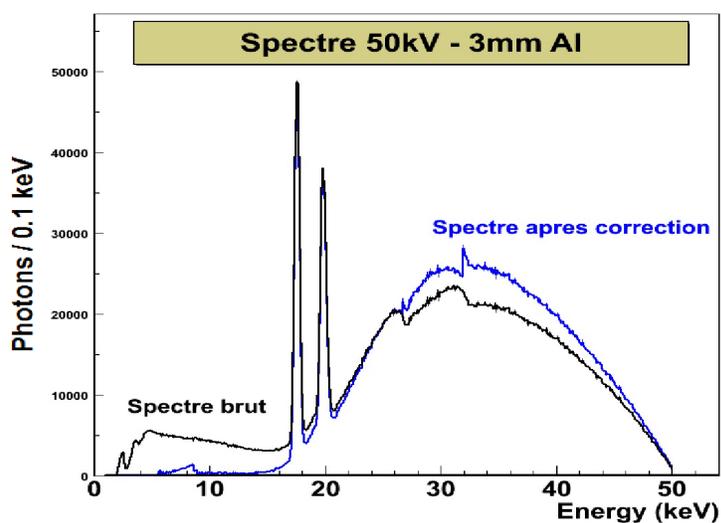


Fig. 3.13 – Effet de la redistribution d'un spectre par l'algorithme de correction.

3.3.1 Variation en tension

La Fig. 3.14 présente les spectres d'énergie de la source RTW sans filtration additionnelle lorsque l'on fait varier la tension appliquée au tube. Typiquement, le spectre est constitué des deux raies caractéristiques du molybdène (anode) présentes respectivement à 17,4 keV (transitions KL ou $K\alpha$) et 19,6 keV (transitions KM ou $K\beta$), et d'une composante continue distribuée entre 0 et l'énergie maximum correspondant à la tension appliquée au tube. Pour une durée d'acquisition donnée, on remarque qu'une augmentation de la haute tension (kV) permet d'accroître la hauteur du spectre et augmente son énergie moyenne. Nous pouvons voir aussi que l'énergie maximale dépend bien de la tension appliquée. Les photons auront

au maximum une énergie en keV valant la tension appliquée en kV. Ce qui nous intéresse est le rapport pic/intégrale du spectre. Comme nous le voyons sur le Tableau 3.1, la valeur maximum du pic augmente avec la tension (Fig. 3.14). Au final, l'augmentation de la tension améliore le rapport pic/intégrale du spectre. Cet effet pourra cependant être modifié avec l'emploi de filtres.

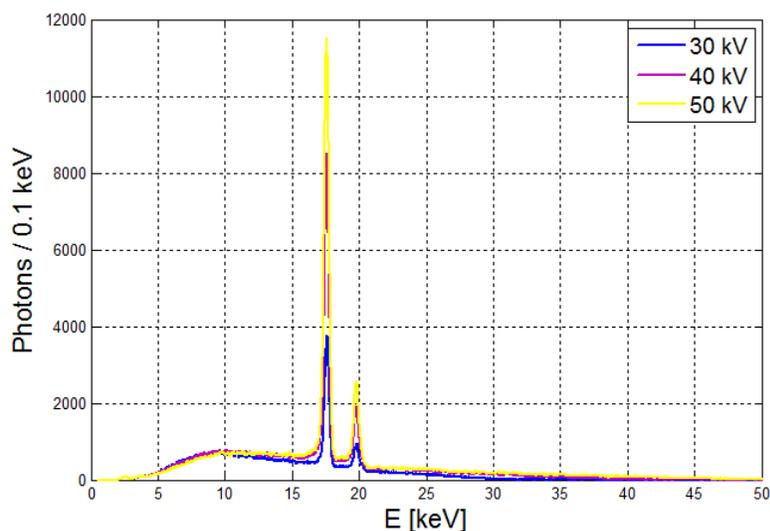


Fig. 3.14 – Spectres d'énergie de la source de rayons X sans filtration additionnelle en fonction de la tension appliquée au tube (courant : 10 μ A).

Tension [keV]	Rapport pic/intégrale du spectre	Amplitude K_{α} [coups]
30	0,171	3764
35	0,217	5631
40	0,251	8521
45	0,276	9903
50	0,295	11517

TABLE 3.1 – L'amplitude maximale et le rapport pic/spectre pour différentes valeurs de tension.

3.3.2 Variation en courant

Théoriquement, le flux de la source augmente proportionnellement avec l'intensité du courant appliqué au filament. En effet, si la tension donne de l'énergie aux électrons, c'est l'intensité de ce courant qui contrôle le nombre d'électrons émis par la cathode.

La Fig. 3.15 montre effectivement une augmentation de l'intégrale du spectre lorsque nous augmentons l'intensité du courant de la source. Une augmentation de courant (mA) permet

donc d'accroître linéairement l'intégrale du spectre.

La relation de linéarité entre le nombre de coups et l'intensité de courant de la source est montrée sur le Tableau 3.2 et sur la Fig. 3.16, pour les intensités assez basses (10, 20 et 30 μA).

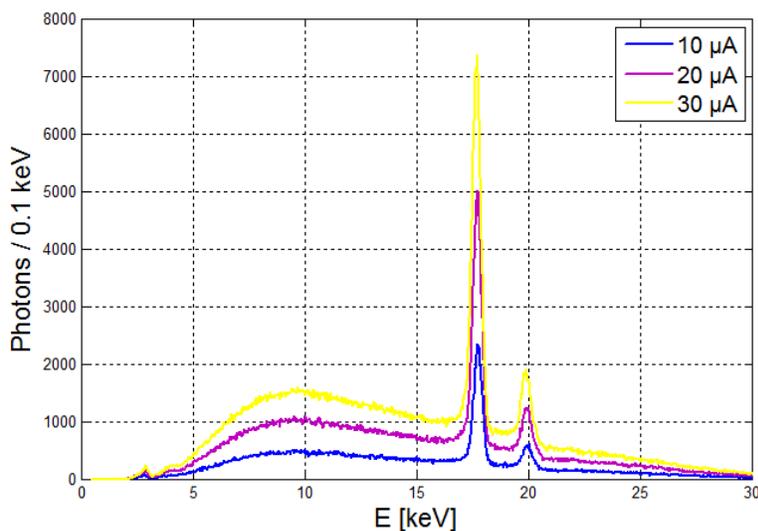


Fig. 3.15 – Spectres d'énergie de la source de rayons X sans filtration additionnelle en fonction du courant de filament (tension : 30 kV).

Intensité de courant [μA]	Amplitude K_α	Amplitude K_β	Rapport K_α /intégrale spectre
10	2353	607	0,179
20	5012	1249	0,179
30	7360	1901	0,179

TABLE 3.2 – Linéarité entre le nombre de coups et l'intensité de courant de la source pour des intensités basses.

3.3.3 Mesures avec les filtres

Une filtration additionnelle permet d'atténuer plus ou moins fortement certaines composantes du spectre d'énergie et notamment celles de basse énergie. Il en résulte une augmentation systématique de l'énergie moyenne du spectre d'émission de la source (durcissement du faisceau). De plus, de la nature du filtre dépend le profil d'atténuation et par conséquent l'allure résultante du spectre. Dans notre cas particulier, nous pouvons prétendre éliminer préférentiellement le rayonnement de freinage de basse et haute énergie, de manière à ce que

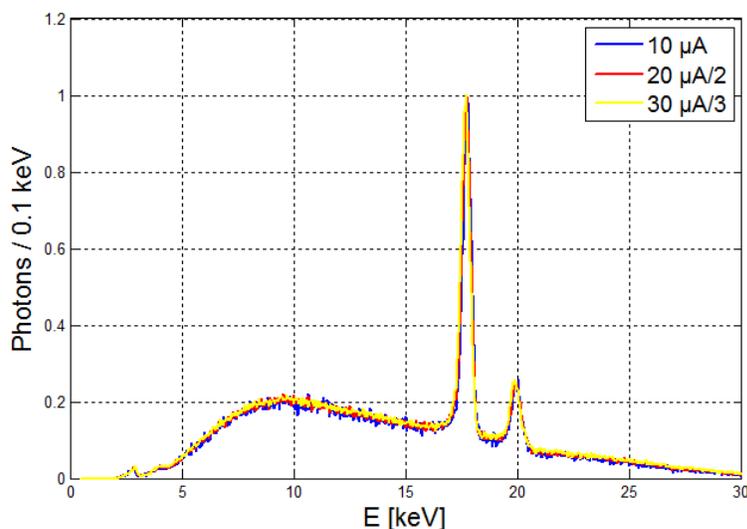


Fig. 3.16 – Représentation des spectres obtenus avec un courant de 10, 20 et 30 μA normalisés à leur valeur maximum. On a bien (Nombre de coups à 20 μA) = 2 * (Nombre de coups à 10 μA) et (Nombre de coups à 30 μA) = 3 * (Nombre de coups à 10 μA).

Filtre	Épaisseur [mm]	K-edge [keV]
Aluminium	0,5, 1, 1,5, 2, 2,5, 3, 6	1,56
Cuivre	0,1, 0,15	8,9
Argent	0,25, 0,5	25,5
Niobium	0,025	19
Molybdène	0,03	20

TABLE 3.3 – Filtres avec les différentes épaisseurs utilisées pour les mesures.

le rayonnement caractéristique constitue à lui seul le signal utile de la source.

Le Tableau 3.3 résume les différents filtres utilisés et leurs épaisseurs.

Les coefficients d'atténuation linéiques des différents filtres sont présentés sur la Fig. 3.17 en fonction de l'énergie des rayons X. Nous voyons clairement qu'il y a une énorme différence entre l'aluminium et les autres. En fait, l'effet d'un filtre d'aluminium est de filtrer complètement les basses énergies pour ne garder qu'un fond continu entre 30 et 50 keV. Celui d'un filtre de niobium permet au contraire de garder que la raie K_α du Mo à 17,4 keV. Pour privilégier les raies K_α et filtrer de part et d'autre, il faut prendre un filtre dont l'élément a une raie K d'absorption juste au dessus, c'est-à-dire Z-1. Le Nb s'impose donc. Nous allons maintenant détailler les mesures effectuées avec les différents filtres.

3.3.3.1 Filtres d'aluminium et cuivre

Le but de ces mesures est de définir l'épaisseur du filtre que l'on veut utiliser pour nos différentes expériences. L'utilisation d'un filtre d'Al ou de Cu dans le spectre d'absorption

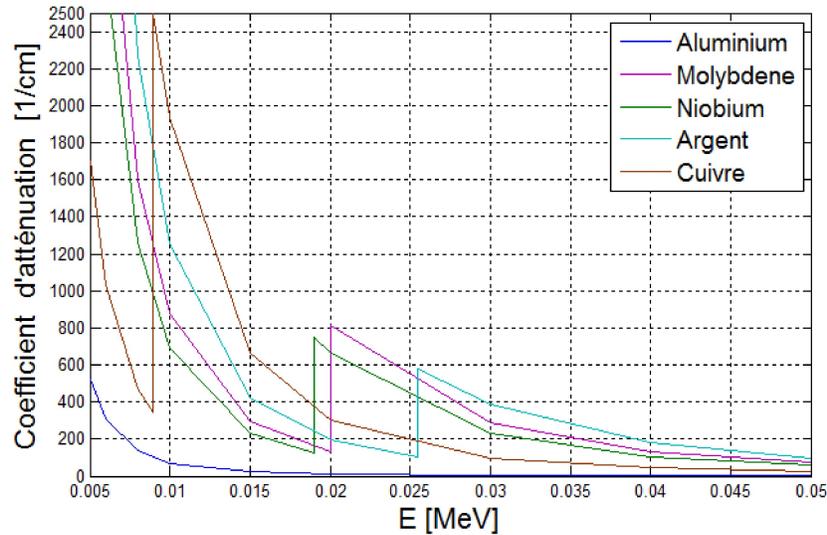


Fig. 3.17 – Les différentes valeurs du coefficient d'atténuation du molybdène, de l'aluminium, du niobium, de l'argent et du cuivre⁴.

ne présente pas de discontinuités dans la gamme qui nous intéresse (20 - 50 keV) permet de durcir le spectre du tube à anode de Mo et de réduire en fonction de l'épaisseur l'amplitude des raies caractéristiques (Fig. 3.18 et Fig. 3.19). Ceci est intéressant car le débit de dose est plus important aux basses énergies.

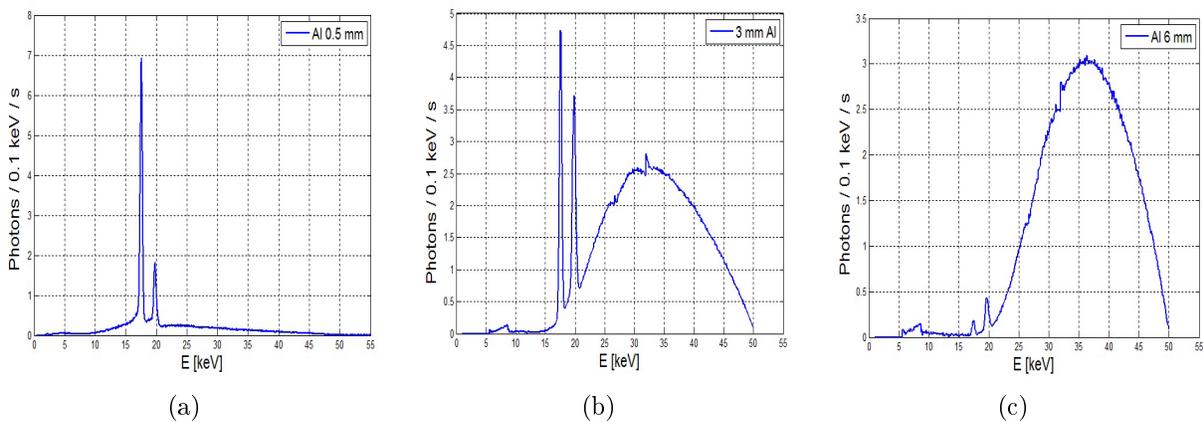


Fig. 3.18 – Spectres d'énergie de la source de rayons X avec une filtration additionnelle de 0.5 mm (a), 3 mm (b) et 6 mm (c) d'Al (tension : 50 kV, courant : 10 μ A). L'effet de la correction de l'échappement des photons est minimale dans le cas d'un spectre mou, typiquement sans filtre.

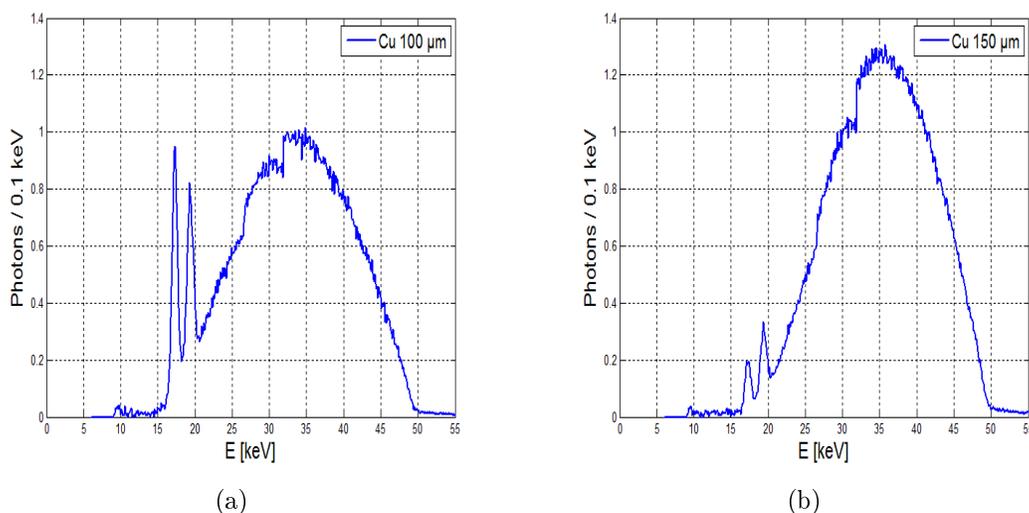


Fig. 3.19 – Spectres d'énergie mesurés pour des filtres de (a) 0,1 mm et (b) 0,15 mm de Cu (50 kV, 400 μ A).

3.3.3.2 Filtre de molybdène et niobium

L'utilisation de filtres haute densité tels que le molybdène (Mo) ou le niobium (Nb) est très intéressante car elle permet, en plus d'une filtration efficace des rayons X de basse énergie, de filtrer fortement ceux de haute énergie en-dessus de leurs K edge situées respectivement à 20 et 19 keV. L'épaisseur des filtres de molybdène couramment utilisés en mammographie est comprise entre 30 et 60 μ m, ce qui équivaut à une épaisseur de niobium comprise entre 40 et 75 μ m. La Fig. 3.20 présente le spectres d'énergie de la source lorsque celle-ci est filtrée respectivement par 25 μ m de niobium ou 30 μ m de molybdène. Dans le cas du filtre en molybdène, le spectre d'énergie résultant est principalement constitué par les deux raies caractéristiques. Dans le cas du filtre en niobium, seule la première raie caractéristique (17,4 keV) survit à la filtration et constitue dès lors la composante principale du spectre qui tend à s'approcher d'un spectre monochromatique. Cette qualité est très intéressante pour la détermination des coefficients d'atténuation des images tomодensitométriques. L'utilisation de filtres mixtes à base de niobium et de molybdène est également envisagée, car l'association de ces deux matériaux (Fig. 3.20) permet d'une part d'éliminer la raie caractéristique à 18,6 keV (Nb) et d'autre part d'accroître la filtration à basse et haute énergie (Mo), rendant ainsi sensiblement le caractère monochromatique de la source.

3.3.3.3 Filtre d'argent

Le dernier filtre que nous avons étudié pour nos mesures est le filtre d'argent avec deux épaisseurs différentes (25 μ m et 50 μ m). Le résultat obtenu est représenté sur la Fig. 3.21, on y voit très bien la coupure en énergie à 25 keV (valeur qui correspond au K-edge de l'Ag), pour le filtre d'Ag de 25 μ m on constate qu'on n'élimine effectivement pas les raies de

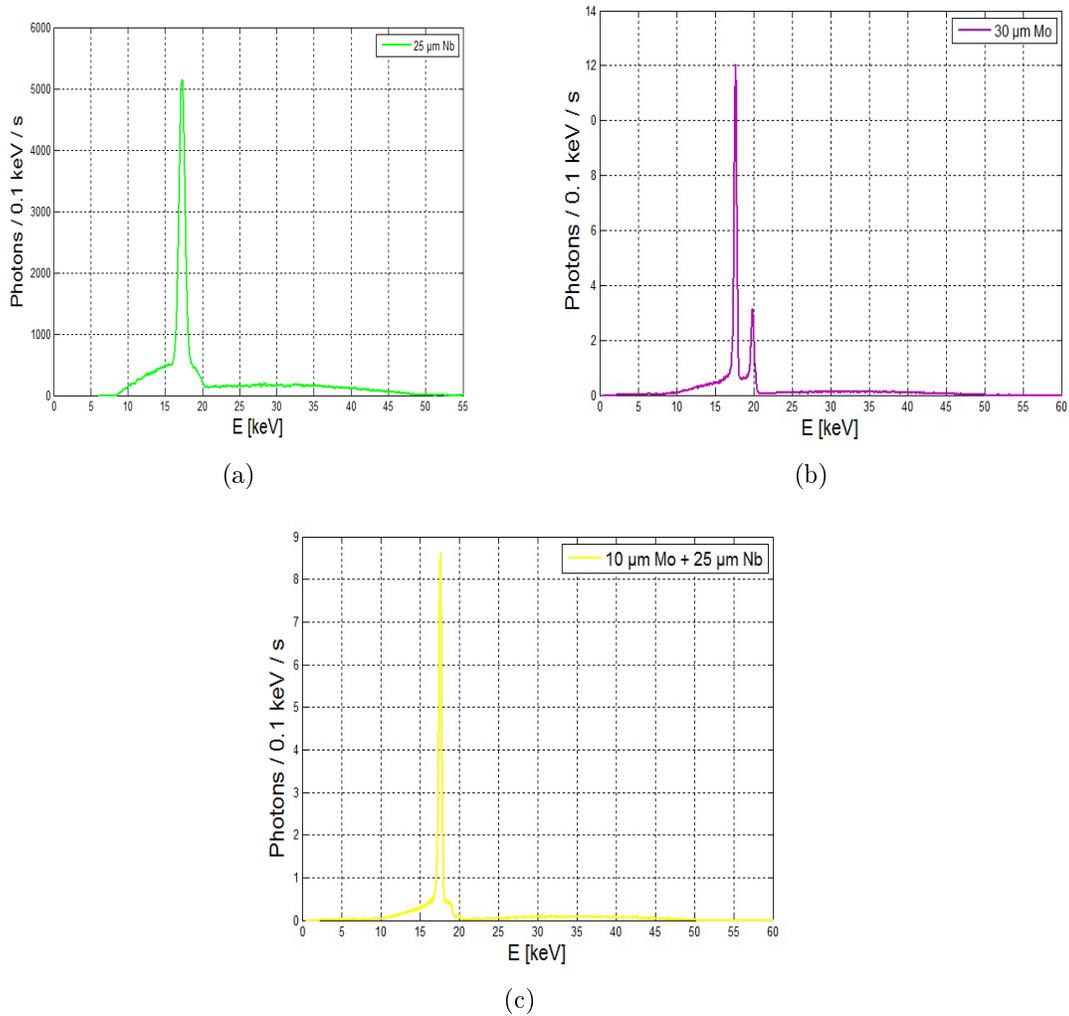


Fig. 3.20 – Spectres d'énergie de la source de rayons X (50 kV, 30 μ A) pour différentes filtrations additionnelles de 25 μ m de niobium (a), de 30 μ m de molybdène (b) et de 10 μ m de Mo plus 25 μ m de Nb.

fluorescence du Mo à 17,4 keV et à 19,6 keV (atténuation très faible des deux pics), ces deux pics sont logiquement plus atténués dès qu'on augmente l'épaisseur du filtre comme on peut le constater avec le filtre d'Ag de 50 μ m.

3.4 Problème de focalisation de la source de rayons X Oxford Instruments

Les images du fantôme de billes utilisé pour la calibration géométrique obtenues avec la source Oxford Instruments présentent une ombre sur le côté gauche des billes (Fig. 3.22).

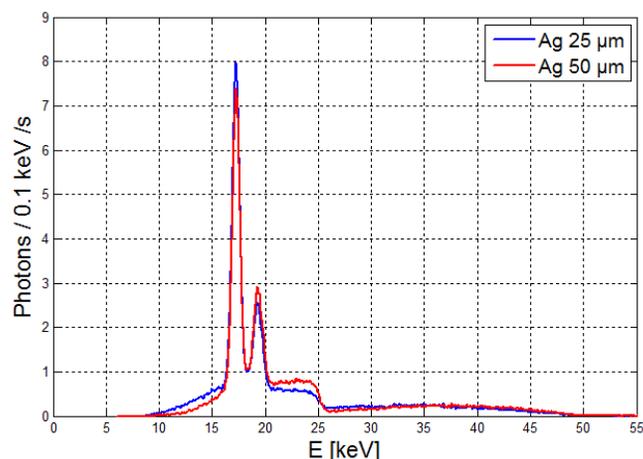


Fig. 3.21 – Spectres d'énergie de la source de rayons X (60 kV, 200 μ A) pour différentes filtrations additionnelles de 25 μ m d'argent (bleu) et de 50 μ m d'argent (rouge).

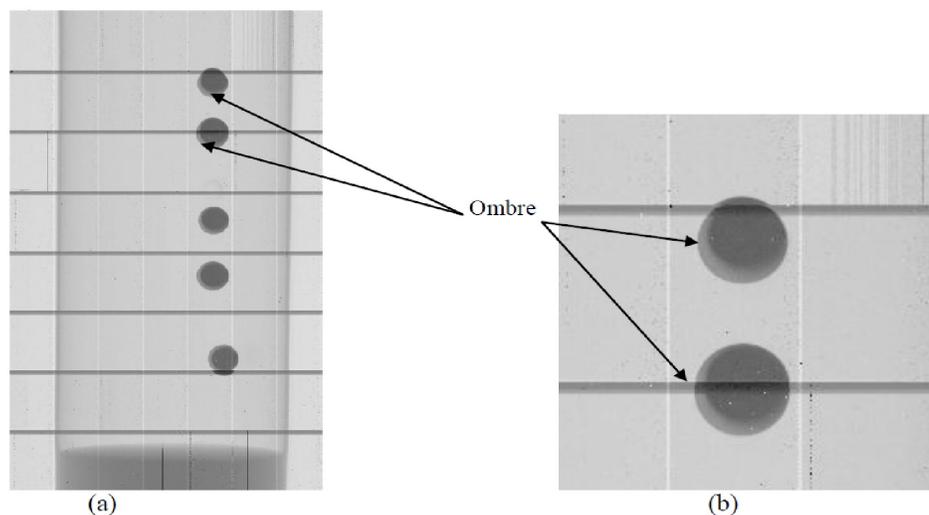


Fig. 3.22 – (a) Projection du faisceau conique des 5 billes en acier (échelle logarithmique). (b) Zoom sur la région des billes.

Pour essayer de comprendre l'origine de cette ombre, nous avons utilisé un collimateur en tungstène percé d'un trou au centre d'un diamètre de 400 μ m comme fantôme. Le collimateur est fixé sur un support en polystyrène (Fig. 3.23).

L'image obtenue avec cette méthode est représenté dans la Fig. 3.24. Notons la présence d'un "satellite" en forme de croissant sur le côté droit du trou de collimation. La distance horizontale entre l'image du trou de collimation et le croissant est de l'ordre de 1 mm. Sur la Fig. 3.25, nous présentons un tracé de contours de la région centrale de la projection montrée ci-dessus.

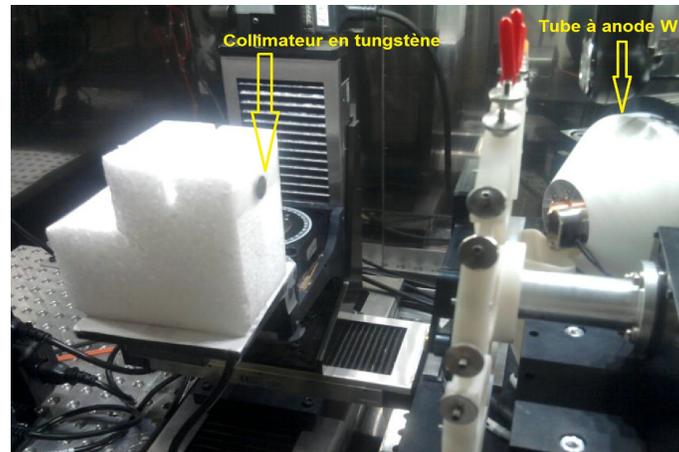


Fig. 3.23 – Photographie du dispositif d'imagerie pour comprendre l'origine de l'ombre observé sur les images des billes.

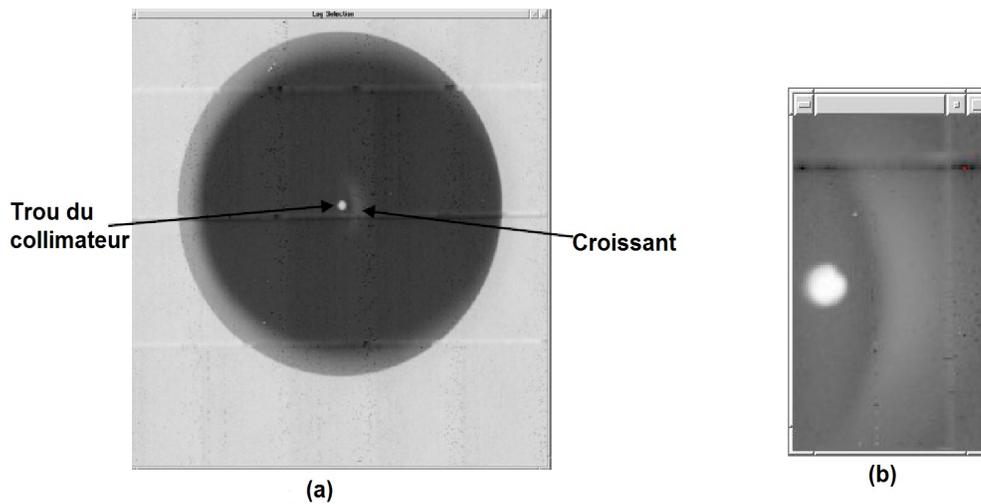


Fig. 3.24 – (a) Projection du collimateur en tungstène (échelle logarithmique). (b) Zoom sur la région centrale l'image de projection du collimateur (échelle logarithmique).

Ce halo, qui résulte probablement d'une fluorescence dans la partie de cuivre entourant l'anode de tungstène nous empêche d'accomplir des tomographies parfaitement résolues d'un objet. Le tube à rayons X a été renvoyé au constructeur, qui a pu reproduire cet effet. Une nouvelle géométrie de l'anode est actuellement étudiée par le constructeur pour pallier ou tout le moins réduire drastiquement cet effet.

Le rapport entre le maximum du pic central et celui croissant est de l'ordre de 8, c'est-à-dire le maximum du croissant représente 12 % du maximum du pic central.

Mesures avec la caméra CCD

Nous avons refait la mesure précédente en utilisant cette fois-ci la caméra CCD DALSA XR-4 décrite dans la chapitre 2 (2.2.4) et qui fonctionne en mode intégration de charges.

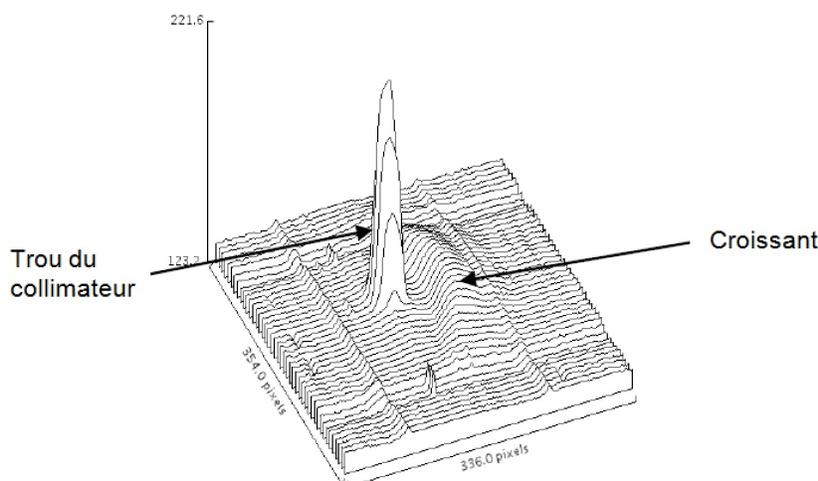


Fig. 3.25 – Plot de surface 3D.

Comme avec la détecteur XPAD3, nous n'avons pas utilisé de filtre ni de collimateur entre la source et l'objet.

Les résultats obtenus avec la caméra CCD pour les images du fantôme de billes et celles du collimateur sont montrés sur la Fig. 3.26. Comme avec le détecteur à pixel hybride XPAD3, on remarque l'existence d'une ombre sur le côté de chaque bille. Nous notons également la présence d'un halo en forme de croissant sur le côté du trou de collimation. Cette mesure démontre que le problème du halo est indépendant du type de détecteur utilisé.

Pour finaliser cette étude, nous avons utilisé le tube à rayons X RTW pour refaire cette mesure. La source Mo est placé dans la boîte PIXSCAN II à la même position que la source Ultrabright. L'expérience présentée ici réalisé avec une tension de 40 kV et une puissance de 20 W. Nous n'avons pas utilisé de filtre entre le tube à rayons X et l'objet.

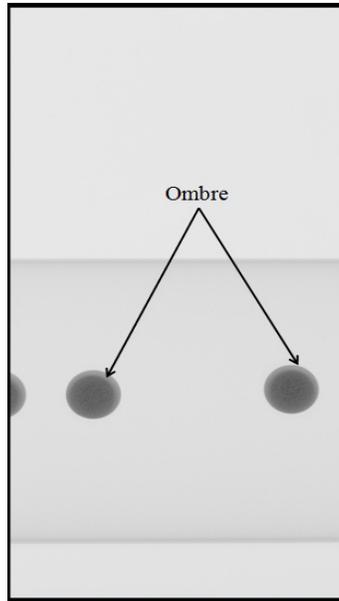
L'image obtenue avec cette source est représentée dans la Fig. 3.27. Sur la Fig. 3.28, nous présentons un tracé de contours de la région centrale de cette projection.

Sur ces deux figures (3.27 et 3.28) nous constatons la disparition du halo en forme de croissant sur le côté droit du trou de collimation. Donc, quand on utilise une autre source le problème ne se produit pas.

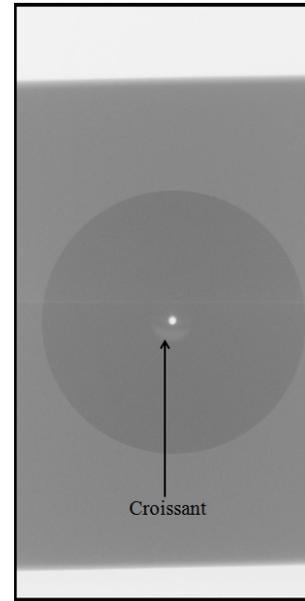
3.5 Faisceaux standardisés

La caractérisation de la TDM par comptage de photons et par intégration de charges passe par une caractérisation du faisceau de la source de rayons X. Cette caractérisation est définie par les paramètres suivants :

1. Matériau de l'anode
2. Tension d'alimentation du tube (kV)
3. Couche de demi-atténuation (CDA ou HVL, en mm d'aluminium) du faisceau
4. Carré du rapport Signal sur Bruit du faisceau (SNR^2 , en photons/mm²/μGy)



(a) Projection du faisceau conique des 5 billes en acier (échelle logarithmique).



(b) Projection du faisceau conique du collimateur en tungstène (échelle logarithmique).

Fig. 3.26 – Mesures du halo de la source Oxford Instruments avec la caméra CCD DALSA XR-4.

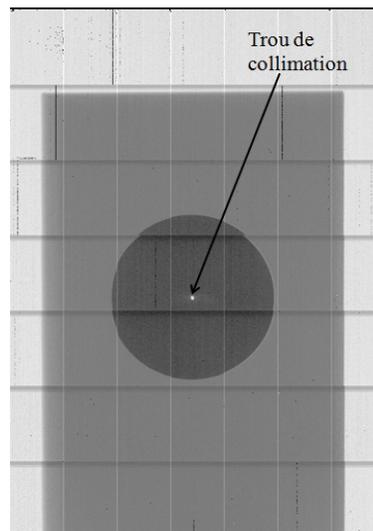


Fig. 3.27 – Projection du faisceau conique du collimateur en tungstène (échelle logarithmique) mesuré avec la source Mo.

Dans la partie qui suit, on produira trois faisceaux avec le tube RTW à anode de Mo que l'on s'attachera à caractériser complètement. Le premier est obtenu sans aucune filtration

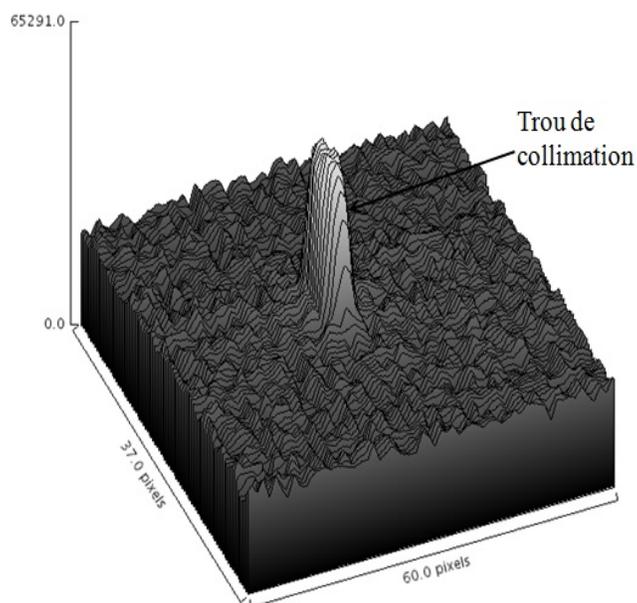


Fig. 3.28 – Plot de surface 3D.

additionnelle à 40 kV, 200 μA , le second avec une filtration additionnelle de 2,5 mm d'aluminium à 50 kV, 500 μA et le troisième en ajoutant un filtre en niobium de 25 μm à 40 kV, 380 μA .

Les mesures de doses seront réalisées avec un dosimètre Diados PTW (cf. Fig. 3.29). Celui-ci est calibré pour des faisceaux satisfaisants à la norme IEC 61267⁵ utilisés en mammographie et possède deux détecteurs distincts : le premier pour des faisceaux de mammographie, et le second pour des faisceaux de radiographie dentaire. On choisit le détecteur le mieux adapté en fonction du standard de faisceau considéré (cf. Tableau 3.4 et Fig. 3.30).

Le débit de dose indiqué par le dosimètre Diados correspond au kerma mesuré dans l'air donné par la quantité d'énergie transférée aux électrons par les photons incidents. Le parcours des électrons étant souvent faible, le kerma et la dose sont alors pratiquement équivalents.

Dosimètre	Tension	CDA (mm d'Al)
Mammographie	25 à 45 kV	0,26 à 0,65
Dentaire	45 à 150 kV	1,78 à 13,3

TABLE 3.4 – Domaine d'application des dosimètres.



Fig. 3.30 – Dosimètres utilisés.

5. 2005, équipement de diagnostic médical à rayons X, conditions de rayonnement



Fig. 3.29 – Dosimètre Diados, PTW, Freiburg, Allemagne.

La Fig. 3.31 donne un aperçu des trois spectres que l'on caractérisera dans cette partie de l'étude.

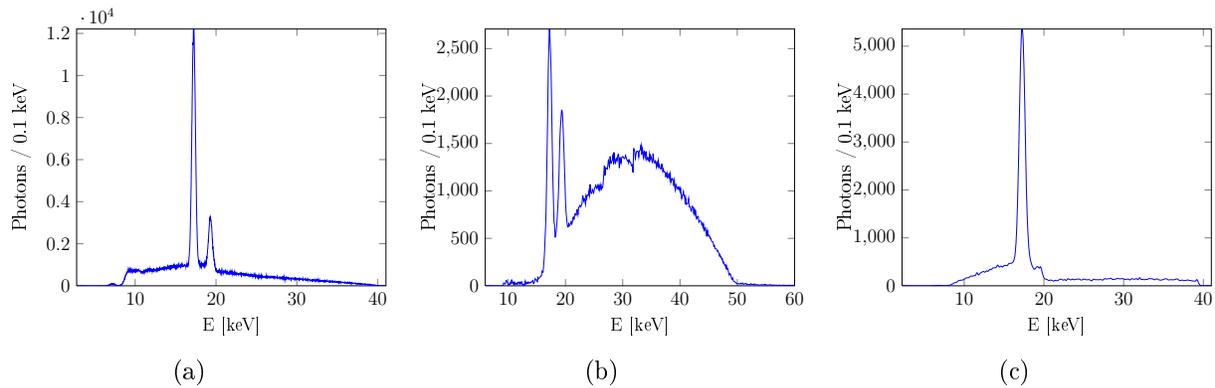


Fig. 3.31 – Spectres expérimentaux des trois faisceaux étudiés : (a) spectre sans filtre, (b) spectre filtré avec 2,5 mm d'Al et (c) spectre filtré avec 25 μm de Nb. La mesure du spectromètre de CdTe est corrigée de sa réponse (différence d'absorption, échappement radiatif..).

3.5.1 Couches de demi-atténuation (CDA ou HVL)

La CDA, exprimée en mm d'Aluminium, correspond à l'épaisseur de filtre à ajouter au faisceau pour réduire de moitié son intensité. Elle traduit directement la distribution en énergie du spectre : plus celui-ci est dur et plus la CDA sera élevée, car les hautes énergies sont moins facilement atténuées.

On commence par mesurer le débit de dose avec le faisceau dont on veut obtenir la CDA, puis on ajoute des épaisseurs croissantes de filtres d'aluminium de 0,5 mm de pureté supérieure à 99.9%. Les filtres utilisés pour les mesures ont été produits par Goodfellow⁶. On trace alors la courbe d'atténuation du faisceau. Pour effectuer cette mesure, le dosimètre est placé dans un support adapté au plateau tournant du prototype PIXSCAN II (cf Fig. 3.32). La distance entre l'axe de rotation et le point d'émission de la source est de 235 mm.

6. <http://www.goodfellow.com>

Le premier faisceau étudiée est le spectre sans filtre à 40 kV et 200 μ A. Dans cette configura-

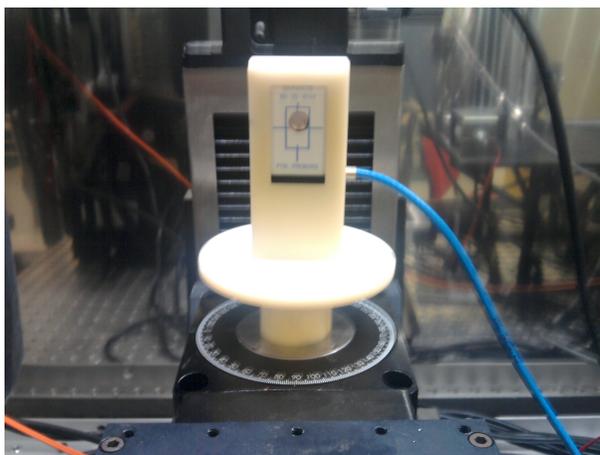


Fig. 3.32 – Dosimètre sur le plateau tournant du PIXSCAN II.

tion on a 10000 coups/pixel/s avec un détecteur XPAD3 calibré au ras-du-bruit et un temps d'exposition de 1 s. Les résultats obtenus sont représentés dans le Tableau 3.5. La mesure a été faite avec le dosimètre 25-45 kV. Le débit de dose mesuré est de 901.6 μ Gy/s. L'erreur systématique associée à la mesure du débit de dose est estimée à 1%. Elle est principalement due au positionnement géométrique et à la calibration.

Épaisseur d'Al (mm)	0	0.5	1	1.5	2	2.5	3	4	5
Débit de dose (μ Gy/s)	901,62	570,6	371,1	228,53	144,63	91,53	57,92	22,20	9,29

TABLE 3.5 – Mesures du débit de dose pour le faisceau 40 kV, 200 μ A, en fonction des différentes épaisseurs d'aluminium.

Une régression exponentielle est effectuée sur les mesures présentées dans le Tableau 3.5 ($y = 901,62 e^{-0,915x}$), qui permet de déterminer la couche de demi-atténuation du faisceau, celle-ci se porte à 0,75 mm \pm 0,02 mm (Fig. 3.33).

Le deuxième faisceau étudié est le spectre obtenu avec 50 kV, 500 μ A et une filtration supplémentaire de 2,5 mm d'aluminium. Les mesures sont listées dans le Tableau 3.6. Dans cette configuration, le taux de comptage avoisine 2350 coups/pixel/s (détecteur XPAD3 calibré au ras-du-bruit et temps d'exposition 1 s). La couche de demi-atténuation est estimée à 1,34 mm \pm 0,02 (Fig. 3.34) et le débit de dose correspondant est de 250.2 μ Gy /s.

L'équation de la fonction (polynôme 3ème degré) est $y = -2,653 x^3 + 30,931 x^2 - 130,33 x + 250,27$

Le dernier faisceau étudié est le spectre filtré avec 25 μ m de niobium à 40 kV et 380 μ A. Dans cette configuration le taux de comptage est de 9800 coups/pixel/s pour un détecteur calibré au ras du bruit et avec 1 s de temps d'exposition. Le Tableau 3.7 résume les mesures

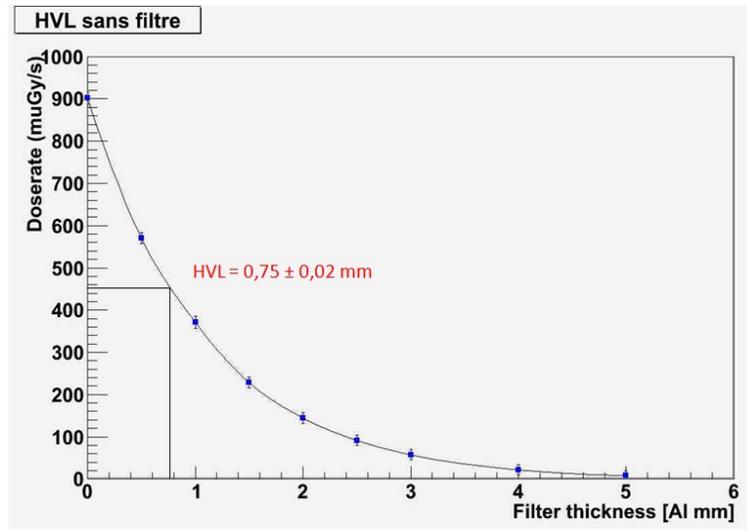


Fig. 3.33 – Débit de dose mesuré avec le dosimètre 25 - 45 kV en fonction de l'épaisseur d'Al.

Épaisseur d'Al (mm)	0	0.5	1	2	3	4	5
Débit de dose ($\mu\text{Gy/s}$)	250,27	192,5	148,21	92,77	66,02	54,05	40,27

TABLE 3.6 – Mesures du débit de dose pour le faisceau 50 kV, 500 μA , 2,5 mm d'Al en fonction des différentes épaisseurs d'Aluminium.

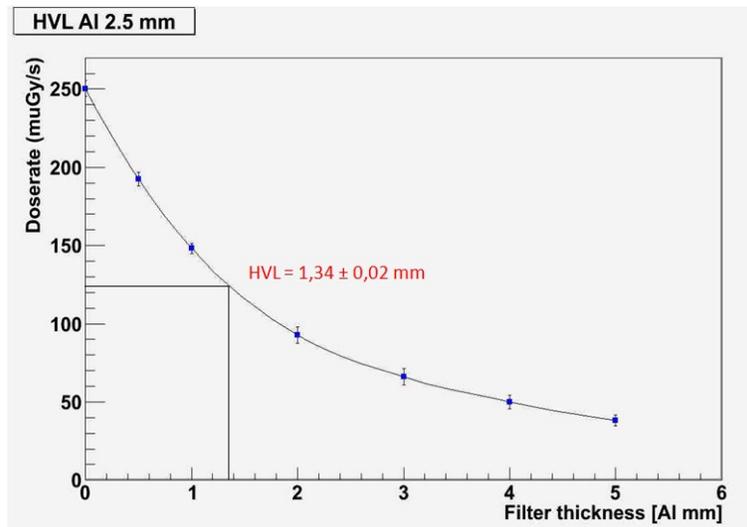


Fig. 3.34 – Débit de dose mesuré avec le dosimètre 45 - 150 kV en fonction de l'épaisseur d'Al.

obtenues. La couche de demi-atténuation du faisceau est estimée à $0,79 \text{ mm} \pm 0,03 \text{ mm}$ (Fig.3.35) et le débit de dose correspondant est de $579,68 \mu\text{Gy/s}$.

L'équation de la fonction ajustée est de la forme : $y = 579,68 e^{-0,885x}$.

Épaisseur d'Al (mm)	0	0.5	1	1.5	2	3	4	5
Débit de dose ($\mu\text{Gy/s}$)	579,68	372,4	239,24	153,69	98,73	40,75	16,81	6,94

TABLE 3.7 – Mesures du débit de dose pour le faisceau 40 kV, 380 μA , 25 μm d'Nb en fonction des différentes épaisseurs d'aluminium.

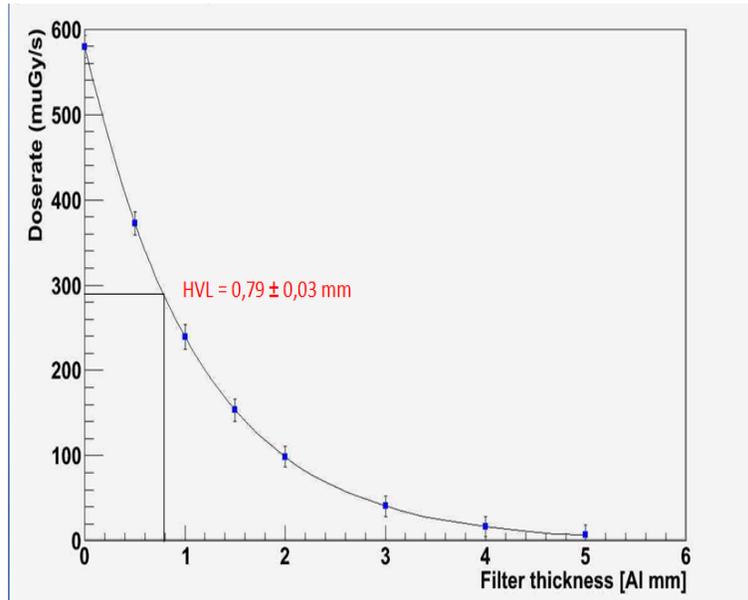


Fig. 3.35 – Débit de dose mesuré avec le dosimètre 25 - 45 kV en fonction de l'épaisseur d'Al.

3.6 Évaluation du flux et du carré du rapport signal sur bruit du faisceau

Après avoir étudié les couches de demi-atténuation et le spectre de la source dans différentes configurations, on détermine son intensité absolue, c'est-à-dire le nombre de photons émis par unité de temps. Elle est déterminée à l'aide de la caméra XPAD3. La détermination du flux absolu à partir des taux de comptage mesurés par le détecteur XPAD3 nécessite de connaître l'efficacité du détecteur. Pour cela, on suppose que l'efficacité de collection de charges du détecteur XPAD3 est de 100%. L'efficacité du détecteur se résume alors à la probabilité d'interaction du faisceau dans le capteur. Celle-ci est estimée par simulation Monte Carlo à partir du spectre de la source mesuré précédemment (cf Fig. 3.31) et a été précédemment calculée pour la correction du spectre dans l'équation 3.1 (variable $(R(E_0, E))$). L'efficacité d'interaction est donnée par le rapport du nombre de coups détectés sur le nombre de photons émis dans l'acceptance géométrique du détecteur. L'interaction d'une particule incidente dans le détecteur suit une loi de probabilité binomiale, et l'écart-type associé à cette mesure est donné par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{N}} \quad (3.2)$$

avec ϵ l'efficacité simulée et N le nombre total de particules émises. Nous fixons N de façon à obtenir un compromis entre la durée de simulation et la précision de l'estimation. Les résultats obtenus sont listés dans le Tableau 3.8.

3.6.1 Carré du rapport signal sur bruit (SNR²) du faisceau

Le carré du rapport signal sur bruit du faisceau (SNR², en photons/mm²/μGy) est défini par le rapport entre le flux délivré par unité de surface en un point de l'espace et le kerma dans l'air correspondant. Cette grandeur, complémentaire à la CDA, relie l'intensité d'un faisceau à la dose qu'il dépose.

Après avoir déterminé tous les paramètres nécessaires, on peut estimer le rapport signal sur bruit au carré de la source pour les trois faisceaux cités précédemment et qu'on cherche à caractériser (Tableau 3.8).

Le SNR² est donné par :

$$\text{SNR}^2 = \frac{Q}{K_a} = C \frac{\phi_{\text{mesure}}}{\epsilon S K_a} \quad \text{en ph/mm}^2/\mu\text{Gy} \quad (3.3)$$

Avec :

- Q fluence réelle au niveau du dosimètre (235 mm) en photons/mm²
- K_a kerma mesuré dans l'air en μGy
- ϕ_{mesure} nombre de coups par pixel
- ϵ efficacité d'interaction du détecteur XPAD3-S pour le spectre incident considéré (estimée par simulation Monte Carlo)
- S surface d'un pixel, en mm², S= 130 × 130= 0,0169 mm²
- C facteur de correction de distance $C = \frac{437}{235} = 1,85$ (XPAD3 et le dosimètre ne sont pas placés à la même distance de la source. Distance source - XPAD3 : 437 mm, distance source - dosimètre :235 mm)

Faisceau	$\phi_{\text{mesure}} (/px/s)$	ϵ (%)	Q (/mm ² /s)	K_a (μGy/s)	SNR ² (/mm ² /μGy)
40 kV, 0,2 mA sans filtre	10188 ± 548	36,24	3,07 x 10 ⁶	901,62 ± 67	3413 ± 433
50 kV, 0,5 mA 2,5 mm Al	2348 ± 108	13,05	1,96 x 10 ⁶	250,27 ± 18	7878 ± 881
40 kV, 0,38 mA 25 μm Nb	9813 ± 507	32,71	3,28 x 10 ⁶	579,68 ± 34	5665 ± 652

TABLE 3.8 – Rapport signal sur bruit au carré des trois standard de faisceaux.

L'incertitude associée au SNR² est obtenue par propagation des erreurs sur ϕ_{mesure} et K_a . L'erreur associée à l'efficacité de détection ϵ est ici négligeable.

Chapitre 4

Comparaison des performances des caméras XPAD3 et CCD

Dans le but de qualifier l'utilisation du détecteur à pixels hybride pour la TDM à comptage de photons, nous avons comparé l'approche à comptage avec l'approche par intégration de charges pour des conditions d'acquisition identiques à l'aide du dispositif d'irradiation PIXSCAN II. Pour cela nous avons mesuré et comparé en fonction de la dose le bruit, le spectre de puissance de bruit, la résolution spatiale à haut contraste, la qualité des images reconstruites, la linéarité des détecteurs, l'uniformité et le contraste de l'image reconstruite, et enfin la détectabilité à bas contraste. L'étude de ces paramètres a été menée dans un premier temps sur le détecteur à pixel hybride XPAD3, puis sur la caméra CCD DALSA XR-4.

Dans ce chapitre nous exposerons les conditions générales de mesure réalisées avec le système d'irradiation PIXSCAN II. Nous donnerons ensuite une description comparative des résultats obtenus, puis nous conclurons ce chapitre par une discussion de l'ensemble des résultats obtenus.

4.1 Conditions expérimentales des mesures

Après avoir caractérisé au chapitre précédent les faisceaux mis en œuvre dans le dispositif d'irradiation PIXSCAN II, on s'intéresse finalement aux performances de ce micro-CT d'un point de vue dosimétrique notamment.

Dans cette partie, on estimera pour chaque configuration expérimentale le kerma total délivré dans l'air au niveau de l'objet pendant un examen type.

Les configurations de fonctionnement du PIXSCAN II ont été déterminées expérimentalement. Les paramètres les plus couramment utilisés sont résumés dans le Tableau 4.1.

Les reconstructions tomographiques sont effectuées à partir de 360 images prises chacune après rotation de 1° de l'objet sur son axe, de l'acquisition des images de calibration (100 fonds noirs et 100 fonds blancs). Le temps de pose par projection n'excède pas 10 secondes.

Au vu des chiffres présentés dans la Tableau 4.1 et en considérant un temps d'exposition compris entre 36 et 3600 secondes, la dose totale délivrée par le PIXSCAN II dans l'air au niveau de la souris est comprise entre 8 et 240 mGy par examen.

	Tension (kV)	Courant (mA)	Filtre	Temps pose/projection (mGy) (s)	Dose totale
a	50	0,6	6 mm Al	0,5	12
b	50	0,6	6 mm Al	1	24
c	50	0,6	6 mm Al	5	120
d	50	0,6	6 mm Al	10	241
e	50	0,21	25 μ m Nb	1	115
f	50	0,14	25 μ m Nb	0,1	8

TABLE 4.1 – Dose totale absorbée dans l’air et principaux paramètres associés aux différentes configurations d’imagerie du système d’irradiation PIXSCAN II. La configuration la plus couramment utilisée est indiquée en gras.

Dans le cas du XPAD3, le rapport du taux de comptage sur la dose déposée est très proche pour toutes les configurations (~ 89 ph/pixel/s/ μ Gy) (a - d) sauf pour les configuration (e et f) où on a (~ 24 ph/pixel/s/ μ Gy).

Nous avons dans un premier temps utilisé la configuration (e) du Tableau 4.1 pour laquelle le spectre d’énergie filtré avec le niobium est assimilé à un spectre monochromatique. Nous avons calibré le détecteur XPAD3 au ras du bruit.

La reconstruction tomographique a montré la présence d’artéfacts circulaires dans ce cas de figure (Fig. 4.1). Ces artéfacts circulaires sont causés principalement par la variation de la réponse des pixels c’est-à-dire une mauvaise mise à plat du détecteur (calibration des gains et des offsets).

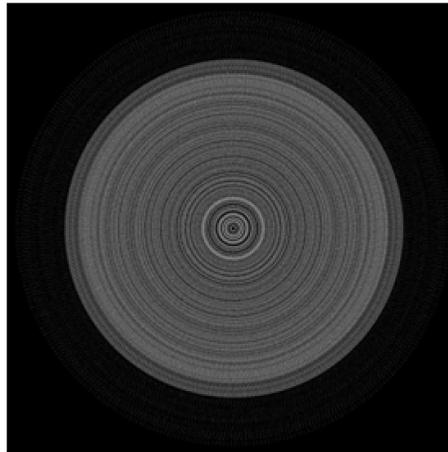


Fig. 4.1 – Coupe transverse du volume reconstruit du cylindre rempli d’eau. Tension : 50 kV, courant : 25 μ A, filtre : 25 μ m Nb (Coupe reconstruite avec le détecteur XPAD3).

Pour la suite de nos mesures nous avons utilisé la configuration (d) avec laquelle nous n’avons pas ce problème d’artéfacts circulaires. En effet les pixels du détecteur XPAD3 étant calibrés au ras du bruit (~ 5 keV), dans ce cas la variation des seuils, qui peut fluctuer avec la température ou les alimentations, n’a aucune influence car le spectre d’énergie filtré avec

6 mm d'aluminium est totalement durci. Par ailleurs, ce spectre est mieux approprié au domaine d'énergie de la caméra DALSA XR-4 (20 – 120 keV).

Avec cette configuration (d), la dose totale délivrée dans l'air au niveau de l'animal est de 240 mGy par examen.

4.2 Étude de la linéarité de la réponse des détecteurs

Pour vérifier la linéarité de la réponse du détecteur XPAD3, on règle la source de façon à avoir une dose absorbée de 109 μGy pour une durée d'exposition de 1 seconde, puis on augmente le temps de pose par pas d'une seconde. Le résultat obtenu est représenté ci-dessous (Fig.4.2) et démontre que la réponse du détecteur XPAD3 est bien linéaire. Nous avons procédé de la même manière avec la caméra DALSA XR-4, la moyenne du signal enregistré pour les différents temps d'exposition est également linéaire.

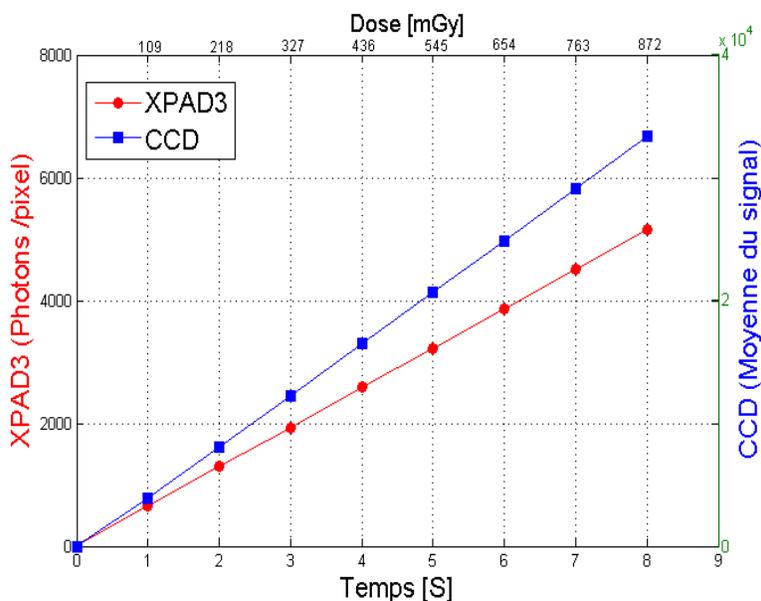


Fig. 4.2 – Linéarité de la réponse du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 en fonction du temps de pose.

Nous avons par la suite vérifié la linéarité de la réponse des détecteurs en faisant cette fois-ci varier l'intensité de courant circulant dans la cathode (filament). Pour cela, nous avons d'abord réglé la source de façon à obtenir une dose totale de 24 mGy, ce qui correspond à une tension de 50 kV pour un courant de 60 μA , avec une filtration additionnelle de 6 mm d'aluminium et un temps d'exposition de 10 s pour chaque projection. Nous augmentons le courant de la cathode par pas de 60 μA . La Fig. 4.3 montre les résultats obtenus avec chaque détecteur. La linéarité de la réponse des détecteurs en fonction de l'intensité de courant est démontrée pour les deux caméras.

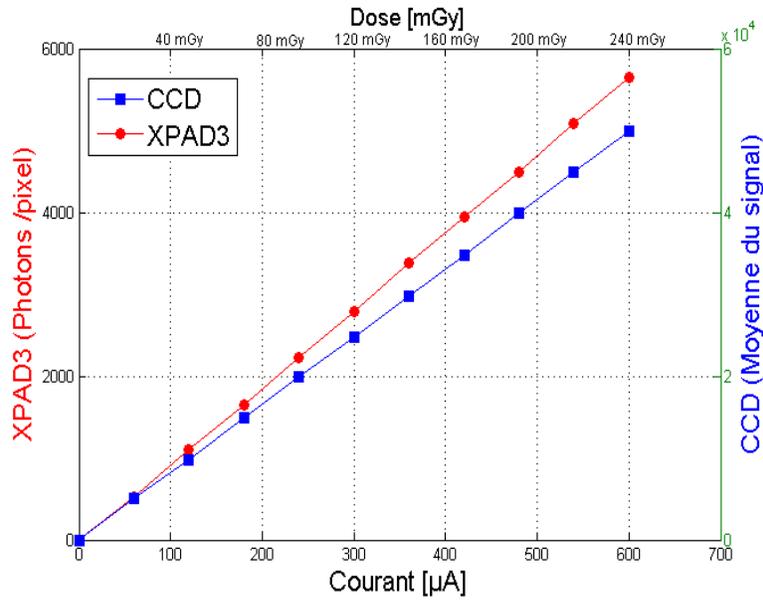


Fig. 4.3 – Linéarité de la réponse du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 en fonction de l'intensité de courant de la source de rayons X.

4.3 Étude de la stabilité des détecteurs

La stabilité des détecteurs est étudiée en examinant la moyenne d'un ajustement gaussien sur la courbe de comptage des pixels en fonction du numéro de l'image. Nous déterminons la moyenne d'un ajustement gaussien de la courbe de comptage de chaque pixel de l'image. Nous avons mesuré avec chaque caméra 100 images de fonds blancs (pas d'objet entre la source de rayons X et le détecteur). Ensuite nous présentons la stabilité défini comme le rapport entre la moyenne de chaque image et la moyenne de la première image (utilisée comme référence) en fonction du numéro de l'image.

La stabilité des détecteurs a été étudiée pour plusieurs cas de configurations de faisceau. La Fig. 4.4 montre le comportement typique dans le cas du détecteur XPAD3 avec un seuil fixé à 5 keV (ras-du-bruit), et de la caméra DALSA XR-4 pour des configurations de faisceau (e, f). Les deux caméras présentent toujours une réponse très stable au cours des 100 images successives, la caméra DALSA XR-4 a une variation globale des valeurs de pixels inférieure à 0,1%, surtout située au départ. Elle présente ensuite une dérive de 2.5×10^{-6} par image.

4.4 Étude de la linéarité de la valeur CT et du contraste

La linéarité de la valeur CT est une mesure qui doit être garantie pour tout système CT. Ceci implique qu'un changement dans la valeur d'entrée, ici le coefficient d'atténuation, induit un changement linéaire dans la valeur de sortie, c'est-à-dire la valeur CT.

Il existe plusieurs fantômes permettant d'étudier la linéarité et le contraste. Pour notre part, nous avons utilisé le fantôme QRM-microCT-HA (QRM GmbH, Möhrendorf, Allemagne) [63].

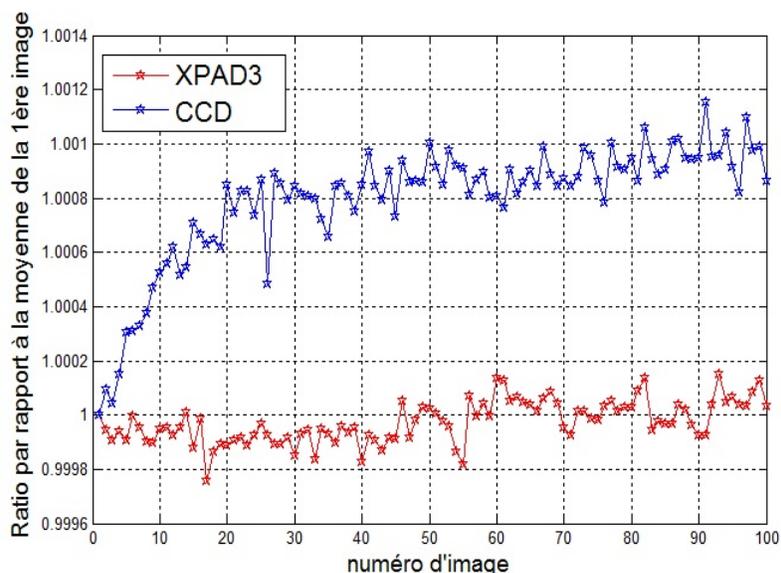


Fig. 4.4 – Stabilité de comptage des détecteurs XPAD3 et DALSA XR-4 sur 100 images, temps d'exposition : 1 s/image, 50 kV, 0,21 mA, 0,025 mm Nb.

Ce fantôme est formé d'un cylindre en résine de 32 mm de diamètre et 38 mm de hauteur. Ce dernier contient cinq inserts cylindriques en calcium hydroxyapatite de 5 mm de diamètre, qui couvrent la gamme des intensités de signal observées dans les expériences animales à haut contraste. Les caractéristiques, les coefficients d'atténuation ainsi que les densités de chaque insert sont illustrés dans la Fig. 4.5 et le Tableau 4.2. L'insert numéro 5 possède les mêmes caractéristiques que celles du cylindre englobant.

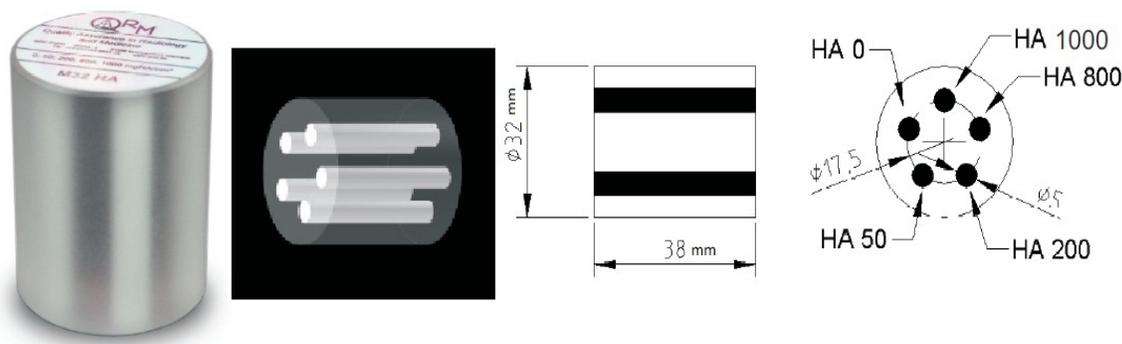


Fig. 4.5 – Fantôme QRM-microCT-HA².

La statistique est de 6000 photons par pixel dans le fond blanc (pour le détecteur XPAD3) ce qui correspond à une dose de 240 mGy, le pas de rotation est égal à 1° (Configuration d du Tableau 4.1). La Fig. 4.6 illustre deux coupes reconstruites du fantôme avec les données des caméras XPAD3 et DALSA XR-4.

Inserts	Densité [g/cm ³]	Coefficients d'atténuation [cm ⁻¹]
1000 HA	1,86	1,44
800 HA	1,66	1,13
200 HA	1,26	0,47
50 HA	1,16	0,31
0 HA	1,15	0,24

TABLE 4.2 – Coefficients d'atténuation et densités de chaque insert du fantôme QRM-microCT-HA. Configuration d du Tableau 4.1

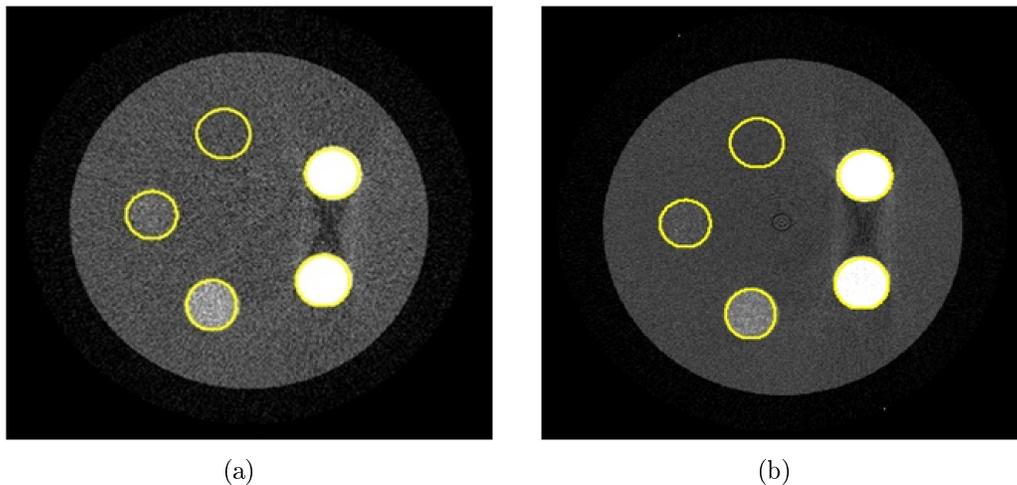


Fig. 4.6 – Coupes transverses du volume reconstruit du fantôme QRM-microCT-HA. (a) La coupe est obtenue à partir de données acquises avec le détecteur XPAD3. (b) Coupe obtenue à partir de données mesurées avec la caméra DALSA XR-4, 50 kV, 0,6 mA, 6 mm Al.

Sur chacune des coupes transverses centrales, nous sélectionnons des régions d'intérêts circulaires (ROI) de même taille ($\phi = 15$ pixels \times h = 10 pixels) pour chaque insert du fantôme. Chaque ROI, nous donne la valeur moyenne de niveau de gris (valeur CT) ainsi que l'écart-type (σ).

Pour travailler en unités Hounsfield, nous avons réalisé une acquisition de données d'un fantôme cylindrique en plexiglas creux rempli d'eau. Les valeurs CT sont converties en unité Hounsfield (équation 1.6). À l'aide de la simulation Geant4, nous avons déterminé les coefficients d'atténuation de chaque insert pour le faisceau utilisé (configuration d du Tableau 4.1).

Le contraste est une propriété visuelle qui permet de distinguer dans une image deux régions distinctes. En imagerie médicale, on parle de la différence de luminance entre deux objets. Le contraste est donc calculé par la différence de signal en valeur CT entre l'objet

2. <http://www.qrm.de/>

(inserts) et son environnement (insert numéro 5) :

$$\text{Contraste [HU]} = CT_{\text{insert}} - CT_{\text{environnement}} \quad (4.1)$$

Nous représentons dans le Tableau 4.3 le contraste pour chaque insert du fantôme. Ces valeurs de contraste sont calculées sur les coupes des données obtenues avec le détecteur XPAD3 et de celles mesurées avec la caméra DALSA XR-4.

Coefficient d'atténuation [cm^{-1}]	Contraste XPAD3 [HU]	Contraste CCD [HU]
0,31	218 ± 13	203 ± 7
0,47	843 ± 21	786 ± 10
1,13	3327 ± 24	2824 ± 15
1,44	4421 ± 29	3737 ± 18

TABLE 4.3 – Contrastes calculés des inserts du fantôme pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4.

Nous notons que la linéarité est démontrée pour les valeurs CT calculées dans les inserts des coupes reconstruites à partir des données des détecteurs XPAD3 et DALSA XR-4 (Fig. 4.7).

Les coupes représentées sur la Fig. 4.6 montrent la présence des artéfacts dus au durcissement du faisceau (*beam hardening*). Visuellement, la coupe obtenue à partir des données du détecteur XPAD3 est plus bruitée que celle obtenue avec la caméra DALSA XR-4 et confirme les résultats de l'étude sur le bruit des reconstructions tomographiques (cf. 4.6). La variabilité inter-pixels c'est-à-dire la non uniformité de la réponse des pixels accentue le bruit.

Par ailleurs, le contraste obtenu avec le détecteur XPAD3 est meilleur que celui obtenu sur les coupes acquises avec la caméra DALSA XR-4. Cette différence s'explique par le fait qu'en mode comptage de photons, chaque photon de basse ou haute énergie contribue de la même manière (à le même "poids") à la qualité des coupes reconstruites. Par contre, en mode intégration de charges, un photon de haute énergie contribue plus au signal qu'un photon de basse énergie, ce qui tend à privilégier les photons de haute énergie, qui contribuent peu au contraste de l'image par rapport aux photons de basse énergie. Le comptage de photons permet donc de préserver le contraste.

4.5 Étude de l'uniformité

L'uniformité de l'image caractérise la variation du nombre CT dans l'image d'un objet de densité homogène [64]. Afin de bien caractériser l'uniformité de nos images (la variation de la réponse du système), nous utilisons deux méthodes. La première méthode consiste à représenter sur chaque coupe des volumes reconstruits d'un demi cylindre en PVC de 12,5 mm de rayon et de 50 mm de hauteur (Fig. 4.8) cinq régions d'intérêt de même taille, une au centre et quatre autres à la périphérie. Les cinq ROIs ont une taille de $\phi = 15$ pixels \times $h = 50$ pixels (Fig. 4.9).

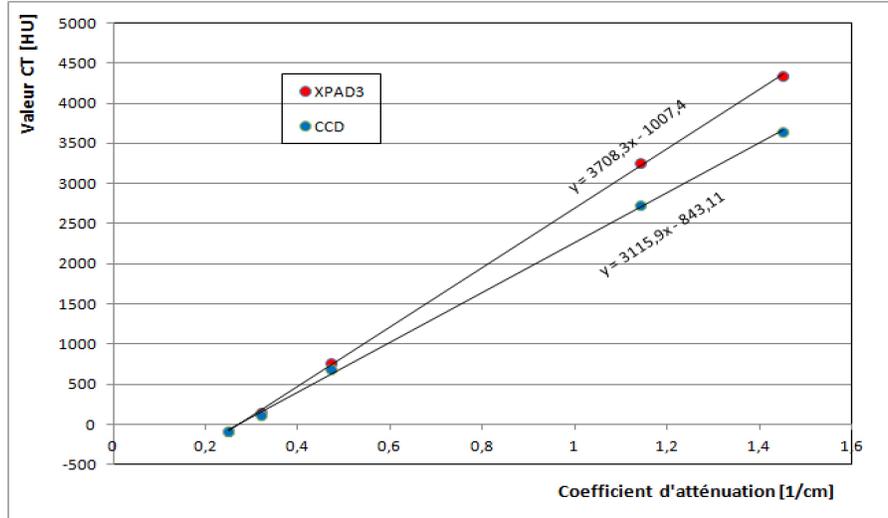


Fig. 4.7 – Représentation du nombre CT calculé avec les données du détecteur XPAD3 et les données de la caméra DALSA XR-4.

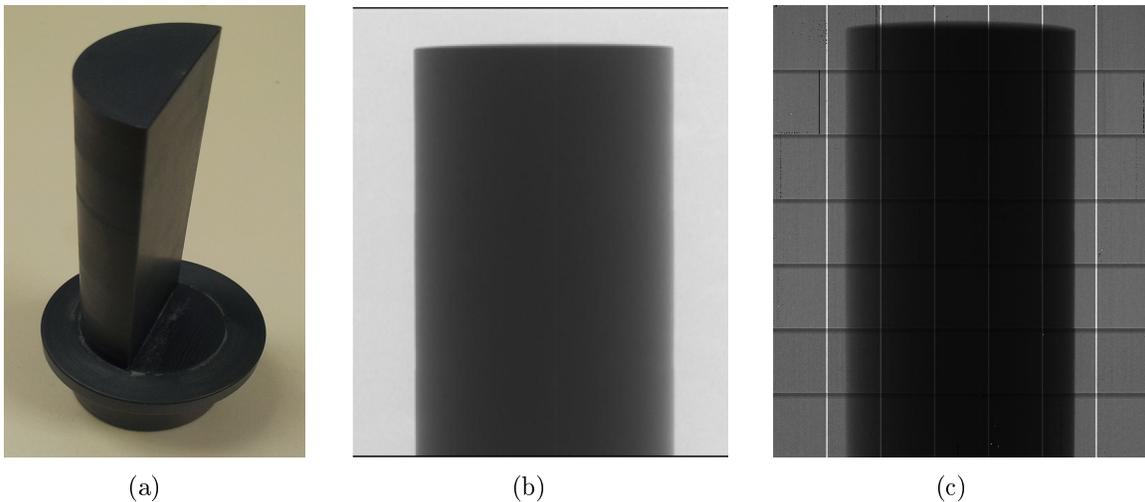


Fig. 4.8 – (a) Photographie du demi-cylindre en PVC utilisé pour l'étude du bruit. (b) Projection du demi-cylindre obtenue avec la caméra DALSA XR-4. (c) Coupe transversale reconstruite à partir des données acquises par la caméra DALSA XR-4.

Nous calculons la variation du nombre CT en comparant les valeurs moyennes entre la ROI du centre et la périphérie :

$$V_i = CT_{centre} - CT_i \quad (4.2)$$

Avec $i = 1, \dots, 4$.

L'uniformité (U) est ensuite calculée en utilisant l'équation 1.25.

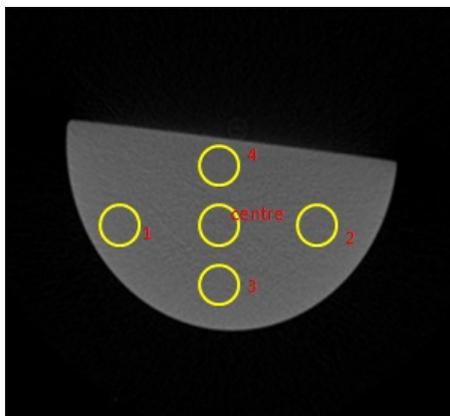


Fig. 4.9 – Régions d'intérêt utilisées pour l'étude de l'uniformité (coupe reconstruite avec la caméra DALSA XR-4).

Nous représentons dans le Tableau 4.4 pour chacune des coupes reconstruites la valeur du nombre CT de chaque ROI en unité Hounsfield. La variation du nombre CT calculée avec l'équation (4.2) sur la coupe reconstruite du volume acquis avec le détecteur XPAD3 n'est pas stable, les valeurs CT des différentes régions d'intérêt sélectionnées ne sont pas identiques. Ceci est dû notamment à l'efficacité d'absorption du Si qui varie fortement suivant les projections du fait du durcissement du faisceau et à la présence du bruit sur les images reconstruites engendré notamment par le vieillissement du détecteur à cause des irradiations. Cette variation est moindre sur la coupe reconstruite du volume mesuré avec la caméra DALSA XR-4 (moins de variations interpixels) car le mode intégration de charges privilégie les hautes énergies et est donc moins sensible aux hétérogénéités du durcissement (*i.e.* de longueurs traversées dans les différentes incidences) qui sont particulièrement marquées pour les positions 1 à 3.

N° de la ROI	Nombre CT [HU] (XPAD3)	Nombre CT [HU] (CCD)
centre	3112 ± 39	3499 ± 90
1	3427 ± 32	3557 ± 70
2	3433 ± 34	3546 ± 78
3	3443 ± 34	3413 ± 78
4	3036 ± 36	3512 ± 73

TABLE 4.4 – Valeur CT calculée pour chaque ROI étudiée sur les coupes reconstruites (XPAD3 et CCD) du fantôme.

Nous parlons d'uniformité d'image quand la variation du nombre CT est stable et la valeur de l'uniformité (U) est proche de zéro. Dans notre cas, la valeur calculée de l'uniformité du détecteur XPAD3 est de l'ordre de $6,5\% \pm 1\%$, l'image reconstruite n'est donc pas tout à fait uniforme. Dans le cas de la caméra DALSA XR-4, l'uniformité est de l'ordre $1\% \pm 0,1\%$, l'image reconstruite est plus uniforme que celle obtenue avec le détecteur XPAD3. Cette non uniformité du détecteur XPAD3 est engendrée par la non unicité de la réponse des pixels

due principalement à l'efficacité du silicium qui décroît rapidement au dessus de 10 keV (et pour nos mesures nous utilisons un spectre durci avec un filtre de 6 mm d'aluminium).

La Fig. 4.10 montre deux coupes transverses centrales des volumes reconstruits d'un cylindre rempli d'eau à partir des données acquises avec le détecteur XPAD3 et avec la caméra DALSA XR-4.

Sur chaque coupe nous utilisons une seconde méthode qui consiste à calculer le profil radial de la façon suivante :

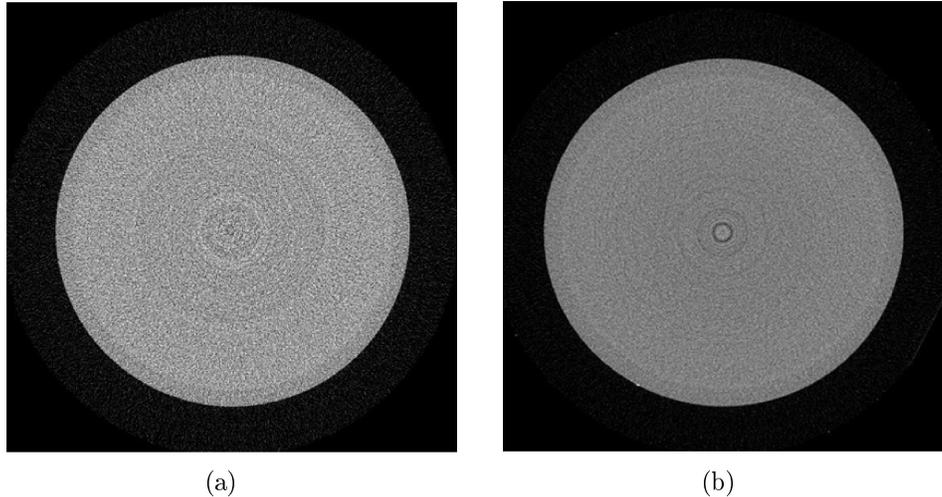


Fig. 4.10 – Coupes transverses centrales du cylindre d'eau reconstruit à partir des données du détecteur XPAD3 (à gauche) et de la caméra DALSA XR-4 (à droite).

- identifier le centre de l'image x_0, y_0
- pour chaque pixel :
 1. calculer la distance du pixel au centre de l'image ;
 2. remplir un histogramme de cette distance, avec un poids = contenu du pixel ;
 3. remplir un autre histogramme avec un poids = 1 ;
- ensuite diviser le premier histogramme par le second ; puis tracer le résultat de la division.

Dans un monde idéal nous devrions avoir un profil plat si le rayonnement était monochromatique.

Les résultats obtenus avec la première méthode sont confirmés par les profils radiaux calculés sur les deux coupes transverses du cylindre d'eau. Le profil radial calculé sur la coupe obtenue avec les données de la caméra DALSA XR-4 est plus plat (plus uniforme) que celui de la coupe obtenue avec les données du détecteur XPAD3 (Fig. 4.11).

L'uniformité de l'image dépend évidemment de la polychromaticité du faisceau, *i.e.* de la filtration, la Fig. 4.12 montre le profil radial d'une coupe du cylindre d'eau reconstruit à partir des données acquises avec le détecteur XPAD3 calibré au ras du bruit et une filtration supplémentaire de 25 μm de Nb (configuration e du Tableau 4.1), dans ce cas de figure le pixels

ne sont pas uniforme. L'uniformité peut dépendre également de l'épaisseur et la nature de l'objet étudié.

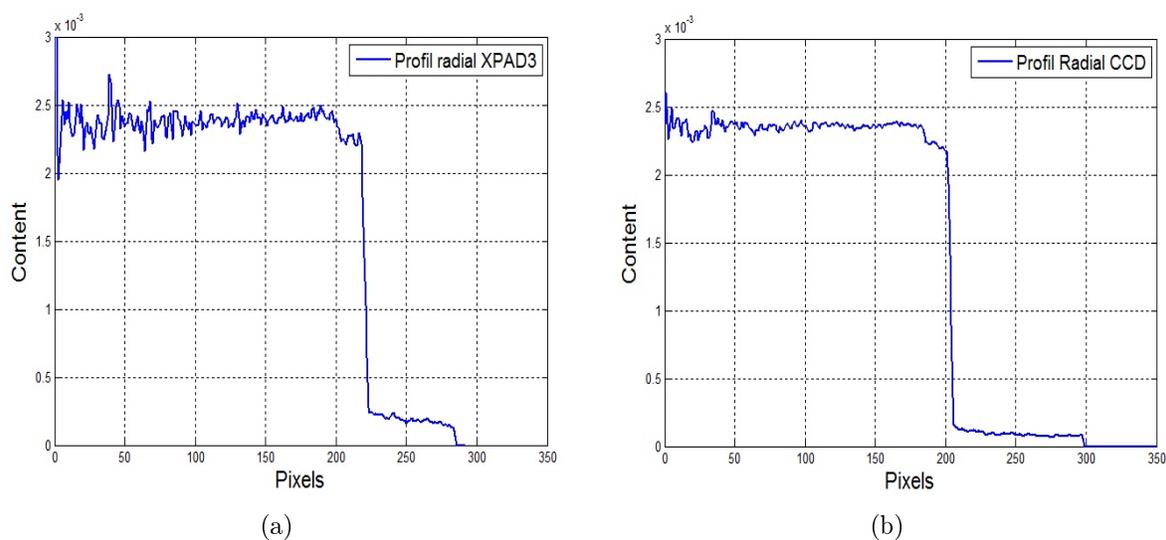


Fig. 4.11 – (a) Profil radial d'une coupe transverse du cylindre d'eau reconstruit à partir des données du détecteur XPAD3. (b) Profil radial d'une coupe transverse reconstruite des données mesurées avec la caméra DALSA XR-4.

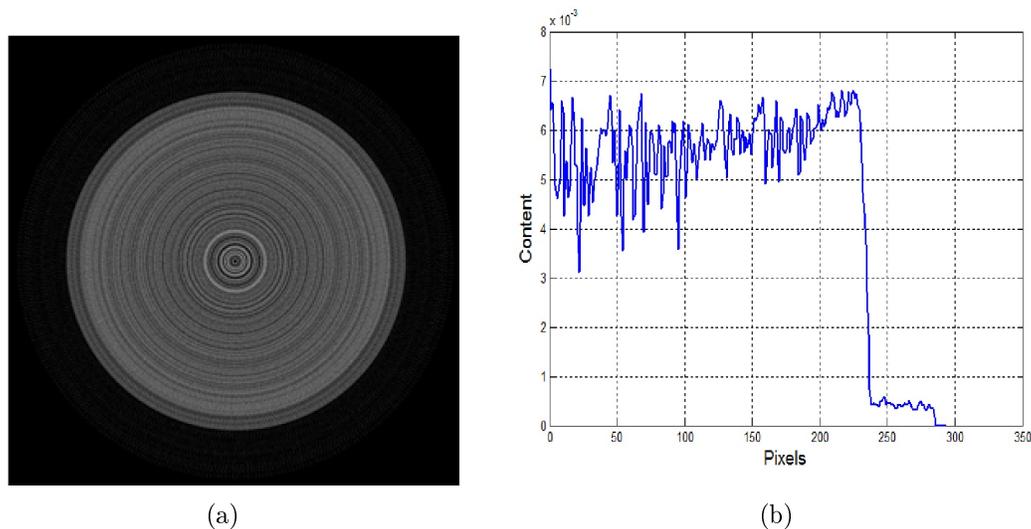


Fig. 4.12 – (a) Coupe transverse du cylindre d'eau reconstruit à partir des données du détecteur XPAD3 et un filtre de niobium de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur. (b) Profil radial correspondant.

4.6 Étude du bruit

Une coupe tomодensitométrique d'un matériau homogène montre que les valeurs du nombre CT obtenues ne sont pas toutes identiques mais se répartissent autour d'une valeur moyenne. Ce phénomène que l'on assimile à du bruit est dû à deux composantes :

- le bruit de comptage lié au caractère aléatoire du nombre de photons émis ;
- le bruit propre ajouté par le système (électronique, échantillonnage).

Dans cette section, nous décrivons les outils et la méthode utilisés pour estimer le bruit sur les données acquises avec le système d'irradiation PIXSCAN II. Nous réaliserons une étude comparative du bruit sur les données mesurées avec le détecteur XPAD3 et le caméra DALSA XR-4. Puis nous terminerons avec une interprétation et une validation de ces résultats.

Il existe plusieurs fantômes (objets) pour étudier le bruit sur les images tomographiques reconstruites. Pour notre part, l'objet utilisé est le demi-cylindre en PVC (polychlorure de vinyle) décrit précédemment (cf. 4.5).

L'acquisition d'une image tous les degrés dure 10 s par position angulaire (configuration d du Tableau 4.1). Les données acquises avec le détecteur XPAD3 ont une statistique de ~ 6000 photons/pixel dans le fond blanc, la dose totale est de 240 mGy (Fig. 4.13).

La Fig. 4.14 montre un exemple de deux coupes transverses du demi cylindre reconstruites à partir des données acquises avec les deux caméras XPAD3 et DALSA XR-4.

Nous avons choisi d'analyser le bruit en fonction du pas de rotation (c'est-à-dire du nombre de projections acquises) et en fonction de la statistique de comptage (c'est-à-dire de la dose absorbée). Nous analysons également le bruit des coupes reconstruites pour les deux caméras à dose égale mais à un nombre de projections variable.

Notre étude est divisée en trois parties. La première partie consiste à étudier le bruit des données pour une statistique de 6000 photons par pixel dans le fond blanc ($67 \mu\text{Gy/s}$) et un pas de rotation égal à $0,5^\circ$, 1° , $1,5^\circ$, 2° , 3° et 4° correspondant à un nombre décroissant de projections acquises de 720, 360, 240, 180, 120, et 90, respectivement. Dans la deuxième partie, nous étudions le bruit en fonction de la dose absorbée en variant la statistique de comptage dans le cas du XPAD3 de 300, 600, 3000, 6000, à 9000 photons/pixel dans le fond blanc pour un pas de rotation de 1° . La dernière partie consiste à évaluer le bruit en variant le nombre de projections acquises et le temps d'exposition pour avoir une dose constante pour toutes nos acquisitions tomographiques.

Tout au long de cette analyse, nous considérerons la coupe transverse centrale du volume reconstruit, qui est optimale du point de vue de la reconstruction tomographique [36]. Pour chaque partie citée ci-dessus et sur chaque coupe (Fig. 4.15), nous sélectionnons trois régions d'intérêt à l'intérieur ($\phi = 30 \text{ pixels} \times h = 30 \text{ pixels}$) et trois à l'extérieur de l'objet de taille identique. Nous calculons pour chaque région d'intérêt étudiée les valeurs CT moyennes des pixels ainsi que l'écart-type correspondant. Ces valeurs sont utilisées pour calculer la valeur du bruit, ainsi que l'erreur correspondante en utilisant l'équation 1.28.

Le bruit mesuré sur les coupes transverses reconstruites à partir des données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 montrent que le bruit augmente avec le pas de rotation, c'est-à-dire en diminuant le nombre de projections acquises et donc la statistique de mesure

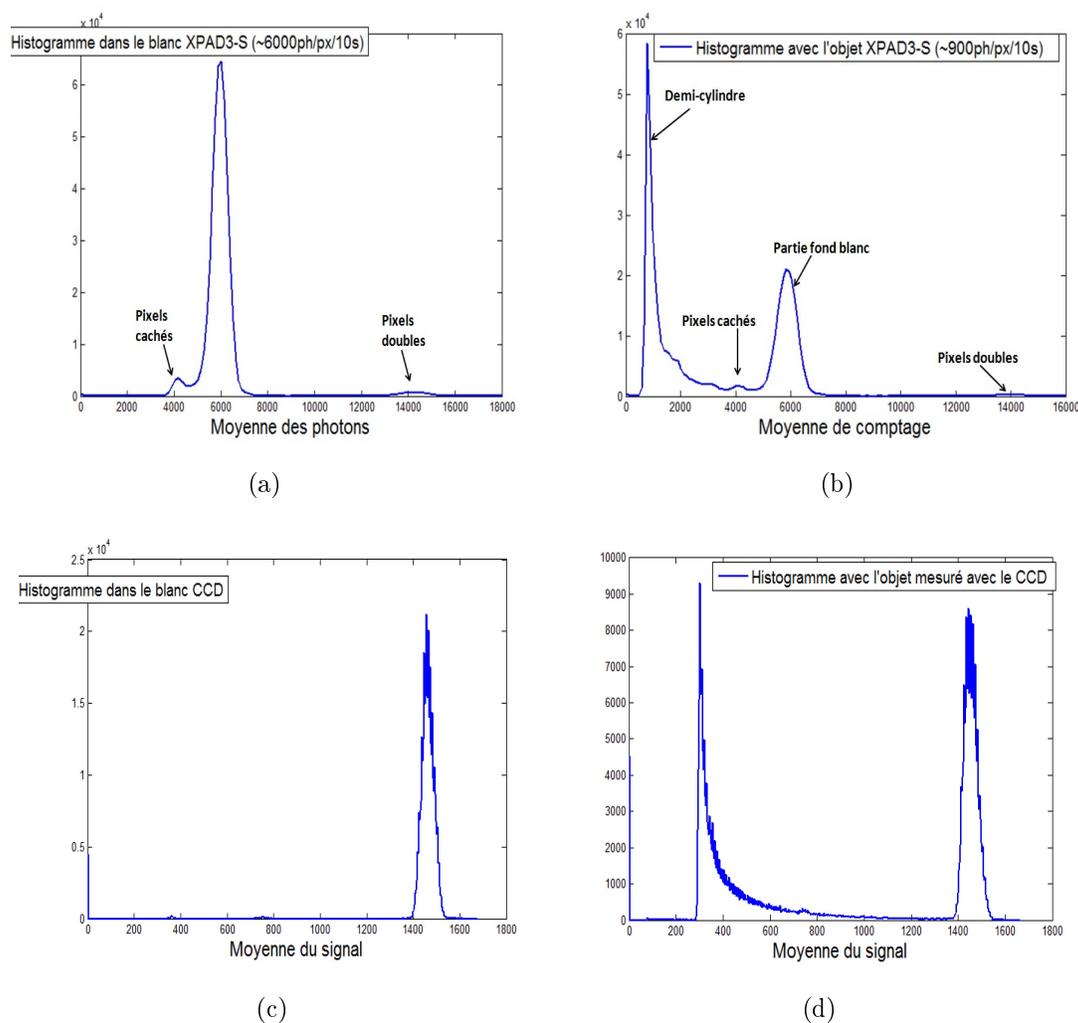


Fig. 4.13 – Histogrammes du nombre de photons détectés par pixel dans le fond blanc (a) avec le détecteur XPAD3 et de la quantité de lumière de scintillation (c) avec la caméra DALSA XR-4. (b) et (d) histogrammes des photons par pixel avec le demi-cylindre (avec le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4 respectivement).

(nous avons moins d'information sur l'objet imagé). Ces résultats sont illustrés sur la Fig. 4.16.

Pour une dose de 240 mGy (6000 photons/pixel dans le fond blanc avec le détecteur XPAD3) et une acquisition de 360 projections (une projection tous les 1°), le bruit se monte à $11,7\% \pm 0,8\%$ pour le détecteur XPAD3 et à $7,3\% \pm 0,5\%$ pour la caméra DALSA XR-4. Dans ces conditions la valeur du bruit obtenue avec la caméra DALSA XR-4 est plus faible que celle obtenue avec le détecteur XPAD3.

Pour un pas de rotation variable et une dose constante de 120 mGy ajustée en changeant la durée d'exposition (Fig. 4.17), le bruit enregistre une faible variation. Nous constatons que la valeur du bruit la plus faible est obtenue pour un pas de projection égale à 1° pour

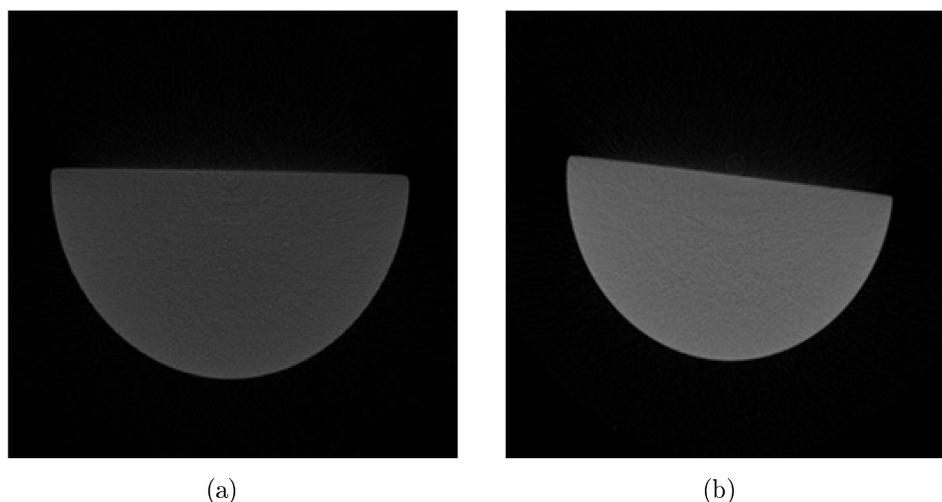


Fig. 4.14 – Coupe transverse du demi-cylindre reconstruit avec les données du détecteur XPAD3 (a) et de la caméra DALSA XR-4 (b).

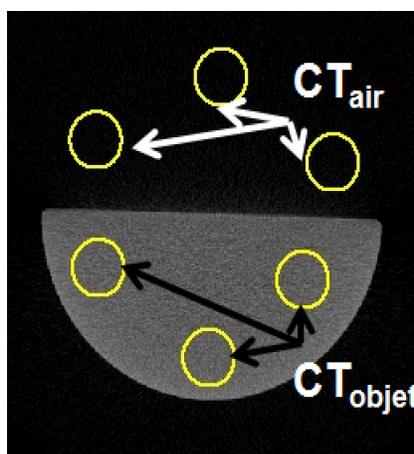


Fig. 4.15 – Régions d'intérêt sélectionnées sur une coupe reconstruite du demi-cylindre (XPAD3) pour l'étude du bruit.

les deux caméras.

Les facteurs qui affectent le bruit sont regroupés dans la formule empirique de Brooks et DiChiro (équation 1.29 [42]). Le premier facteur est la statistique de mesure, autrement dit la dose. L'augmentation de la dose absorbée induit une baisse du bruit mesuré (Fig. 4.18). Cette conclusion est démontrée sur la Fig. 4.19 où le bruit mesuré pour le détecteur XPAD3 est approximativement inversement proportionnel à la racine carrée de la dose absorbée.

À faible statistique (300 photons/pixel) donc à faible dose (12 mGy), la valeur du bruit obtenue avec le détecteur XPAD3 est de $\sim 52\%$, alors que celle obtenue avec la caméra DALSA XR-4 est de 76% . Ce résultat confirme les conclusions des études théoriques menées sur les pixels hybrides, à savoir qu'à faible dose le pixel hybride est plus performant qu'une intégration de charges.

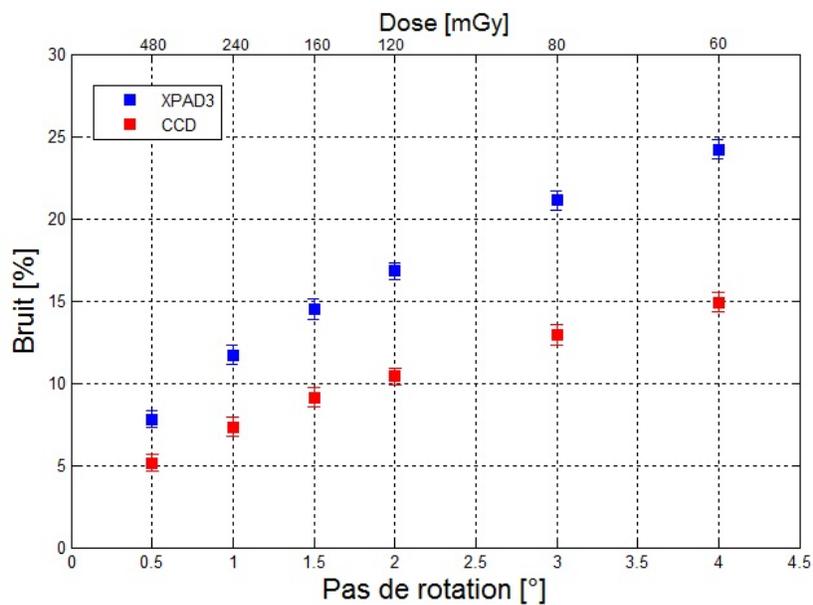


Fig. 4.16 – Bruit mesuré en fonction du pas de rotation sur les coupes reconstruites des données du détecteur XPAD3 et des données de la caméra DALSA XR-4. La statistique est de 6000 photons/pixel/10s dans le fond blanc pour le détecteur XPAD3. La dose absorbée mesurée en mGy est donnée pour les différents cas analysés.

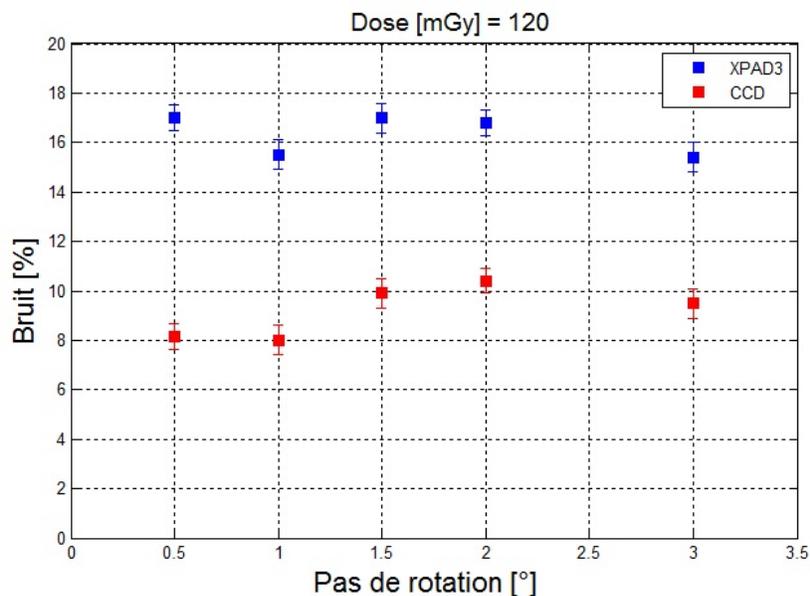


Fig. 4.17 – Bruit mesuré en fonction du pas de rotation sur les coupes reconstruites des données du détecteur XPAD3 et des données de la caméra DALSA XR-4 pour une dose constante (120 mGy).

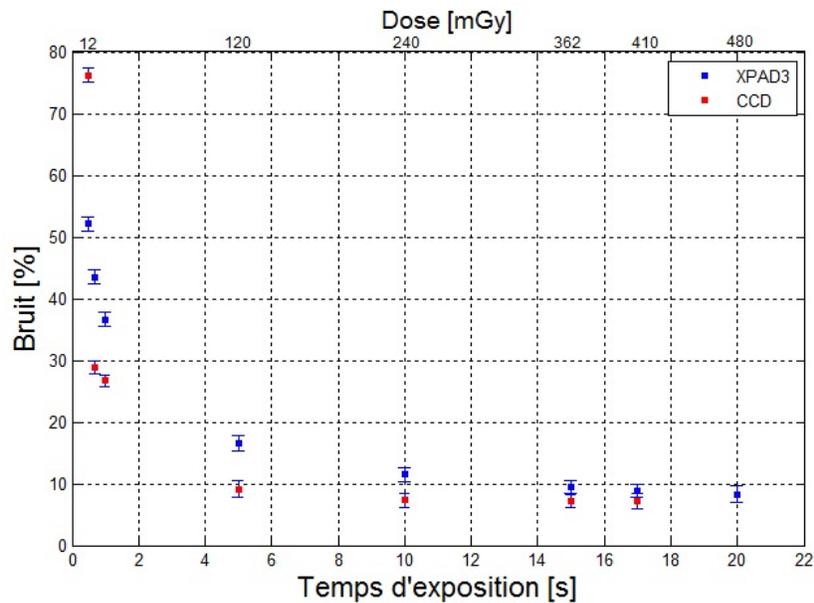


Fig. 4.18 – Bruit mesuré en fonction de la dose absorbée en variant le temps de pose sur les données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 pour un pas de rotation de 1° .

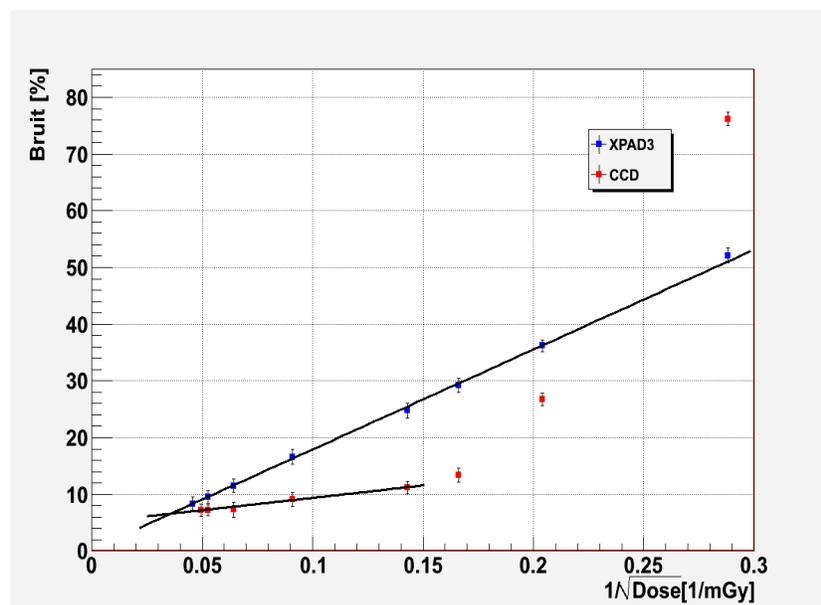


Fig. 4.19 – Bruit mesuré en fonction de l'inverse de la racine carrée de la dose absorbée en variant la statistique de comptage (en augmentant le temps d'exposition) pour les données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 avec un pas de rotation de 1° . La caméra DLASA XR-4 est linéaire lorsque la dose est assez grande (type au delà de 35 mGy) mais les performances se détériorent aux faibles doses.

4.7 Étude du spectre de puissance du bruit

Pour obtenir une bonne estimation du spectre de puissance du bruit, nous devons effectuer a priori certaines opérations pour identifier et corriger les pixels défectueux de nos images

notamment.

Les inégalités dans la normalisation des pixels en raison de la présence de pixels défectueux nécessitent une correction d'image préliminaire. Pour chaque configuration étudiée (d, e, f), une série de 100 images (F_k , $k = 0, \dots, 99$) est acquise. Seule la partie centrale de l'image (de taille égale à 77×117 pixels) est prise en compte. L'image obtenue à partir de la moyenne des 100 images est prise comme référence de calibration (Cal). Un pixel de l'image F_k à la position de (x, y) est marqué comme défectueux si :

$$\text{Cal}(x, y) = 0 \quad \text{pixel mort} \quad (4.3)$$

$$|\text{Cal}(x, y) - \overline{\text{Cal}}| > 4\sigma_{\text{Cal}} \quad \text{pixel globalement bruité} \quad (4.4)$$

$$(F_k(x, y) - \overline{\text{Cal}}) > 4\sigma_{\text{Cal}} \quad \text{pixel localement bruité} \quad (4.5)$$

où $F_k(x, y)$ est le contenu du pixel dans l'image numéro k , tandis que Cal et σ_{Cal} sont la moyenne et le sigma du fit gaussien de l'image d'étalonnage (calibration) Cal . Enfin, la normalisation de pixel pour une trame F_k est définie comme suit :

$$N_k(x, y) = F_k(x, y) / \text{Cal}(x, y) \cdot \overline{\text{Cal}} \quad (4.6)$$

Le NPS est estimé en utilisant des images de fond blanc (pas d'objet entre la source et le détecteur) acquises dans chacune des configurations (d, e, f). Les trames sont corrigées en utilisant l'équation (4.6). Tous les pixels défectueux sont remplacés par une valeur aléatoire suivant une distribution de Poisson avec une moyenne égale à la valeur moyenne de la trame ($\overline{N_k}$) [65]. Le NPS en deux dimensions est obtenu à partir des trames corrigées (N'_k) comme suit (équation 1.23) :

$$\text{NPS}_k(u, v) = \frac{|\text{FFT}(\delta_k(x, y))|^2}{N M} (\Delta_{pix})^2 \quad (4.7)$$

où u et v désignent les fréquences spatiales le long des axes horizontal et vertical, N et M correspondent au nombre de colonnes et de lignes dans la trame respectivement, Δ_{pix} est la taille du pixel et FFT est la transformée de Fourier rapide de $\delta_k(x, y)$, qui représente la variation normalisée du pixel (x, y) dans l'image N'_k :

$$\delta_k(x, y) = \frac{N'_k(x, y) - \overline{N'_k}}{\overline{N'_k}} \quad (4.8)$$

Le $\text{NPS}_k(f)$ à une dimension est obtenu en moyennant radialement le $\text{NPS}_k(u, v)$ tel que $\sqrt{u^2 + v^2} \in [f - f_{int}, f + f_{int}]$, avec $f_{int} = 0,01/\Delta_{pix}$ et $v \in [-7, 7]$ (unités mm^{-1}). Finalement le $\text{NPS}(f)$ global est estimé comme étant la moyenne des $\text{NPS}_k(f)$ obtenus des 100 acquisitions de champs plats mesurées pour chaque configuration.

Les Fig. 4.20(a) et Fig. 4.20(b) montrent les NPS des deux détecteurs correspondant à une calibration au ras du bruit. Le spectre filtré avec $25 \mu\text{m}$ de niobium (Nb) est utilisé, deux différentes doses correspondant à des temps d'exposition de 0,1 s et 1 s par image. Pour mieux comprendre l'étude du bruit, des courbes NPS d'un détecteur idéal purement Poissonien sont également tracées pour le détecteur à pixels hybride. Elles sont obtenues par simulation Monte Carlo des images avec des statistiques de comptage comparable aux statistiques mesurées. Pour chaque configuration, la valeur moyenne de l'image de calibration,

$\overline{\text{CaI}}$, est considérée comme la moyenne de la distribution de Poisson idéale. En général, le comportement Poissonien du détecteur XPAD3 pour les différentes doses est confirmé, alors que pour la caméra DALSA XR-4, une augmentation du bruit est observée vers les basses fréquences. Ces résultats confirment les résultats obtenus sur l'étude menée sur un détecteur XPAD3-S par F. Cassol et al [65].

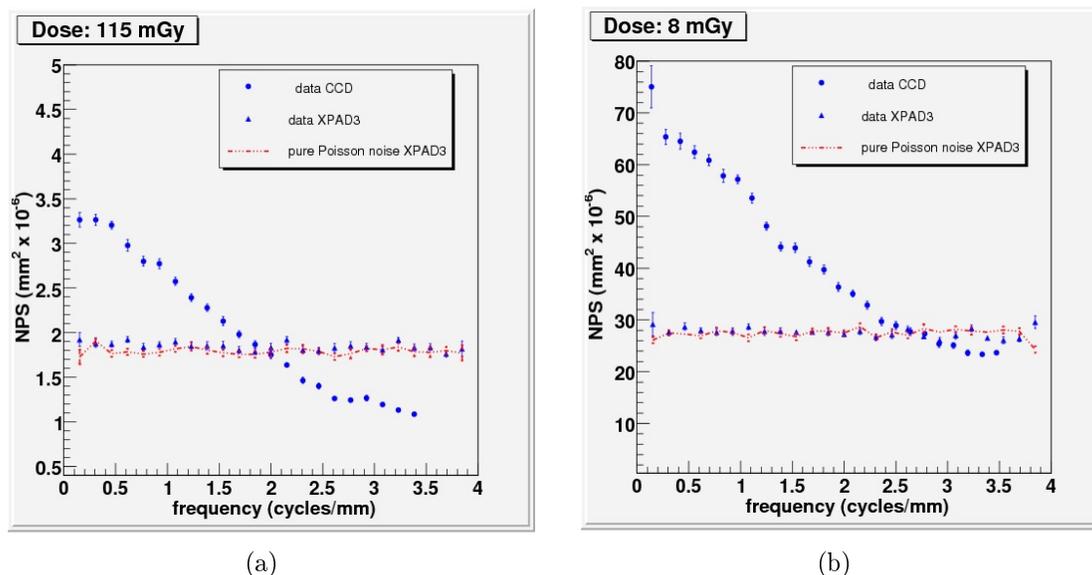


Fig. 4.20 – (a) NPS mesuré et théorique pour le détecteur XPAD3. (b) NPS mesuré pour la caméra DALSA XR-4. Les caractéristiques en terme de NPS de la caméra DALSA XR-4 se dégradent par rapport à celles du détecteur XPAD3 à très faible dose comme déjà illustrées dans l'étude du bruit.

4.8 Étude de la résolution spatiale à haut contraste

La résolution spatiale définit la dimension minimale d'un objet susceptible d'être détecté. Elle se mesure à haut contraste de façon à minimiser la contribution du bruit.

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour caractériser la résolution spatiale d'un imageur. certaines sont subjectives et d'autres objectives. Pour notre part, nous avons choisi d'utiliser la méthode objective basée sur l'étude de la fonction de transfert de modulation (MTF). Parmi les différentes méthodes objectives existantes pour calculer la MTF, notre choix s'est porté sur la méthode de la réponse à un bord (*Edge Response Method*) [46].

Cette méthode peut être divisée en trois parties (Fig. 4.21) :

- Identification de la fonction de réponse à un bord (ERF) à l'aide de la mesure du profil du bord d'un objet.
- Calcul de la dérivée première de l'ERF pour obtenir la fonction de dispersion linéaire ou LSF (*Line Spread Function*).

- Calcul de la MTF donnée par la Transformée de Fourier de la LSF.

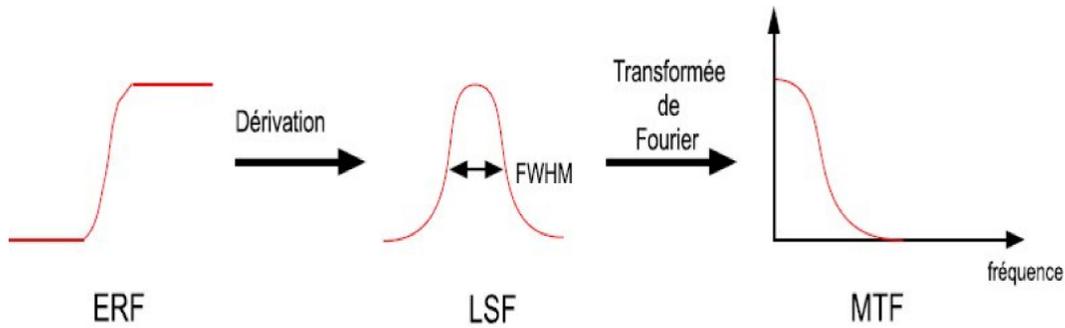


Fig. 4.21 – Chaîne de traitement correspondant à la méthode de la réponse à un bord.

La fonction de réponse à un bord (ERF) consiste à tracer un profil correspondant à la variation de la valeur CT entre deux milieux de nature différente. La tâche initiale consiste donc à identifier correctement le bord de l'objet étudié. Pour la résolution 3D, le bord doit contenir l'axe de rotation du tomodensitomètre avec un défaut d'alignement de quelques degrés par rapport à l'orientation de la matrice de reconstruction.

Pour cette étude 3D, le demi-cylindre décrit pour l'étude du bruit représente un bon objet pour appliquer cette méthode. L'angle d'inclinaison du demi-cylindre doit être correctement estimé, une petite erreur sur l'estimation de cet angle entraîne une erreur sur le résultat. La configuration géométrique de l'ensemble du système d'acquisition est illustrée dans la Fig. 4.22. La distance entre la source et le détecteur est de 437 mm, celle entre la source et l'axe de rotation de l'objet de 235 mm. Nous inclinons le demi-cylindre d'un angle approximatif, inférieur à 5° par rapport au plan du détecteur. Pour estimer l'angle sur les données du

PIXSCAN II par rapport à la matrice de reconstruction, nous nous sommes basés sur l'article de S.M. Bentzen [66] qui fait l'hypothèse que la LSF suit une distribution gaussienne :

- Une distribution gaussienne de moyenne m , d'écart type σ et de constante C_1 ; est donnée par :

$$Z(x) = \frac{C_1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.9)$$

- La LSF correspond à la dérivée première de la ERF, l'intégrale de $Z(x)$ donne le profil du bord $E(x)$:

$$E(x) = \frac{C_1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}} dt + C_2 \quad (4.10)$$

On ajuste les données du bord de l'objet à l'aide de l'équation (4.10), où C_1 est la valeur de la partie inférieure du bord et C_2 le contraste du bord. On parcourt la partie sélectionnée du

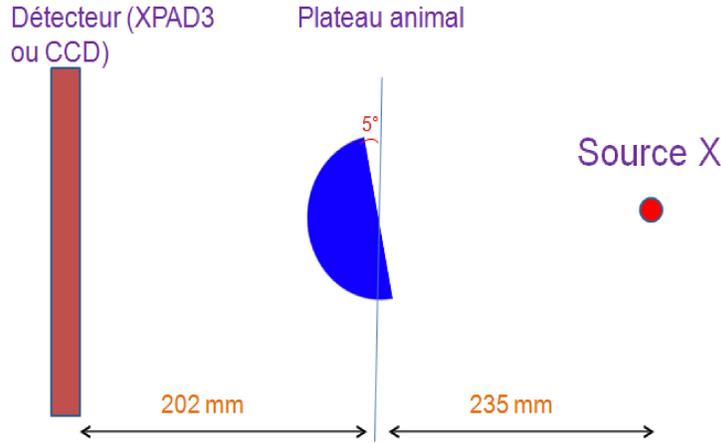


Fig. 4.22 – Configuration géométrique du système d'irradiation tomodensitométrique PIXS-CAN II.

bord, on ajuste pour chaque ligne la fonction $E(x)$, avec C_1 et C_2 . Le résultat de l'ajustement donne la valeur m , la valeur moyenne de la distribution gaussienne. On représente ensuite la valeur de m calculée pour chaque ligne et on applique une régression linéaire, ceci permet d'obtenir la pente a de la droite ajustée. L'angle du bord recherché est alors donné par :

$$\tan \theta = \frac{p_y}{a \times p_x} \quad (4.11)$$

Avec p_x et p_y les dimensions du pixel en x et en y . Pour notre étude, $p_x = p_y$

Tout le long de notre étude nous travaillons avec la coupe centrale transverse du volume reconstruit.

La fonction de réponse à un bord

La procédure décrite par Flynn and Samei [40] pour l'analyse du profil du bord et de la fonction de dispersion linéaire (LSF) a été suivie pour le traitement de nos données. Pour calculer le profil du bord du cylindre, nous sélectionnons une région de pixels sur la coupe reconstruite étudiée. La région choisie s'étend entre $x = 30$ à 70% et $y = 20$ à 80% de l'image. Dans cette région, nous calculons la distance de chaque pixel au bord du demi-cylindre. Prenons par exemple la ligne centrale $y = \frac{h}{2}$, la distance entre chaque pixel de cette ligne et le bord est calculée comme suit (Fig. 4.23) :

$$\tan \theta = -\frac{y_C - y_B}{x_B - x_A} \quad (4.12)$$

Les centres des pixels de l'image sont données par :

$$x = \frac{dp}{2} + dp \times i \quad (4.13)$$

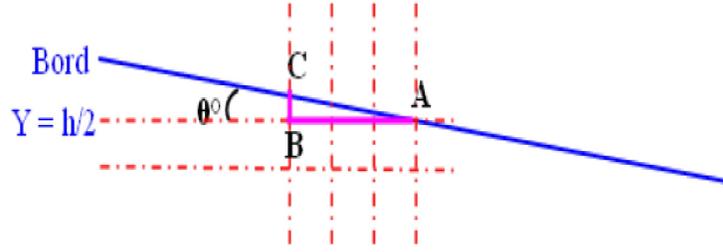


Fig. 4.23 – Angle entre une ligne de l'image (violet) et le bord du demi-cylindre (bleu).

$$y = \frac{dp}{2} + dp \times j \quad (4.14)$$

Où i et j représentent les lignes et les colonnes de l'image de taille (l, h) , et dp la taille des pixels sur l'image reconstruite. À l'aide des équations 4.13, 4.14 et 4.12, on déduit :

$$y_C = \frac{h}{2} dp - \tan \theta \left(x - \frac{l}{2} dp \right) \quad (4.15)$$

La distance entre les pixels et le bord est donc égale à :

$$d = y_C - y_A = y_C - \frac{h}{2} dp \quad (4.16)$$

Avec A, le point d'intersection de la ligne de l'image avec le bord du demi-cylindre. À partir de ces valeurs, nous représentons la valeur CT du pixel étudié pour sa distance au bord du cylindre. Ensuite, nous appliquons la méthode des moindres carrés sur ces points pour obtenir le profil du bord (Fig. 4.24).

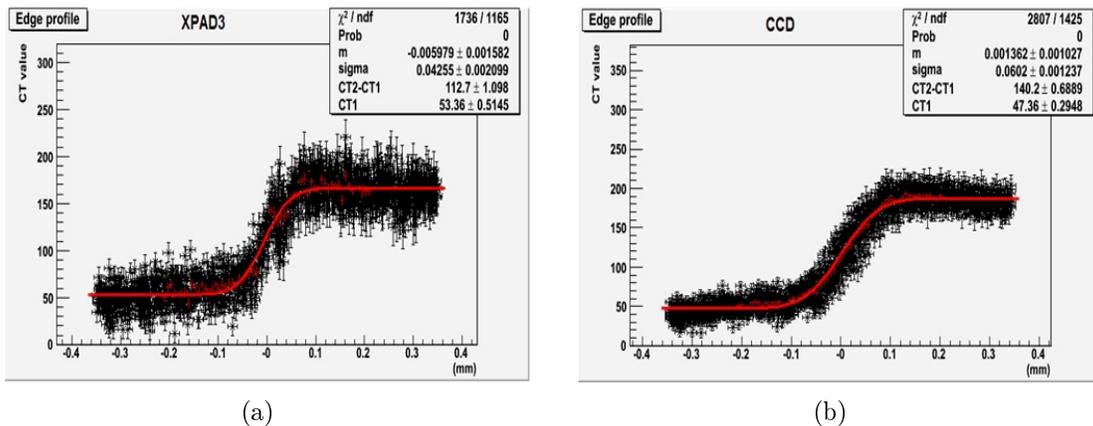


Fig. 4.24 – Profil du bord du demi-cylindre (courbe rouge) mesuré pour le détecteur XPAD3 (a) et la caméra DALSA XR-4 (b). Les points noirs correspondent aux valeurs CT des pixels étudiés et de leur distance au bord du demi-cylindre.

La fonction de dispersion linéaire (LSF)

La fonction de dispersion linéaire (Fig. 4.25) est égale à la dérivée première du profil du bord. La résolution est donnée par la largeur à mi-hauteur de la LSF, calculée dans l'équation 1.31

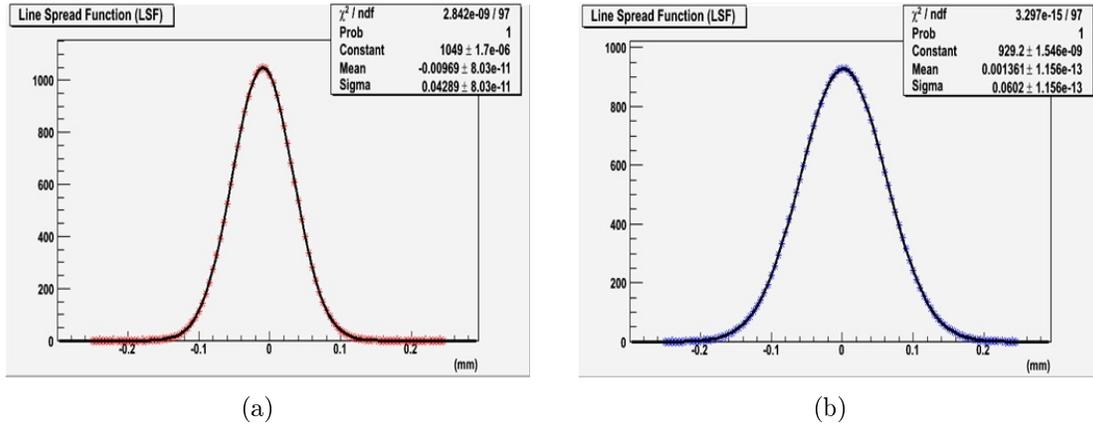


Fig. 4.25 – Fonction de dispersion linéaire (LSF) mesuré pour (a) le détecteur XPAD3 (pixels de 130 μm) et (b) la caméra DALSA XR-4 (pixels apparents de 144 μm).

La fonction de transfert de modulation (MTF)

La MTF est obtenue en calculant la Transformée de Fourier de la LSF (Fig. 4.26). Nous utilisons la Transformée de Fourier Discrète qui permet de transformer la séquence de N nombres complexes $(\text{LSF}_n)_{n=0}^{N-1}$ en une séquence de N nombres complexes $(\text{MTF}_n)_{n=0}^{N-1}$. de la manière suivante :

$$\text{MTF}_n = \sum_{n=0}^{N-1} \text{LSF}_n e^{-2i\pi k \frac{n}{N}} \quad (4.17)$$

Pour l'étude de la résolution à haut contraste, nous analysons dans un premier temps les mêmes données que celles utilisées pour l'étude du bruit.

Premièrement, nous analysons la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la LSF. Le Tableau 4.5 ainsi que la Fig. 4.27 comparent les différentes valeurs de la résolution spatiale FWHM mesurées avec les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4 (configuration d du Tableau 4.1). Plus le pas de rotation est grand, plus les résolutions se détériorent. La meilleure résolution est obtenue dans notre étude avec un pas de rotation de 0,5°. La dose absorbée pour cette résolution est très importante (482 mGy). Le meilleur compromis résolution-dose absorbée pour nos études est obtenu avec un pas de 1° et une dose deux fois moins faible (241 mGy) que celle obtenue avec un pas de 0,5°. Un plus petit pas de rotation ne permet pas de gagner énormément en résolution.

Les résolutions mesurées avec le détecteur XPAD3 sont meilleurs que celles obtenues avec la caméra DALSA XR-4. Ceci vient partiellement du fait que le pixel de la caméra DALSA XR-4 est légèrement plus important (144 μm) que celui du détecteur XPAD3 (130 μm).

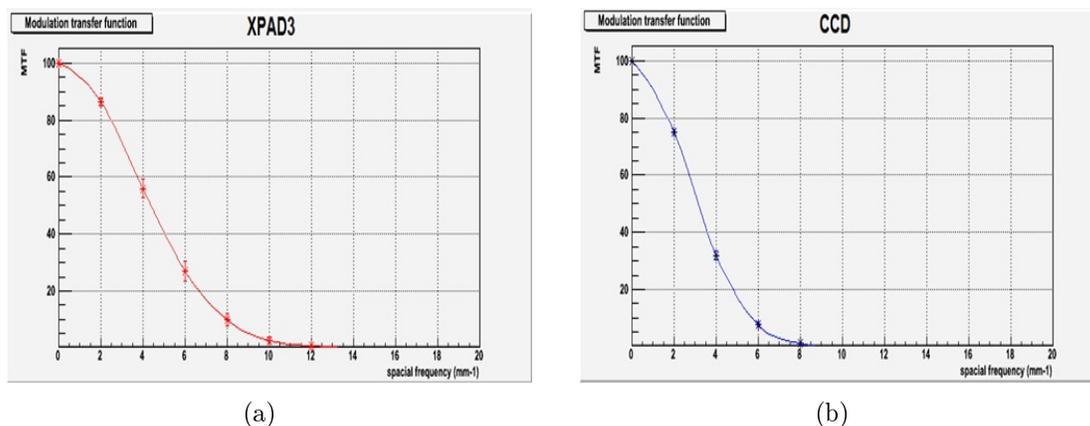


Fig. 4.26 – Fonction de transfert de modulation (MTF) déterminée pour (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra DALSA XR-4.

Pas de rotation [°]	FWHM XPAD3 [μm]	FWHM DALSA XR-4 [μm]	Dose [mGy]
0,5	87	139	482
1	99	141	241
1,5	118	156	160
2	138	177	120
3	159	202	80

TABLE 4.5 – Résolutions spatiales FWHM déterminées pour chaque pas de rotation pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4 obtenues pour un temps d'exposition de 10 s /image.

Mais la dégradation pour la caméra CCD est surtout due à la présence d'un scintillateur à l'entrée de la caméra CCD pour convertir les rayons X en photons lumineux. La diffusion de la scintillation dans le scintillateur élargit sensiblement la résolution de la caméra. Dans le cas du détecteur XPAD3 la détection est directe et ne passe pas par un convertisseur. La convolution par la taille du foyer de la source X élargit également la résolution des détecteurs.

Le Tableau 4.6 compare les valeurs de la résolution spatiale déterminées avec les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4 pour un nombre variable de projections et une dose totale absorbée constante de 120 mGy. Ce résultat va dans le même sens que celui obtenu précédemment. Plus le nombre de projections est faible, plus la résolution spatiale est dégradée. Cette dégradation dans le cas du détecteur XPAD3 est moins importante que celle enregistrée avec la caméra DALSA XR-4.

D'autre part, la dose absorbée n'influence pas considérablement la résolution à haut contraste. Pour une dose absorbée plus importante, la résolution à haut contraste enregistre une amélioration de 15% à 20% seulement (Fig. 4.28). Étant donné la taille des pixels (130 μm pour le détecteur XPAD3) et le facteur d'agrandissement ($G \cong 2$), la résolution attendue devait être de l'ordre de 65 μm (projection conique). Or, la résolution obtenue est un peu plus large. Les raisons d'une telle détérioration proviennent des effets des caractéristiques

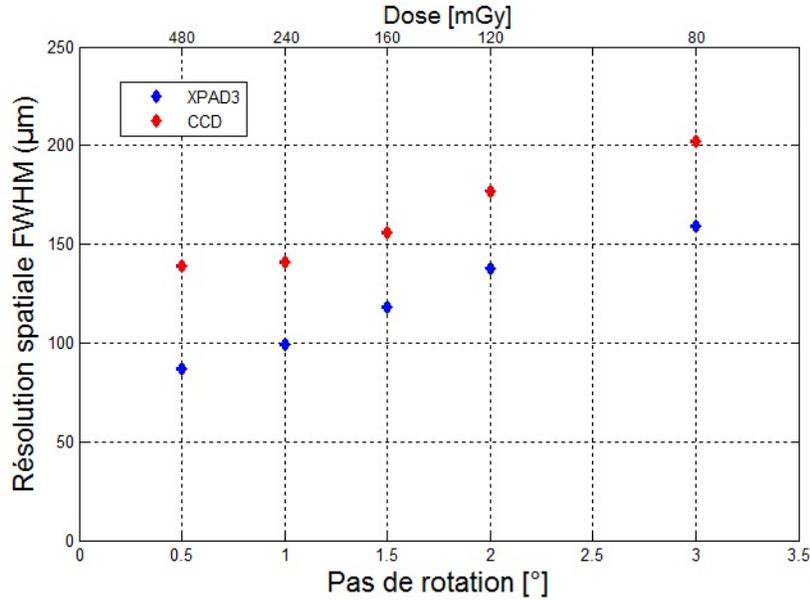


Fig. 4.27 – Résolution spatiale FWHM en fonction du pas de rotation déterminée pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4. La statistique est de 600 photons/pixel/1s dans le fond blanc.

Pas de rotation [°]	FWHM XPAD3 [µm]	FWHM DALSA [µm]	Durée (s/pose)
0,5	129	148 (133)	2,5
1	131	152 (137)	5
1,5	136	161 (145)	7,5
2	140	177 (159)	10
3	151	190 (171)	15

TABLE 4.6 – Résolutions spatiales FWHM déterminées pour chaque pas de rotation pour les données du détecteur XPAD3 et celles de la caméra DALSA XR-4. La dose pour chaque tomographie est constante (120 mGy). Les valeurs entre parenthèses sont des extrapolations linéaires en considérant des pixels de 130 µm (en faisant l’hypothèse que la FWHM varie linéairement).

des détecteurs, le charge sharing, le scintillateur pour la conversion dans la caméra DALSA XR-4, la convolution avec la taille du foyer de la source (flou géométrique) et la convolution par le filtre rampe dans l’algorithme FDK.

4.9 Étude de la détectabilité à bas contraste

La résolution à bas contraste est une mesure de la capacité de l’appareil à différencier un objet de son environnement, tous deux ayant des coefficients d’atténuation similaires (densités voisines). Cette mesure est évaluée en déterminant la plus petite taille d’objet

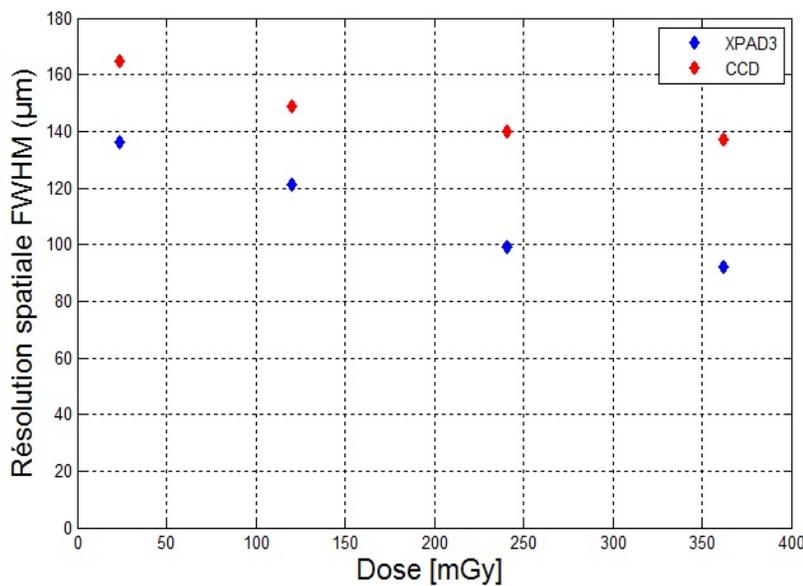


Fig. 4.28 – Résolution spatiale FWHM mesuré en fonction de la dose absorbée. La dose est variée en augmentant le temps d'exposition pour un pas de rotation est de 1° .

détectée pour un contraste donné. Il faut donc mesurer la détectabilité pour des contrastes de plus en plus faibles sachant que, dans ces conditions, la mesure sera affectée par le bruit et donc la dose. Cette mesure représente une sorte d'index global de qualité d'image.

L'objet étudié est un fantôme cylindrique formé d'un cylindre en ABS (*acrylonitrile butadiène atyrène*), un polymère thermoplastique léger, relativement rigide employé par l'industrie pour des produits présentant une bonne tenue aux chocs (Fig. 4.29). Le diamètre externe du cylindre est de 33 mm, sa hauteur externe est de 90 mm. L'intérieur de ce fantôme contient une série de cavités cylindriques de diamètre 0,5, 1, 1,5, 2, 3 et 4 mm. La hauteur des ces cavités est de 90 mm. Le cylindre est fixé sur un support en aluminium à l'aide d'une vis.

Nous avons réalisé plusieurs mesures différentes avec ce fantôme. Chaque mesure est différenciée par le contraste entre le contenu des cavités (inserts) et l'ABS (matériau constituant le fantôme). La variation du contraste est réalisée à l'aide de solutions d'Iomeron 400 (Altana Pharma, Constance, Allemagne) mélangées à de l'eau distillée. Les cavités sont remplies successivement avec des solutions d'iode de concentrations décroissantes. Pour chaque concentration, la taille de la plus petite cavité détectable sur l'image reconstruite est identifiée.

Afin d'explorer le maximum de possibilités et de conclure sur la détectabilité à bas contraste de chaque détecteur, les images reconstruites sont étudiées pour chaque concentration d'iode (ou contraste). Nous avons utilisé des contrastes variant entre 20 et 300 HU. La Fig. 4.30 montre un exemple du fantôme reconstruit à partir des données acquises avec le détecteur XPAD3. Sur les coupes sagittale et coronale, nous remarquons l'existence d'une tache noire à peu près rectangulaire au milieu d'une barrette, cette tache correspond à un chip défectueux du détecteur XPAD3.

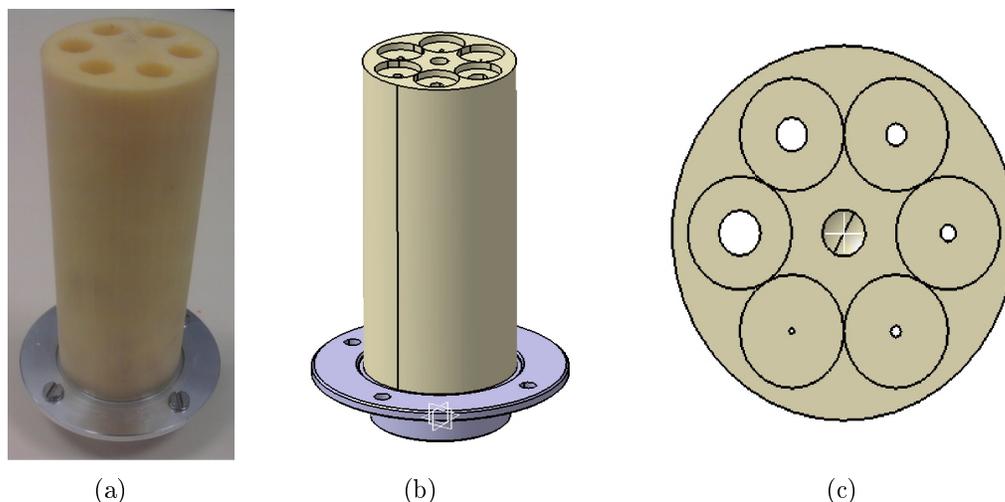


Fig. 4.29 – (a) Photographie du fantôme cylindrique en ABS utilisé pour l'étude de la détectabilité à bas contraste. (b) Vue de face du fantôme. (c) Vue de dessus du fantôme.

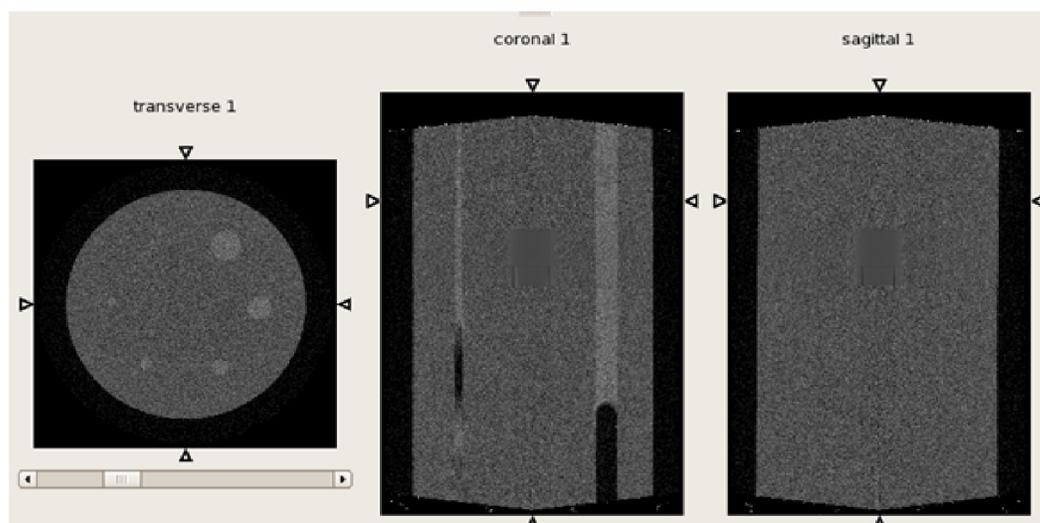


Fig. 4.30 – Exemple d'un volume reconstruit à partir des données acquises avec le détecteur XPAD3 pour une solution d'iode de 5mg/ml.

À l'aide de la simulation Geant4, nous avons récupéré les coefficients d'atténuation correspondants à chaque concentration. La première étude que nous avons menée consiste à faire varier le contraste entre le contenu des inserts et le milieu englobant (ABS) et à relever la taille (diamètre) du plus petit insert (cavité) détecté. La deuxième étude porte sur l'évaluation de l'effet de la dose sur la détectabilité à bas contraste pour trois valeurs différentes de doses absorbées de 12, 120 et 241 mGy.

Les mesures présentent plusieurs difficultés. Premièrement, la préparation des solutions demande une très grande précision pour ne pas fausser les mesures de contraste. Deuxièmement, les difficultés rencontrées dans le remplissage du fantôme induisent des bulles d'air. Ces

problèmes ont compliqué l'étude des données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4. La meilleure coupe tomographique de chaque volume reconstruit a été recherchée pour effectuer l'analyse.

Sur la coupe sélectionnée, le diamètre du plus petit trou pouvant être détecté nous donne la résolution à bas contraste des deux détecteurs. Dans notre cas, cette détectabilité dépend de la perception des inserts par trois individus différents. Les résultats obtenus avec cette méthode sont concordants.

Les résultats de cette étude sont représentés dans la Fig. 4.31. La limite de la détectabilité à bas contraste de la configuration actuelle du détecteur XPAD3 est estimée à 25 HU pour un insert de diamètre égal à 4 mm. Elle est de 40 HU pour la caméra DALSA XR-4 pour le même diamètre de l'insert. Par ailleurs, la limite de la résolution à bas contraste dépend fortement de la dose. Plus la dose est importante, meilleure est la détectabilité à bas contraste.

L'écart entre les différences minimales de la valeur CT détectables pour les deux caméras augmente avec la dose, ceci peut s'expliquer par la présence du courant noir dans le cas du détecteur CCD à haute dose (un temps de pose élevé) qui engendre un bruit plus important (Fig. 4.32).

4.10 Étude des déformations engendrées par la reconstruction tomographique

La qualité des images reconstruites est liée à la qualité des projections et à l'algorithme de reconstruction tomographique.

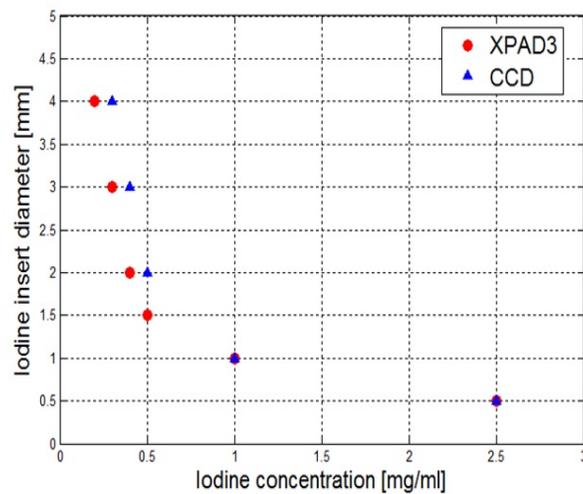
L'étude de la qualité des reconstructions tomographiques se divise en deux parties principales :

- étude des artefacts et de leurs origines.
- reproduction des dimensions de l'objet scanné sur les images reconstruites.

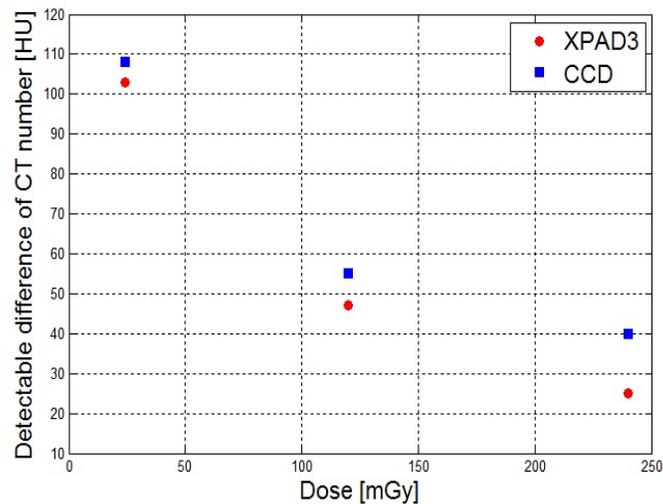
Pour cela, nous utilisons le fantôme de Defrise QRM-microCT-MD (QRM GmbH, Möhrendorf, Allemagne)³. Ce fantôme mesure 20 mm de diamètre et 48,5 mm de hauteur. Il est formé de huit disques circulaires de forte densité (1,38 g/cm³) équidistants (espacés de 3 mm). Ces disques sont séparés par sept disques de faible densité (1,18 g/cm³) présentés en matériel plus foncé (Fig. 4.33). Les huit cylindres (disques) de forte densité mesurent 1 mm de hauteur et 20 mm de diamètre. Les sept cylindres (ou disques) de faible densité au centre du fantôme mesurent 3 mm de hauteur et 20 mm de diamètre. Le fantôme est complété de chaque côté par 10 mm de PMMA (polyméthyl méthacrylate) pour 20 mm de diamètre. Les reconstructions tomographiques du fantôme de Defrise obtenues avec le détecteur XPAD3 sont analysées et comparées à celles mesurées avec la caméra DALSA XR-4. Il faut noter que l'ouverture angulaire du faisceau conique est de l'ordre de 3° pour contenir le fantôme de Defrise, ce qui signifie que nous sommes au deçà des conditions limites d'utilisation de l'algorithme FDK (8° maximum). Il ne devrait pas y avoir trop de déformations dans les plans de coupes éloigné du plan de rotation de la source.

La Fig. 4.34 montre un exemple de projection acquise avec chaque détecteur.

3. <http://www.qrm.de/>



(a)



(b)

Fig. 4.31 – Détectabilité à bas contraste des détecteurs (a) XPAD3 et DALSA XR-4 pour les différentes concentrations étudiées. (b) Différence minimale de valeur CT détectable pour les deux caméras en fonction de la dose.

Nous avons commencé par étudier la similitude entre deux coupes axiales sagittales des volumes reconstruits à partir des données mesurées avec le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4 (Fig. 4.35). Pour confirmer cette similitude, nous avons calculés les profils d'intensité verticaux (un profil d'intensité d'une région de pixels représente les valeurs CT des pixels de cette région) à trois emplacements sur chacune des coupes : gauche, droite et milieu (Fig. 4.36).

Les profils d'intensité pour les données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA

4.10. ÉTUDE DES DÉFORMATIONS ENGENDRÉES PAR LA RECONSTRUCTION TOMOGRAPHIQUE

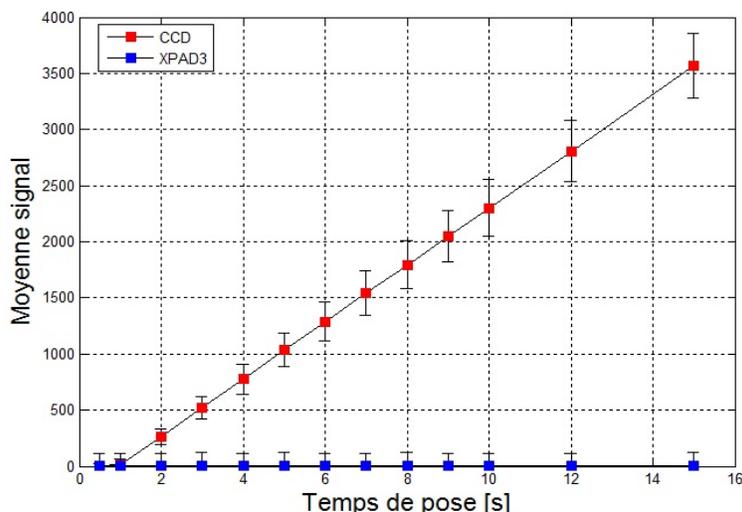


Fig. 4.32 – Courant noir mesurés pour le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4

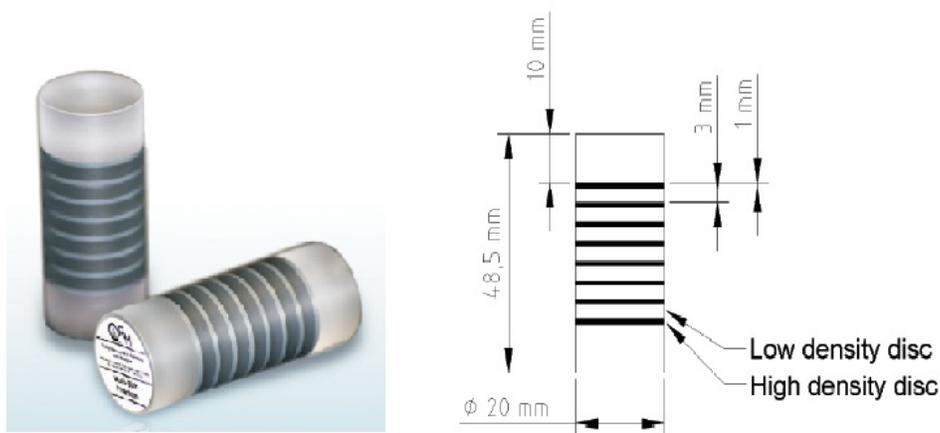


Fig. 4.33 – Le fantôme de Defrise QRM-microCT-MD.

XR-4 correspondent approximativement. Par ailleurs, ils sont fluctuants. Ceci est dû aux multiples artéfacts présents sur les coupes reconstruites. Ces artéfacts sont plus accentués sur le profil central, ceci est principalement dû au fait que ce profil soit proche de l'axe de rotation (et donc dans une zone plus bruitée de l'image 3D), et de manière moindre à la présence sur toutes les projections des pixels défectueux des détecteurs, notamment du détecteur XPAD3. Cette conclusion a déjà été validée en simulant le fantôme de Defrise sans les pixels morts. La qualité de la reconstruction tomographique est bien meilleure, les artéfacts sont atténués [67].

La deuxième étape consiste à vérifier que les dimensions des cylindres sur les coupes du volume reconstruit correspondent à celles du fantôme de Defrise.

Les largeurs des segments sur la coupe reconstruite sont mesurées à partir de leurs profils d'intensité. La largeur de chaque segment correspond à la largeur à mi-hauteur du profil mesuré.

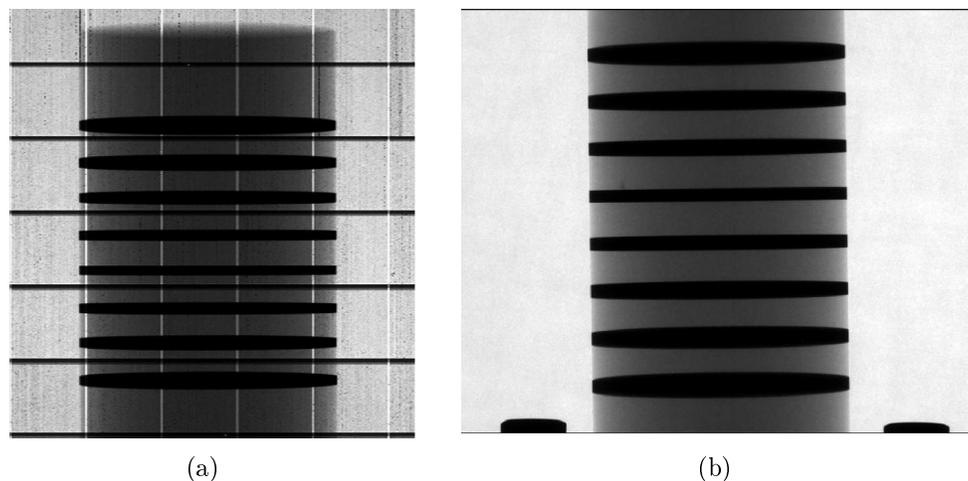


Fig. 4.34 – Projections du fantôme de DeFrise obtenues avec (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra DALSA XR-4.

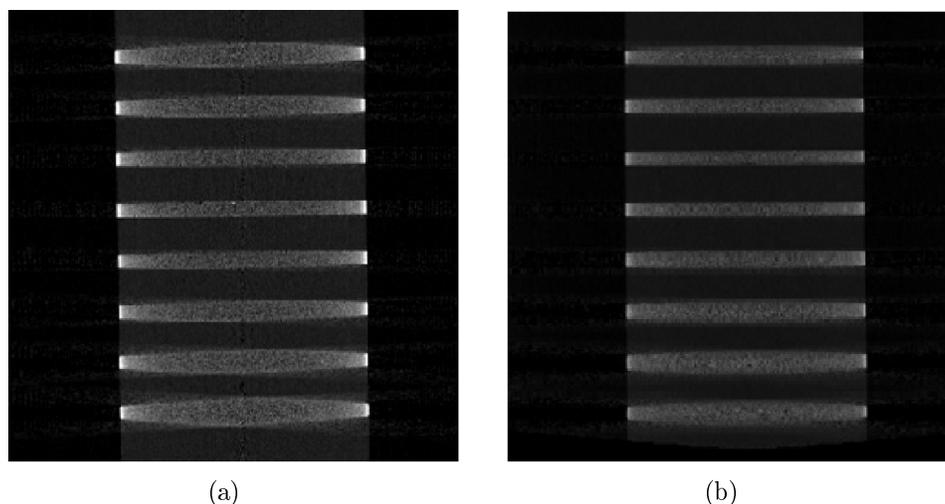


Fig. 4.35 – Coupes sagittales du fantôme de DeFrise reconstruites à partir des données du XPAD3 (a) et des données CCD (b).

Pour les cylindres de forte densité par exemple, la largeur (épaisseur des disques) sur le fantôme est égale à 1 mm. Celle mesurée sur les coupes reconstruites à partir des données XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 est de l'ordre de 1 mm pour les segments au centre de l'image. Par ailleurs, plus nous nous éloignons du centre (plan optique horizontal), plus cette valeur est faussée. Ceci est dû à l'effet de la projection conique que l'algorithme de reconstruction utilisée ne corrige pas totalement (Fig. 4.37).

En conclusion, les images reconstruites à partir des données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 sont pratiquement similaires et présentent quelques artefacts.

L'utilisation de l'algorithme FDK en projection conique accentue ce problème. Par ailleurs, les artéfacts d'ordre géométrique sont pratiquement absents, la calibration géométrique du système étant précise (de l'ordre de 10 μm). Les dimensions des objets scannés au centre des images reconstruites sont correctes, par contre elles sont approximatives en s'éloignant du centre. Ceci résulte de l'approximation faite par l'algorithme de reconstruction tomographique FDK.

4.11 Dosimétrie du PIXSCAN II par rapport aux imageries micro-CT petit animal

Afin de pouvoir tirer des conclusions quant à l'avenir d'un système d'imagerie de nouvelle génération, il est nécessaire de comparer ses résultats à ceux d'autres systèmes. Les caractéristiques dosimétriques étant difficiles à obtenir de la part des constructeurs de microtomodensitomètres commerciaux, nous avons choisi de montrer un tableau comparatif établi par Carlson et al. [68] en 2006. Le Tableau 4.7 reprend une série de mesures dosimétriques établies dans le cadre d'une étude portant sur l'influence des irradiations biomédicales sur les pathologies cancéreuses observées par micro-CT sur des souris. Les doses typiques reçues par l'animal pour chacune de ces études vont dépendre des caractéristiques du micro-CT utilisé.

Les doses ont été mesurées soit par des chambres d'ionisation soit par des dosimètres thermoluminescents (TLD) équivalents en dose aux tissus mous. Les coefficients d'atténuation massiques de l'air et des tissus mous⁴ étant pratiquement identiques (cf Fig. 4.38), aucune correction n'a été apportée à nos mesures.

Auteurs	Paramètres CT				Dose mesurée	
	mA	kV	filtre (mm Al)	Scan (s)	Moyenne (mGy)	Instantanée (mGy/mA/s)
Carlson et al. [68]	0,26	80	0,7	232	111	1,8
Obenus et Smith [69]	0,8	50	NC	144	35	0,3
Goertzen [70]	NC	80	2	200 - 1000	226	0,75
Goertzen et al [24]	0,6	40	NC	200	90	1,7
PIXSCAN II	0,6	50	6	180 - 3600	12-241	0,11

TABLE 4.7 – Comparatif de doses moyennes déposées lors d'examens radiologiques par microtomodensitométrie. NC : non communiqué.

Le débit de dose dans l'air pendant un examen complet avec un μ -CT SkyScan⁵ par exemple était de 330 $\mu\text{Gy/s}$ avec le modèle micro-CT 1076. Le temps moyen d'examen avec

4. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>

5. <http://www.skyscan.be>, Kontich, Belgique

ce système d'imagerie in-vivo est de 15 minutes, ce qui correspondent à 300 mGy par scan, et la résolution atteint 15 μm . La résolution rapportée par Carlson et al. est de 155 μm , contre 100 μm dans le système d'irradiation PIXSCAN II avec le détecteur XPAD3 et de 140 μm avec la caméra DALSA XR-4.

La Tableau 4.7 montre néanmoins que le prototype PIXSCAN II (XPAD3 ou DALSA XR-4) en acquisition dépose moins de dose que d'autres par unité de temps, même si le comptage de photons par les pixels hybrides impose de conserver une statistique suffisamment importante pour établir un contraste correct (> 1500 coups/pixel/s, déterminés expérimentalement).

En dépit des dégradations à la fois de la résolution, imputées au vieillissement du détecteur XPAD3 et au scintillateur pour la caméra DALSA XR-4, mais aussi de la dosimétrie par de longs temps de latence, les pixels hybrides affichent des performances prometteuses.

4.12 Discussion

Dans ce chapitre, nous avons exploré les performances du micro-tomodensitomètre PIXSCAN II en utilisant le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4. Le détecteur XPAD3, troisième version de détecteur à pixels hybrides installée dans le démonstrateur PIXSCAN II, a prouvé son bon fonctionnement en tant que détecteur pour l'imagerie X du petit animal. Les défauts de ce détecteur incluant l'instabilité des seuils et surtout un nombre important de pixels défectueux ont influencé ses performances. Mais malgré ces défauts, les projections et les reconstructions tomographiques qui en découlent sont d'une qualité jugée satisfaisante. La caméra CCD DALSA XR-4 que nous avons utilisée et qui fonctionne en mode intégration de charges confirme les résultats déjà obtenus sur la qualité des images avec ce type de technologie pour l'imagerie X. La configuration choisie dans le système d'irradiation PIXSCAN II permettant d'obtenir des reconstructions tomographiques satisfaisantes nécessite un réglage de la source de rayons X à 50 kV et à 0,6 mA, avec une filtration de 6 mm d'aluminium. 360 projections, une par degré, sont en outre nécessaires. Ce choix est essentiellement lié à la nature et géométrie de l'objet dont on cherche à faire l'imagerie.

Une acquisition de données dure quelques minutes, la dose correspondante est de l'ordre de 240 mGy. Le bruit mesuré est estimé à 11% pour le détecteur XPAD3 et à 7,5% pour la caméra DALSA XR-4, la résolution spatiale à haut contraste est de l'ordre de 99 μm avec le détecteur XPAD3 et de 140 μm pour la caméra DALSA XR-4. La limite de détectabilité à bas contraste est de 25 HU avec le détecteur XPAD3 pour un objet cylindrique de 4 mm de diamètre et 40 HU avec la caméra DALSA XR-4. Cette détectabilité se dégrade en réduisant la dose absorbée.

Le démonstrateur PIXSCAN II/XPAD3 ou DALSA XR-4 permet d'obtenir des images reconstruites d'une qualité correcte. Dans la littérature, la majorité des micro-TDM commerciaux proposent une dose supérieure à 100 mGy pour une détectabilité et un contraste de qualité supérieure (autour de 10 HU pour un diamètre inférieur à 1 mm). Cette dose est fonction de la taille des pixels et de la résolution spatiale de l'image. Badea et al. [71] [?] proposent pour l'imagerie cardiaque du petit animal une dose de 154 mGy pour des pixels reconstruits de 51 μm et pour la vascularisation tumorale, une dose de 220 mGy avec une résolution de 100 μm .

Le nombre élevé de pixels défectueux du détecteur XPAD3 notamment ($\sim 10\%$) dû au vieillissement du détecteur et l'instabilité des seuils affectent cependant les images reconstruites de manière considérable en induisant d'une part des artéfacts et une non uniformité de l'image et d'autre part en augmentant le bruit des images reconstruites. Dans le cas de la caméra DALSA XR-4, la présence d'un scintillateur à l'entrée du détecteur détériore la résolution spatiale de la caméra, de plus à faible dose le bruit des images reconstruites avec ce détecteur devient très important, ce qui induit des artéfacts et une qualité d'image dégradée. Dans les conditions "standards", les images de la caméra DALSA XR-4 sont moins bruitées que celles mesurées avec le détecteur XPAD3, elles sont plus uniformes, mais elles sont moins contrastées. La résolution spatiale du détecteur XPAD3 est meilleure que celle de la caméra DALSA XR-4 et, à bas contraste la limite de détectabilité avec le détecteur XPAD3 est plus faible que celle de la caméra DALSA XR-4. En réduisant la dose, la qualité des images reconstruites avec le détecteur XPAD3 devient meilleure qu'avec la caméra DALSA XR-4.

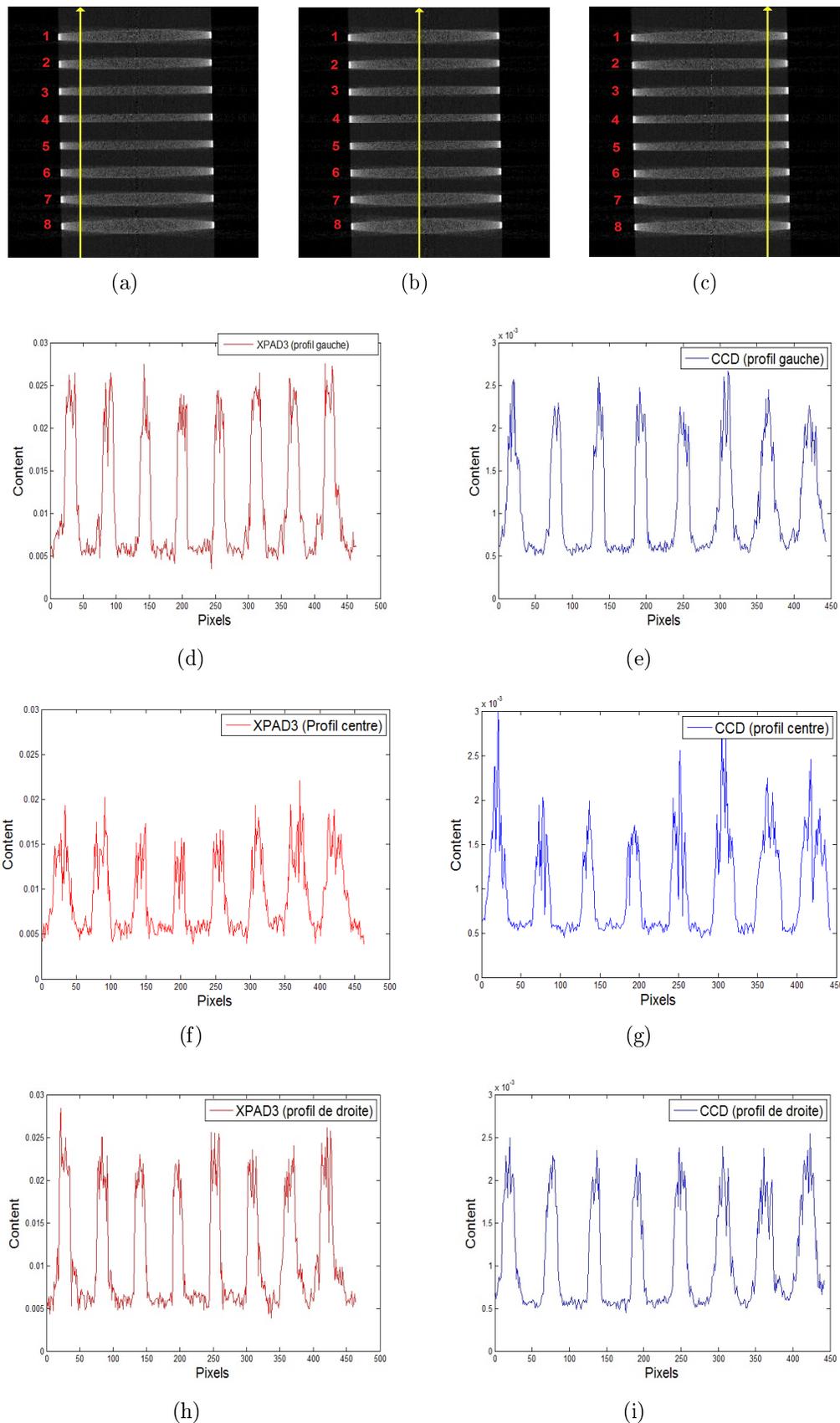
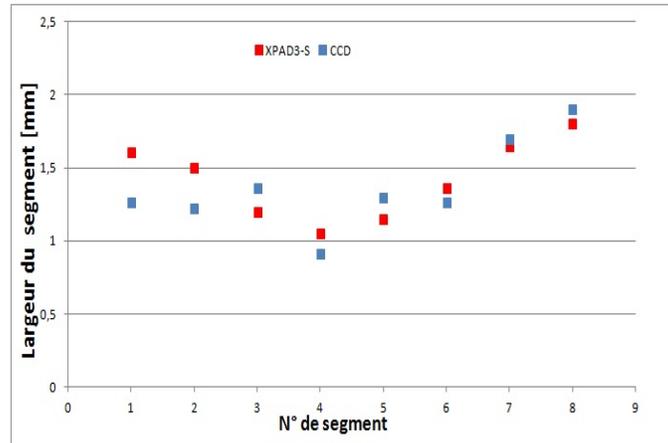
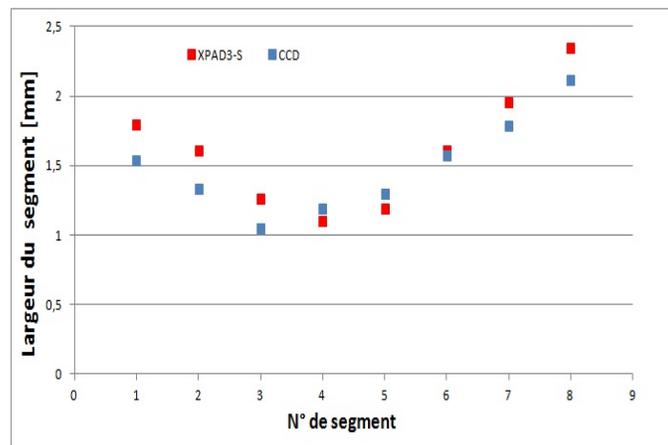


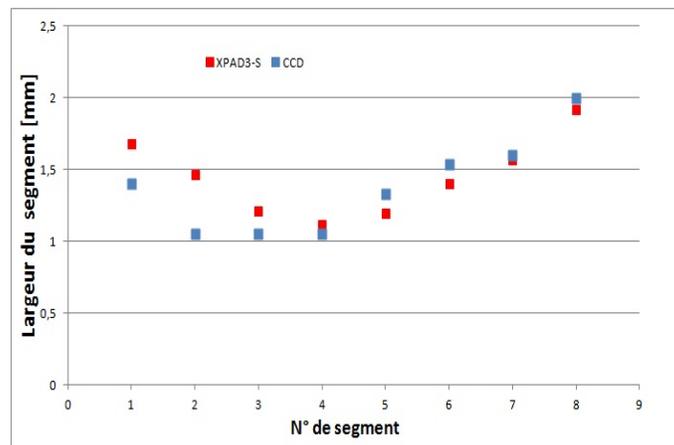
Fig. 4.36 – Profils d’intensité de la coupe axiale sagittale reconstruite à partir des données du détecteur XPAD3 (d, f, h) et de la caméra DALSA XR-4 (e, g, i). Configuration d du Tableau 4.1.



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.37 – Largeurs à mi-hauteur des profils (a) gauche, (b) centre et (d) droite des segments représentant les cylindres de forte densité du fantôme de Defrise pour des images reconstruites (cf. Figures 4.35 et 4.36) à partir des données du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4. Le plan de rotation de la source correspond au segment numéro 4.

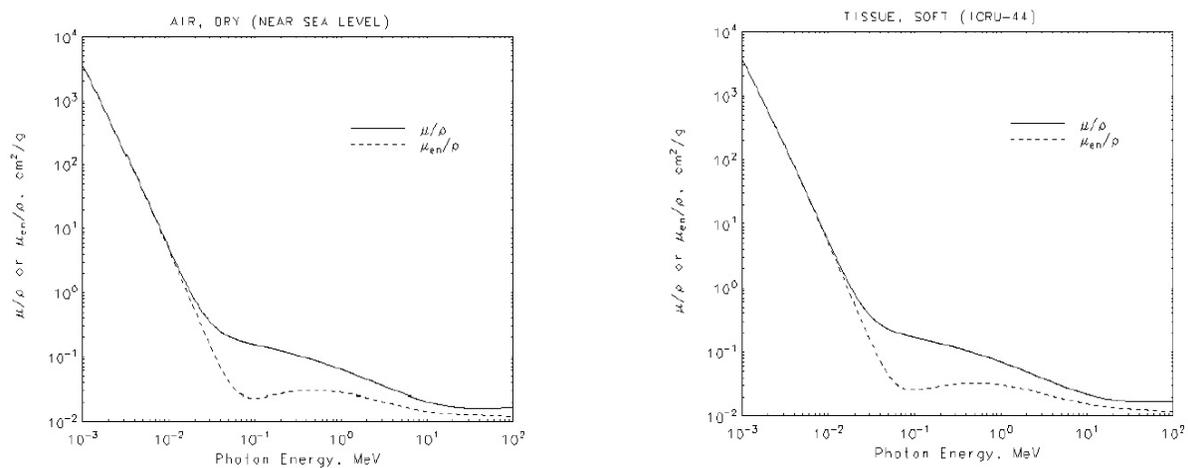


Fig. 4.38 – Comparaison entre coefficients d'atténuation massiques de l'air et des tissus mous.

Conclusion et perspectives

Cette thèse décrit la démarche engagée par le groupe de recherche imXgam du CPPM pour évaluer l'apport de la technologie à pixels hybrides en tomодensitométrie par rayons X en termes de contraste et de dose et pour explorer de nouvelles possibilités d'imagerie biomédicale à faible dose. La réalisation de ce projet a été entreprise en développant un dispositif de micro tomодensitométrie appelé PIXSCAN, qui nous a permis de caractériser un imageur à pixels hybrides issu de la technologie développée pour les détecteurs de vertex en physique des hautes énergies (expériences DELPHI et ATLAS) et de comparer leurs performances à celles d'un imageur standard à intégration de charges.

La première étape a consisté à étudier en détail le système d'imagerie en insistant sur les caractéristiques du détecteur XPAD3 et de la caméra DALSA XR-4 et leurs modes de fonctionnement (en particulier la calibration du détecteur XPAD3). Puis nous avons identifié les problèmes rencontrés avec les pixels du détecteur XPAD3 (seuils et non unicité de la réponse des pixels), qui nous ont imposé l'utilisation d'un filtre suffisamment épais (6 mm d'aluminium) pour obtenir une qualité d'image satisfaisante, et ceux liés au le domaine d'énergie de la caméra DALSA XR-4.

Pour pouvoir procéder à la reconstruction tomographique à partir des données acquises avec le détecteur XPAD3 et la caméra DALSA XR-4, une parfaite connaissance du système d'imagerie a été indispensable. Nous avons utilisé une méthode de calibration géométrique de l'appareil basée sur une minimisation de moindres carrés. Cette méthode est entièrement automatisée et permet d'obtenir les paramètres d'alignement du système en quelques minutes avec une précision de l'ordre de 10 μm pour des pixels de 130 μm . Le fantôme de calibration, la calibration du détecteur XPAD3, la caractérisation géométrique du système d'imagerie, ainsi que la méthode d'alignement sont décrits dans le second chapitre de cette thèse. Le dispositif de micro-tomodensitométrie PIXSCAN II nous a permis de réaliser les premières images avec la nouvelle génération de caméra à pixels hybrides XPAD3, lesquelles se sont avérées satisfaisantes. L'acquisition des données, contrôlée par l'interface graphique (piXface) développée sous Qt4, permet le réglage des différents paramètres de l'acquisition (temps d'exposition, pas de rotation, soumission automatique des jobs de reconstructions). La reconstruction tomographique des données XPAD3 et DALSA XR-4 ainsi acquises est réalisée après calibration géométrique de l'appareillage. Une implantation sur carte graphique de l'algorithme de reconstruction tomographique de Felkamp, Davis et Kress développée au sein de l'équipe imXgam a été utilisée.

La caractérisation des équipements de diagnostic médical à rayons X passe par une bonne connaissance des propriétés d'émission de la source, la qualité d'un faisceau étant définie par plusieurs paramètres. La détermination des efficacités de détection des détecteurs XPAD3 et DALSA XR-4 a nécessité de connaître les spectres d'émission des tubes à rayons X utilisés. Je les ai mesurés à l'intérieur du dispositif d'irradiation PIXSCAN II avec un spectromètre XR-100T de Amptek. Une correction des phénomènes d'échappement des photons de fluorescence a été appliquée aux spectres mesurés. Les résultats obtenus à l'issue de cette campagne de caractérisation sont jugés satisfaisants. Ils démontrent une assez bonne connaissance des faisceaux produits et valident les méthodes de mesures et de simulations employées. Dans cette partie, j'ai également dû étudier un halo produit par la source de rayons X Oxford Instruments découvert lors de la campagne de mesure, qui résulte probablement d'une fluorescence dans la partie de cuivre entourant l'anode de tungstène du tube.

Dans la dernière partie de mon travail, je me suis intéressé à caractériser les performances du démonstrateur PIXSCAN. Pour cela, j'ai évalué les principaux paramètres que sont la dose absorbée par l'animal, le bruit, la résolution spatiale à haut contraste, la stabilité et la linéarité du détecteur, le contraste de l'image, l'uniformité de l'image et la détectabilité à bas contraste. L'évaluation des performances ainsi que la validation des résultats obtenus avec les données acquises avec le détecteur à pixels hybrides XPAD3 ont été comparées aux résultats obtenus avec la caméra CCD DALSA XR-4 similaire aux détecteurs utilisés dans la plupart des appareils de micro tomodensitométrie usuels. Le détecteur XPAD3 permet d'obtenir des images reconstruites d'une qualité satisfaisante et proche de celle des images de la caméra DALSA XR-4. La limite de détectabilité à bas contraste du détecteur XPAD3 est égale à 25 HU pour un diamètre de 4 mm alors qu'elle est de 40 HU avec la caméra DALSA XR-4 pour le même diamètre. La résolution spatiale du détecteur XPAD3 est meilleure que celle mesurée avec la caméra DALSA XR-4, ce fait pouvant résulter de la présence d'un convertisseur constitué d'une poudre de scintillateur Gadox placée devant la caméra CCD, alors que le détecteur XPAD3 procède par une détection directe des photons X dans les pixels de silicium. L'instabilité des seuils et la variabilité de la réponse des pixels du détecteur XPAD3 (due à l'efficacité du silicium qui chute fortement au-dessus de 25 keV) induit cependant une non uniformité et un bruit de l'image plus élevés comparés à ceux obtenus avec la caméra CCD. À faible dose (12 mGy) par contre, les images du détecteur XPAD3 sont de meilleure qualité que celles de la caméra CCD et c'est dans cette direction qu'il faudrait pousser plus avant cette étude.

Du point de vue de l'instrumentation, ce projet a prouvé le bon fonctionnement du dispositif PIXSCAN II pour la souris. J'ai pu reproduire une qualité d'image semblable (Fig. 4.39(a) et Fig. 4.40(a)) à celle obtenue avec un détecteur à intégration de charges de type caméra CCD (Fig. 4.39(b) et Fig. 4.40(b)). Par la suite, pour améliorer les performances du détecteur XPAD3, il va falloir optimiser la stabilité des seuils et avoir des courbes de réponses des pixels en fonction de l'énergie assez homogènes en utilisant un capteur plus dense (le CdTe par exemple) dont l'efficacité avoisine 100% jusqu'à 50 keV pour une épaisseur de 1 mm. Une particularité des détecteurs à pixels hybrides comme la caméra XPAD3 est de disposer d'un seuil en énergie réglable qui peut être utilisé pour mettre en oeuvre une imagerie au K-edge aussi appelée tomographie couleur ou spectrale, ce qu'une caméra CCD

ne permet pas de réaliser. C'est l'objectif que poursuivront les doctorants qui me succéderont sur ce dispositif d'expérimentation tomographique.

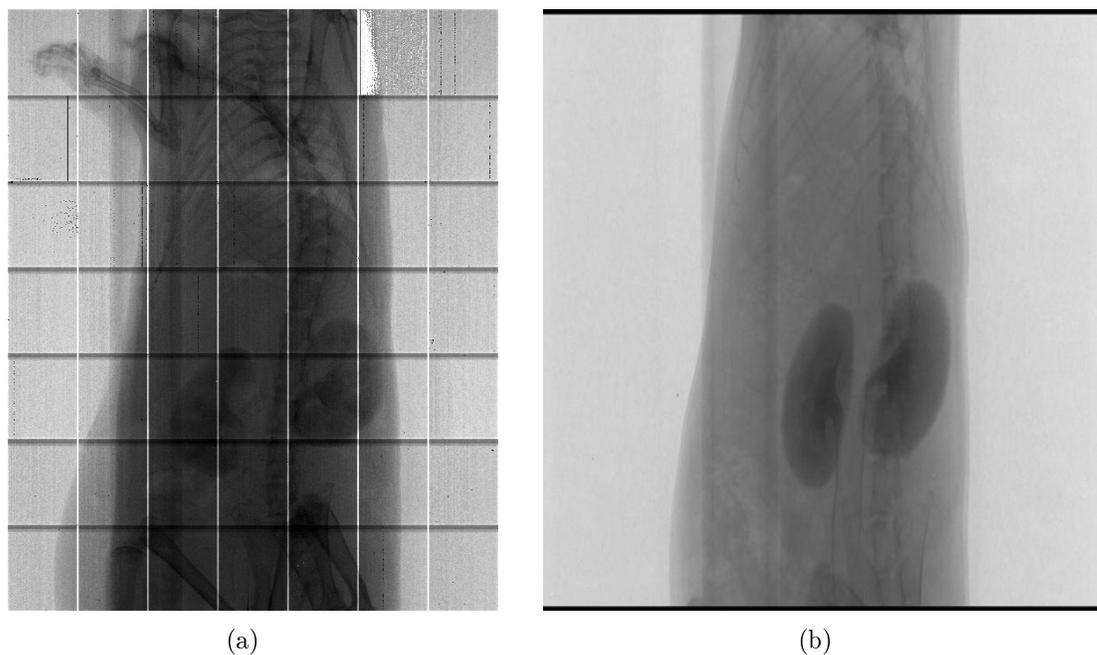
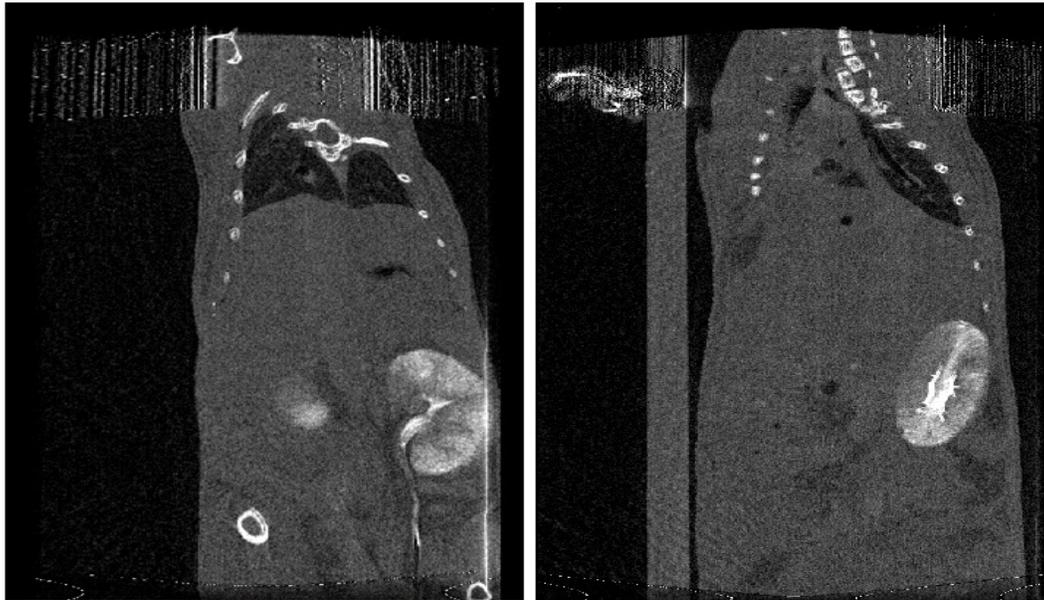
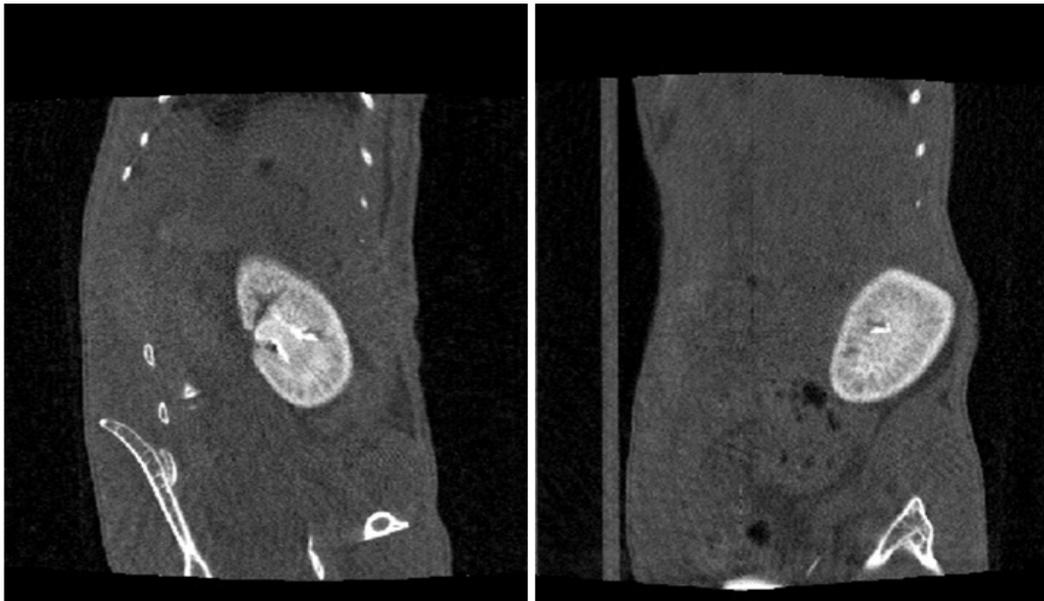


Fig. 4.39 – Radiographie d'une souris après injection de l'iode mesurée avec (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra DALSA XR-4. Les reins sont clairement identifiables. Configuration d du Tableau 4.1.



(a)



(b)

Fig. 4.40 – Coupes tomographiques d'une souris reconstruites à partir des données acquises avec (a) le détecteur XPAD3 et (b) la caméra CCD après injection de l'iode. Configuration d du Tableau 4.1.

Annexe A

Modes d'exposition de la caméra DALSA XR-4

A.1 Modes d'exposition utilisés

Il existe quatre modes d'exposition possibles avec la caméra CCD DALSA XR-4, nous allons mettre l'accent sur les deux modes que l'on va probablement le plus utiliser avec le PIXSCAN II : les modes 1 et 2.

Mode d'exposition 1

Les différentes phases utilisées dans ce mode d'exposition sont montrées sur la Fig. A.1. Dans ce mode le temps d'intégration est défini par la longueur du pulse du signal de déclenchement externe de la caméra (XREQ). Le retard de déclenchement de l'intégration et la programmation du retard de lecture doivent être fixés par l'utilisateur dans l'interface graphique. Dans ce mode, si le signal CAM-RDY est au niveau bas, la caméra ne tient pas compte des demandes de commencer l'intégration. Il est à signaler que la largeur minimale du signal AEC_TERM est de 1 ms, plus le retard de demande de lecture. Le tableau A.1 résume les paramètres de la caméra en mode 1.

Parameter	Setting
Exposure Mode	Pulse Controlled
Trigger Source	Line1
Polarity Line1	Active High/ Active Low
Trigger Delay	Range 0,0005 to 10,000 seconds
Readout Delay	Range 0,0005 to 10,000 seconds
AutomaticExposureControl	Off

TABLE A.1 – Paramètres de la caméra en mode 1

Mode d'exposition 2

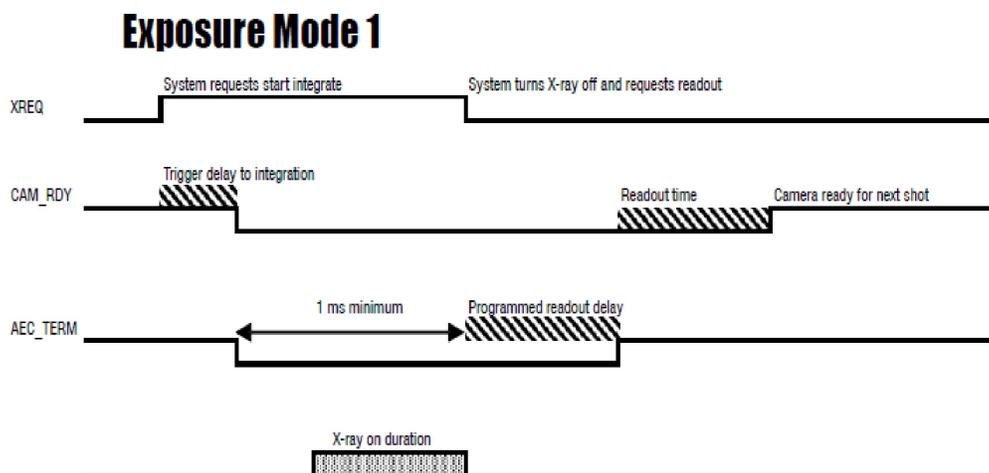


Fig. A.1 – Séquence du mode d'exposition 1

Appelé également *Hardware Timed Integration*, il est représenté sur la Fig. A.2; le front descendant du signal XREQ commence le début de l'intégration et la caméra intègre le signal jusqu'à la lecture du signal. Le délai avant le début de l'intégration, la période d'intégration et le retard du début de lecture sont programmables par l'interface graphique. L'impulsion XREQ initie le retard de déclenchement du timer d'intégration, le retard de déclenchement d'intégration est défini par la valeur dans le champ *Trigger Delay to integration*. Tous les paramètres de ce mode d'exposition sont résumés dans le tableau A.2.

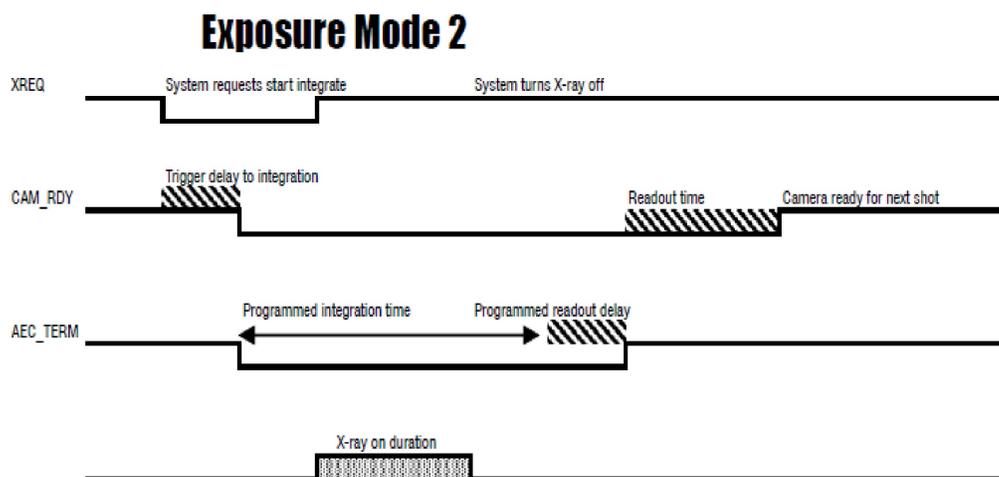


Fig. A.2 – Séquence du mode d'exposition 2

Par ailleurs, les deux autres modes d'exposition existant sont : le mode 3 appelé également *Software Timed integration*, ce mode est similaire au mode 2, sauf que la source de déclenchement est une commande envoyée depuis l'interface graphique par le lien GigE. En-

Parameter	Setting
Exposure Mode	Programmable
Trigger Source	Line1
Polarity Line1	Rising edge/ Falling edge
Trigger Delay	Range 0,0005 to 10,000 seconds
Readout Delay	Range 0,0005 to 10,000 seconds
Exposure Time	Range 0,0005 to 10,000 seconds
AutomaticExposureControl	N/A

TABLE A.2 – Paramètres de la caméra en mode 2

fin le dernier mode d'exposition existant est le mode 4 ou le mode *Automatic Exposure Time*, dans ce mode, le front descendant de X_REQ amorce la caméra pour acquérir une valeur de référence noire, après quoi la caméra commence l'intégration.

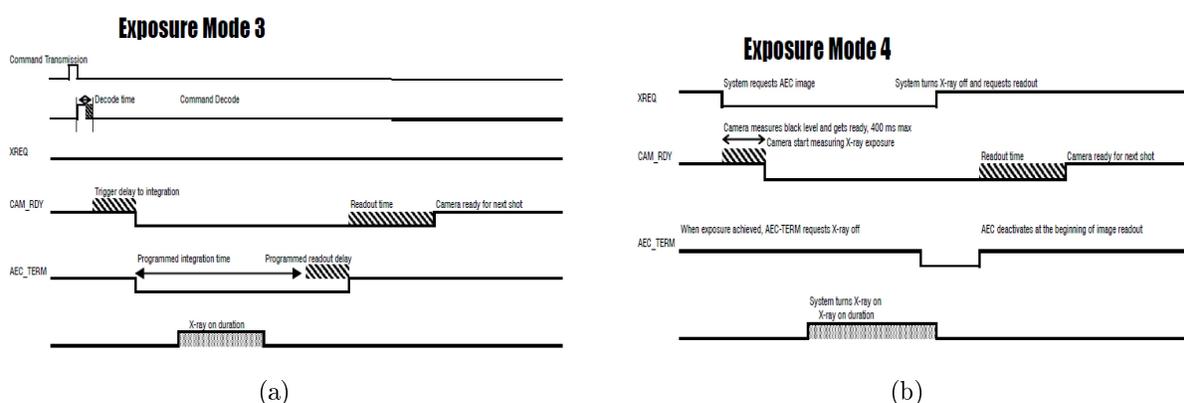


Fig. A.3 – (a) Séquence du mode d'exposition 3. (b) Séquence du mode d'exposition 4.

A.2 Réglages des paramètres de la caméra

1) Options d'acquisition

Dans la section des options d'acquisition de l'interface graphique (Fig. A.4), l'utilisateur peut définir les paramètres de la caméra.

L'option *Correction* est activée par défaut mais ne peut être modifiée car elle est destinée à être utilisée par le personnel de soutien DALSA seulement. Cela signifie également que certains paramètres seront prédéfinis et ne peuvent pas être modifiés par l'utilisateur. Le bouton *Parameters* donne à l'utilisateur l'accès pour contrôler les fonctions et les paramètres de l'appareil.

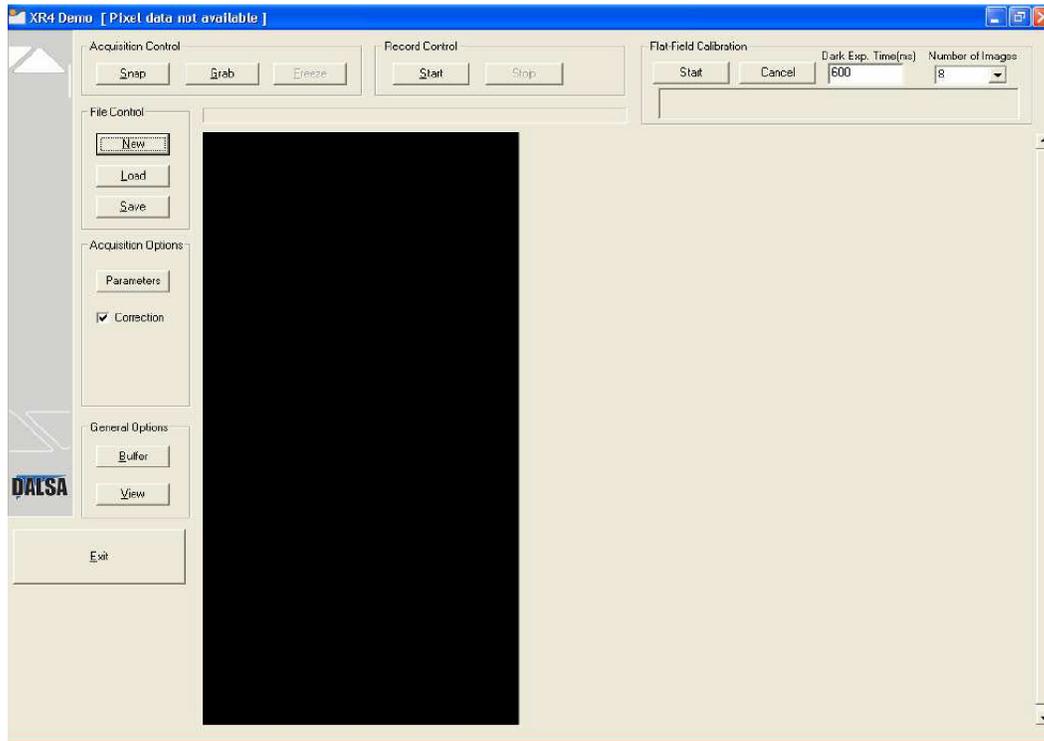


Fig. A.4 – Fenêtre principale de l'interface graphique du DALSA XR-4

2) L'acquisition des images

Il est possible d'agir sur la caméra DALSA XR-4 par deux moyens uniquement :

1. l'interface graphique qui permet d'effectuer le réglage des paramètres, et éventuellement de déclencher manuellement la prise de données (simple ou multiple), pour prendre une seule image, on clique sur le bouton *Snap*. La caméra acquiert une seule image. L'image apparaît dans la fenêtre de l'interface graphique. Pour acquérir des images multiples, on clique sur le bouton *Grab*. L'appareil est maintenant armé et prêt à acquérir des images en mode continu. Lorsque la source de déclenchement est réglée sur *Software* une image est acquise à chaque fois que l'utilisateur clique sur le champ *Press* correspondant au paramètre *Trigger Software* dans la liste de paramètres.
2. la ligne de déclenchement externe, qui permet de déclencher les prises de données via un signal TTL. Dans ce cas le mode utilisé est soit le mode 1 ou le mode 2. Pour ces modes, le paramètre *Trigger source* est mis sur *Line1*, la caméra va acquérir une image à chaque fois qu'une impulsion est reçue sur la ligne de déclenchement externe. Dans ces modes on a accès à plusieurs paramètres comme : le retard de déclenchement, le délai de lecture, *Polarity Line1* : ce paramètre peut être réglé sur *Rising Edge* ou *Falling Edge* et définit le front utilisé du déclenchement externe, *Exposure mode* un paramètre réglé sur soit *Programmable* ou *Pulse Controlled*.

Lorsqu'on le met sur *Pulse Controlled*, la durée d'exposition est déterminée par la largeur de l'impulsion de déclenchement externe. Lorsqu'il est mis sur *Programmable*, la durée d'exposition est spécifiée par le paramètre temps d'exposition *Exposure time*

(en secondes).

La synchronisation des prises de données avec le fonctionnement de la source à rayons X (et tout autre élément) passe donc nécessairement par cette ligne de déclenchement externe.

Une fois que la caméra est réglée en mode 1 ou 2 (déclenchement externe) et que l'enregistrement des données est lancé via l'interface graphique, celle-ci peut être mise de côté. Le déclenchement des prises de données doit ensuite être géré par un programme permettant de synchroniser les autres éléments du système et une carte générant des signaux TTL. L'obturateur rapide doit s'ouvrir pendant l'acquisition des données et se fermer pendant la lecture du signal acquis par le CCD (pendant la lecture, le CCD ne doit recevoir de rayonnement ionisant) .

L'enregistrement des images multiples avec le DALSA XR-4 peut s'effectuer dans un fichier RAW unique, les données images qui sont ajoutées au fichier RAW sont enregistrées dans un fichier texte associé pour garder la trace du nombre d'images stockées. On peut également utiliser la paramètre "facteur Binning" pour regrouper les pixels en 2×2 ou en 4×4 selon les besoins.

Annexe B

Fonctionnement de l'obturateur rapide

B.1 Installation de l'obturateur rapide

Pour l'installation de l'obturateur rapide nous avons besoin du matériel suivant :

1. Deux drivers de l'obturateur (boîtiers noirs) qu'on met en mode standard (STD). L'interrupteur Local/Remote permet de sélectionner le mode manuel ou le mode normal où l'ouverture est commandée par un signal TTL. Pour choisir l'état par défaut (ouvert/fermé) de l'obturateur on manipule l'interrupteur N.O/N.C., si on veut que l'état par défaut du obturateur soit l'état fermé, on met l'interrupteur sur la position N.C., et si on veut que l'état par défaut soit l'état ouvert on met l'interrupteur sur la position N.O.
2. Un câble 910C-D7 (Fig. B.1(a)) et deux 710A, qui permettent de relier l'obturateur aux deux drivers (Fig. B.1(b)) fournis pour chaque driver, les deux autres extrémités des câbles 710A sont ensuite branchées à l'entrée "Shutter" de la face arrière de chaque driver.
3. Un générateur d'impulsions TTL connecté aux entrées "Pulse Input" qui se trouvent sur les faces arrières de chaque boîtier. Dans un premier temps nous utilisons un générateur de commande. Dans une seconde étape nous utiliserons un dispositif commandé par le réseau.
4. Un oscilloscope pour visualiser les signaux qu'on envoie aux entrées des deux drivers.
5. Une lampe de poche et une photodiode détecter l'ouverture de l'obturateur (Fig. B.2).
6. Un cache en carton noir autour du support du obturateur, permet d'arrêter la lumière parasite ambiante et éviter que la photodiode mesure toute autre lumière que celle de la lampe (Fig. B.3).

Pour notre test on génère à l'aide du générateur d'impulsions un signal TTL de 3 V avec une fréquence de 1 Hz et une durée de 40 ms.

Le set-up du test de fonctionnement de l'obturateur est représenté sur la Fig. B.4 : On voit les deux boîtiers noirs (drivers) l'un sur l'autre, l'alimentation pour la diode, le générateur d'impulsions, l'oscilloscope et le support qui tient le obturateur, la lampe et la photodiode. Le schéma en bloc du set-up est montré sur la Fig. B.5.

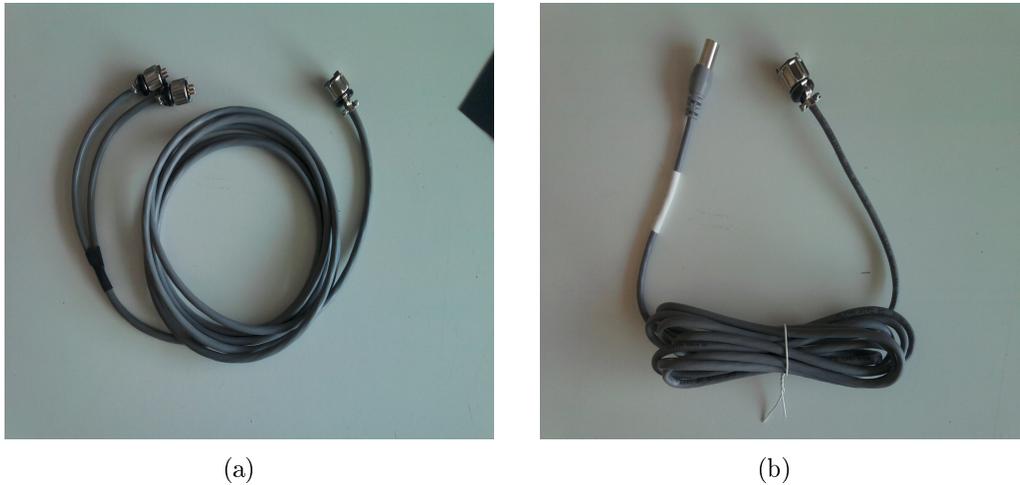


Fig. B.1 – (a) Câble 910C-D7, (b) le câble 710A.

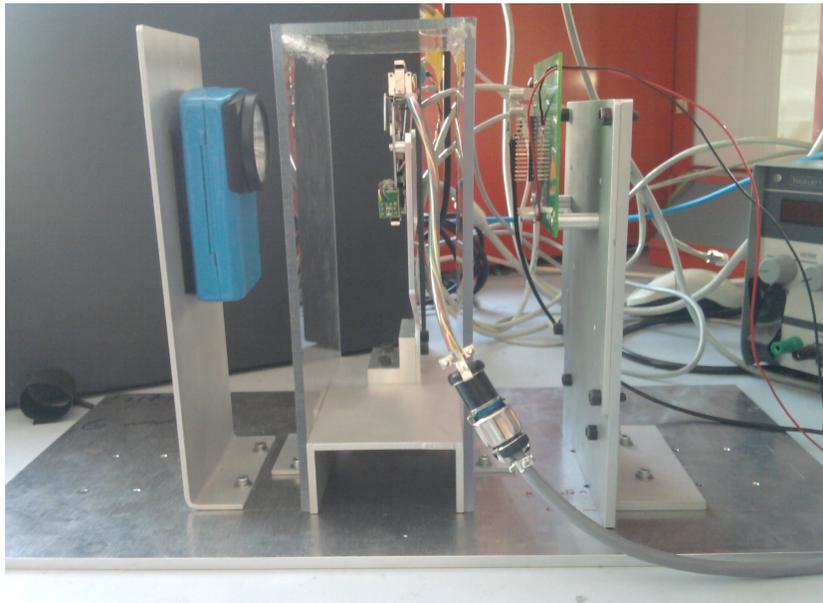


Fig. B.2 – Photographie du support utilisé pour tenir l'obturateur, la lampe et la photodiode.

Quand on envoie le pulse sur les entrées "Pulse Input" des drivers on voit clignoter deux LEDs vertes Driver et SYNC sur la face avant des boîtiers.

B.2 Test de l'obturateur

Il est à signaler que l'obturateur peut fonctionner jusqu'à une fréquence de 2 Hz en continu, et jusqu'à 10 Hz en mode discret (c'est-à-dire en mode "BURST"). Si on l'utilise en continu à une fréquence supérieure à 2 Hz on risque de l'endommager.

La Fig. B.6 présente les impulsions mesurées sur oscilloscope. Le signal de la photodiode (en

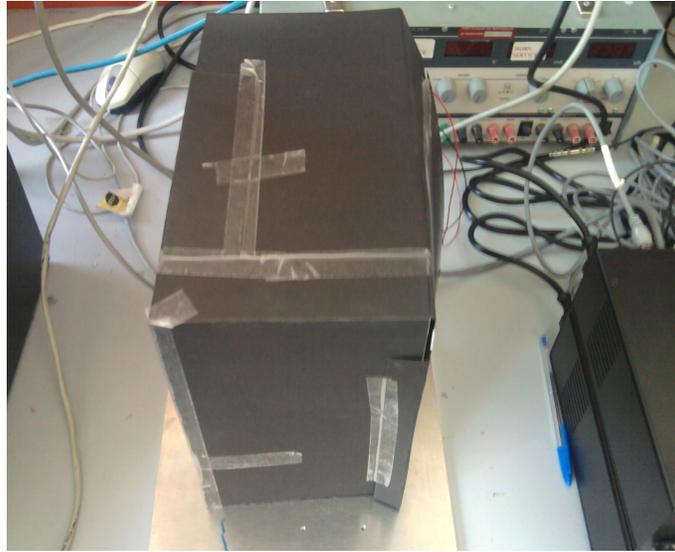


Fig. B.3 – Cache en carton noir autour du support de l'obturateur.

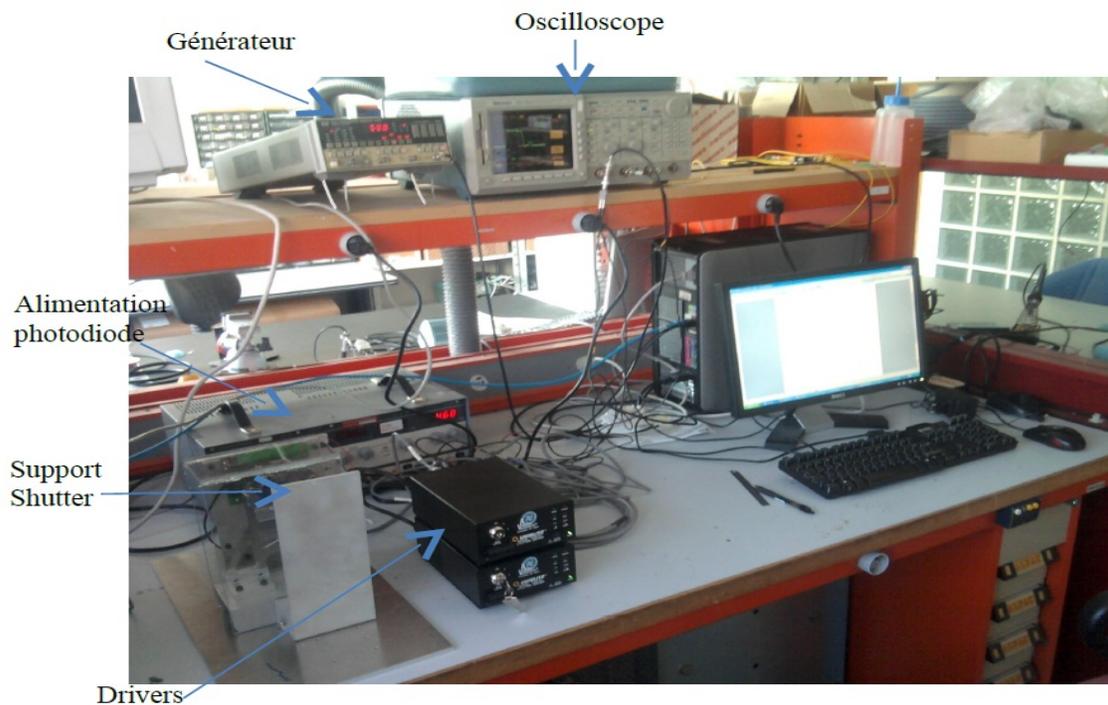


Fig. B.4 – Set-up du test de fonctionnement de l'obturateur.

vert) est en retard par rapport à l'impulsion envoyée aux entrées (gris). Ce retard est égal à 6 ms, le temps total de montée est de 7 ms (Fig. B.7), le temps de fermeture est de 7.5 ms. Nous avons fait varier la durée de l'impulsion envoyée à l'obturateur. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion mesuré par la photodiode est un peu plus large que celle envoyée ($\sim +7$ ms), par contre la durée du plateau est exactement égale à celle de l'impulsion envoyée. La durée d'ouverture minimale est de 23 ms c'est-à-dire que même si on réduit la durée de l'impulsion

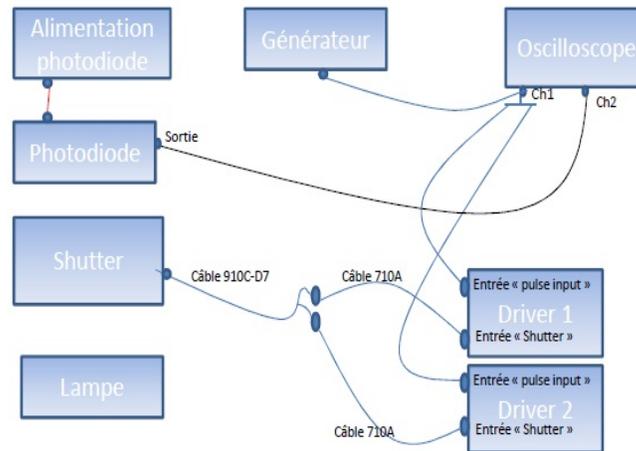


Fig. B.5 – Schéma en bloc du set-up du test de fonctionnement de l'obturateur.

à une valeur inférieure à 23 ms on constate que la durée du signal en sortie de la photodiode ne diminue pas.

Après la fermeture de l'obturateur on remarque l'apparition d'un petit pic (~ 20 ms après la

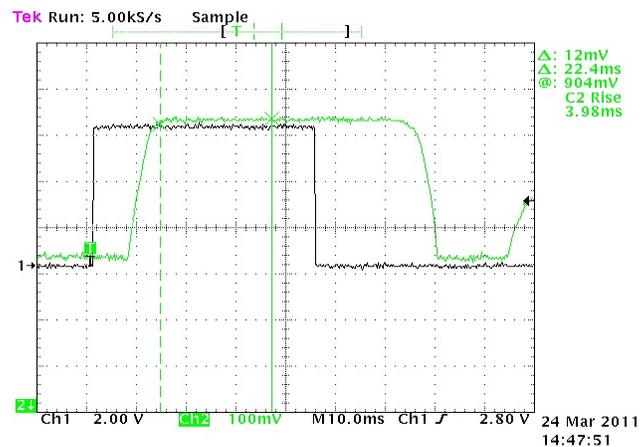


Fig. B.6 – Signal mesuré par la photodiode.

fermeture), dû au rebond qui se produit quand l'obturateur se ferme, comme on peut le voir sur la Fig. B.8. La documentation de l'obturateur XR-25 mentionne ce rebond à l'ouverture et à la fermeture de l'obturateur. Cela ne devrait pas affecter nos mesures car il est stable et nous pratiquerons la division par le fond blanc. Il faudrait attendre la fin du rebond pour déclencher la lecture de la caméra CCD DALSA XR-4.

Pour confirmer qu'il s'agissait bien d'un rebond à la fermeture de l'obturateur nous avons utilisé un laser. Quand on pointe le laser plutôt vers l'extérieur du champ de vue, sur le signal mesuré par la photodiode le rebond disparaît comme on peut le voir sur la Fig. B.9, par contre quand on pointe le laser vers le centre de l'obturateur le rebond apparaît clairement et avec

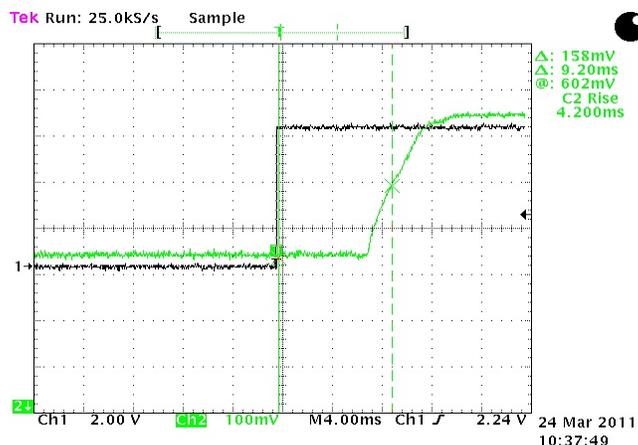


Fig. B.7 – Mesure du temps de montée et du retard d'ouverture de l'obturateur.

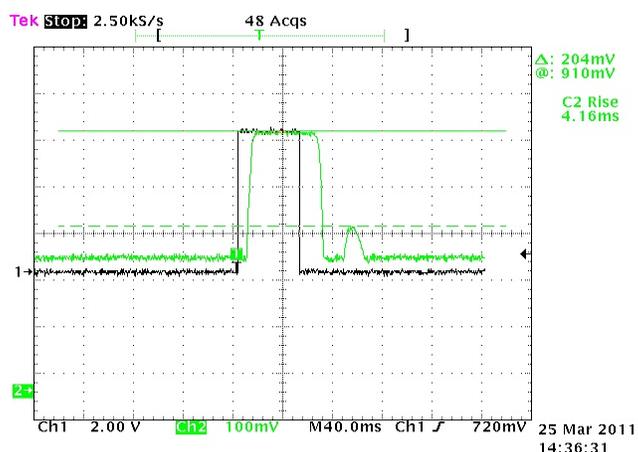


Fig. B.8 – Signal mesuré par la photodiode pour une durée du pulse de 50ms et apparition du rebond 20 ms après la fermeture de l'obturateur.

une amplitude non négligeable par rapport au celle de l'impulsion (Fig. B.10).

B.3 Détermination du temps d'ouverture et de fermeture de l'obturateur avec une carte d'acquisition National Instruments (NI USB 6008)

Afin de tester la stabilité du temps de pose, nous souhaitons mesurer de nombreux cycles ouverture /fermeture (Fig. B.11). Ceci n'est pas aisé avec l'oscilloscope c'est pourquoi nous avons utilisé la carte d'acquisition NI USB 6008 de National Instrument (Fig. B.12). À l'aide d'un programme C on peut mesurer le signal en sortie de la photodiode.

Le programme que nous avons utilisé fonctionne de la manière suivante :

1. Création d'une tâche

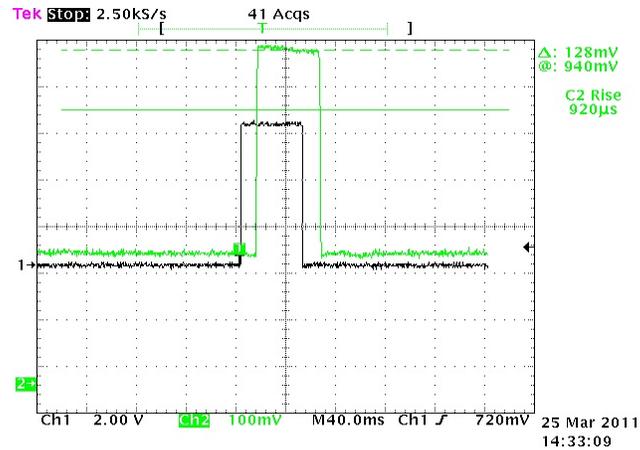


Fig. B.9 – Disparition du rebond quand on pointe le laser vers l'extérieur du champ de vue.

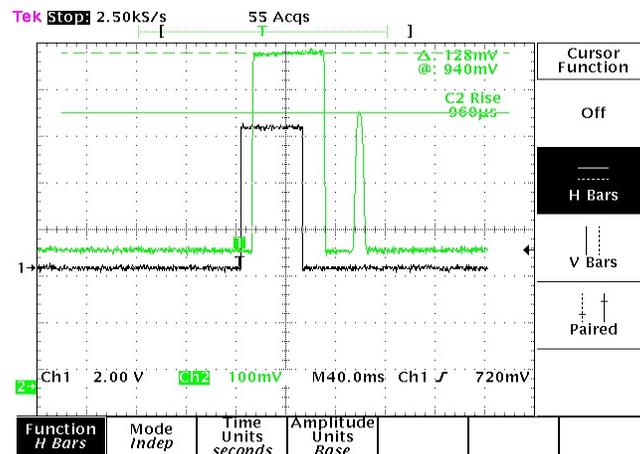


Fig. B.10 – Apparition du rebond quand on pointe le laser vers le centre de l'obturateur.

2. Création d'un canal d'entrée analogique de tension et sélection du canal physique ou on envoie notre signal qui va être l'entrée du NI USB 6008.
3. Sélection de la tension min et max.
4. Réglage de la fréquence d'acquisition et définir le nombre d'échantillons à acquérir par canal.
5. Appel de la fonction "Start" pour démarrer l'acquisition.
6. Lecture de toutes les données et les stocker dans un fichier.

On envoie alors une impulsion à partir d'un générateur avec une durée qu'on fait varier et à une fréquence de 1 Hz, et on mesure le signal de sortie de la photodiode.

À l'aide d'un programme java on mesure la largeur à mi-hauteur du signal mesuré par le NI USB 6008, ce programme fonctionne de la façon :

1. Déterminer tous les points se trouvant entre le minimum et le maximum de la tension.
2. Grouper tous ces points en suivant leur succession dans le temps pour isoler les phases d'ouverture et de fermeture. Le sens de variation du signal dans chaque groupe permet

B.3. DÉTERMINATION DU TEMPS D'OUVERTURE ET DE FERMETURE DE L'OBTURATEUR AV

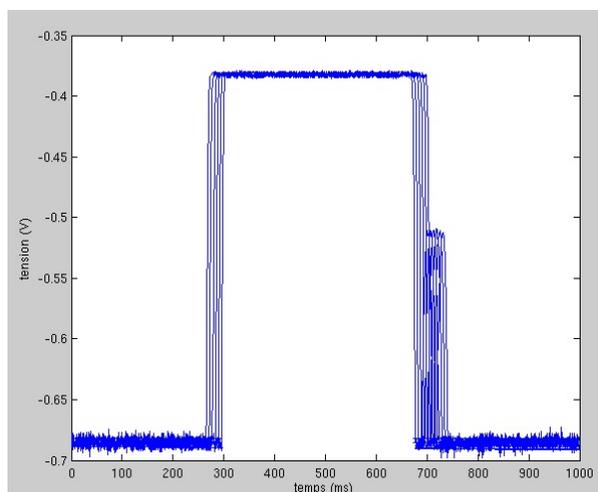


Fig. B.11 – Exemple de six cycles d'ouverture/fermeture.

de distinguer ouverture et fermeture.

3. Éliminer le rebond qui apparaît après la fermeture de l'obturateur.
4. Faire une interpolation en utilisant les fonctions splines.



Fig. B.12 – Carte d'acquisition NI USB 6008 de National Instrument.

Le Tableau B.1 résume les résultats obtenus pour différentes largeurs de pulse.

Nous avons par la suite comparé ces durées avec celles obtenues avec l'oscilloscope (Tableau B.2), on mesure toujours la largeur à mi-hauteur et la fréquence est de 1 Hz.

On voit que les temps d'ouvertures mesurés avec NI USB 6008 correspondent à ceux mesurés à l'oscilloscope. Le RMS est inférieur à 0,1 ms.

Pulse envoyé (ms)	100	200	300	400	500	600	700	800
Ouverture mesurée (ms)	111 ±0,025	209 ±0,04	307 ±0,05	407 ±0,05	507 ±0,05	607 ±0,05	708 ±0,05	811 ±0,073

TABLE B.1 – Temps d'ouverture de l'obturateur rapide mesurés avec la carte NI USB 6008.

Pulse envoyé (ms)	100	200	300	400	500	600	700	800
Ouverture mesurée (ms)	108	209	307	408	508	607	708	810

TABLE B.2 – Temps d'ouverture de l'obturateur rapide mesurés avec un oscilloscope.

B.4 Tests avec une carte de contrôle

Par la suite nous souhaitons commander l'obturateur à partir du système d'acquisition via le réseau Ethernet. Il nous faut donc un dispositif permettant de convertir les instructions en provenance du réseau en signaux propres à commander l'obturateur.

Nous avons utilisé un système Etrax (Fig. B.13) (avec un système Linux à l'intérieur et deux sorties port série, nous utiliserons une pour piloter l'obturateur et l'autre pour piloter la caméra CCD DALSA XR-4). Nous utiliserons le signal DTR du port série piloté en C par des instructions ICTL, ce signal varie entre -7 V et + 7 V. Nous avons confectionné un circuit de mise en forme rudimentaire (résistance, diode normale et une diode zener) qui permet de convertir en impulsion TTL (0 - 4 V) qu'on envoie aux entrées "pulse input" des deux drivers. Nous avons utilisé le NI USB6008 pour enregistrer le signal en sortie de la photodiode. Le Tableau B.3 résume les résultats obtenus pour différentes largeur du pulse généré.

On constate que les largeurs mesurées sont un peu plus longues ($\sim + 17$ ms) que dans le cas du contrôle direct par le générateur. La fréquence du signal est de 1 Hz. Ceci montre les limites de la technique utilisée : système Linux et signal DTR du port série, qui ne sont pas orientés vers le temps réel. Néanmoins la stabilité observée sur le temps d'ouverture (3 ms typiquement) devrait être suffisant pour les temps de pose envisagés de l'ordre de 1 s (erreur $< 1\%$). Nous avons une nouvelle carte de contrôle programmable "FOX Board G20 starter kit" plus facile à programmer et permettant l'utilisation des ports GPIO avec de meilleures performances.

Pulse envoyé (ms)	100	200	300	400	500	600	700	800
Ouverture mesurée (ms)	116 ± 3	217 ± 3	317 ± 3	418 ± 3	517 ± 3	617 ± 3	717 ± 3	817 ± 3

TABLE B.3 – Temps d'ouverture de l'obturateur rapide mesurés en utilisant la carte de contrôle pour générer le signal TTL.



Fig. B.13 – Carte de contrôle programmable pour générer les signaux TTL.

Annexe C

Calcul des paramètres géométriques

C.1 Les paramètres géométriques

Le scanner-CT est constitué d'un tube à rayons X, d'un détecteur à pixels (assimilé à un détecteur plan) et d'un plateau tournant situé entre ces deux derniers. Le système de coordonnées est choisi de la manière suivante (Fig. C.1)

- L'axe z est perpendiculaire au plan du détecteur et passe par le point source.
- L'axe y est parallèle à l'axe de rotation.
- L'axe x est perpendiculaire au plan défini par les axes y et z tel que les axes x, y, z forment un système orthogonal d'orientation droite.
- L'origine du repère est placée au point source.

Le plan du détecteur est supposé parallèle à l'axe de rotation (angles de rotation nuls selon x et y). L'angle de rotation du détecteur selon l'axe z est noté α .

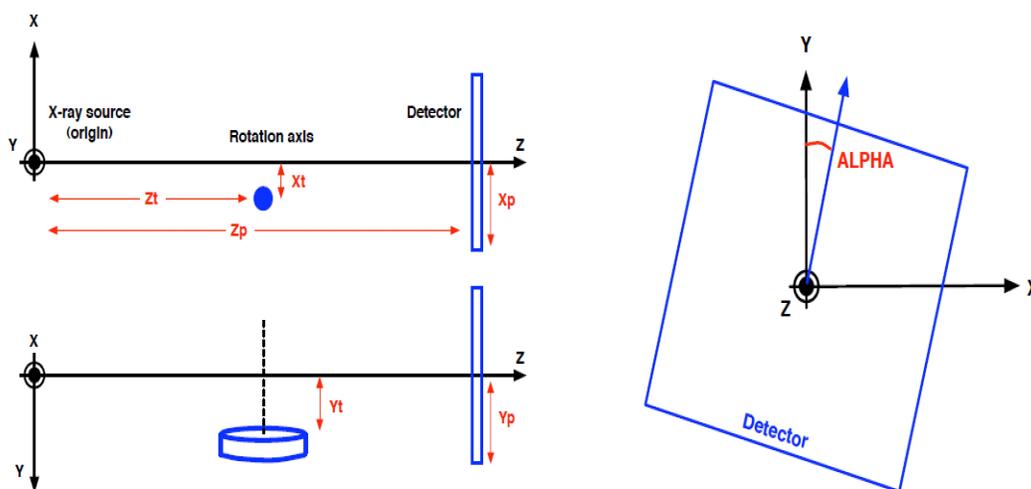


Fig. C.1 – Système de coordonnées et paramètres.

La majorité des détecteurs de rayons X sont des matrices planes sur lesquelles il est facile

de localiser chaque pixel. Ce n'est pas le cas des détecteurs XPAD3 qui ont la particularité d'être formés de plusieurs modules assemblés en tuiles. Il faut alors projeter chaque pixel sur un plan moyen perpendiculaire à l'axe z . Cela n'est rendu possible que par une mesure précise des positions relatives des modules et de leurs inclinaisons. La position de chaque module est mesurée avec un robot de métrologie de très grande précision (de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$). Elle est donnée par les coordonnées des deux points situés dans les coins gauches et droites de chaque module lorsqu'il est projetée sur un plan moyen perpendiculaire à l'axe z (Fig. C.2).

En supposant que l'axe z se projette au centre du détecteur et qu'on connaisse la distance approximative entre la source et le détecteur, on peut localiser le centre et les coins de chaque pixel sur le plan médian. Cela permet d'associer à chaque pixel (i, j) d'un module une position (u, v) sur le plan du détecteur.

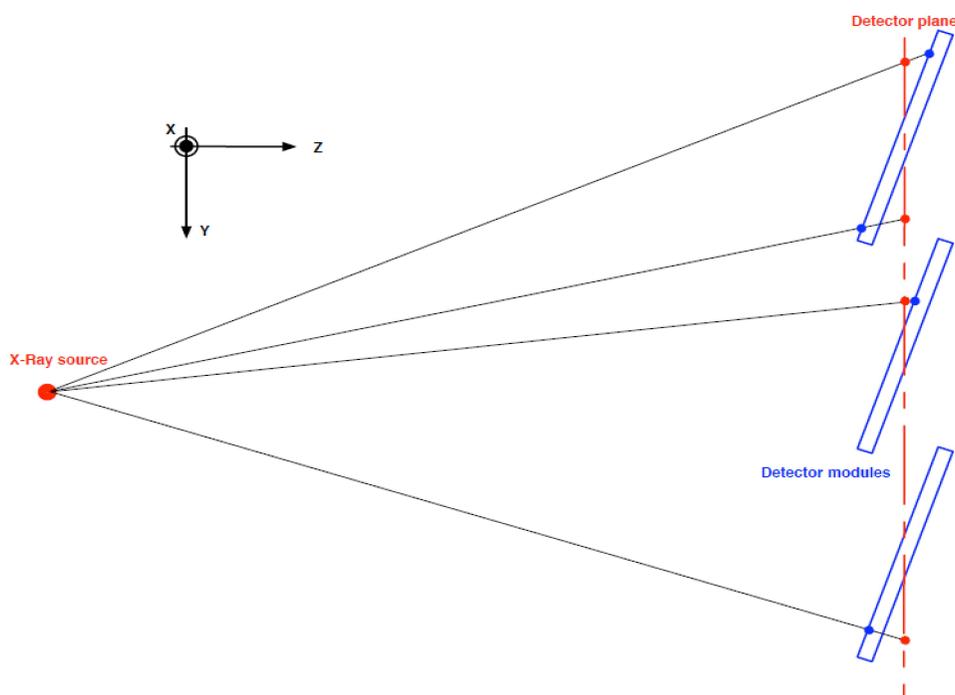


Fig. C.2 – Correction de la géométrie du détecteur (selon l'axe y).

Le gabarit cylindrique est constitué d'au moins trois billes métalliques fixées sur un cylindre en PVC. Ce sont les propriétés de cet objet qui permettent d'associer à chaque bille une trajectoire sur le détecteur et de déterminer les paramètres géométriques.

Ces propriétés sont le rayon de giration, la phase et la distance entre chaque paire de billes. Seules les positions verticales relatives entre les billes doivent être mesurées avec précision, les autres sont déterminés lors de la minimisation de l'erreur sur les paramètres de projection.

C.1.1 La projection du centre des billes sur le détecteur

La détermination des paramètres géométrique du système passe par l'identification des trajectoires projetées du centre des billes sur le plan du détecteur. Chaque projection conique

sur ce plan forme une ellipse que l'on peut identifier et à partir de laquelle on extrait la position exacte de projection du centre d'une bille.

Les pixels défectueux sont identifiés à partir des fonds de calibration noirs et blancs suivant la méthode décrite à la section 2.5.

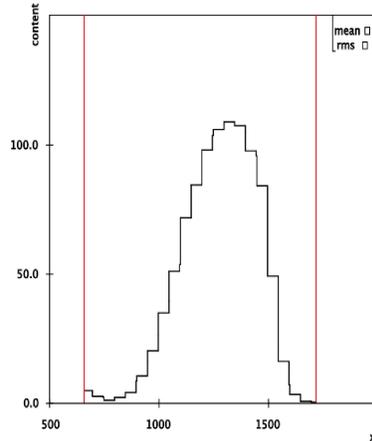


Fig. C.3 – Exemple de coupures appliquées sur un fond blanc de calibration.

Les images utilisées par les programmes de calibration géométrique et de reconstruction tomographique sont calibrées à partir des fonds noirs et blancs de la manière suivante : la valeur moyenne de comptage d'un pixel sans exposition $\langle noir \rangle$ constitue l'offset et la valeur moyenne avec exposition (sans objet) $\langle blanc \rangle$ le facteur de normalisation.

$$valeur = \frac{valeur - \langle noir \rangle}{\langle blanc \rangle - \langle noir \rangle} \quad (C.1)$$

La valeur des pixels est alors comprise entre 0 et 1 selon l'absorption du matériau traversé.

Comme l'absorption des billes est bien plus importante que celle de leur support en PVC, alors l'application d'un seuil sur les valeurs des pixels permet leur identification sur les images du détecteur. Afin de ne sélectionner que les billes et rien d'autre (clusters de pixels défectueux par exemple), l'identification se fait en 3 étapes :

1. On crée une image vide, utilisée comme accumulateur. Pour chaque pixel dont la valeur est inférieure au seuil fixé, on ajoute 1 à son pixel accumulateur ainsi qu'à tous ceux des pixels voisins (connexité 8). À la fin du parcours de l'image, les pixels correspondant à la projection de la bille ont une valeur d'accumulateur supérieure à la connexité (=9 car tous leurs voisins font aussi partie du cluster).
2. Après avoir trouvé les billes sur l'image, il faut les distinguer entre elles. Pour cela on crée un nouvel accumulateur ainsi qu'un indice $n = 0$ et on parcourt l'image. Chaque fois qu'un pixel de l'image fait partie d'un cluster, on incrémente l'indice n et on place n dans le pixel accumulateur, ainsi que dans tous les voisins faisant également partie du cluster (récursivement). Le fond de l'image accumulateur est alors égal à zéro, et chaque cluster possède une valeur différente (1, 2, 3 etc...).
3. On recherche chaque cluster par son indice sur l'image accumulateur, et on note sa position $(i_{min}, i_{max}, j_{min}, j_{max})$.

Un critère sur la taille minimale du cluster et sur sa proportion de pixels défectueux est ensuite appliqué pour éliminer les éventuels défauts de l'image.

Une fois chaque projection de bille identifiée, on recherche les pixels appartenant au contour de celle-ci : un pixel fait partie du contour d'un cluster s'il n'appartient pas à celui-ci mais que ses voisins en font partie. Pour chacun des clusters, on liste les coordonnées exactes dans le plan du détecteur du centre de ces pixels (cf. C.1).

Une fois qu'on dispose à présent pour chaque bille des positions des centres des pixels appartenant au contour de leur projection sur le détecteur. On cherche à identifier la une forme elliptique (intersection d'un cône avec un plan) pour en extraire la position exacte du centre.

L'ellipse est décrite par l'équation suivante :

$$a * (x - x_0)^2 + b * (y - y_0)^2 + c * (x - x_0) * (y - y_0) - 1 = 0 \quad (\text{C.2})$$

où $\frac{1}{a^2}$ et $\frac{1}{b^2}$ représentent les axes principaux, x_0 et y_0 le centre et c l'orientation de l'ellipse (fonction de a , b , et de l'angle de rotation).

Les paramètres de l'ellipse que forme la projection d'une bille sur le détecteur sont d'abord déterminés approximativement à partir des positions des centres des pixels appartenant au contour du cluster repéré précédemment. On utilise la méthode des moindres carrés qui consiste à ajuster les paramètres (a, b, c, x_0, y_0) de manière à vérifier au mieux l'équation de l'ellipse en chacun des points supposés lui appartenir.

Cette étape est réalisée en seulement 5 itérations et les résultats aberrants sont éliminés de la suite du traitement.

Pour déterminer les paramètres exacts de l'ellipse, on utilise les niveaux de gris présents dans les pixels au bord de la bille en prenant le modèle d'un disque opaque : un pixel totalement couvert par l'ombre portée de la bille aura une valeur nulle (absorption maximale), un pixel en dehors de cette zone aura une valeur égale à 1 (transmission totale), et un pixel partiellement couvert aura une valeur proportionnelle à l'aire recouverte (Fig. C.4). On ajustera alors les paramètres de l'ellipse de manière à ce que les pixels du contour vérifient au mieux les valeurs de ce modèle.

Le calcul du niveau de gris de chaque pixel prend en compte le profil du bord de la bille, représenté par une fonction d'erreur : celle-ci est obtenue par la convolution 2D de la taille du foyer de la source et de la taille des pixels du détecteur.

Le modèle retenu pour trouver l'ellipse projetée utilise le niveau de gris de chacun des pixels du contour de la bille. Or celui-ci est localement modifié par l'absorption du support cylindrique en PVC, qu'il faut alors corriger.

Cette correction est effectuée à partir d'un profil vertical moyen calculé sur toutes les images. On suppose pour cela que le cylindre est bien aligné par rapport au détecteur et on calcule la valeur moyenne de chaque colonne de pixels en l'absence de l'ombre des billes (que l'on peut ignorer car on sait où elles se trouvent).

Le niveau de gris de chaque pixel est alors divisé par le profil moyen de la colonne à laquelle il appartient.

Connaissant la forme du profil de l'ombre portée de la bille sur le plan du détecteur, le calcul du niveau de gris d'un pixel se fait par intégration curviligne du profil le long des quatre segments du pixel. Chaque segment i est une droite d'équation $y_i = m_i * x + p_i$ et

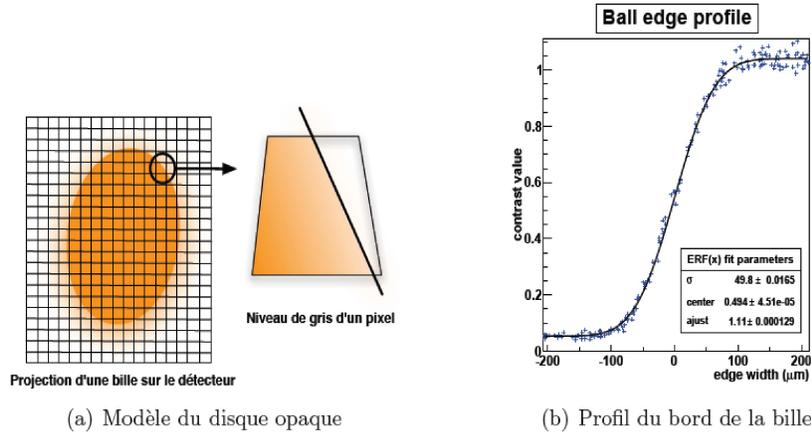


Fig. C.4 – Niveau de gris d'un pixel sur le modèle du disque opaque

l'aire du pixel est donnée par la somme sur chaque segment de $\int_{x_i}^{x_{i+1}} -y * dx$
 Le niveau de gris d'un pixel est alors donné par :

$$\frac{\sum_{i=0}^{i=3} (\int_{x_i}^{x_{i+1}} -y * \text{ERF}(x) dx)}{\text{Aire du pixel}} = \frac{\sum_{i=0}^3 (-m_i * \int_{x_i}^{x_{i+1}} x * \text{ERF}(x) dx + p * \int_{x_i}^{x_{i+1}} \text{ERF}(x) dx)}{\text{Aire du pixel}} \quad (\text{C.3})$$

où x_i et x_{i+1} sont les abscisses des extrémités du segment i , m et p la pente et l'ordonnée à l'origine du segment, et $\text{ERF}(x)$ la fonction d'erreur décrivant le profil de la bille.

Le calcul est réalisé de la manière suivante :

- Le système de coordonnées est orienté selon une ligne perpendiculaire au contour de l'ellipse et passant par le centre du pixel. Le centre de ce système est le point d'intersection entre cette ligne et l'ellipse.
- La courbure de l'ellipse est localement supposée nulle et son profil décrit une fonction d'erreur dont la largeur est fonction de la taille du foyer de la source et du pixel : $\sigma^2 = \text{Taille}_{\text{pixel}}^2 / 12 + \text{Taille}_{\text{foyer}}^2$
- Les coordonnées des coins du pixels (données par la géométrie du détecteur) sont utilisées pour localiser les segments et calculer le niveau de gris.

Le choix de cette méthode de calcul du niveau de gris permet également de calculer sa dérivée analytique par rapport aux paramètres de l'ellipse (calcul matriciel). Le niveau de gris est fonction des coordonnées des coins du pixel dans le nouveau repère choisi, et la dérivée d'une intégrale par rapport à l'une de ses bornes est très facile à calculer.

$greyf(x_i, x_{i+1}, y_i, y_{i+1})$ extrémités des segments i du pixel

$x_i, x_{i+1}, y_i, y_{i+1} = f(x_n, y_n)$ coordonnées du centre du nouveau repère

$x_n, y_n = f(a, b, c, x_0, y_0)$ paramètres de l'ellipse

$$\frac{d(grey)}{d(a, b, c, x_0, y_0)} = \frac{d(grey)}{d(x_i, x_{i+1}, y_i, y_{i+1})} \cdot \frac{d(x_i, x_{i+1}, y_i, y_{i+1})}{d(x_n, y_n)} \cdot \frac{d(x_n, y_n)}{d(a, b, c, x_0, y_0)} \quad (\text{C.4})$$

Le niveau de gris de chaque pixel appartenant au contour de l'ombre portée de la bille

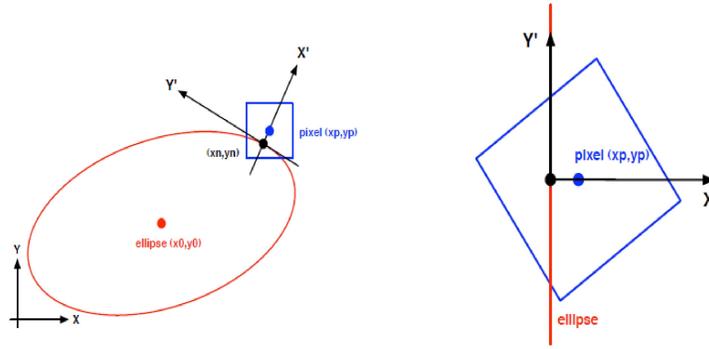


Fig. C.5 – Changement de repère pour le calcul du niveau de gris

est calculé analytiquement à partir des paramètres approximatifs de l'ellipse. L'ensemble de ces valeurs est comparée aux vrais niveaux de gris observés sur l'image, et la matrice dérivée de l'erreur par rapport à chacun des paramètres permet de les faire varier petit à petit dans le sens de la minimisation de l'erreur globale.

Les paramètres sont ajustés au mieux lorsque l'erreur ne varie plus d'une itération à l'autre. Les résultats aberrants sont éliminés de la suite du traitement.

C.1.2 Identification des trajectoires du centre des billes sur le détecteur

Après avoir appliqué les traitements précédents à l'ensemble des images, on dispose pour chacun des angles de rotation des coordonnées (x, y) des centres des ellipses projetées sur le plan du détecteur. Le centre des ellipses projetées ne correspond pas rigoureusement au point de projection du centre de la bille. Plus la bille est projetée avec un angle important et plus cette erreur tend à écarter le point de projection du centre du faisceau (Fig. C.6). À partir des paramètres (approximatifs) géométriques du système, on peut établir les corrections adéquates.

Correction du point de projection selon l'axe x

$\phi = \arctan \frac{Xb}{Zp}$ avec Xb la distance entre la bille et l'axe \vec{Z} , Zp la distance source-détecteur

$\psi = \arctan \frac{R}{Zt^2 + Xb^2}$ avec R le rayon de la bille et Zt la distance source-axe de rotation

$$rrX = \frac{R * Zt}{Zp + R * \tan \phi * \cos \psi}$$

$$\delta X = rrX * (\cos \phi + \sin \phi * \tan(\phi + \psi)) - \frac{1}{\cos \phi} \quad (C.5)$$

La correction selon l'axe y est donné par les mêmes formules, en remplaçant Xb par Yb .

L'équation de la trajectoire de chaque bille dans le plan du détecteur est approximativement de la forme $y = y_0 + a * \sin(\theta + \phi)$, où y_0 est le centre de la trajectoire, a le grand axe de l'ellipse, θ l'angle de rotation et ϕ la phase initiale. Il s'agit d'une relation linéaire entre y et $\sin(\theta + \phi)$. La méthode utilisée pour résoudre ces équations est une transformation de Hough linéaire : à chaque point de l'espace réel correspond une droite dans l'espace de Hough, et inversement. On remplit alors l'espace de Hough avec les points de la trajectoire des billes,

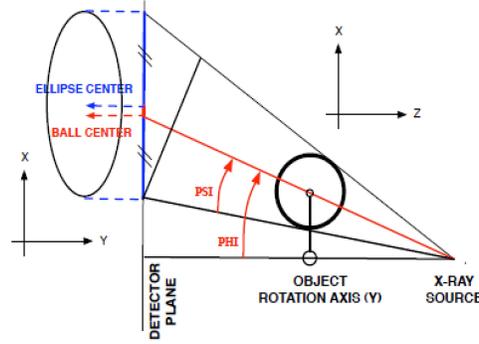


Fig. C.6 – Erreur d'appréciation du centre de la bille à partir de l'observation de l'ellipse projetée

et les intersections des droites dans l'espace de Hough correspondent alors aux valeurs qui vérifient l'équation de départ.

L'application de cette transformation permet d'obtenir le nombre de billes identifiées ainsi que leur abscisse moyenne sur le plan du détecteur. On peut à partir de là associer à chaque point (x, y) d'une trajectoire une bille unique et identifier les billes du gabarit cylindrique en comparant leurs positions relatives (données connues).

C.1.3 Détermination des paramètres géométriques

On cherche des valeurs approchées des paramètres Xp, Yp, Zp, Xt, Yt et Zt . On utilise pour cela les positions relatives entre les billes sur le gabarit cylindrique (connues) et les trajectoires elliptiques sur le plan du détecteur.

L'équation de l'ellipse est donnée par :

$$u = a_u * \cos(\theta + \phi) \text{ et } v = a_v * \sin(\theta + \phi) \quad (\text{C.6})$$

En intégrant ces équations sur la rotation complète on peut déduire θ , a_u et a_v .

$$SumCosU = \int_0^{2\pi} (u \cos \theta d\theta) = \int_0^{2\pi} (a_u \cos^2 \theta \cos \phi - a_u \sin \theta \cos \theta * \sin \phi) d\theta = 1/2 * a_u \cos \phi$$

$$SumSinU = \int_0^{2\pi} (u \sin \theta d\theta) = -1/2 * a_u \sin \phi$$

$$SumCosV = \int_0^{2\pi} (v \cos \theta d\theta) = 1/2 * a_v \sin \phi$$

$$SumSinV = \int_0^{2\pi} (v \sin \theta d\theta) = 1/2 * a_v \cos \phi$$

$$\Rightarrow \phi = \arctan\left(\frac{-SumSin}{SumCos}\right), a_u = 2\sqrt{SumCos^2 + SumSin^2}, a_v = \frac{2*SumCos}{\sin \phi}$$

Le grandissement est donné par le rapport entre la distance entre deux trajectoires sur le détecteur et celle entre les deux billes correspondantes.

Zt, Yt sont donnés par les petits et grands axes de l'ellipse (a_u et a_v) et le rayon de giration approximatif :

$$a_v = \frac{2Yt \cdot R}{Zt}$$

$$\frac{a_v}{a_u} = \frac{a_v}{2R} = \frac{Yt}{Zt}$$

$$Zp = Zt * \textit{Grandissement}$$

$$Yp = Yt * \textit{Grandissement} - Y_0$$

$$Xp = -X_{\textit{moyen}}$$

Bibliographie

- [1] G. Knoll. Radiation detection and measurement. Wiley, 3rd édition. 1989.
- [2] S. Nicol. *Étude et construction d'un tomographe TEP/TDM pour petits animaux, combinant modules phoswich à scintillateurs et détecteur à pixels hybrides*. PhD thesis, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, Marseille, 2010.
- [3] M. Jung. *Étude, réalisation et caractérisation d'une caméra CCD numérique rapide (1000 images par seconde) à mémoire intégrée et pilotable par lien SCSI*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg I, 1998.
- [4] B. Chantepie. *Etude et réalisation d'une électronique rapide à bas bruit pour un détecteur de rayons X à pixels hybrides destiné à l'imagerie du petit animal*. PhD thesis, Université de la Méditerranée Aix Marseille II, Marseille, 2007.
- [5] M. Khodaverdi. *Designstudie eines μ CT Zusatzes für einen hochauflösenden Positronen-Emissions-Tomographen*. PhD thesis. Forschungszentrum Jülich GmbH, 2003.
- [6] Y. Sun et al. A calibration method for misaligned scanner geometry in cone-beam computed tomography. *NDT and E International*, 39(6) :499 – 513, 2006.
- [7] S. Valton. *Reconstruction tomographique 3D en géométrie conique à trajectoire circulaire pour des prototypes d'imageur bimodal pour le petit animal*. PhD thesis, INSA Lyon, 2007.
- [8] E.L. Ritman. Evolution of medical tomographic imaging-as seen from a darwinian perspective. In *In C. Roux et J.K. Udupa, éditeurs : Emerging Medical Imaging Technology*, pages 1483–1491, 2003.
- [9] J. Berar et al. A hybrid pixel detector for X-ray diffraction diffusion. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 510 :41–44, 2003.
- [10] P. Delpierre et al. Large surface X-ray pixel detector. volume 1, pages 22–24, 2000.
- [11] L. Blanquart et al. XPAD, a new read-out pixel chip for X-ray counting. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2 :92–97, 2000.
- [12] P. Delpierre et al. Large surface X-ray pixel detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2 :902–905, 2002.
- [13] P. Delpierre et al. XPAD : A photons counting pixel detector for material sciences and small-animal imaging. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 572 :250–253, 2003.
- [14] M. Khodaverdi et al. Design study for the ClearPET/XPAD small animal PET/CT scanner. *Conf. Rec. IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. Honolulu, Hawaii*, pages 4300–4302, 2007.

- [15] B. Mikulec et al. X-ray imaging using single photon processing with semiconductor pixel detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, tome 511 :282–286, 2003.
- [16] M. Bech et al. X-ray imaging with the pilatus 100k detector. nuclear instruments and methods in physics research a. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, tome 66(4) :474–478, 2008.
- [17] J. Radon. Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. *Ber. Verh. Sächs. Akad. Wiss.*, 16 :262–277, 1917.
- [18] R. Bracewell. Strip integration in radio astronomy. *Australian Journal of Physics*, 9 :198–217, 1956.
- [19] A. Cormack. Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications. *Applied Physics*, 34 :2722–2727, 1963.
- [20] A. Cormack. Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications II. *Applied Physics*, 35 :2908–2913, 1964.
- [21] G. Hounsfield. Computerized transverse axial scanning (tomography). *Br. J. Radiol.*, 46 :1016–1022, 1973.
- [22] W. Kalender. *Computed tomography*. Publicis Corporate Publishing, 2000.
- [23] O. Klein and Y. Nishina. Über die Streuung von strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Z. Physick*, 52 :853–868, 1929.
- [24] L. Goertzen et al. A comparison of X-ray detectors for mouse ct imaging. *Phys. Med. Biol.*, 49 :5251–65, 2004.
- [25] E. Samei. Performance of digital radiographic detectors : factors affecting sharpness and noise. In *Advances in digital radiography, Oak Brook*, pages 49–61, 2003.
- [26] J. Yorkston. Recent developments in digital radiography detectors. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 580 :97–985, 2007.
- [27] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, and N. Wermes. *Pixel Detectors from Fundamentals to Applications*. Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH and Co. K., 2005.
- [28] S. Tavernier, A. Gektin, B. Grinyov, and W. Moses. *Radiation Detectors for Medical Applications*. Springer Verlag, 2005.
- [29] I. Koudobine. *Electronique de comptage de photons pour détecteur à pixels hybrides*. Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, Marseille, 2007.
- [30] R. Berry et al. *The CCD camera cookbook*.
- [31] P. Delpierre et al. Large scale pixel detectors for DELPHI at LEP200 and ATLAS at LHC. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 242 :233, 1994.
- [32] A. Fiorello. ATLAS bump bonding process. Pixel 2000 Conference. Genova, Italy. 2000.
- [33] P. Pangaud, P. Delpierre, and J.-F. Béjar. XPAD, a photon-counting imager for X-ray applications. In *Semiconductor Radiation Detection Systems*, CRC Press, pages 237–261, 2010.

- [34] C. Broennimann et al. The Pilatus 1M detector. *J. Synchrotron Rad.*, 13 :120–130, 2005.
- [35] X. Llopart et al. Medipix2, a 64k pixel read out chip with 55 μm square elements working in single photon counting mode. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49 :2279–2283, 2002.
- [36] L. Feldkamp, L. Davis, and J. Kress. Practical cone-beam algorithm. *Journal of the Optical society of America*, 6 :612–619, 1984.
- [37] F. Dubois. Reconstruction des images tomographiques par rétroprojection filtrée. *Revue de l'ACOMEN*, 4(2) :92–99, 1998.
- [38] A. Kak and M. Slaney. Principles of computerized tomographic imaging. SIAM (Society of Industrial and Applied Mathematics). 1987.
- [39] F. Busse et al. Methodology to measure fundamental performance parameters of X-ray detectors. *The International Society for Optical Engineering*, 4320 :287–298, 2001.
- [40] M.J. Flynn and E. Samei. Experimental comparison of noise and resolution for 2k and 4k storage phosphor radiography systems. *Medical Physics*, tome 26(8) :1612–1623, 1999.
- [41] D. White and R. Speller. The measurement of effective photon energy and linearity in computed tomography. *British Journal of Radiology*, 53 :5–11, 1980.
- [42] R. Brooks and G. DiChiro. Principles of Computer Assisted Tomography (CAT) in radiographic and radioisotopic imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 21 :689–732, 1976.
- [43] R. Droege and R. Morin. A practical method to measure the MTF of CT scanners. *Medical Physics*, 9 :758–760, 1982.
- [44] F. Cassol Brunner et al. Imaging performance of hybrid pixel detectors XPAD3-S. *Phys. Med. Biol.*, 54 :1773–1789, 2009.
- [45] P. Judy. The line spread function and Modulation Transfer Function of a Computed Tomographic scanner. *Medical Physics*, 3 :233–236, 1976.
- [46] P. Greer and T.V. Doorn. Evaluation of an algorithm for the assessment of the MTF using an edge method. *Medical Physics*, 27 :2048–2059, 2000.
- [47] D. Blanc. *Les rayonnements ionisants - détection, dosimétrie, spectrométrie*. (Seconde édition). Ed : Masson, Paris, 1997.
- [48] D. Duggan and C. Coffey. Small photon field dosimetry for stereotactic radiosurgery. *Medical Dosimetry*, 23 :153–159, 1998.
- [49] E. Podgorsak. Review of radiation oncology physics : A handbook for teachers and students. International Atomic Energy Agency (IAEA), Vienna, Austria. 2003.
- [50] M. Ribas N. Jornet and T. Eudaldo. In vivo dosimetry : intercomparison between p-type based and n-type based. *Med. Phys.*, 27(6) :1287–1293, 2000.
- [51] M. Bucciolini and al. Diamond detector versus silicon diode and ion chamber in photon beams of different energy and field size. *Medical Physics*, 30 :2149–2154, 2003.
- [52] P. Scanff A. Rannou, B. Aubert. Exposition de la population française aux rayonnements ionisants. rapport IRSN/DRPH/SER. 2006.

- [53] NCRP. National Council on Radiation Protection and Measurements. ionizing radiation exposure of the population of the united states. NCRP report n° 160. 2009.
- [54] P. Pangaud et al. XPAD3 : a new photon counting chip for X-ray ct-scanner. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 571 :321–324, 2007.
- [55] P. Pangaud et al. XPAD3-S : a fast hybrid pixel readout chip for synchrotron facilities. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, 591 :159–162, 2008.
- [56] B. Chantepie et al. The XPAD3 detector : a fast hybrid pixel detector for small animal X-ray imaging. *In Conf. Rec. of the 2nd International Conf. on Optical Complex Systems, OCS'08, Cannes*, pages 107–108, 2008.
- [57] F. Cassol Brunner et al. First K-edge Imaging With a Micro-Ct based on the XPAD3 Hybrid Pixel Detector. *in IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 60 :103–108, 2013.
- [58] G. Schunk. *Simulation of a projection of a ball by a diffuse source*, CPPM, Feb 2009, rapport de stage de M1.
- [59] C. Hemmer A. Bonissent. *Calibration géométrique du démonstrateur PIXSCAN*, CPPM, Sep 2009, note interne.
- [60] M. Bazalova and F. Verhaegen. Monte carlo simulation of computed tomography X-ray tube. *Phys. Med. Biol.*, 52 :5945–5955, 2007.
- [61] K. Maeda et al. Compton-scattering measurement of diagnostic X-ray spectrum using high-resolution schottky CdTe detector. *Med. Phys.*, 32 :1542–1547, 2005.
- [62] S. Jan et al. GATE : a simulation toolkit for PET and SPECT. *Phys. Med. Biol.*, 49 :4543–4561, 2004.
- [63] W. Kalender. *Computed Tomography*. Publicis Corporate Publishing. 2000.
- [64] Louise Y Du et al. A quality assurance phantom for the performance evaluation of volumetric micro-ct systems. *Phys. Med. Biol.*, 52 :5945–5955, 2007.
- [65] F. Cassol Brunner et al. Imaging performance of the hybrid pixel detectors XPAD3-S. *Phys. Med. Biol.*, 54 :1773–1789, 2009.
- [66] S. Bentzen. Evaluation of the spatial resolution of a CT scanner by direct analysis of the edge response function. *Medical Physics*, 10 :579–581, 1983.
- [67] R. Khoury. *PIXSCAN : Micro-tomodensitomètre à pixels hybrides pour le petit animal*. PhD thesis, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, Marseille, 2008.
- [68] S. Carlson et al. In vivo quantitation of intratumoral radioisotope uptake using micro-SPECT/CT. *Molecular Imaging*, 8 :324–332, 2006.
- [69] A. Obenus and A. Smith. Radiation dose in rodent tissues during micro-CT imaging. *J X-ray Sci Technol*, 12 :241–249, 2004.
- [70] A. Goertzen. *Development of a Combined microPET and microCT System for Mouse Imaging*. PhD thesis, University of California Los Angeles, 2003.
- [71] C. Badea et al. Imaging methods for morphological and functional phenotyping of the rodent heart. *Toxicologic Pathology*, 34 :111–117, 2006.