

Mémoire pour l'obtention de l'habilitation à diriger des
recherches

**Contribution aux contrôles et aux mesures non
destructifs par rayonnements ionisants**

présenté par
David TISSEUR

Soutenu le 20 juin 2023 devant la commission d'examen

Jury

C. REYNARD-CARETTE	Professeur des Universités	Rapporteuse initiale
G. BAN	Professeur des Universités	Rapporteur
O. LIMOUSIN	Directeur de Recherche	Rapporteur
A.-M. NOURREDDINE	Professeur des Universités	Rapporteur
V. KAFTANDJIAN	Professeur des Universités	Examinatrice
C. FURGET	Professeur des Universités	Examineur
J.C. ANGELIQUE	Professeur des Universités	Examineur
C. MOREL	Professeur des Universités	Tuteur
A. LYOUSSI	Directeur de Recherche	Invité

**Laboratoire de Dosimétrie Capteurs et Instrumentation
CEA CADARACHE**

Table des matières

Glossaire	8
Introduction	10
1 La radiographie numérique pour les contrôles sur site	12
1.1 Contexte : Le rôle des contrôles non destructifs dans l'industrie	12
1.2 De la radiographie argentique à la radiographie numérique	14
1.3 Définition de la radiographie numérique	14
1.4 Évaluation des performances de la radiographie numérique dans le cadre du domaine nucléaire	20
1.5 Simulation de la radiographie dans le cadre du domaine nucléaire . .	23
1.5.1 Modélisation des écrans photostimulables	23
1.5.2 Développement d'un critère de détectabilité pour la simulation d'un contrôle radiographique	26
2 Optimisation des performances en imagerie 2D et 3D	32
2.1 Optimisation d'un détecteur 2D pour l'étude de l'interaction corium/eau	32
2.2 Correction du diffusé	40
2.2.1 La méthode SKS continue à deux gaussiennes	41
2.2.2 La méthode SKS continue à quatre gaussiennes	45
2.2.3 La méthode SKS continue en combinant mesure et simulation Monte Carlo	48
2.3 Correction du flou par machine learning	50
2.3.1 Amélioration de la qualité image avec un réseau à noyau convo- lutif	51
2.3.2 Amélioration de la qualité image en tomographie	52
2.4 Développement d'une carte de confiance pour l'imagerie de phase . .	54
2.4.1 Méthode à une grille	55
2.4.2 Carte de confiance	57
3 Développement de méthodes de mesures photonique et neutro- nique	59
3.1 Évaluation de la fluence neutronique supérieure à 1 MeV pour les cuves du parc EDF	59
3.1.1 Auto-dosimétrie dans les aciers inox	65
3.2 Caractérisation de la masse fissile dans un colis de déchets	68
3.2.1 Tomographie d'émission neutronique pour l'évaluation de la masse fissile dans un colis de déchets	70
3.2.2 Les détecteurs de neutrons	72

TABLE DES MATIÈRES

3.2.3	Mise en œuvre de la tomographie d'émission neutronique . . .	73
3.3	Évaluation du spectre photonique d'un accélérateur d'électrons . . .	74
3.3.1	Besoins	75
3.3.2	Développement d'une méthode d'estimation du spectre photonique par mesures d'atténuation	76
Conclusions et perspectives		83
A Curriculum Vitae		I
B Contributions scientifiques		XVI

Table des figures

1	Radiographie d'une boîte de poids par W. Röntgen (d'après le Siemens healthineers museum) ¹	11
1.1	Image d'un détecteur WidePIX conçu par la société ADVACAM à partir de la puce MEDIPIX3 ²	15
1.2	Image d'un amplificateur de brillance proposé par THALES ³	16
1.3	Détecteur utilisé dans la fosse KROTOS pour l'observation de l'interaction corium-eau [7]	17
1.4	Exemple d'une barrette linéaire (taille de pixel = 83 μm , de longueur maximale de 628 mm) proposée par la société NTB ⁴	18
1.5	Exemple d'un écran plat (409.6 mm \times 409.6 mm, 200 μm) proposé par la société Perkin Elmer ⁵	18
1.6	À gauche, le principe du scanner (type demi-lune) de lecture d'écran radioluminescent à mémoire. À droite, un exemple d'un système d'écran photostimulable associé à son scanner (d'après [26])	19
1.7	Résultats de l'intercomparaison des performances entre radiographie argentique et numérique (d'après [76]). L'entaille de plus faible ouverture (voir tableau 1.4) n'est pas visible dans les images obtenues par radiographie numérique.	22
1.8	Exemple de l'interface graphique du module RT de CIVA ⁶	23
1.9	En haut, l'empilement des différentes couches constituant l'écran photostimulable modélisé. En dessous, le principe de simulation PENELOPE.	25
1.10	Coefficient d'atténuation pour un écran HS combiné avec plusieurs écrans renforceurs.	26
1.11	Modèle de simulation utilisé dans CIVA pour les écrans photostimulables.	26
1.12	Exemple d'images utilisées par A. Rose dans [59]	28
1.13	Equivalence entre trous et fils selon le code RCC-M tableau MC3162.1	29
1.14	Image des défauts artificiels utilisés pour la validation	30
1.15	Performance du critère proposé en fonction de la sanction moyenne des experts sur 192 défauts	31
2.1	Photo du hall expérimental KROTOS dans l'installation PLINIUS pour l'étude de l'interaction corium/eau.	33
2.2	Exemple d'une séquence d'images acquises lors d'un essai pour l'étude de l'interaction corium/eau [73].	34
2.3	Photo de l'intérieur du système d'imagerie de la cellule Krotos.	35
2.4	Comparaison des différentes MTF obtenues.	36

TABLE DES FIGURES

2.5	Comparaison résolution spatiale vs sensibilité des scintillateurs testés (d'après [73]).	37
2.6	Fantôme de calibration en polyéthylène haute densité contenant des billes en acier de différents diamètres utilisé pour les tests d'imagerie sur la plateforme Krotos (d'après [73]).	38
2.7	À gauche, l'image du fantôme de calibration avec l'écran de Medex. Au milieu, l'image obtenue avec l'écran de CsI avant l'usinage pour limiter la zone morte. À droite, l'image obtenue avec l'écran de CsI après usinage pour limiter la zone morte. [73]	39
2.8	À gauche, la photo du banc d'usinage de l'écran de CsI avant l'usinage pour limiter la zone morte. À droite, la photo de meule ayant servi à l'usinage.	39
2.9	À gauche, l'image du fantôme. À droite, le profil en intensité extrait de l'image pour une bille de diamètre 30 mm (d'après [73]).	40
2.10	Régression aux moindres carrés des paramètres $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ en fonction de l'épaisseur de matière traversée (d'après [9]).	43
2.11	Schéma de l'algorithme de correction du diffusé (d'après [9]).	44
2.12	Coupes reconstruites a) sans correction b) corrigée avec la méthode discrète c) corrigée avec la méthode continue (d'après [9]).	45
2.13	Estimations des paramètres $A, B, C, D, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4$ en fonction de l'épaisseur traversée (d'après [11]).	46
2.14	Coupe reconstruite avec a) les projections non corrigées b) les projections corrigées avec les noyaux de convolution du diffusé objet c) les projections corrigées avec les noyaux de convolution du diffusé objet et détecteur (d'après [11]).	47
2.15	Coupe reconstruite avec a) le collimateur b) la méthode de correction du diffusé objet seulement (d'après [11]).	48
2.16	Schéma des deux dispositifs d'acquisition pour la détermination expérimentale des noyaux de convolution (d'après [10]).	49
2.17	Coupe reconstruite avec des projections a) non corrigées b) corrigées en utilisant le modèle à deux gaussiennes c) corrigées en utilisant le modèle à quatre gaussiennes. [10]	49
2.18	Comparaison des profils extraits des coupes reconstruites à partir des projections non corrigées et corrigées (durcissement de faisceau (BH) et modèle à deux et quatre gaussiennes). [10]	50
2.19	Synoptique du réseau de neurones utilisés par [20].	52
2.20	Synoptique du réseau de neurones utilisés par Maeva Maulin transposé depuis [20].	52
2.21	À gauche, l'image d'une projection des 820 projections du fantôme. À droite, la coupe reconstruite avec l'algorithme FDK [30] de MODHERATO.	53
2.22	À gauche, la coupe reconstruite avec l'algorithme FDK [30] de MODHERATO avec les projections floutées avec une résolution spatiale à 10% de 798 μm . À droite, la coupe reconstruite avec l'algorithme FDK [30] de MODHERATO avec les projections défloutées par le CNN avec une résolution spatiale à 10% de 498 μm	53
2.23	Rapport $\delta \setminus \beta$ en fonction de l'énergie [63].	55

TABLE DES FIGURES

2.24	Exemple de réseau de diffraction 2D en damier produisant un déphasage $[0 ; \pi]$ de période a pour une longueur d'onde λ_0 donnée pour la génération de l'interférogramme (d'après [63]).	56
2.25	À gauche, l'image de l'interférogramme. À droite, la transformée de Fourier de l'interférogramme avec en son centre le fondamental H_0 et autour les harmoniques (H_1 par exemple) (d'après [63]).	56
2.26	Image de phase de l'échantillon de monocoque en plastique renforcée de fibres de carbone (CFRP)(a) et la carte de confiance associée avec les alertes de dislocation ϵ_d (b), les alertes de sous-échantillonnage ϵ_u (c) et les alertes de bruit ϵ_n (d)(d'après [64]).	58
3.1	Principe de la fragilisation d'un acier sous irradiation.	60
3.2	Principe de la résilience d'un acier non irradié selon sa teneur en impuretés.	61
3.3	Principe de la formule prédictive de fragilisation d'un acier de cuve.	61
3.4	Spectre neutronique type à la capsule d'un REP 900 MWe.	63
3.5	Exemple d'une capsule d'une centrale EDF.	64
3.6	Couverture spectrale type du programme de surveillance.	65
3.7	Photos des deux éprouvettes utilisées pour l'évaluation des performances de l'auto-dosimétrie.	66
3.8	Schéma de décroissance de ^{93}Mo [6].	67
3.9	Processus de séparation chromatographique des dissolution des prélèvement des éprouvettes.	67
3.10	Fût métallique dans un conteneur en béton-fibres [47]	69
3.11	En haut, une image de l'intérieur d'un panneau BCS. En bas, l'image du panneau BCS tel qu'utilisé. A chaque extrémité du panneau, on distingue les systèmes électroniques de lecture du signal permettant la localisation de l'interaction neutronique [46].	72
3.12	Schéma d'illustration de la tomographie d'émission neutronique à l'aide de panneau BCS [46].	73
3.13	Principales étapes de la reconstruction. De gauche à droite, image 2D du noyau d'une source centrée de ^{252}Cf utilisée pour l'algorithme de déconvolution de Richardson-Lucy, projection brute obtenue après 120 min d'acquisition, image déconvoluée, reconstruction 3D finale montrant les deux sources séparées de 36 cm. [46]	74
3.14	Courbe de réponse $R(E_j)$ de la chambre d'ionisation en fonction de l'énergie des photons obtenue avec MCNP 6.1.	79
3.15	Dispositif expérimental utilisé pour l'estimation du spectre de l'accélérateur SATURNE.	80
3.16	À gauche, la courbe de transmission expérimentale et simulée à partir du spectre estimé via l'approche que nous avons proposée. À droite, le spectre photonique obtenue.	80
3.17	Exemple d'un profil de dose déposée dans le silicium (épaisseur 100 μm) pour un spectre monochromatique de 300 keV, 1 MeV et 6 MeV.	81
3.18	Le profil d'énergie déposée pour un spectre polychromatique de 9 MeV est décomposée en une somme pondérée des profils obtenus à 300 keV, 1 MeV et 6 MeV.	82
3.19	Spectre polychromatique 9 MeV de l'énergie déposée et sa décomposition sur trois canaux 300 keV, 1 MeV et 6 MeV.	82

TABLE DES FIGURES

A.1	Rapport de scholar.google.fr concernant mes publications consulté le 20 juillet 2022.	IX
A.2	Rapport de scopus.com concernant mes publications consulté le 20 juillet 2022.	X

Glossaire

- AMR : Advanced Modular Reactor
- BH : Beam Hardening
- BP : Before Present = avant notre ère
- CBCT : Cone Beam Computed Tomography
- CEA : Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
- CNN : Convolutional Neural Networks CNN (réseau à noyau convolutif)
- DRT : Direction de la Recherche Technologique
- EPR : European Pressurized Reactor
- IQI : Indicateur de Qualité d'Image
- IRESNE : Institut de REcherche sur les Systèmes Nucléaires pour la production d'Énergie bas carbone
- IRSN : Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
- IUT : Institut Universitaire de Technologie
- LARC : Laboratoire d'Analyses RadioChimiques
- LDCI : Laboratoire de Dosimétrie, Capteurs et Instrumentation
- LIST : Laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies
- LMN : Laboratoire de Mesures Nucléaires
- MSE : Mean Square Error (erreur quadratique moyenne)
- ONERA : Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
- PAC : Probably Approximately Correct
- R&D : Recherche et Développement
- REP : Réacteur à Eau sous Pression
- RSB : Rapport Signal sur Bruit
- SKS : Scatter Kernel Superposition
- SMR : Small Modular Reactor

Avant propos

Dans son carnet personnel, Jean Monnet (1888-1979) a écrit *"Ce qui est important, ce n'est, ni d'être optimiste, ni pessimiste, mais d'être déterminé."*⁷. Qui aurait pu prédire en 1999 qu'en m'inscrivant à l'IUT de Mesures Physiques de l'université de Saint Étienne qui porte son nom, cette maxime allait me suivre si longtemps jusqu'à ce mémoire d'HDR...

Mes premiers remerciements iront à Christian MOREL pour avoir accepté de m'accompagner dans cette aventure que constitue la rédaction d'une HDR. Dans un second temps, je souhaiterai remercier les membres du Jury : Christelle REYNARD-CARETTE , pour sa précieuse première relecture en tant que rapporteure initiale, Gilles BAN, Olivier LIMOUSIN et Abdel-Mjid NOURREDINE pour leur précieux conseils en tant que rapporteurs, Valérie KAFTANDJIAN, Jean Claude ANGE-LIQUE et Abdallah LYOUSSI pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et Christophe FURGET pour avoir accepté de présider mon jury.

Outre les membres du jury et les collègues qui ont jalonné mon parcours professionnel, nombreux sont ceux et celles à avoir contribué à la réussite de ce travail. J'ai une pensée toute particulière pour mes parents qui, au travers des valeurs qu'ils m'ont transmises, m'ont permis de persévérer dans la voie que j'ai choisie.

Merci, enfin, à mes enfants, Benjamin et Appoline, et à mon épouse, Cindy, pour m'avoir soutenu et surtout supporté pendant ces derniers mois de finalisation.

⁷FOCKE, Katharina et al., Jean Monnet : L'Europe et les chemins de la paix, Paris : Éditions de la Sorbonne, 1999 . Disponible sur Internet : <<http://books.openedition.org/psorbonne/47453>>. ISBN : 9791035103828. , page 482

Introduction

Contexte et objectifs

Dans l'histoire humaine, il faut remonter au paléolithique supérieur pour avoir les premières traces de marques de comptage sur les parois des grottes ou des marques de hachage sur des bâtons ou des os. Ces premières notions de mesures ont sans doute été associées très tôt aux premières techniques artisanales, agraires, médicales ... Selon Denise Schmandt-Bessera, des jetons d'argile datant de 7500 à 3000 ans avant notre ère trouvés en Mésopotamie, sont utilisés pour la quantification de tasses, de paniers, de mesures de grain, de pots d'huile, d'animaux ou encore de journée de travail. Parce que la mesure est intrinsèquement liée à l'essor des civilisations humaines, notamment via les échanges commerciaux, elle est ancrée dans nos vies quotidiennes. Son importance n'a fait que grandir au cours des siècles avec les progrès technologiques. On retrouve, par exemple, dès 1400 avant notre ère les traces des premières clepsydres pour la mesure du temps. La révolution industrielle et la maîtrise de l'électricité ont accéléré encore plus les besoins et les moyens de mesures. Cependant, c'est à la fin du XIX^{ème} siècle que l'on voit apparaître les premières mesures mettant en œuvre des rayonnements ionisants.

Historiquement c'est la découverte par Wilhelm Conrad Röntgen des rayons X avec la publication de l'article « Sur une nouvelle sorte de rayons » en décembre 1895 qui lance les premières mesures par rayonnements ionisants avec la mise en œuvre de l'imagerie X. Bien que l'une des premières expériences de Röntgen, à la fin de l'année 1895, soit un cliché radiographique de la main de sa femme, Bertha. Il est intéressant de noter que la première utilisation des rayons X était destinée à une application industrielle (et non médicale). En effet, Röntgen a produit une radiographie d'un ensemble de poids dans une boîte pour la montrer à ses collègues.

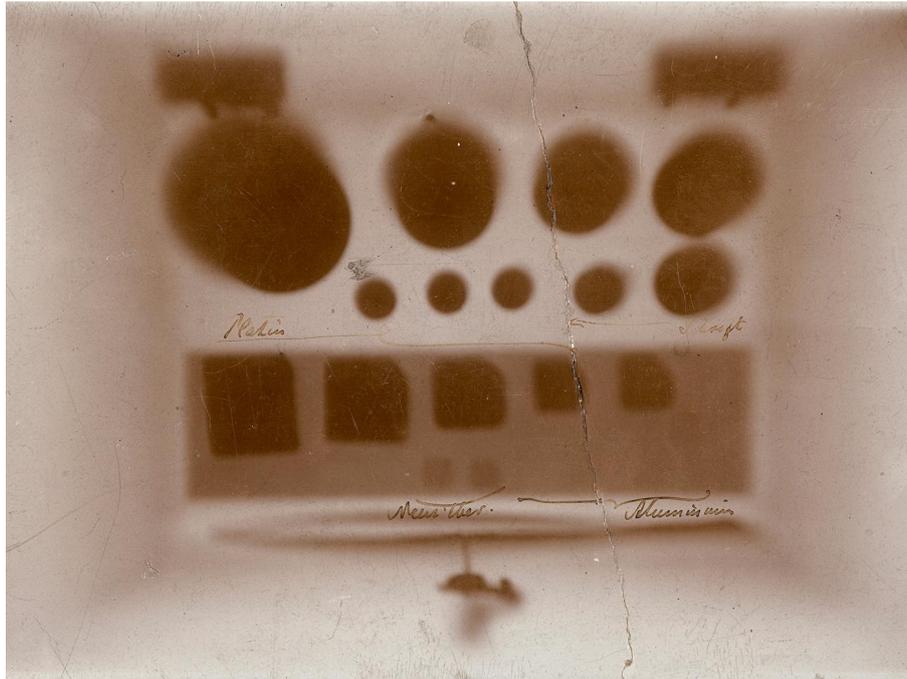


FIGURE 1 : Radiographie d'une boîte de poids par W. Röntgen (d'après le Siemens healthineers museum)⁹

L'imagerie par rayons X est depuis très utilisée notamment dans le cadre du contrôle industriel, de sécurité, de l'étude des matériaux etc. Les travaux notamment de H. Becquerel, P. et M. Curie, J. Chadwick, O. Hahn, F. Strassmann et L. Meitner ont conduit aux développements de l'industrie nucléaire et de techniques de mesures associées. Le CEA, depuis sa création en octobre 1945 par Charles de Gaulle avec à sa tête Frédéric Joliot-Curie (haut-commissaire à l'Énergie atomique) et Raoul Dautry (administrateur général), travaille de facto depuis toujours sur la mesure et le contrôle par rayonnements ionisants dans des domaines divers et variés comme la sûreté et la sécurité. C'est dans ce panorama que s'est inscrit mon parcours universitaire et professionnel.

Dans ce manuscrit intitulé "Contribution aux contrôles et mesures non destructifs par rayonnements ionisants" rédigé en vue de l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches, je présente ma contribution scientifique et technique sur ce sujet. De par mon parcours universitaire et professionnel, j'ai choisi de partager ce document en trois chapitres dans une logique chronologique et thématique. Le chapitre 1 est consacré principalement aux travaux que j'ai pu mener chez AREVA-NP et au CEA DRT de Saclay sur la thématique de la radiographie numérique sous une dimension instrumentale et modélisation. Le chapitre 2 s'attache à présenter les travaux auxquels j'ai contribué sur la thématique de l'optimisation de la qualité des images 2D et/ou 3D sous le prisme de mon travail au CEA DRT de Saclay et CEA DES de Cadarache. Enfin, le chapitre 3 concernent mes travaux les plus récents sur le développement de méthodes de mesures photonique et neutronique. Le lecteur trouvera également en annexe mon curriculum vitae détaillé, une synthèse des grands projets collaboratifs auxquels j'ai participé, une synthèse des étudiants que j'ai pu encadrer ainsi que la liste détaillée de ma production scientifique.

⁹www.medmuseum.siemens-healthineers.com

Chapitre 1

La radiographie numérique pour les contrôles sur site

1.1 Contexte : Le rôle des contrôles non destructifs dans l'industrie

Le rôle des contrôles non destructifs est triple :

- détecter les défauts dont la taille est supérieure à un seuil,
- dimensionner les défauts (utilisation des dimensions d'une fissure dans des codes de calcul de résistance des matériaux par exemple),
- caractériser le matériaux (par exemple : densité d'une poudre, épaisseur d'une paroi, taux de porosité ...)

La fabrication sans la présence de défaut garanti relève d'un vœu pieux. Il faut donc définir des critères d'acceptation et fixer des limites, parmi ceux-ci nous pouvons citer notamment :

- la forme des défauts. On parle de défaut plan ou de défaut volumique,
- la taille,
- la nature,
- le nombre de défauts,
- la position des défauts.

Bien entendu, en fonction des industries concernées (nucléaire, pétrochimique, ferroviaire, automobile, aéronautique, agroalimentaire ...) les critères, les seuils vont évoluer. Dans le monde industriel on retrouve les contrôles non destructifs inclus de manière plus générale dans des codes spécifiques. Par exemple, le code de construction des appareils à pression non soumis à l'action de la flamme (CODAP) est un code de construction français. Il est le référentiel rédigé par les fabricants français dans le domaine des appareils à pression. Le CODAP définit les exigences minimales requises pour :

- Le choix des matériaux,

- Les conditions d’approvisionnement et de contrôle des produits (produits plats, tubes et composants tubulaires, pièces forgées et pièces moulées) mis en œuvre,
- Le dimensionnement,
- Les opérations de fabrication,
- Les contrôles à effectuer en cours et en fin de fabrication et les modalités d’inspection, afin d’assurer la sécurité de ces appareils dans des conditions normales d’exploitation.

Pour le domaine de l’énergie nucléaire, on trouve le code dit RCC-M (Règles de Conception et de Construction des Matériels Mécaniques des Îlots Nucléaires) qui regroupe l’ensemble de la réglementation française de conception et de construction des matériels mécaniques des îlots nucléaires de type "Réacteur à Eau sous Pression" (REP). Ce code publié par l’AFCEN¹ vise, comme le CODAP, à définir les exigences minimales requises en fonction du niveau de sûreté de chaque matériel. Il définit notamment les moyens, les exigences, les techniques de contrôles non destructifs pouvant être utilisés lors des processus de fabrication. Ce document sert, notamment, dans le cadre des relations contractuelles entre clients et fournisseurs. Le RCC-M ne concerne que le domaine de la fabrication, il est complété par le RSE-M (Règles de Surveillance en Exploitation des Matériels Mécaniques des Îlots Nucléaires REP) qui définit les règles précises et pratiques de conception, de construction et d’installation, de mise en service et de surveillance en exploitation des matériels destinés aux îlots nucléaires de production d’électricité.

Le contrôle non destructif ou CND est un ensemble de techniques qui permettent de caractériser l’intégrité d’un objet, d’une structure sans le dégrader. Ces méthodes peuvent être mises en place :

- soit au cours de la fabrication,
- soit en cours d’exploitation,
- soit dans le cadre de maintenance.

De manière générale, on retrouve le terme de contrôle non destructif ou d’examens non destructif (END). Dans le domaine nucléaire, le terme CND concerne la fabrication et le terme END s’applique dans le domaine de l’exploitation et la maintenance.

À titre d’exemple, la norme NF EN ISO 9712 d’août 2012 définit un certain nombre de symboles pour les méthodes CND usuelles (voir tableau 1.1).

Le lecteur intéressé par plus de détails pourra se référer notamment au site web de la Confédération Française pour les Essais Non Destructifs (COFREND²). Dans le cadre de son mémoire, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la radiographie dans le domaine nucléaire.

¹<https://www.afcen.com/fr/>

²<https://www.cofrend.com/>

TABLE 1.1 : Symboles des différents méthodes CND usuelles.

Méthode	symbole
Émission acoustique	AT
Courants de Foucault	ET
Étanchéité	LT
Magnétoscopie	MT
Ressuage	PT
Radiographie	RT
Ultrasons	UT
Examen visuel	VT
Shearographie	ST
Thermographie	TT

1.2 De la radiographie argentique à la radiographie numérique

Il est bien connu que la radiographie argentique trouve son origine en 1895 avec la découverte de Wilhelm Conrad Röntgen. Cette méthode de contrôle est utilisée dans le monde industriel depuis des décennies. C'est une méthode plutôt simple à mettre en œuvre techniquement mais elle nécessite des investissements importants (tube à rayons X, accélérateurs linéaires, bêtatrons, projecteurs de gammagraphie) et doit être réalisée en conformité avec la réglementation en termes de radioprotection (problème de coactivité lors des contrôles sur site). Cette méthode peut être utilisée en poste fixe dans une enceinte d'irradiation mais également sur site. De ce fait, cette technique est encore usitée lors de nombreux contrôles réglementaires notamment sur les tranches des centrales nucléaires du parc français.

1.3 Définition de la radiographie numérique

La radiographie numérique se distingue de la radiographie argentique par l'utilisation d'un détecteur restituant une image numérique sans avoir à passer par des processus de révélation chimique (la numérisation de films argentiques est donc exclue). Chaque pixel de l'image obtenue rend donc compte de l'atténuation d'un faisceau de photons X ou gamma issus d'un tube à rayons, d'un accélérateur linéaire, d'un bêtatron ou d'une source radioactive (^{192}Ir , ^{60}Co et ^{75}Se). Les technologies actuelles couvrent un large spectre compris de quelques keV à plusieurs MeV. La radiographie numérique présente plusieurs avantages :

- une grande dynamique,
- une réponse linéaire à la dose,
- un temps de lecture court,
- la possibilité de post traitement,
- la possibilité de partager les images via les réseaux, informatiques,

- l'absence de produits chimiques,
- la facilité de stockage.

On peut classer les systèmes de radiographie numérique en 2 familles :

- les systèmes à conversion directe,
- les systèmes à conversion indirecte.

Les écrans à conversion directe

La famille des systèmes à conversion directe regroupe des détecteurs linéaire ou 2 dimensions pour lesquels le substrat semiconducteur (CdTe, Si par exemple) converti directement le faisceau X ou gamma en signal électronique. Ces systèmes ont la possibilité, pour certains systèmes, de pouvoir définir des seuils en énergie pour obtenir des images sur un domaine spectral donné (on peut citer la puce MEDIPIX3³).

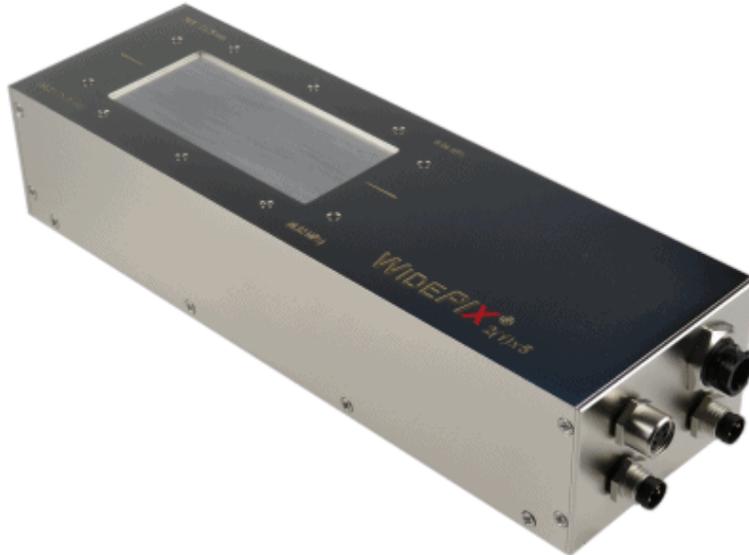


FIGURE 1.1 : Image d'un détecteur WidePIX conçu par la société ADVACAM à partir de la puce MEDIPIX3⁵.

Dans la famille des systèmes à conversion indirecte, on peut citer 4 grandes classes de systèmes de radiographie numérique.

Les amplificateurs de brillance

L'amplificateur de brillance ou de luminance (voir figure 1.2) est un tube sous vide à dans lequel sont successivement disposés :

- un premier écran de conversion (par exemple de l'iodure de césium) qui convertit les photons X/gamma en lumière visible.

³<https://medipix.web.cern.ch/home>

⁵<https://advacam.com/>

- une photocathode qui, placée en contact étroit avec le premier écran, transforme l'image visible en un flux d'électrons dont le nombre dépend de la brillance de l'écran initial,
- des électrodes de forme cylindrique qui, disposées en cascade, permettent d'accélérer et de focaliser les électrons émis par la photocathode,
- un écran secondaire luminescent qui convertit enfin les électrons accélérés en photons lumineux,
- un système de vidéo numérique classique (type CCD) pour obtenir l'image finale.



FIGURE 1.2 : Image d'un amplificateur de brillance proposé par THALES⁶.

Ce type de détecteur présente les avantages suivants :

- la possibilité de réaliser des images à très faible dose grâce à l'étage d'amplification des électrons,
- la grande cadence de prise d'images (typiquement une vingtaine d'images par seconde).

C'est un système lourd et assez encombrant qui présente notamment des distorsions géométriques importantes dans les images ainsi que des écarts de niveaux de gris entre les bords et le centre d'une image. De plus, du fait de l'amplification le bruit électronique peut dégrader notablement le rapport signal sur bruit. C'est un système encore utilisé dans le médical mais très peu dans le domaine du CND actuel où il est remplacé par des détecteurs que nous décrivons ci-après.

Les écrans scintillateurs couplés à une caméra (CCD, CMOS, SCMOS)

Ce type de détecteur associe un substrat scintillant optiquement couplé avec à un composant électronique permettant l'acquisition d'image dans le domaine visible

⁶source <https://www.idetec-medical-imaging.com/>

(type CCD, CMOS ou sCMOS) (voir figure 1.3). L'épaisseur de la partie scintillante joue un rôle primordial dans l'efficacité de détection et la résolution spatiale de l'image. De manière classique, on trouve comme scintillateur les matériaux suivants :

- l'oxysulfure de gadolinium,
- l'iodure de césium CsI,
- le tungstate de cadmium.

Le couplage optique entre l'écran scintillant et le capteur électronique est réalisé avec un miroir et un système de lentilles ou un réseau de fibres optiques. Le couplage avec un miroir autorise de sortir le capteur électronique du champ d'irradiation et permet d'augmenter la durée de vie de ce système (notamment pour les applications haute énergie > 1 MeV et ou un débit de dose important).

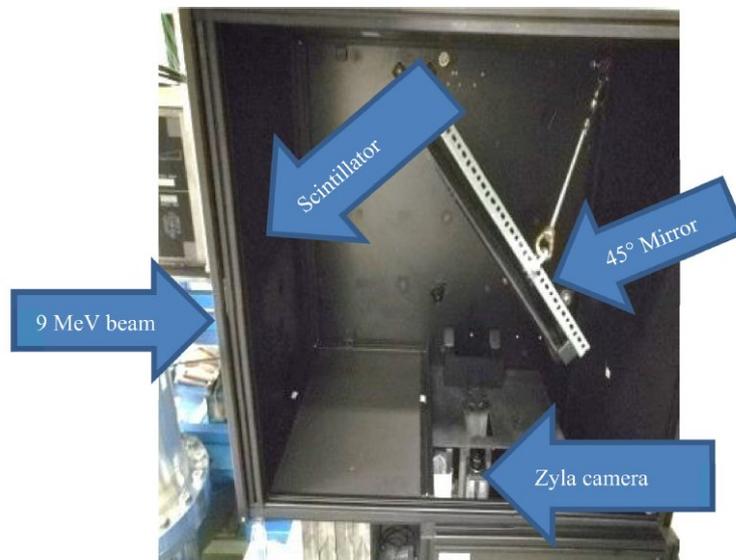


FIGURE 1.3 : Détecteur utilisé dans la fosse KROTOS pour l'observation de l'interaction corium-eau [7]

Les barrettes linéaires

Les barrettes linéaires pixelisées couplent un scintillateur directement avec un ensemble de photodiodes (voir figure 1.4). Ces systèmes permettent d'obtenir par défaut une image 1D. Une image 2D peut être obtenue à l'aide d'un couplage avec un déplacement mécanique.



FIGURE 1.4 : Exemple d'une barrette linéaire (taille de pixel = $83 \mu\text{m}$, de longueur maximale de 628 mm) proposée par la société NTB⁸

Les écrans plats

Les écrans plats couplent un scintillateur directement avec un ensemble de photodiodes. Ces systèmes permettent d'obtenir directement une image 2D. D'un point de vue CND industriel, on parle de système dit "DR" pour Direct Radiography (voir figure 1.5).



FIGURE 1.5 : Exemple d'un écran plat ($409.6 \text{ mm} \times 409.6 \text{ mm}$, $200 \mu\text{m}$) proposé par la société Perkin Elmer¹⁰

Les écrans photostimulables

Le principe des écrans photostimulables (on trouve également le terme d'Écrans RadioLuminescents à Mémoire ou ERLM) repose sur la propriété de certains cristaux à capturer une image latente lors de leur exposition à un flux de photons X ou gamma.

⁸source <https://ntbxray.com/>

¹⁰source <https://www.perkinelmer.com/>

L'écran est constitué d'une couche protectrice recouvrant une couche active de particules photoluminescentes mélangées dans un liant, qui est ensuite déposée sur un support opaque de polyéthylène. Les particules photoluminescentes sont constituées de fluoro-halogénure de baryum dopé légèrement à l'euporium (BaFBr/I :Eu^{2+}). L'image latente est formée par les électrons piégés à un niveau d'énergie supérieur lors de l'interaction entre les photons incidents et les cristaux photoluminescents au niveau de l'écran. L'écran est ensuite lu au moyen d'un balayage par un faisceau laser à haute résolution qui stimule les électrons piégés. Cette photostimulation entraîne une émission lumineuse située dans le spectre visible (voir figure 1.6). Cette lumière est ensuite captée par un photomultiplicateur. Ce dernier réalise une conversion entre les photons captés et une information numérique. Cette dernière est ensuite stockée en mémoire en fonction de la position du faisceau laser sur l'écran pour obtenir une image 2D. D'un point de vue CND industriel, on parle de système dit "CR" pour Computed Radiography.

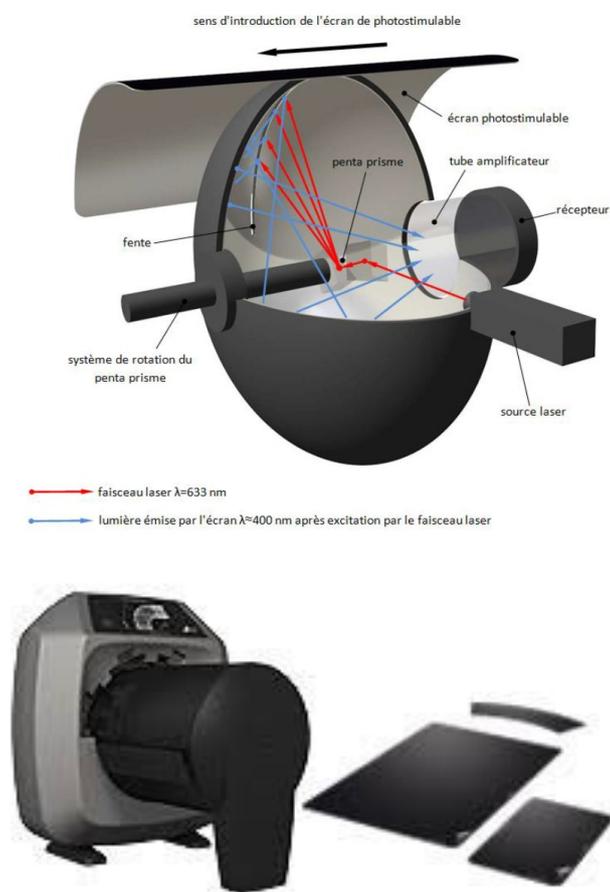


FIGURE 1.6 : À gauche, le principe du scanner (type demi-lune) de lecture d'écran radioluminescent à mémoire. À droite, un exemple d'un système d'écran photostimulable associé à son scanner (d'après [26])

Le tableau suivant fait une synthèse des caractéristiques de ces différents systèmes de détection.

En 2008, lors du début de mon travail sur cette thématique, seul le système des écrans photostimulables était déployable sur site et commercialement disponible. Dans la suite de ce chapitre, il sera donc question uniquement de la technique dite

TABLE 1.2 : Synthèse des caractéristiques des différents systèmes de détection pour l'imagerie par rayons X/gamma.

Type de système	Taille du pixel	Domaine d'énergie utilisable	Taille du champ de vue
Amplificateur de brillance	0,5 mm	<200 keV	20 cm
Barettes linéaires	100 μm à quelques mm	de quelques keV à quelques MeV	jusqu'à plusieurs mètres
Ecrans plats	50 μm à 400 μm	de quelques keV à quelques MeV	jusqu'à 40 cm x 40 cm
Ecrans photostimulables	25 μm à 400 μm	de quelques keV à quelques MeV	jusqu'à 40 x 150 cm plus grand sur demande
Ecrans à conversion directe	40 μm à 1 mm	jusqu'à 200 keV	jusqu'à typiquement 20 cm x 20 cm

CR.

1.4 Évaluation des performances de la radiographie numérique dans le cadre du domaine nucléaire

Bien que prometteuse, la radiographie numérique ne peut être, en 2008, appliquée dans le domaine nucléaire Français. En effet, malgré l'existence de normes Européennes (EN 14784-1 et EN 14784-2), cette technique n'est actuellement répertoriée dans aucun des codes (RCC-M, RCCM-R ou RSE-M) comme applicable, voire alternative à la radiographie conventionnelle, que ce soit dans le cadre de l'inspection de composants à l'étape de fabrication, en activité de remplacement de composants, ou en inspection en service. A contrario, le code ASME américain en référence les normes ASTM correspondantes autorise l'utilisation de cette méthode comme alternative à la radiographie conventionnelle (ASME Section V, Article 2,) lors des étapes de fabrication ou de remplacement de composants (ASME Section III, NB/NC-5111), abordant également les problématiques relatives à l'archivage des données numériques (ASME Section V Code Case 2602). Alors que la radiographie numérique est donc utilisée par AREVA-NP (Framatome aujourd'hui) aux États-Unis, il reste pour la France à démontrer que les performances de la radiographie numérique sont équivalentes à celles de la radiographie conventionnelle. La démarche d'AREVA-NP était donc mener une telle étude pour l'inspection des joints soudés, sur des défauts artificiels et réels, en utilisant plusieurs sources et dans des gammes d'épaisseurs usuelles des applications visées.

Ce programme de recherche mené en collaboration avec EDF a consisté à établir et comparer les performances des systèmes CR et argentique au travers d'essais à l'aide de tube à rayons X, de sources d'iridium 192 et sélénium 75. Avec l'aide de maquettes représentatives comportant des défauts calibrés, j'ai mené un vaste programme d'intercomparaison. Malgré des enjeux stratégiques et industriels majeurs et les difficultés de publication associées, mes travaux ont été communiqués pour

TABLE 1.3 : Comparaison des performances de détectabilité d’une entaille calibrée pour des épaisseurs de matière traversées de 8,16,26, 38, 44, 58 et 68 mm pour des sources ^{192}Ir , Se 75 et tube X 320 kV [67].

Épaisseur	Nature du rayonnement	Résultats des observations radiographie numérique	Résultats des observations radiographie argentique
8 mm	^{192}Ir	VU	VU
8 mm	^{75}Se	VU	VU
8 mm	X 150 kV	VU	VU
16 mm	^{192}Ir	NON VU	VU
16 mm	^{75}Se	VU	VU
16 mm	X 200 kV	VU	VU
26 mm	^{192}Ir	NON VU	VU
26 mm	^{75}Se	VU	VU
26 mm	X 220 kV	VU	VU
36 mm	^{192}Ir	NON VU	VU
36 mm	^{75}Se	NON VU	VU
36 mm	X 220 kV	NON VU	VU
44 mm	^{192}Ir	NON VU	NON VU
58 mm	^{192}Ir	NON VU	NON VU
68 mm	^{192}Ir	NON VU	NON VU

partie en 2011 [67]. Le tableau 1.3 illustre les résultats de cette intercomparaison argentique/numérique pour une entaille calibrée de longueur 20 mm, d’ouverture 17 μm et de profondeur 4 mm pour différentes épaisseurs de matière traversées.

Les essais que j’ai menés jusqu’en 2011, lors de mon passage chez AREVA-NP, sur les écrans photostimulables ont montré que la radiographie numérique avec écrans photostimulables possède une perceptibilité et une détectabilité pouvant être équivalente à la radiographie conventionnelle pour des épaisseurs de matière faible (40 mm typiquement). Des travaux subséquents ont été menés par Angela Peterzol après mon départ pour le CEA de Saclay. Les avancées technologiques dans le domaine des détecteurs à détection directe ont permis la commercialisation de nouveaux détecteurs. Ces détecteurs montrent un véritable gain de performance [52] et semblent prêts pour un déploiement sur site.

De son côté, l’Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) a mené un partenariat avec le CEA DRT-LIST pour l’étude des performances de la radiographie numérique vis à vis de la radiographie argentique. À partir de mon arrivée au CEA DRT à Saclay en 2011 jusqu’à mon départ en 2016, j’ai mené un travail de recherche en ce sens. Malgré des évolutions technologiques, nous avons confirmé les limitations des performances des systèmes CR vis-à-vis de l’épaisseur de matière traversée. Les comparaisons se sont donc focalisées sur des épaisseurs d’acier traversées inférieures à 30 mm avec des sources de type ^{75}Se , ^{192}Ir et tubes à rayons X avec des entailles calibrées de faible ouverture (voir tableau 1.4).

TABLE 1.4 : Données géométriques des entailles calibrées utilisées pour la comparaison des performances entre radiographie argentique et numérique (d’après [76]).

Référence de l’entaille	longueur (mm)	hauteur (mm)	ouverture (mm)
EN-20	15	2,5	0,020
EN-40	15	2,5	0,040
EN-60	15	2,5	0,060
EN-80	15	2,5	0,080

Ce vaste travail d’intercomparaison mené sur des maquettes réalistes de composants soudés conduit à une conclusion cohérente avec les travaux que j’avais menés chez AREVA-NP (voir figure 1.7). À savoir que, en 2015, la radiographie numérique n’offrait pas les mêmes performances en termes de détectabilité de défauts notamment pour les défauts les plus petits (référence EN20, c’est-à-dire avec une ouverture de 20 µm)).

	Straight part		Elbow part	
	Conventional radiography	Computed radiography	Conventional radiography	Computed radiography
	Visual interpretation	Visual interpretation	Visual interpretation	Visual interpretation
Ir192 source	IR A EC CIR			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	DETECTED	NOT DETECTED	
	IR A EC AX			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	NOT DETECTED	NOT DETECTED	
Se75 Source	SE A EC CIR			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	DETECTED	NOT DETECTED	
	SE A EC AX			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	DETECTED	NOT DETECTED	
200kV RX	RX A EC CIR			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	DETECTED	NOT DETECTED	
	RX A EC AX			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	DETECTED	NOT DETECTED	
	RX ZC A EC CIR			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	DETECTED	NOT DETECTED	
	RX ZC A EC AX			
	EN 80	DETECTED	DETECTED	
	EN 60	DETECTED	DETECTED	
	EN 40	DETECTED	DETECTED	
	EN 20	DETECTED	NOT DETECTED	

FIGURE 1.7 : Résultats de l’intercomparaison des performances entre radiographie argentique et numérique (d’après [76]). L’entaille de plus faible ouverture (voir tableau 1.4) n’est pas visible dans les images obtenues par radiographie numérique.

Parallèlement à ce travail, j’ai travaillé sur le développement de la partie simulation dans le cadre du développement de la plate-forme de simulation CIVA développé par le CEA DRT-LIST que je détaille dans la section suivante.

1.5 Simulation de la radiographie dans le cadre du domaine nucléaire

Développée par le CEA DRT-LIST et ses partenaires (parmi lesquels EDF) depuis le début des années 1990, CIVA est une plate-forme logicielle multitechniques (ultrasons, courants de Foucault, radiographie, tomographie, thermographie infrarouge). Ce logiciel est commercialisé dans le monde entier depuis 2010. CIVA est composé d'une suite de modules (UT – Ultrasons, GWT – ondes guidées, SHM par ondes guidées, ET – Courants de Foucault, TT – THERMOGRAPHIE, RT – Radiographie, CT - Tomographie) qui peuvent être achetés ou loués, indépendamment ou combinés, en version monoposte ou réseau. Le logiciel est composé d'une interface utilisateur similaire pour tous les modules (voir figure 1.8), et est adaptée au métier du CND et à ses usages (notions de pièces, défauts, capteurs, sources, matériaux, paramètres d'acquisition...).

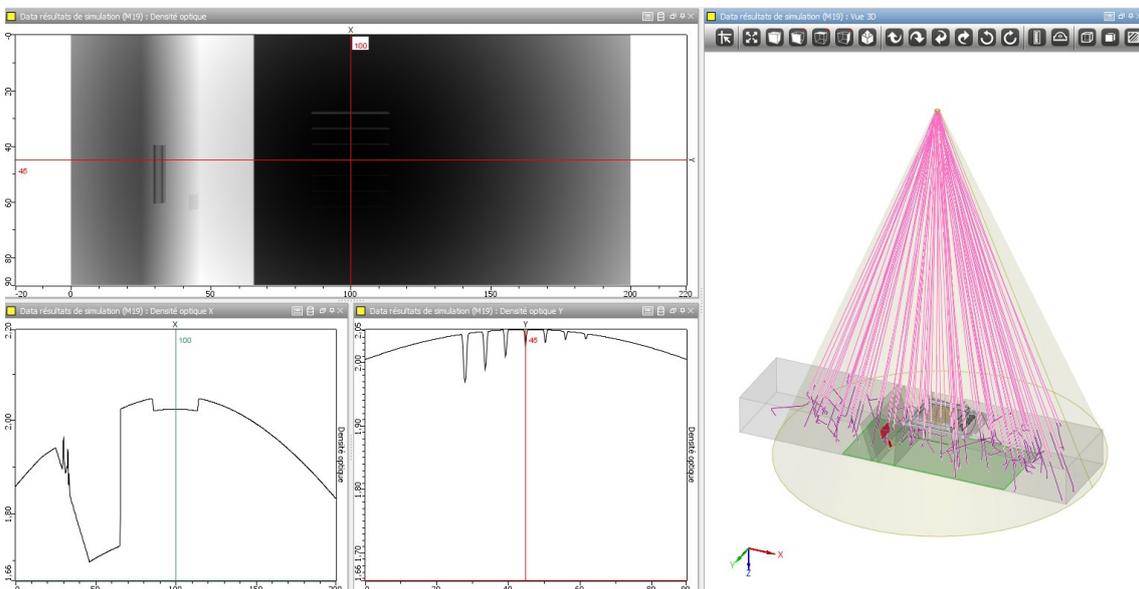


FIGURE 1.8 : Exemple de l'interface graphique du module RT de CIVA¹¹.

1.5.1 Modélisation des écrans photostimulables

Suite à l'ANR "RADIOLA" en 2010 (que j'avais suivi partiellement lorsque je travaillais chez AREVA-NP), CIVA s'est doté d'un module de simulation de radiographie par rayons X (nommée module RT). Ce module intègre des développements du code MODERATO de EDF R & D et SINDBAD du CEA DRT-LETI. Le principe de ce module repose sur un couplage d'un modèle déterministe basé sur le lancer de rayons pour la simulation du rayonnement direct et d'un modèle type Monte Carlo pour la prise en compte du rayonnement diffusé. En 2011, CIVA-RT proposait :

- un module de détecteur dit "standard" dont le principe consistait à convertir une dose déposée dans un scintillateur en un niveau de gris via un simple modèle linéaire dont le gain est à la main de l'utilisateur,

¹¹d'après <https://www.extende.com>

- un module dit "scintillateur-CCD" assez complet qui permettait de simuler le type de détecteur vu à la page 16 qui repose sur un modèle développé par le CEA-LETI [65],
- un module dit "film EN 584" qui permet la simulation d'un film argentique. Ce module a été développé par EDF R& D [28].

Dans le cadre de mon travail au CEA DRT-LIST, j'étais en charge du développement des modules RT et CT. Mon rôle était de :

- définir les développements d'outils/modèles existants hors CIVA développés au sein du DISC (exemple : des algorithmes de reconstruction tomographique, critère de détectabilité),
- apporter mon expertise pour le traitement des bugs (par exemple : crash de CIVA, résultats incohérents, problèmes de rétrocompatibilité ...),
- définir et/ou améliorer l'Interface Homme-Machine (IHM) des modules concernés,
- valider et tester les développements,
- rédiger le manuel de l'utilisateur des modules RT/CT.

Au cours des cinq ans passées au CEA DRT-LIST, j'ai travaillé pour partie sur la validation des modèles utilisés dans CIVA au travers notamment d'un projet de R& D pluriannuel avec l'IRSN. Les cas de validation ont couvert des cas de figure rencontrés dans un contexte nucléaire. Nous avons validé le modèle traitant des films argentiques (à ce jour, c'est l'unique méthode radiographique certifiée dans les codes de contrôle des îlots nucléaires) qui a donné lieu aux publications suivantes [15] [71] [21] [77].

Le déploiement de la radiographie numérique type "CR" a permis de dégager des moyens humains pour le développement d'un modèle de simulation des écrans photostimulable. Dans ce but, une collaboration entre EDF R & D, le CEA DRT-LETI et le CEA DRT-LIST a permis de développer un modèle basé sur le code de Monte Carlo PENELOPE [61], modélisant la réponse d'une plaque d'imagerie en termes d'énergie déposée pour un faisceau de rayonnement incident donné (voir figure 1.9). Dans ce modèle, un certain nombre d'hypothèses sont nécessaires pour modéliser l'empilement de la plaque d'imagerie avec le matériau du substrat, la couche active de phosphore et la couche protectrice, à la fois en termes d'épaisseur et de composition des matériaux, comme le montre schématiquement la figure 1.9. CIVA étant destiné à une communauté d'ingénieur/technicien du monde CND mais pas forcément dotés de connaissances en simulation très pointues, nous avons orienté le modèle vers deux types d'écrans photostimulables alors disponibles sur le marché à l'époque :

- des écrans dit Haute résolution (HR),
- des écrans dit Haute sensibilité (HS).

Ces écrans proposés à l'utilisateur étaient associés à une gamme d'écrans renforçateurs en accord avec la norme ISO 17636 sous la forme d'une banque de données.

Les scripts PENELOPE étant développés, il a été facile par la suite d'intégrer de nouveaux écrans au fur et à mesure de leur disponibilité commerciale.

Nous avons utilisé différentes densités de BaFBr:Eu^{2+} pour la couche active avec 70-100 mg/cm^2 pour les écrans HS et 40-50 mg/cm^2 pour les écrans HR, sachant que l'épaisseur de la couche de phosphore détermine la sensibilité et la résolution spatiale (voir figure 1.9). En outre, un écran métallique optionnel pourrait être pris en compte au-dessus de la couche protectrice.

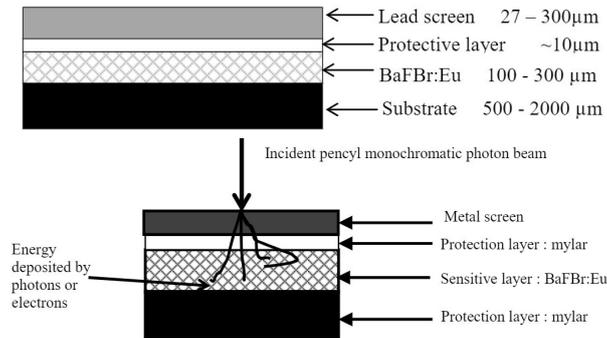


FIGURE 1.9 : En haut, l'empilement des différentes couches constituant l'écran photostimulable modélisé. En dessous, le principe de simulation PENELOPE.

Le code Monte Carlo PENELOPE utilisé pour cette étude simule l'interaction des photons avec la matière, ainsi que la propagation des électrons produits par absorption photoélectrique ou diffusion Compton, et modélise également les effets de Bremsstrahlung et de fluorescence. Afin de déterminer la réponse du détecteur, un faisceau crayon monochromatique avec une incidence normale à l'écran est modélisé et se propage à travers la pile de matériaux, en tenant compte de la diffusion et de la production et de la propagation des électrons (voir figure 1.9).

En balayant toute la gamme d'énergie, il est possible d'obtenir la réponse spectrale (ou l'efficacité quantique) de l'écran photostimulable. À partir de là, on peut calculer pour chaque type d'écran associé à tel ou tel écran renforçateur une section efficace pour un large spectre (typiquement 20 keV jusqu'à 2 MeV) et donc générer un fichier matériau équivalent. La figure 1.10 montre les réponses spectrales pour un écran HS associé avec différents écrans renforçateurs. La réponse spectrale explique bon nombre des difficultés rencontrées en radiographie CR industrielle et notamment la sensibilité de ces types de détecteurs aux basses énergies et donc au rayonnement diffusé.

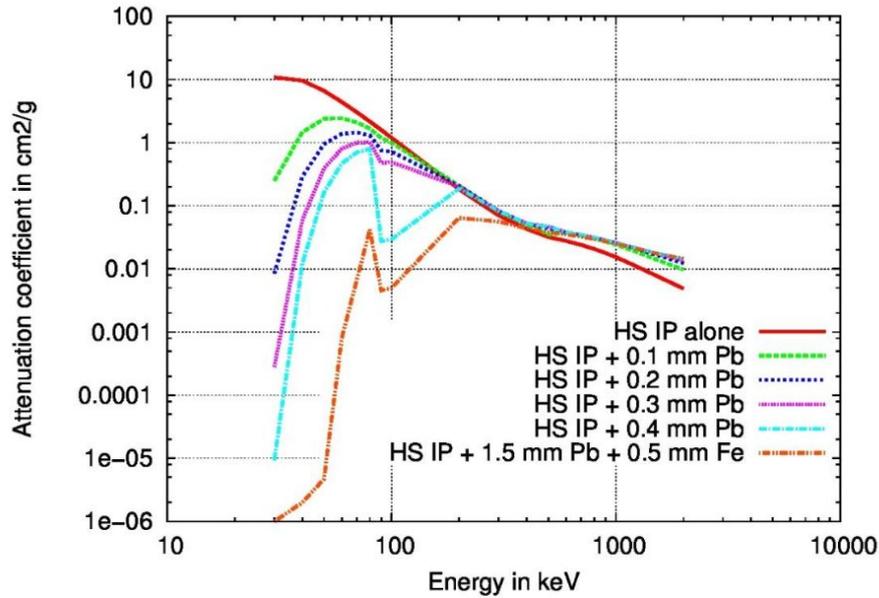


FIGURE 1.10 : Coefficient d'atténuation pour un écran HS combiné avec plusieurs écrans renforceurs.

La modélisation du détecteur repose sur la relation linéaire entre le dépôt d'énergie dans la couche de sensible et le niveau de gris après lecture en tenant compte de diverses sources de bruit (bruit de structure du scintillateur et bruit photonique) (voir figure 1.11).

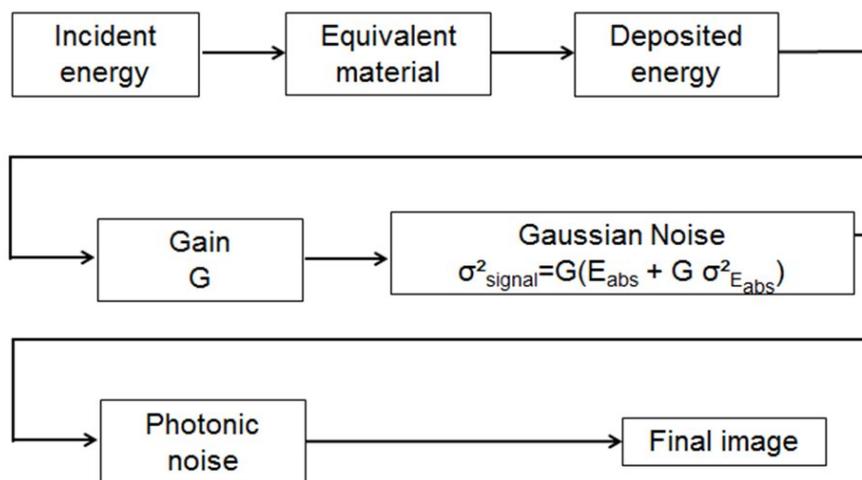


FIGURE 1.11 : Modèle de simulation utilisé dans CIVA pour les écrans photostimulables.

Les validations ont fait l'objet de plusieurs communications [70] [68] [72] [76].

1.5.2 Développement d'un critère de détectabilité pour la simulation d'un contrôle radiographique

Dans une inspection radiographique conventionnelle, un observateur humain interprète l'image radiographique pour conclure à la présence d'un défaut ou à la détectabilité d'un indicateur de qualité d'image (IQI). Le problème de la caractérisation de

la capacité humaine à détecter un tel défaut ou IQI a été étudié depuis des décennies, en particulier par le travail de Rose [59], qui a formulé la capacité de l'opérateur humain comme un problème de performance du système d'imagerie. Selon le modèle de Rose, la détectabilité d'un défaut peut être déterminée par un critère basé sur le rapport contraste/bruit (CNR) mesuré dans l'image, où le signal est le contraste entre le défaut et son fond et le bruit est l'incertitude basée sur la statistique des photons. En utilisant une approche expérimentale, Rose a défini une valeur de seuil de perception autour de 5 pour son critère, au-dessus de laquelle l'opérateur humain est capable de détecter le signal avec une certitude significative.

Ewert et al. [29] ont étendu l'équation de perception et ont introduit la normalisation de la résolution spatiale de base pour tenir compte des différentes résolutions et tailles de pixels dans le cas des détecteurs de rayons X numériques modernes. Malgré les limites actuelles du modèle de Rose, qui ont été soulignées par Burgess [14], les notions de critère de détectabilité et de seuil de perception sont essentielles dans le domaine de l'imagerie radiographique et plus particulièrement dans le cadre des études par simulation. En effet, lors de la modélisation d'un contrôle radiographique avec un code de simulation, il est particulièrement intéressant de fournir un retour sur la détectabilité d'un défaut donné qui corresponde à l'interprétation réelle d'un opérateur humain interprétant un film radiographique.

Dans le travail que nous avons mené, nous avons utilisé le modèle de Rose comme point de départ pour définir un critère de détectabilité adapté aux images radiographiques conventionnelles simulées avec les logiciels CIVA du CEA DRT-LIST et MODERATO de EDF R & D. Ce critère est défini de manière à prendre en compte les spécificités de la modélisation radiographique et la variabilité de la forme des défauts.

Le module CIVA RT permet de simuler les résultats d'une inspection effectuée avec un tube à rayons X ou une source de rayons gamma. Il simule le rayonnement direct généré par une source et se propageant à travers un objet, qui est défini avec des défauts potentiels, et également le rayonnement diffusé afin de créer l'image radiographique finale. Le rayonnement direct est obtenu par la loi analytique de Beer-Lambert (BL) appliquée le long de chaque rayon reliant le point source à chaque pixel du détecteur. Le rayonnement diffusé est modélisé par une simulation Monte Carlo. Un processus de fusion est ensuite appliqué pour combiner les images obtenues à partir de ces deux simulations [27]. Cela permet d'obtenir une image simulée tenant compte du rayonnement diffusé avec un nombre de photons réduits lors de la simulation Monte Carlo. Une approche Monte Carlo pure serait trop gourmande en temps de simulation pour avoir un bruit statistique acceptable.

Au cours du processus de simulation, plusieurs images peuvent être créées pour estimer la détectabilité d'un défaut donné. Ces images sont générées avec l'objet comportant un ou plusieurs défauts (image finale affichée à l'utilisateur comme celle qu'un opérateur pourrait avoir entre les mains) mais aussi l'image pour laquelle l'objet ne présente pas de défaut (image de référence utilisée pour le calcul uniquement). Ces images sont détaillées ici :

- l'image BL : elle correspond à l'énergie déposée après un calcul en ligne droite sur chaque pixel du détecteur. Une image binaire du défaut, appelée masque de défaut, est créée en soustrayant d'abord l'image BL de l'objet avec défaut à l'image BL de l'objet sans défaut puis en seuillant simplement l'image de différence.

- l'image DO sans bruit : elle correspond à l'image radiographique simulée (y compris la contribution de la diffusion) avant l'application du bruit de granularité (correspondant au bruit dû aux grains d'halogénure d'argent). Les images de densité optique (DO) sans bruit sont calculées avec le défaut (resp. sans) et la valeur moyenne dans la zone du défaut est prise comme valeur moyenne de DO du défaut (resp. du fond).
- l'image DO avec bruit : elle correspond à l'image finale (incluant la contribution de la diffusion) simulant l'image radiographique réelle.

Sur la base du modèle de Rose, nous avons proposé un critère de détectabilité qui dépend de la valeur du signal, du niveau de bruit et de la zone de défaut. Dans notre cas d'étude, le contraste est défini comme le changement d'intensité entre le défaut et son voisinage. Pour calculer cette valeur dans l'environnement CIVA, nous avons utilisé des images DO sans bruit simulées avec et sans défaut, comme vu précédemment. Le masque du défaut, calculé à partir des images BL permet de calculer le contraste C à partir des valeurs moyennes de DO du défaut $DO_{défaut}$ et de son fond DO_{fond} :

$$C = ||DO_{défaut} - DO_{fond}|| \quad (1.1)$$

Le travail de Rose est basé sur la détectabilité de forme circulaire uniquement comme présenté à la figure 1.12.

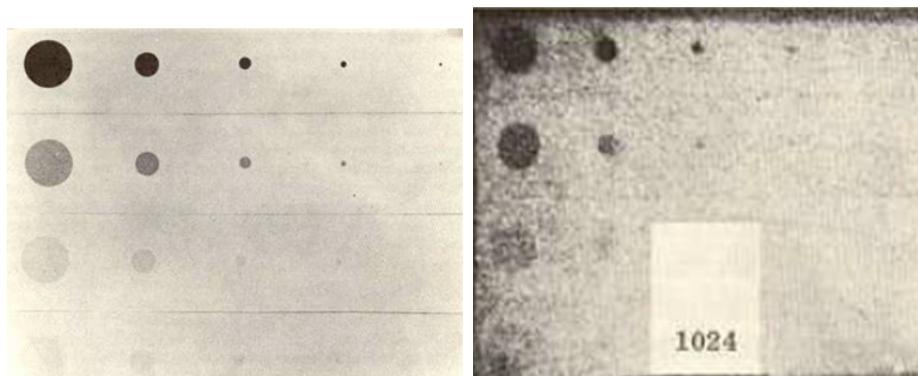


FIGURE 1.12 : Exemple d'images utilisées par A. Rose dans [59]

La modification que nous avons apportée au critère de détectabilité de Rose originel est d'établir une équivalence de détectabilité d'un défaut de forme allongée à un défaut de forme circulaire. Cette modification est basée sur la connaissance de la visibilité équivalente entre un Indicateur de Qualité d'Image (IQI) à trous et un IQI à fils donnée par les normes. En se référant au code français " Règles de conception et de construction des composants mécaniques des îlots nucléaires REP " (RCCM), on peut déterminer la détectabilité équivalente entre un IQI à fils et à trous (voir figure 1.13) avec une simple relation linéaire. L'analyse d'autres normes comme l'ISO 19232-3, l'ISO 17636-2 ou le code ASTM américain montre que le coefficient directeur de la relation linéaire vaut entre 2 et 2,5. Par souci de simplification, nous avons utilisé une pente moyenne de 2,2.

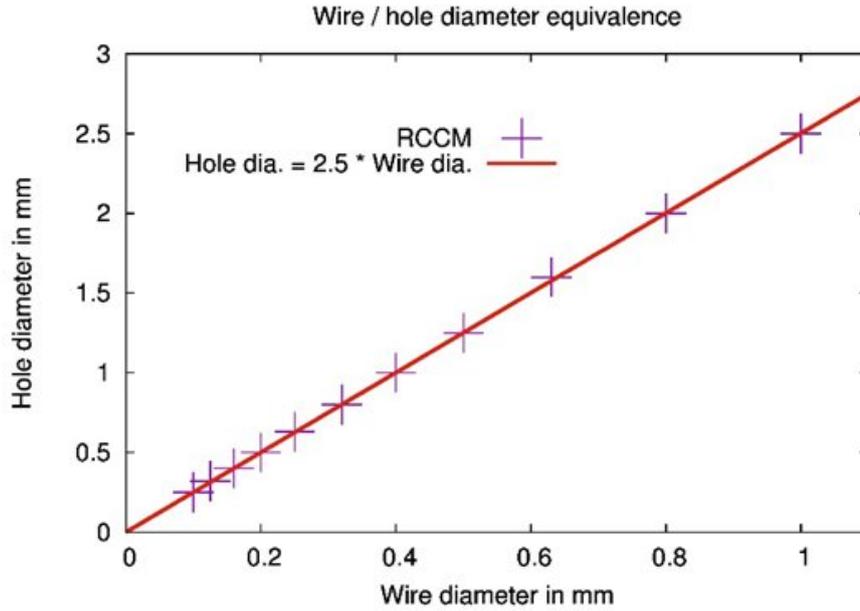


FIGURE 1.13 : Equivalence entre trous et fils selon le code RCC-M tableau MC3162.1

À partir de cela, nous avons proposé d'estimer, dans le cas de formes allongées, l'aire équivalente A_{eq} d'une forme circulaire de visibilité équivalente. Après avoir extrait le masque du défaut avec les images BL, nous avons extrait la boîte englobante (ou région d'intérêt) du défaut afin d'obtenir la longueur (L) et la largeur (W). La surface équivalente d'un défaut allongé à un défaut de forme circulaire est donnée par l'équation suivante :

$$A_{eq} = \frac{\pi(2,2 * W)^2}{4} \approx 3,8W^2 \quad (1.2)$$

Enfin, un seuil est appliqué à cette valeur de surface afin de modéliser le fait qu'au-delà d'une valeur donnée, une plus grande surface de l'IQI n'implique pas une meilleure détectabilité de l'IQI. D'après une étude expérimentale interne précédente, nous avons estimé un seuil de surface de $1,6 \text{ mm}^2$. La surface circulaire équivalente A est donc :

$$A = \min(A_{eq}, 1,6) \quad (1.3)$$

La formule proposée pour calculer ce nouveau critère de détection des défauts dans les images radiographiques conventionnelles simulées est donc la suivante :

$$\text{Critère} = \frac{C}{\sigma_D} \sqrt{A} \quad (1.4)$$

avec C défini à l'équation 1.1 et σ_D le bruit de granularité équivalent pour la vision standard d'un humain en considérant qu'un œil humain avec une acuité optimale présente une résolution égale à 1'arc minute. Si l'on considère une distance œil/film radiographique égale à 40 cm, la résolution de l'œil est d'environ $120 \mu\text{m}$.

Pour valider ce critère, nous avons utilisé un cas d'étude qui consiste en des défauts artificiels créés à partir de parties d'IQI à fils en acier et en cuivre et de fils en plomb et en tungstène. 192 défauts sont placés sur la paroi interne d'une plaque

d'acier de 51 mm d'épaisseur et de 30 cm x 30 cm (voir figure 1.14). Le dispositif expérimental est constitué d'un cadre fixe sur lequel sont fixés la maquette de 192 défauts et une source de ^{192}Ir . Un film Kodak M100 C2 est placé au contact de la maquette et est interprété par trois experts de EDF. Chaque défaut a été noté de 0 (non vu) à 5 (clairement vu). Pour chaque défaut, nous avons pris en compte l'évaluation moyenne des trois experts.

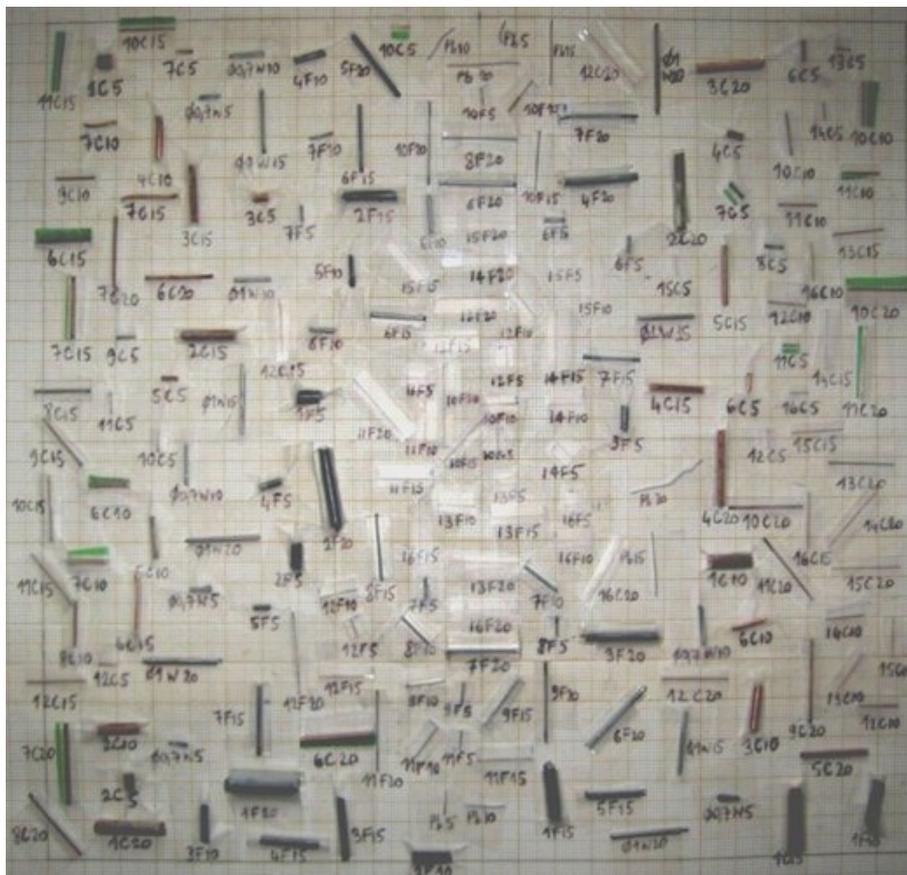


FIGURE 1.14 : Image des défauts artificiels utilisés pour la validation

Ce cas a été ensuite simulé dans CIVA et pour chaque défaut nous avons pu calculer la valeur de notre critère.

La figure 1.15 présente une vue synthétique de la performance du critère par rapport à la notation experte. Avec ce graphique, nous pouvons séparer les résultats en 4 domaines :

- vrai positif
- vrai négatif
- faux positif
- faux négatif

Avec le nouveau critère proposé, un seuil de détectabilité de 1,5 semble être le plus adapté pour déterminer la détectabilité des défauts, indépendamment de leur forme et de la taille des pixels de la simulation. Avec cette valeur seuil, nous avons

trouvé un accord entre le critère et l'évaluation de l'expert cohérent dans près de 90 % des cas de figure.

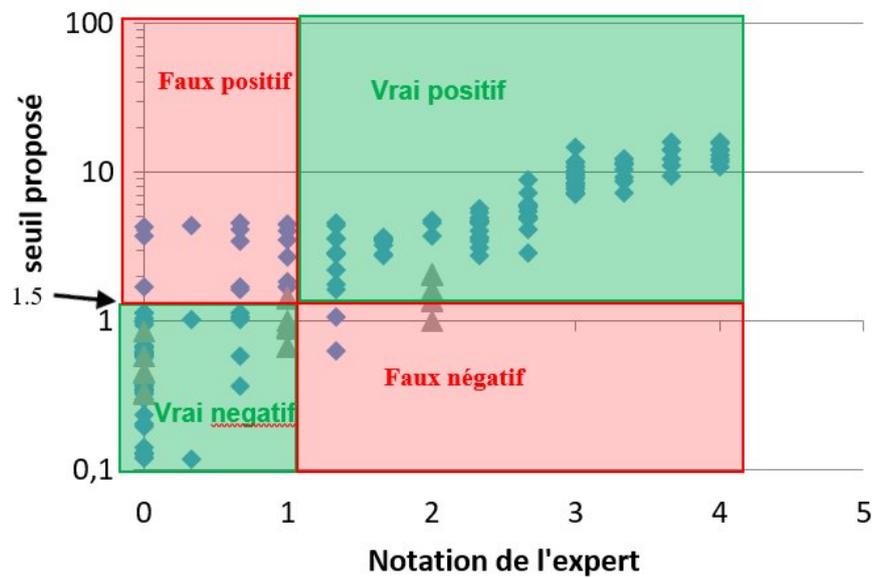


FIGURE 1.15 : Performance du critère proposé en fonction de la sanction moyenne des experts sur 192 défauts

Ces travaux menés avec le département Recherche et Développement d'EDF et l'équipe WATSON du Laboratoire de Vibrations Acoustiques (LVA) de l'INSA de Lyon ont donné lieu à plusieurs communications [69] (Chairman de la session "Alternative to RT" avec Raymond Ten Grotenhuis, Ontario Power Generation Inc. -Canada) [82] [37].

Chapitre 2

Optimisation des performances en imagerie 2D et 3D

Dans ce chapitre, j'aborde mon travail concernant l'optimisation des performances de l'imagerie par rayons X 2D ou 3D. Cette optimisation peut être de deux types différents :

- physique,
- numérique.

Dans la première section, je présente mon travail dans le cadre de l'optimisation d'une chaîne d'imagerie pour l'étude de l'interaction corium/eau via l'évaluation et le test d'un certain nombre de scintillateurs. Les trois dernières sections présentent des approches numériques. La section 2.2 concerne le traitement du rayonnement diffusé. La section 2.3 aborde la correction du flou des projections par machine learning. Enfin, la section 2.4 traite non plus directement de correction directe d'image mais du développement d'une carte de confiance en imagerie de phase dans le but d'apporter de l'information complémentaire sur le processus d'extraction de la phase et par conséquent identifier les possibles artefacts.

2.1 Optimisation d'un détecteur 2D pour l'étude de l'interaction corium/eau

La plate-forme expérimentale PLINIUS du CEA de Cadarache est dédiée à l'étude des accidents nucléaires graves avec la mise en œuvre du corium. Le corium est le mélange de matériaux résultant de la fusion du cœur de centrale nucléaire. Dans cette plateforme, la cellule d'irradiation Krotos est utilisée pour étudier l'interaction entre l'eau et le corium qui peut conduire à une explosion de vapeur. Le dispositif expérimental (voir figure 2.1) est construit avec un four radiatif qui peut produire jusqu'à 5 kg de corium fondu (à 3000 °K). Le corium est ensuite libéré dans la section d'eau par un tube guide de libération. Les principales caractéristiques de la section d'essai de l'eau sont les suivantes :

- le diamètre interne de 200 mm,
- jusqu'à 1200 mm de hauteur d'eau (le niveau de l'eau peut être ajusté),

- l'épaisseur de la section de 60 mm (alliage d'aluminium),
- La vitesse du corium dans l'eau peut être supérieure à 1 ms^{-1} (selon l'expérience).

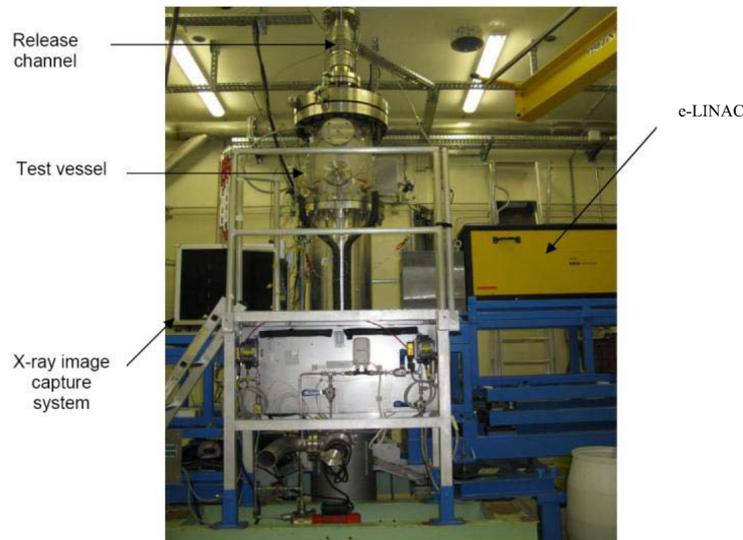


FIGURE 2.1 : Photo du hall expérimental KROTOS dans l'installation PLINIUS pour l'étude de l'interaction corium/eau.

Les images issues d'une chaîne de radioscopie par rayons X [25] sont les seules mesures qui peuvent fournir des informations en temps réel sur la localisation et la fragmentation du corium, la production de vapeur, etc. En raison de la vitesse du corium ($>1 \text{ m.s}^{-1}$) et de l'atténuation du matériau d'essai (200 mm d'eau et 60 mm d'aluminium), l'imagerie à haute énergie (9 MeV) est requise. Elle est basée sur un accélérateur linéaire d'électrons (e-LINAC) et un détecteur rapide. Le système d'imagerie peut réaliser l'acquisition avec une fréquence ajustable jusqu'à 100 images par seconde (fps) avec une synchronisation sur chaque impulsion de l'accélérateur (une impulsion du canon de l'accélérateur = 1 image).

Un exemple d'une telle radioscopie est présenté à la figure 2.2. Les images acquises peuvent ainsi être analysées et comparées aux simulations de fragmentation du corium (validation expérimentale des outils de simulation numérique). La fréquence d'acquisition des images (100 fps) et le grand champ de vision des rayons X ($625 \times 209 \text{ mm}^2$ au centre de la section de test et $800 \times 267 \text{ mm}^2$ au niveau du détecteur) étant les points clés d'une telle chaîne radioscopique, les détecteurs de type "écrans plats" (voir paragraphe 1.3) disponibles dans le commerce (comme par exemple le Varex Imaging XRD ou 4343HE series)¹ ne peuvent pas être utilisés pour ce type de radioscopie pour les raisons suivantes :

- la taille du panneau plat est limitée à $427 \times 427 \text{ mm}^2$,
- la vitesse de lecture du panneau plat est limitée à 30 fps.

¹<https://www.vareximaging.com/products/flat-panel-detectors/4343he>

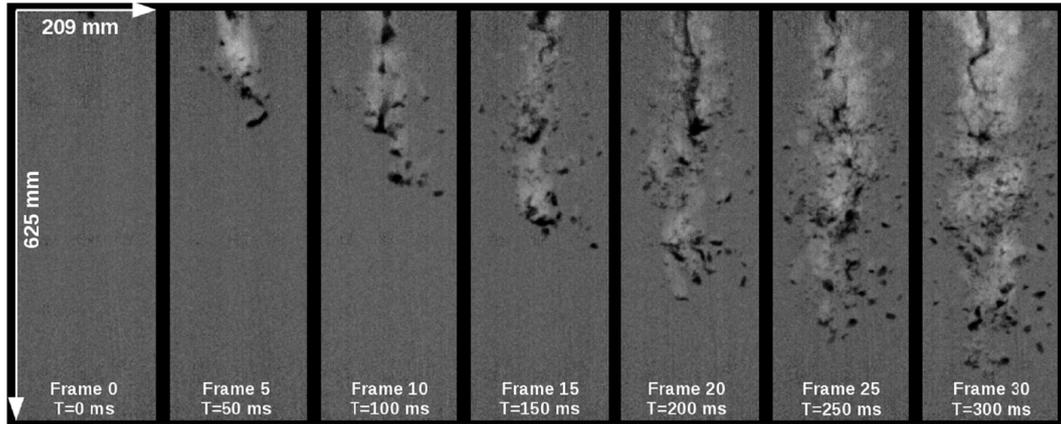


FIGURE 2.2 : Exemple d'une séquence d'images acquises lors d'un essai pour l'étude de l'interaction corium/eau [73].

L'objectif de ce travail de recherche était d'améliorer le détecteur d'imagerie Krotos, actuellement construit sur un miroir scintillateur couplé à une caméra à faible bruit (sCMOS ANDOR Zyla 5.5, 2160×2560 pixel²) (voir figure 2.3). Le scintillateur est un écran d'oxysulfure de gadolinium ou Gadox (dimension = 420 mm x 450 mm, épaisseur 780 μm , densité surfacique 347 mg/cm²). Le Gadox est un scintillateur de type poudre stabilisé dans une matrice de liant qui permet d'avoir un bon pouvoir d'arrêt grâce à sa densité surfacique. Cependant étant donnée sa structure composée de petits cristaux englobés dans un liant, le Gadox est un scintillateur qui offre une diffusion interne très importante ce qui implique une résolution spatiale de l'image dégradée. Sur KROTOS, nous disposons d'un écran en Gadox dit "Medex" fabriqué par AST. Dans le cadre de la poursuite des essais sur l'interaction corium-eau (ANR ICE) et du dimensionnement de la plateforme venant remplacer cette installation, un nouveau détecteur devait être conçu et fabriqué afin d'optimiser les performances du système d'imagerie en améliorant la résolution spatiale sans dégrader le rapport signal sur bruit.

²<https://andor.oxinst.com/products/scmos-camera-series/zyla-5-5-scmos>

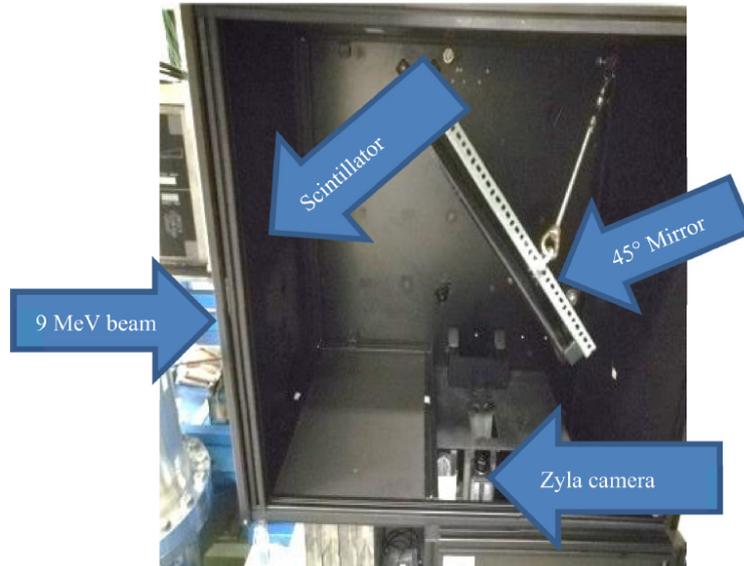


FIGURE 2.3 : Photo de l'intérieur du système d'imagerie de la cellule Krotos.

Dans une étude commencée en 2018 [74], nous avons comparé les performances de plusieurs scintillateurs ayant des propriétés (densité, rendement lumineux, temps de réponse, disponibilité commerciale) compatibles avec les contraintes de KROTOS :

- deux écrans gadox ($Gd_2O_2S :Tb$) (Medex de AST, Lanex Fast Back de Kodak),
- un écran micro-structuré CsI(Tl) de Hamamatsu,
- trois scintillateurs transparents - BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) de Saint Gobain, LYSO ($Lu_{1.9}Y_{0.1}SiO_5$, Cerium) de JT Crystal Technology et GLO ($Gd_{0.3}Lu_{1.6}Eu_{0.1}O_3$) de Lawrence Livermore National Laboratory.

TABLE 2.1 : Principales caractéristiques des scintillateurs testés.

Scintillateur	Masse volumique ($g.cm^{-3}$)	Epaisseur (mm)	Densité surfacique ($mg.cm^{-2}$)	Intensité d'émission ($photons.MeV^{-1}$)	Longueur d'onde principal (nm)	Type d'émission
Medex	4,45	0.780	347	65000	545	Lambertien
Lanex	4,62	0.290	134	65000	545	Lambertien
CsI :Tl	4,51	2	902	54000	546	Lambertien
BGO	7,13	3	2139	9000	480	Isotrope
LYSO	7,25	20	14500	30000	420	Isotrope
GLO	9,10	1,58	1438	55000	589	Isotrope

Tous ces scintillateurs ont été testés dans la configuration actuelle du détecteur. Le rendement lumineux a été mesuré par le nombre moyen d'unités analogiques-numériques (ADU) dans une région d'intérêt de $50 \text{ pixels} \times 50 \text{ pixels}$ de l'image avec un temps d'exposition de 1 s. En plus des six écrans à scintillation testés, un

septième écran Medex a été placé dans un coin du détecteur pendant toutes les acquisitions et a servi de moniteur de dose afin d'éviter les effets des fluctuations de dose sur les résultats. Toutes les valeurs présentées ici (voir tableau 2.2) sont normalisées par rapport à cet écran de contrôle. Un bloc de cuivre de $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ placé devant chaque scintillateur a été utilisé pour évaluer la fonction de transfert de modulation (MTF) avec la méthode classique des bords [19]. La fonction d'étalement du bord (ESF) a été ajustée avec une combinaison de deux fonctions d'erreur de Gauss (fonctions ERF). La fonction d'étalement de ligne (LSF) a été obtenue à partir de la dérivée analytique de l'ESF. Ensuite, la MTF est donnée par la transformée de Fourier analytique de la LSF.

Chaque courbe MTF pour chaque scintillateur et la MTF du système optique seul ont été évaluées (voir figure 2.4). Afin d'être indépendant de la MTF du système optique, les MTF des scintillateurs ont été corrigées à partir de cette MTF optique. La résolution spatiale est calculée en utilisant la définition suivante :

$$\text{Résolution spatiale} = \frac{1}{2 \text{MTF}_{20\%}} \quad (2.1)$$

où $\text{MTF}_{20\%}$ est le nombre de cycles (par millimètre) pour une MTF égale à 20%.

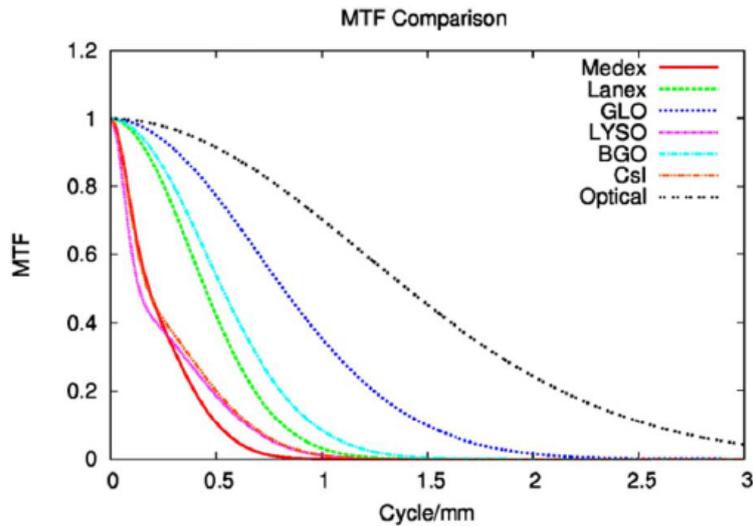


FIGURE 2.4 : Comparaison des différentes MTF obtenues.

La sensibilité de chaque écran est définie comme le rapport entre le signal mesuré par la caméra ANDOR et celui de la mesure sur le LYSO. Le tableau 2.2 résume les performances de chaque scintillateur.

TABLE 2.2 : Performances des scintillateurs testés

Scintillateur	Sensibilité normalisé au LYSO	Résolution spatiale (μm)
Medex	1	1259
Lanex	0,12	746
CsI :Tl	1,52	994
BGO	0,12	625
LYSO	1	1037
GLO	0,21	401

Le rendement lumineux le plus élevé a été obtenu avec CsI. Grâce à la structure des aiguilles de CsI, la résolution spatiale (994 μm) est meilleure que celle du Medex (1259 μm) et du LYSO (1037 μm) (voir figure 2.5). Le CsI offre la plus haute résolution spatiale mesurée du scintillateur en fonction de sa sensibilité. Le LYSO a un rendement lumineux comparable à celui du Medex avec une résolution spatiale un peu meilleure (1037 μm). La meilleure résolution spatiale est obtenue avec le GLO (401 μm). Le scintillateur GLO avec une épaisseur de 1,58 mm était deux fois plus lumineux que le cristal BGO de 3 mm d'épaisseur (tous les deux ont leurs faces arrières peintes en noir pour éliminer la lumière rétro-réfléchi).

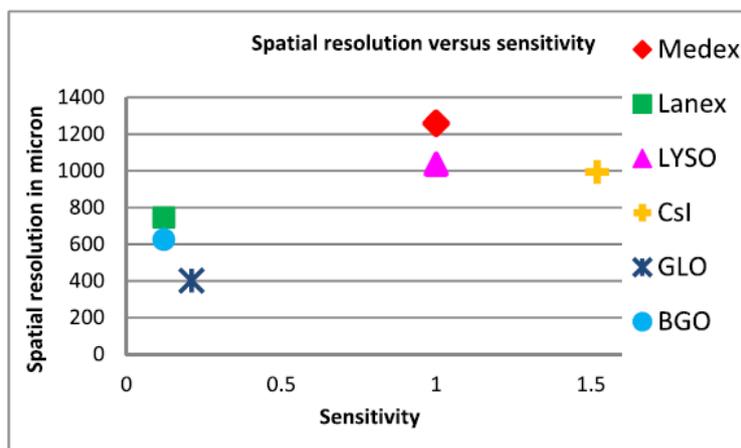


FIGURE 2.5 : Comparaison résolution spatiale vs sensibilité des scintillateurs testés (d'après [73]).

Comme le LINAC fonctionne en mode pulsé, une image est acquise pour chaque impulsion de 4,5 μs à 100 Hz (0,65 mGy), la qualité de l'image est alors limitée par le rapport signal/bruit. Afin d'améliorer le détecteur actuel Medex, les tests ont montré qu'avec un écran CsI de 2 mm d'épaisseur, on peut obtenir 1,5 fois plus de signal avec une meilleure résolution spatiale. Le GLO permettrait d'obtenir une très bonne résolution spatiale mais l'image serait bien plus bruitée. En effet, avec le GLO la caméra sCMOS détecte 5 fois moins de photons visibles, donc le bruit augmentera d'un facteur $\sqrt{5}$. Dans un essai de chute de corium dans la colonne d'eau, la caméra sCMOS fait l'acquisition d'une image pour chaque pulse de l'accélérateur. Il est donc

impossible d'augmenter le temps de pose pour compenser la plus faible émissivité du GLO.

Dans ce cadre, deux écrans CsI (410 mm × 315 mm) de 2 mm d'épaisseur montés sur une plaque de cuivre de 2 mm ont été achetés chez Hamamatsu. Ces deux écrans ont été placés l'un à la suite de l'autre pour couvrir un champ de vue de 820 mm x 315 mm comparable à celui du Medex (800 mm x 267 mm) car nous n'avons pas trouvé de fabricant capable de nous fournir un écran de 800 mm x 315 mm. Pour des tests finaux sur un fantôme de calibration, ce dernier consiste en un cylindre de polyéthylène haute densité de densité 0,95, représentant l'eau (densité et pouvoir d'atténuation similaires), contenant diverses billes d'acier de positions et de diamètres connus (voir figure 2.6) représentant le corium.

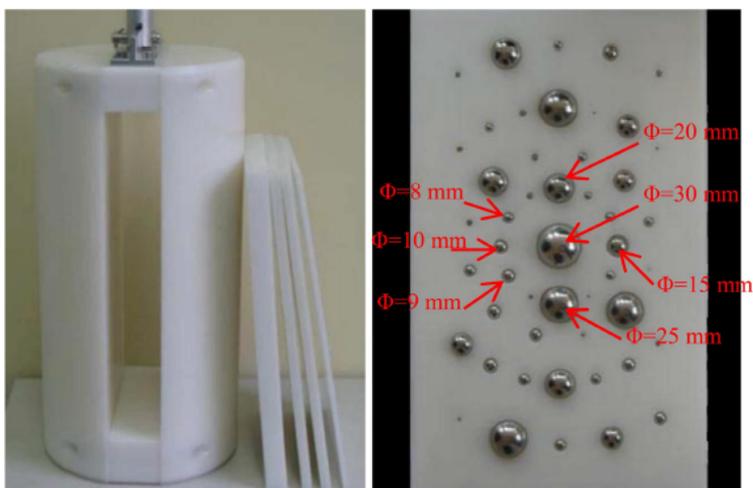


FIGURE 2.6 : Fantôme de calibration en polyéthylène haute densité contenant des billes en acier de différents diamètres utilisé pour les tests d'imagerie sur la plateforme Krotos (d'après [73]).

Comme il n'a été pas possible de faire fabriquer un écran de CsI de grande taille (comparable à celui de Medex), nous avons mis côte à côte deux écrans. Malgré notre spécification, le dépôt de CsI sur le support en cuivre n'était pas suffisamment soigné pour empêcher la création d'une zone morte au raccord entre les deux écrans (voir figure 2.7). Afin de remédier à cela, nous avons conçu un banc d'usinage afin de meuler finement le bord de chaque écran de CsI (voir figure 2.8).

La figure 2.7 montre une comparaison entre les images obtenues avec l'écran de Medex et celui de CsI.

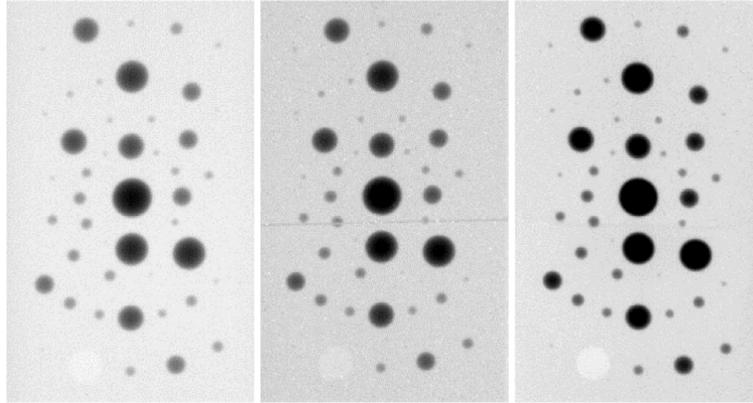


FIGURE 2.7 : À gauche, l'image du fantôme de calibration avec l'écran de Medex. Au milieu, l'image obtenue avec l'écran de CsI avant l'usinage pour limiter la zone morte. À droite, l'image obtenue avec l'écran de CsI après usinage pour limiter la zone morte. [73]

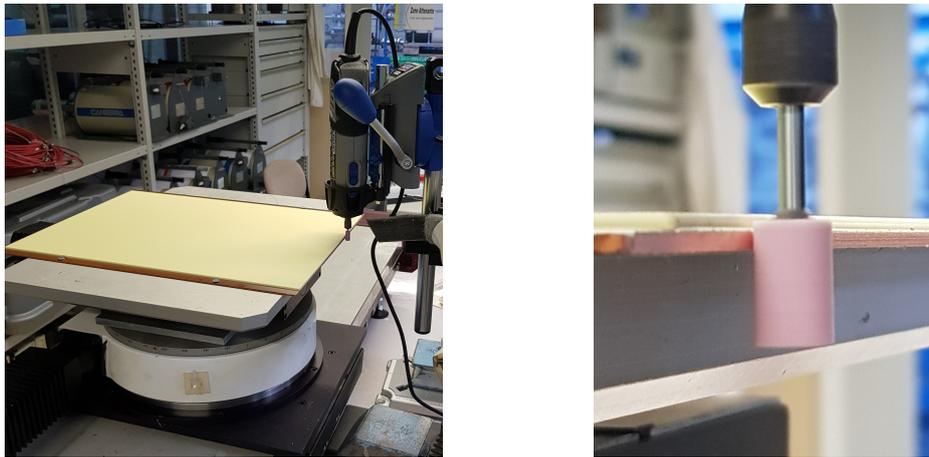


FIGURE 2.8 : À gauche, la photo du banc d'usinage de l'écran de CsI avant l'usinage pour limiter la zone morte. À droite, la photo de meule ayant servi à l'usinage.

Pour établir la comparaison du rapport contraste/bruit (CNR), un profil d'intensité est extrait pour chaque image le long de chaque bille d'acier d'un diamètre respectivement de 8, 9, 10, 15, 20, 25, et 30 mm (voir figure 2.9).

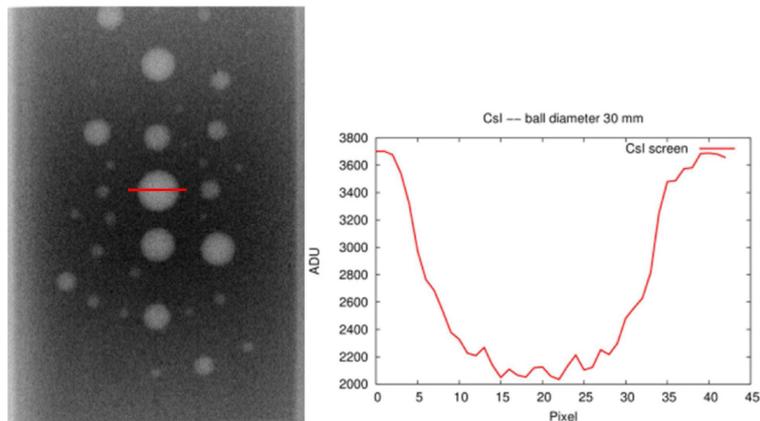


FIGURE 2.9 : À gauche, l'image du fantôme. À droite, le profil en intensité extrait de l'image pour une bille de diamètre 30 mm (d'après [73]).

Le tableau 2.3 résume les résultats obtenus avec les deux écrans en termes de contraste et de contraste sur bruit. Ce tableau montre bien que l'utilisation du CsI permet d'augmenter le rapport signal sur bruit tout en améliorant la résolution spatiale.

TABLE 2.3 : Comparaison du contraste et du rapport contraste sur bruit pour l'écran de Medex et le CsI.

Diamètre de la bille (mm)	Contraste (écran CsI)	CNR_{CsI}	Contraste (écran Medex)	CNR_{Medex}	$\frac{CNR_{CsI}}{CNR_{Medex}}$
30	88,7	12,2	59,3	9,82	1,24
25	75,7	10,4	49,0	8,12	1,28
20	52,7	7,25	35,7	5,91	1,23
15	41,9	5,76	27,5	4,55	1,27
10	34,1	4,69	21,9	3,63	1,29
9	33,2	4,57	19,1	3,17	1,44
8	27,1	3,73	13,9	2,3	1,32

Ces développements [73] vont se poursuivre notamment dans le cadre de la plateforme qui va prendre la suite de PLINIUS³.

2.2 Correction du diffusé

Par rapport à la tomographie à rayons X hautement collimatée, la tomographie à faisceau conique (Cone Beam Computed Tomography) est basée sur des détecteurs 2D de plus grande surface et donc plus sensible aux rayonnements diffusés. Le problème de la diffusion des rayons X en tomographie reste un problème encore de nos

³<https://www.budget.gouv.fr/documentation/file-download/14164>

jours. En effet, le diffusé entraîne des artefacts comme le cupping⁴ et les streaks⁵ menant à une dégradation globale de la qualité de l'image en tomographie. Il existe plusieurs méthodes de correction de la diffusion en CBCT, qui peuvent se classer en deux catégories :

- les méthodes de prétraitement. Il s'agit notamment de la méthode des grilles antidiffusion (qui utilise des grilles très atténuantes montées directement sur le détecteur) et la méthode dit de "air gap" qui consiste à augmenter la distance objet-détecteur.
- les méthodes de post-traitement. Le signal de diffusion est estimé à partir de la projection acquise (donc comportant une partie de rayonnement diffusé) en utilisant une connaissance préalable de la distribution de la diffusion. On peut citer notamment les méthodes basées sur l'utilisation de dispositif physique de type "beam stop" ou bien les méthodes purement numériques (à base de simulations de type Monte Carlo ou de type SKS (Scatter Kernel Superposition)). En outre le traitement du signal peut être réalisé non plus dans les projections, mais au niveau de l'algorithme de reconstruction ou alors après la reconstruction.

L'objectif du travail de thèse de Navnina Bhatia [8], que j'ai encadré avec Jean Michel Létang (Laboratoire CREATIS, INSA-Lyon), était de concevoir une technique de correction du diffusé efficace dans une large gamme d'énergie (keV-MeV) pour des pièces complexes et multimatériaux pouvant être mises en œuvre pour des géométries d'acquisition circulaire, hélicoïdale ou robotisée. L'analyse de l'état de l'art a montré que les méthodes de type SKS permettait de corriger efficacement les projections du diffusé avec une bonne rapidité d'exécution. Nous sommes partis du travail de Sun [43] qui proposait une méthode de correction du diffusé en utilisant une méthode discrète SKS avec une modélisation à deux gaussiennes. Dans cette approche, un nombre fini de noyaux était utilisé pour toute la gamme d'atténuation du signal. Dans ce travail, nous avons proposé :

- d'utiliser un modèle continu pour décrire les noyaux de convolution,
- d'utiliser un modèle à quatre gaussiennes,
- de combiner simulation et expérience pour déterminer les noyaux.

2.2.1 La méthode SKS continue à deux gaussiennes

Le signal mesuré au niveau d'un détecteur $I(m, n)$ peut être décomposé en deux composantes : $P(m, n)$ est le signal primaire constitué par les photons qui passent directement, sans aucune atténuation ou diffusion et $S(m, n)$ est la contribution du signal des photons diffusés par l'objet et par le détecteur. Par conséquent, le signal mesuré est donné par :

$$I(m, n) = P(m, n) + S(m, n) \quad (2.2)$$

⁴pour un matériau homogène, on observe une valeur du coefficient linéique d'atténuation plus faible au centre de l'image que sur les bords à la place d'une valeur constante.

⁵l'apparition de traînées (streaks) est due à une sous-estimation de l'atténuation entre deux régions avec une forte différence d'atténuation

où m et n correspondent à la position du pixel sur le détecteur. Le signal du diffusé peut être modélisé comme la somme des contributions d'un ensemble de fins faisceaux passant par l'objet et chaque pixel du détecteur. Pour chaque faisceau, on peut déterminer un noyau de convolution qui représente le rapport diffusé sur primaire. Le quantité totale de diffusé $S(m, n)$ peut alors être modélisée comme :

$$S(m, n) = \sum_k \sum_l P(k, l) h_{T(k, l)}(m - k, n - l) \quad (2.3)$$

où $h_{T(k, l)}$ étant l'épaisseur de matière traversée qui dépend du noyau, dont l'amplitude est égale au rapport du diffusé sur primaire au pixel courant en considérant que le faisceau est centré sur chaque pixel. La somme dans le processus de convolution est effectuée sur tous les pixels (k, l) du détecteur. L'épaisseur est calculée avec la loi de Beer-Lambert

$$T(k, l) \approx \frac{1}{\mu} \ln \frac{O(k, l)}{P(k, l)} \quad (2.4)$$

avec μ la constante d'atténuation linéique de l'objet à l'énergie moyenne du spectre utilisé. h_T peut être approximée par l'équation formée par un facteur d'amplitude $C(k, l)$ (qui est une fonction du signal primaire $P(m, n)$ et $O(m, n)$ non atténué par l'air) et un facteur de forme $G(m - k, n - l)$ constitué de deux gaussiennes de symétrie circulaire décrivant la forme du noyau. L'équation 2.3 devient :

$$S(m, n) = \sum_k \sum_l P(k, l) C(k, l) G(m - k, n - l) \quad (2.5)$$

avec

$$G(m - k, n - l) = A \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_1^2} \right) + B \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_2^2} \right) \quad (2.6)$$

Si dans l'approche discrète, on utilise un nombre fini de noyaux de convolution chaque noyau correspond une certaine gamme d'épaisseur. L'équation de superposition des noyaux de convolution est donc :

$$S(m, n) = \sum_i \sum_k \sum_l P(k, l) R_i(k, l) C_i(k, l) G_i(m - k)(n - l) \quad (2.7)$$

$$R_i(k, l) = \begin{cases} 1, & \text{si } T_i(k, l) \leq T(k, l) < T_{i+1}(k, l) \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.8)$$

où i donne le numéro du groupe correspondant à l'épaisseur et T_i et T_{i+1} sont les bornes inférieure et supérieure correspondant au groupe i .

Dans l'approche continue, les paramètres des noyaux de convolution sont interpolés par des équations mathématiques en fonction de l'épaisseur de matière traversée. Par conséquent, l'équation 2.7 peut être modifiée de manière à obtenir l'équation :

$$S(m, n) = \sum_k \sum_l P(k, l) C(k, l, T(k, l)) G(m - k, n - l, T(k, l)) \quad (2.9)$$

Les simulations des noyaux de convolution ont été réalisées par simulation Monte Carlo (MC) avec le logiciel CIVA (cf. chapitre 1) en utilisant la géométrie réelle de l'acquisition pour un nombre fini de cas (correspondant à différentes épaisseurs de matière) afin d'obtenir un ensemble discret de noyaux. Chaque noyau a été ajusté ensuite en utilisant l'équation 2.6. Pour chaque noyau on obtient donc un jeu de paramètres $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ en fonction de l'épaisseur de matière traversée. A l'aide d'une méthode de régression aux moindres carrés, on ajuste une courbe analytique pour chacun de ces paramètres (voir figure 2.10).

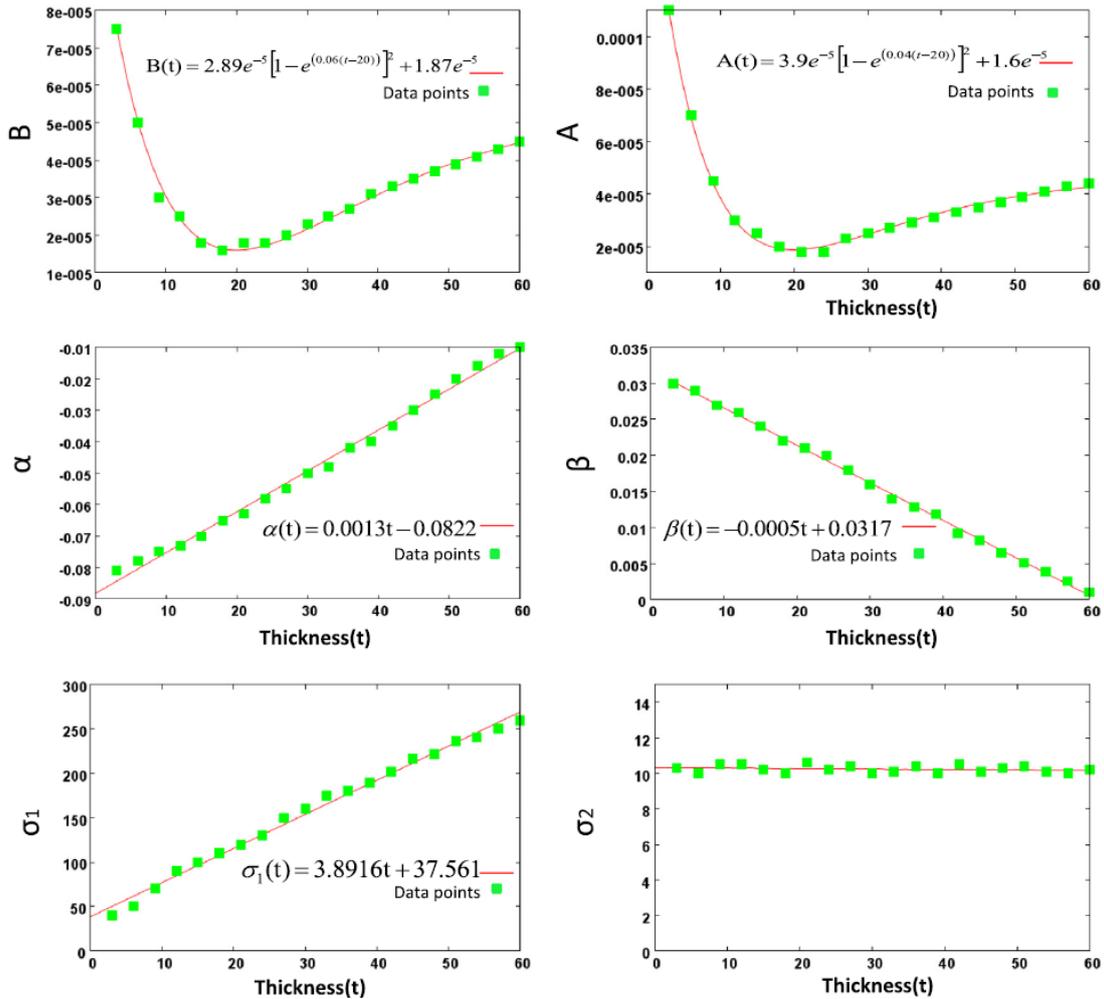


FIGURE 2.10 : Régression aux moindres carrés des paramètres $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ en fonction de l'épaisseur de matière traversée (d'après [9]).

Le schéma itératif de correction du diffusé est donné par la figure 2.11, il suit les étapes suivantes :

1. la projection brute (c'est-à-dire non corrigée) permet d'obtenir une estimation du rayonnement primaire,
2. l'épaisseur traversée est calculée à partir de l'équation 2.4,
3. pour chaque pixel de l'image, on calcule le noyau de convolution à partir du modèle analytique,

4. le diffusé est estimé en utilisant l'équation 2.9,
5. le rayonnement primaire estimé est mis à jour en utilisant les équations suivantes :

$$P^{n+1}(m, n) = P^0(m, n) \times \frac{P^n(m, n)}{P^n(m, n) + S^n(m, n)} \quad (2.10)$$

Les étapes 1 à 5 sont répétées jusqu'à la convergence.

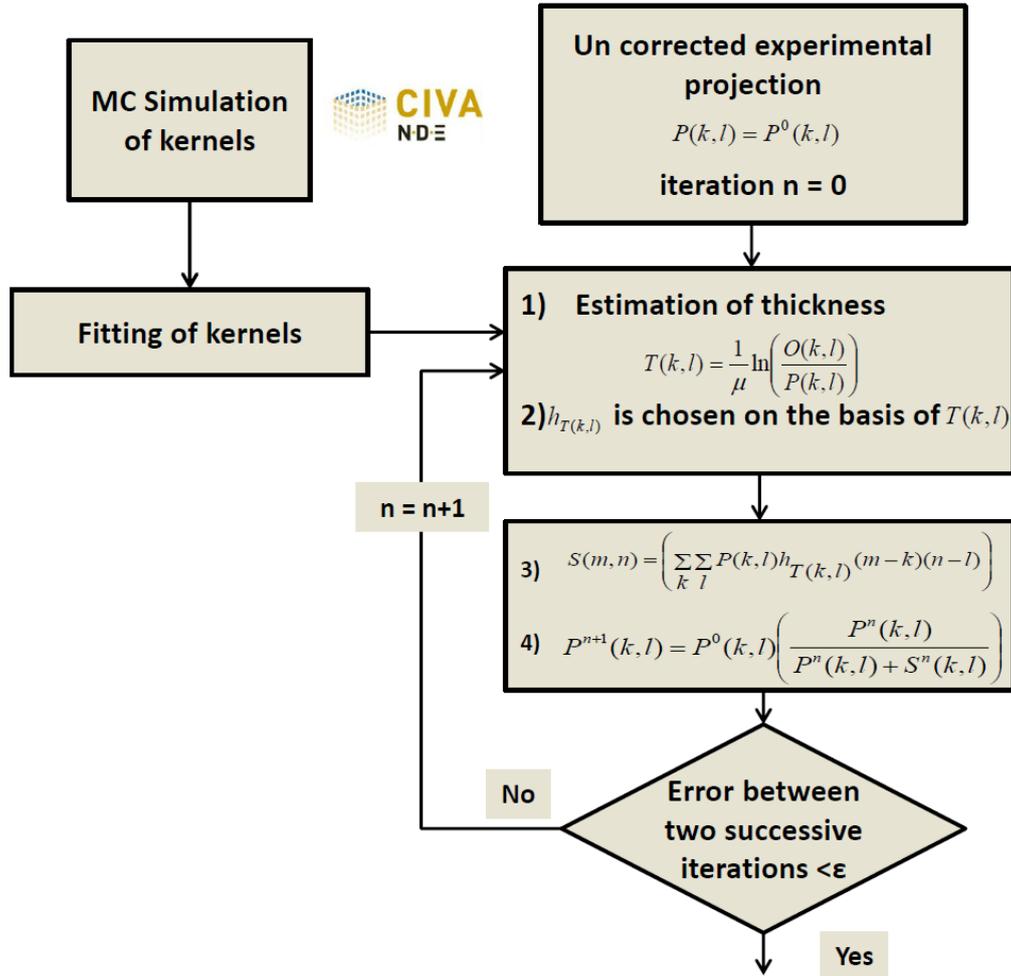


FIGURE 2.11 : Schéma de l'algorithme de correction du diffusé (d'après [9]).

La méthode a été testée avec succès sur un objet type bague d'engrenage mono matériau. La tomographie a été réalisée à une tension de 400 kV et un courant de 15 mA avec une filtration supplémentaire de 4 mm de plomb et 1 mm de cadmium. Le détecteur est de marque Thales référence Flashscan 33 consiste en une dalle de 2240×3200 pixels, chaque pixel de forme carrée présente une taille de $127 \mu\text{m} \times 127 \mu\text{m}$. Initialement, ce jeu de projections a été utilisé pour le développement d'une méthode de correction du diffusé avec un dispositif de type "beam stop" [53]. La figure 2.12 montre les coupes reconstruites obtenues pour des projections non corrigées et corrigées utilisant les méthodes continue et discrète.

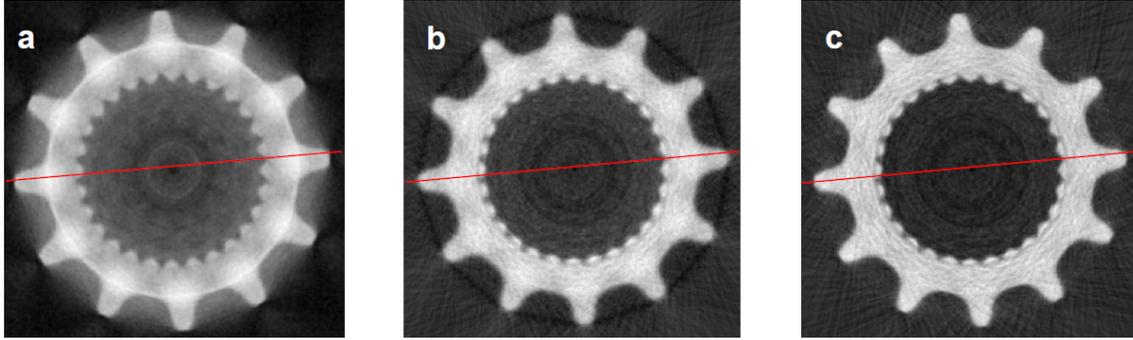


FIGURE 2.12 : Coupes reconstruites a) sans correction b) corrigée avec la méthode discrète c) corrigée avec la méthode continue (d'après [9]).

Les résultats obtenus avec la méthode continue sont bien en accord avec ceux obtenue par A. Peterzol et al [53] à l'aide d'une méthode utilisant un dispositif anti diffusé (méthode nécessitant de nombreuses acquisitions et des temps d'acquisition importants). Ce travail a fait l'objet d'un article de la revue NDT&E [9].

2.2.2 La méthode SKS continue à quatre gaussiennes

Fort de ce résultat, nous avons proposé d'évaluer la contribution du diffusé du détecteur dans la gamme classique du contrôle non destructif industriel (100 keV-6 MeV) en utilisant la méthode SKS continue. En effet, d'un point de vue théorique, le signal du diffusé venant de l'objet est assez différent du diffusé venant du détecteur lui-même. Comme, au final, ces deux contributions sont entremêlées, cela rend l'ajustement du modèle continu délicat. En conséquence, nous avons proposé d'utiliser un modèle de noyau de convolution plus complet avec quatre gaussiennes afin de pouvoir identifier les contributions respectives du diffusé de l'objet et du détecteur mais aussi pour avoir une modélisation plus stable. Le noyau de convolution h_T peut être estimé par l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 h_T(m-k, n-l) = & A \exp\left(-\frac{(m-k)^2 + (n-l)^2}{2\sigma_1^2}\right) + B \exp\left(-\frac{(m-k)^2 + (n-l)^2}{2\sigma_2^2}\right) \\
 & + C \exp\left(-\frac{(m-k)^2 + (n-l)^2}{2\sigma_3^2}\right) + D \exp\left(-\frac{(m-k)^2 + (n-l)^2}{2\sigma_4^2}\right)
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

Les simulations Monte Carlo (MC) ont été réalisées avec CIVA pour la génération de noyaux. Les simulations ont été réalisées avec des cales de même matériau que l'objet de l'étude. Le détecteur de type écran plat a été simulé comme un empilement de plusieurs couches successives constitué d'une face avant de 0,1 mm en aluminium suivie d'un espacement de 0,8 mm, d'une couche de Csl d'épaisseur 0,06 mm, d'un substrat de silicium de 1 mm et enfin une plaque de plomb de 1 mm.

L'estimation des paramètres $A, B, C, D, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4$ du modèle à quatre gaussienne en fonction de l'épaisseur a été réalisé avec une régression aux moindres carrés comme illustré à la figure 2.13. On peut constater que les écarts types σ_1 et σ_2 varient en fonction de l'épaisseur de l'objet alors que σ_3 et σ_4 restent constants. Nous

pouvons en conclure que σ_1 et σ_2 correspondent à la contribution du diffusé de l'objet qui augmente sur l'épaisseur de l'objet. De plus, nous remarquons que σ_1 est très grand devant σ_2 . Nous pouvons en déduire que σ_1 est relié à la contribution basse fréquence due à la diffusion multiple dans l'objet. Alors que la contribution de σ_2 est relativement faible. Nous remarquons également peu de différence entre les paramètres A et B qui correspondent au poids de l'amplitude des gaussiennes. Cette variation des paramètres A, B, σ_1, σ_2 démontre qu'un modèle à deux gaussiennes pour représenter le diffusé de l'objet est nécessaire.

De même, on observe que σ_3 et σ_4 restent constants en fonction de l'épaisseur de l'objet, nous en déduisons que σ_3 et σ_4 sont reliés à la contribution haute fréquence du détecteur. En suivant le même raisonnement, σ_3 et σ_4 sont différents les uns des autres alors et les paramètres C et D sont assez proches. Par conséquent, un modèle à deux gaussiennes pour le détecteur est également crucial.

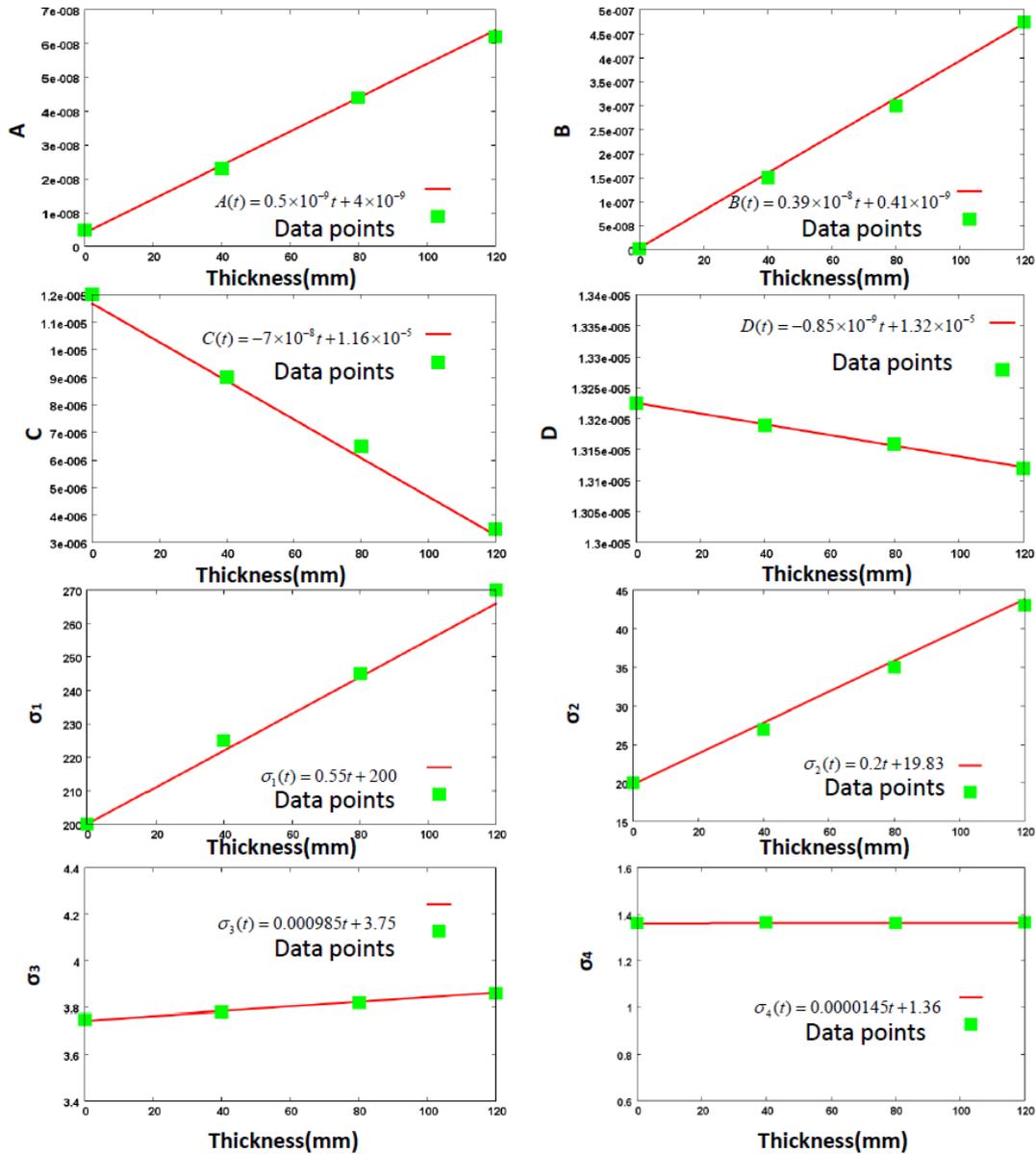


FIGURE 2.13 : Estimations des paramètres $A, B, C, D, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4$ en fonction de l'épaisseur traversée (d'après [11]).

Nous avons ensuite testé notre modèle, avec succès, dans le cas d'une pièce de fonderie en aluminium en partenariat avec la société XRAY SOLUTIONS. Pour ceci, XRAY SOLUTIONS a réalisé deux acquisitions :

- une première acquisition en mode géométrie conique,
- une seconde acquisition en mode fan beam en utilisant un collimateur de type fente juste devant le détecteur afin d'éliminer le plus de rayonnement diffusé possible.

La figure 2.14a) montre la coupe reconstruite obtenue avec des projections non corrigées. Afin de juger l'importance de la contribution du diffusé de la pièce, nous avons, dans un premier temps, corrigé uniquement les projections avec les deux gaussiennes correspondant à l'objet. La figure 2.14 b) montre nettement que la correction du diffusé de l'objet seul ne suffit pas à corriger tous les artefacts dus au diffusé. En effet, la reconstruction obtenue en corrigeant les projections avec les quatre gaussiennes (diffusé objet et détecteur) présentée à la figure 2.14 c) montre clairement l'efficacité de la méthode.

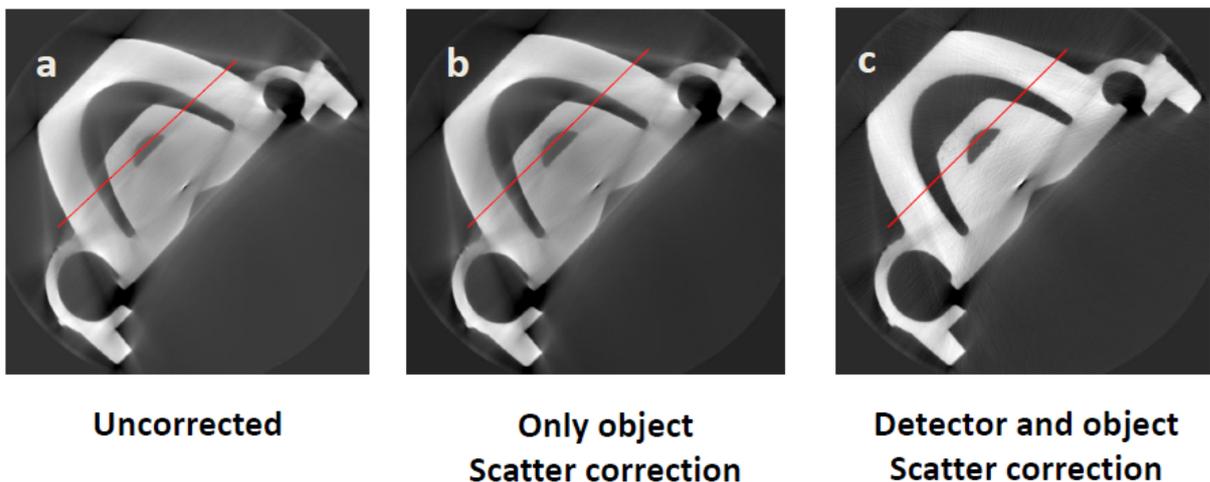


FIGURE 2.14 : Coupe reconstruite avec a) les projections non corrigées b) les projections corrigées avec les noyaux de convolution du diffusé objet c) les projections corrigées avec les noyaux de convolution du diffusé objet et détecteur (d'après [11]).

Afin de valider les résultats obtenus avec cette méthode, nous avons comparé la coupe reconstruite obtenue en utilisant un collimateur en acier d'une épaisseur de 30 mm avec la même coupe reconstruite à partir des projections corrigées du diffusé objet uniquement (voir figure 2.15). Les coupes montrent des résultats identiques validant les résultats obtenus par l'algorithme et prouvant la contribution majeure du diffusé du détecteur.

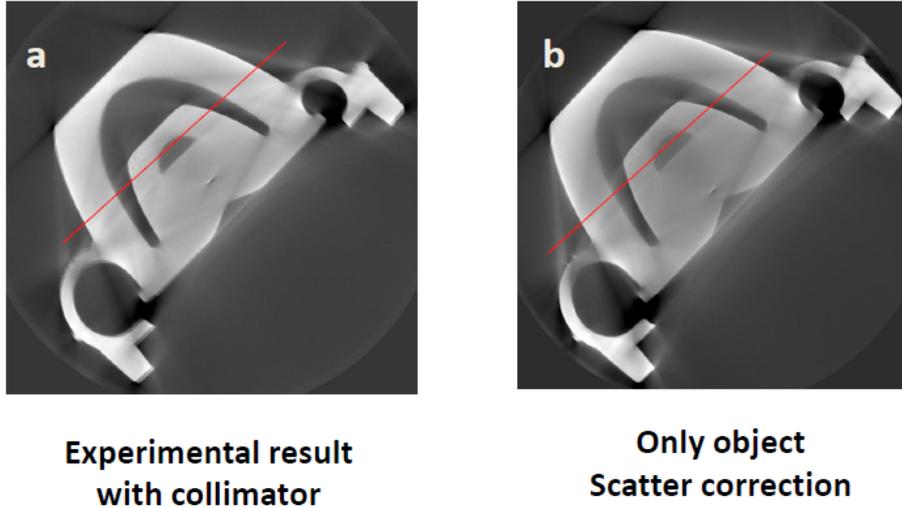


FIGURE 2.15 : Coupe reconstruite avec a) le collimateur b) la méthode de correction du diffusé objet seulement (d'après [11]).

Ce travail a été publié dans la revue Journal of X-Ray Science and Technology [11].

2.2.3 La méthode SKS continue en combinant mesure et simulation Monte Carlo

Les résultats obtenus à la section précédente montrent bien que la contribution du diffusé venant du détecteur peut être un élément essentiel. Cependant l'estimation de la contribution du diffusé du détecteur est fortement dépendante de la connaissance des différents éléments composant le détecteur (filtre avant, plaque arrière, etc.) et malheureusement tous ces éléments sont très rarement divulgués par les constructeurs. Par conséquent, nous avons développé une approche basée sur des mesures expérimentales et des simulations Monte Carlo.

Le signal du diffusé peut être modélisé comme la somme du diffusé de l'objet et du détecteur. Pour chaque contribution, on peut associer un poids qui correspond au ratio entre le rayonnement diffusé (objet ou détecteur) et direct. En utilisant l'approche continue décrite [11], le signal du diffusé total S peut être modélisé comme :

$$S(x, y) = P(x, y) \otimes K(x, y, T) = P(x, y) \otimes (K_o(x, y, T) + K_d(x, y, T)) \quad (2.12)$$

où, \otimes représente le produit de convolution et K est dépendant de l'épaisseur traversée T qui tient compte de la contribution du diffusé de l'objet et du détecteur. Les indices d et o représentent respectivement le détecteur et l'objet.

Pour déterminer le noyau du détecteur $K_d(x, y, T)$, on utilise les deux dispositifs expérimentaux décrits à la figure 2.16. On utilise pour cela une plaque de zirconium d'une épaisseur de 0,1 mm inclinée d'environ 5° par rapport de l'axe vertical placé devant des blocs d'aluminium de différentes épaisseurs. Dans cette configuration, on obtient la PSF qui prend en compte les contributions du diffusé de l'objet mais également du détecteur. Dans le second dispositif (voir figure 2.16b), la feuille de zirconium est mise au contact du détecteur. Dans cette configuration, on considère que l'on obtient uniquement la contribution du diffusé du détecteur. À partir de ces

images, on peut estimer la Line Spread Function (LSF) et avec une hypothèse de symétrie la PSF.

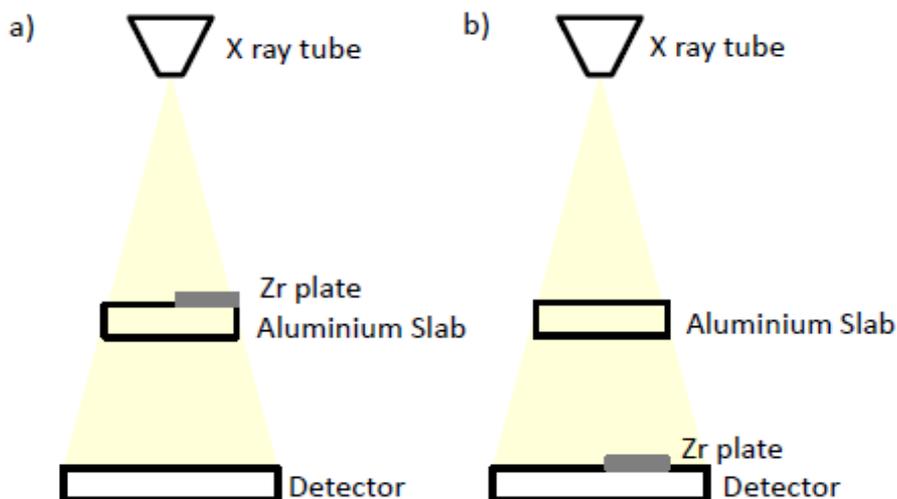


FIGURE 2.16 : Schéma des deux dispositifs d'acquisition pour la détermination expérimentale des noyaux de convolution (d'après [10]).

En utilisant des simulations Monte Carlo (via CIVA), il est possible de déterminer le poids de la contribution du diffusé du détecteur et ensuite celui du détecteur. Pour tester cette approche avec un modèle à deux et quatre gaussiennes, nous avons utilisé un cylindre d'aluminium de diamètre 60 mm comportant un trou cylindrique central de diamètre 10 mm et 3 trous périphériques de 3 mm de diamètre.

La figure 2.17 montre sur une coupe reconstruite une comparaison des performances des différentes approches proposées. La figure 2.18 montre une comparaison entre les profils extraits de la coupe reconstruite pour différents cas de figure. Le profil extrait de la reconstruction obtenue après correction du diffusé sur un modèle à quatre gaussiennes montre là aussi l'intérêt de ce modèle.

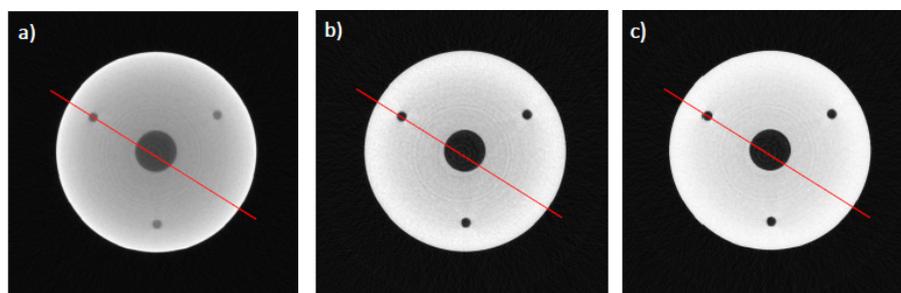


FIGURE 2.17 : Coupe reconstruite avec des projections a) non corrigées b) corrigées en utilisant le modèle à deux gaussiennes c) corrigées en utilisant le modèle à quatre gaussiennes. [10]

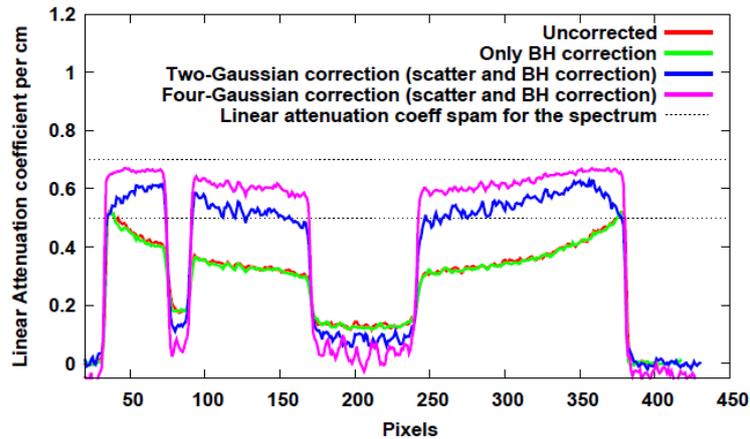


FIGURE 2.18 : Comparaison des profils extraits des coupes reconstruites à partir des projections non corrigées et corrigées (durcissement de faisceau (BH) et modèle à deux et quatre gaussiennes). [10]

Ce travail a fait d'une communication dans la revue *Journal of X-Ray Science and Technology* [10].

2.3 Correction du flou par machine learning

Depuis l'invention des ordinateurs, les scientifiques ont essayé de répondre à la question de savoir si un ordinateur peut "apprendre". Avant de commencer à parler de théorèmes et d'algorithmes, nous devons définir ce que signifie "apprendre" pour une machine. En 1959, Arthur Samuel a défini l'apprentissage automatique comme le "domaine d'étude qui donne aux ordinateurs la capacité d'apprendre sans être explicitement programmés". Au début, ce domaine était principalement algorithmique et sans beaucoup de fondements, c'est probablement grâce au travail de Valiant [79] qui a introduit le cadre de l'apprentissage PAC (Probably Approximately Correct) véritable théorie de l'apprenable. Un autre jalon dans la théorie de l'apprentissage a été posé par Vapnik [81]. Vapnik présente le problème de l'apprentissage comme un problème d'optimisation, ce qui permet d'utiliser toute la théorie de l'optimisation qui avait déjà été établie jusqu'alors. De nos jours, l'apprentissage automatique est une combinaison de plusieurs disciplines telles que les statistiques, la théorie de l'information, la théorie des algorithmes, les probabilités et l'analyse fonctionnelle. Cependant l'optimisation est toujours au cœur de tous les problèmes modernes d'apprentissage automatique. Le lecteur intéressé par le sujet pourra se référer aux ouvrages de références tels que [39] [34]

Dans le monde de l'industrie, on retrouve une multitude d'applications de ces méthodes par exemple :

- Siemens pour surveiller et améliorer les performances de ses usines sidérurgiques,
- General Electric pour suivre et maîtriser tous les aspects de la fabrication pour trouver tous les problèmes et les défaillances possibles sur une chaîne de production,

- Fanuc (société japonaise reconnue mondialement pour ses robots) pour l'utilisation de l'apprentissage par renforcement a permis à certains robots industriels de se former eux-mêmes,
- BMW pour détecter les défauts de ses prototypes depuis 2014.

Dans le domaine du CND, on trouve une vaste littérature concernant les méthodes de machine learning appliquées aux techniques classiques vues au tableau 1.1) notamment :

- US [16] [24] [31] [22]
- ET [60]
- TT [88]
- RT [23] [17]

Dans une majorité d'articles, le deep learning est utilisé à des fins de recherches automatiques de défauts et leurs classifications.

2.3.1 Amélioration de la qualité image avec un réseau à noyau convolutif

Dans le cas cadre du travail de thèse de Maeva Maulin portant sur le développement d'un système de tomographie haute énergie et haute résolution, nous avons choisi d'appliquer d'une méthode d'apprentissage dans le but d'améliorer la qualité de l'image (amélioration de la résolution spatiale notamment) de chaque projection d'un sinogramme d'une tomographie. Pour cela, nous sommes partis de l'article de Dong et al [20] portant sur une méthode d'apprentissage d'un réseau convolutif profond pour la super-résolution dans des photographies. En effet, dans un réseau de neurones classiques pour l'analyse d'image chaque neurone de la première couche prend en entrée chaque pixel de l'image. Ainsi pour une image de 50 X 50 pixels, il y a 2500 entrées pour chaque neurone. En considérant un réseau comportant 20 neurones, c'est plus de 50000 variables à modifier à chaque itération du modèle! L'utilisation d'un réseau à noyau convolutif (ou Convolutional Neural Networks CNN) est donc un moyen efficace pour traiter des images. La figure 2.19 montre de manière simplifier le réseau CNN utilisé initialement par Dong [20]. Il utilise 3 couches de convolution :

- la première couche comporte 32 filtres de taille 1 x 1 x 64,
- la deuxième couche comporte un filtre de taille 5 x 5 x 32,
- la troisième couche comporte un filtre permettant de transformer les 32 cartes caractéristiques en une image finale.

Ce processus est présenté à la figure 2.19.

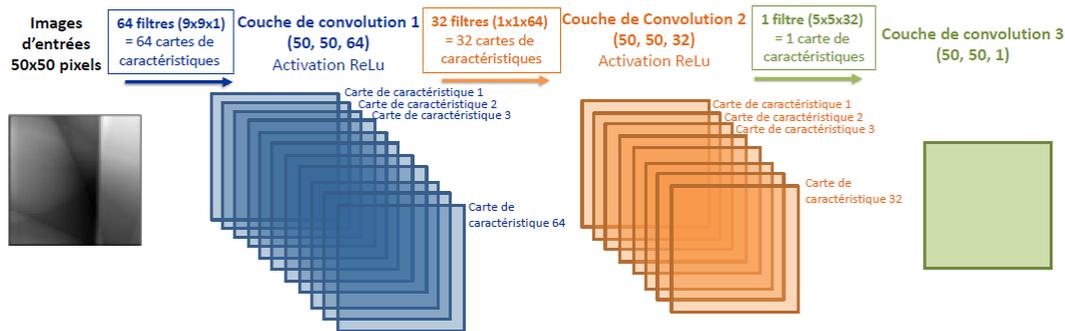


FIGURE 2.19 : Synoptique du réseau de neurones utilisés par [20].

2.3.2 Amélioration de la qualité image en tomographie

Dans le cadre de sa thèse, Maëva Maulin a travaillé sur l'amélioration de la résolution spatiale d'une projection tomographique en s'appuyant sur cet article. Pour cela, elle a utilisé le code MODHERATO du LMN pour simuler plusieurs jeux de données :

- un jeu d'images non floutées dit "target",
- un jeu d'images correspondant à la "target" mais floutées,
- un jeu d'images pour le test du réseau de neurones.

Les jeux d'images utilisées pour l'apprentissage (flouté et non flouté) et le test du réseau de neurones a été réalisé à partir d'objets canoniques (sphère, cube, cylindre, ovoïde, parallélépipède) générés de manière aléatoire de manière à obtenir des images très hétérogènes. L'apprentissage du réseau de neurones vise donc à partir d'une image floue de la déconvoluer pour obtenir une image nette. La figure 2.20 montre le synoptique du premier réseau de neurones utilisés par Maeva en utilisant comme critère de réussite l'erreur quadratique moyenne (MSE) entre l'image floue et l'image nette correspondante.

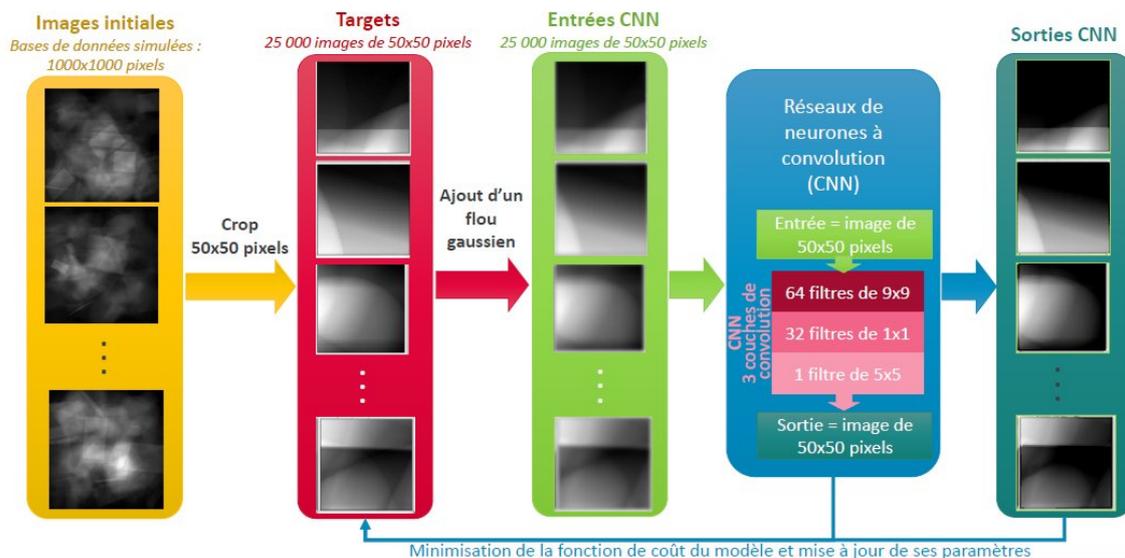


FIGURE 2.20 : Synoptique du réseau de neurones utilisés par Maeva Maulin transposé depuis [20].

Afin de tester les performances du réseau de neurones, Maeva a simulé un ensemble de 820 projections floutées d'un fantôme qu'elle a conçu. Ce dernier est composé d'un cylindre comportant des inserts de formes carrée et ovale ainsi qu'un IQI duplex suivant la norme ISO 19232-5 (voir figure 2.21).

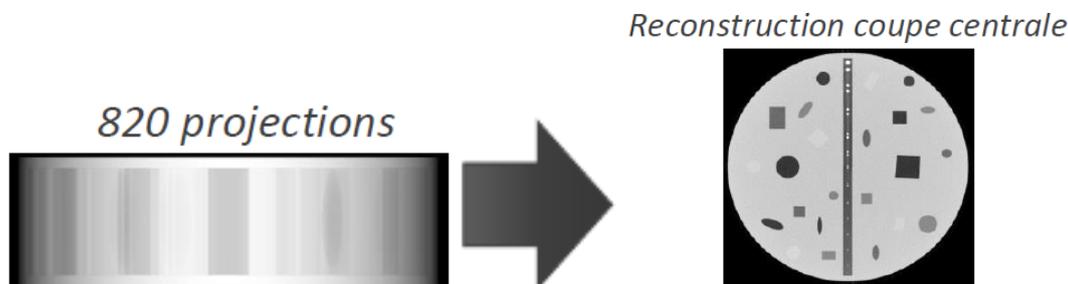


FIGURE 2.21 : À gauche, l'image d'une projection des 820 projections du fantôme. À droite, la coupe reconstruite avec l'algorithme FDK [30] de MODHERATO.

L'optimisation d'un réseau de neurones pour en améliorer son efficacité reste encore aujourd'hui relativement peu documentée. Une partie de son travail de thèse a consisté à chercher un réseau optimal en adaptant la taille des filtres et le nombre de couches du réseau. Au moment de l'écriture de ce manuscrit, un optimal avec un réseau à 5 couches semble se dégager. Après application du CNN optimisé sur les 820 projections floutées et une reconstruction tomographique, cette méthode permettait d'obtenir une coupe reconstruite avec flou plus faible et un RSB meilleur qu'avec un algorithme de déconvolution classique de type Richardson Lucy [42]. La figure 2.22 illustre les performances du CNN optimisé pour l'optimisation de la qualité image en tomographie.

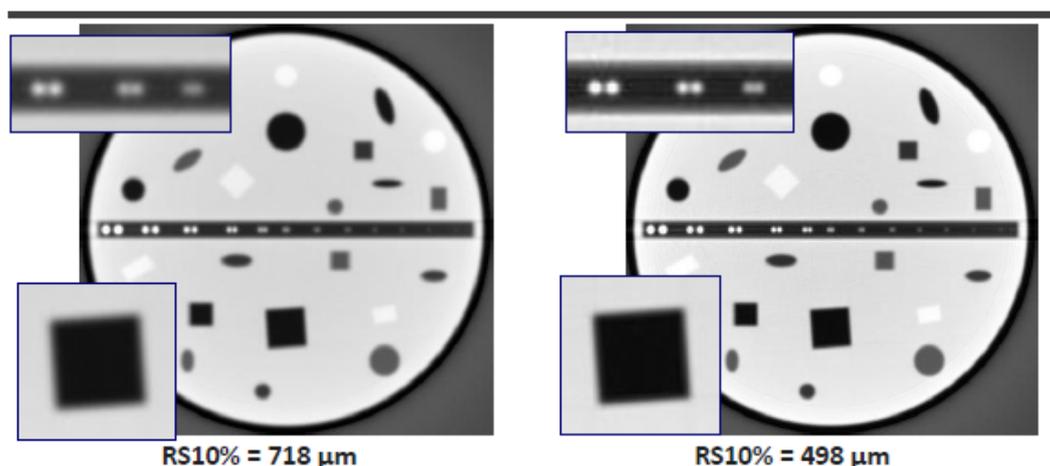


FIGURE 2.22 : À gauche, la coupe reconstruite avec l'algorithme FDK [30] de MODHERATO avec les projections floutées avec une résolution spatiale à 10% de 798 μm . À droite, la coupe reconstruite avec l'algorithme FDK [30] de MODHERATO avec les projections défloutées par le CNN avec une résolution spatiale à 10% de 498 μm .

Ce travail se poursuit en 2022 et sera inclus dans le manuscrit de thèse de l'étudiante (en parallèle un article dans un journal à comité de lecture est en cours de rédaction). Ce premier travail montre bien l'étendu des possibilités que laisse imaginer les techniques d'apprentissage couplés aux outils de simulations. Parmi ces

possibilités au-delà des problématiques de l'imagerie X, je peux situer le cas de la caractérisation de fûts de déchets notamment le cas abordé au chapitre 3 à la section 3.2.

2.4 Développement d'une carte de confiance pour l'imagerie de phase

L'indice de réfraction du milieu n est exprimé classiquement par la relation :

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad \text{avec } \delta, \beta > 0 \quad (2.13)$$

La partie imaginaire $i\beta$ rend compte des phénomènes d'atténuation, le coefficient d'atténuation linéique μ est relié à β par :

$$\mu = \frac{4\pi}{\lambda}\beta \quad (2.14)$$

avec λ la longueur d'onde.

La partie réelle $(1 - \delta)$ rend compte du chemin optique parcouru par l'onde et ainsi de la variation de sa phase :

$$\delta = \frac{r_c \lambda^2}{2\pi V} \sum_p (Z_p + f'_p) \quad (2.15)$$

Dans cette expression, la somme s'effectue sur tous les atomes p de numéro atomique Z_p , dans le volume V , $r_c = 2,8$ fm est le rayon classique de l'électron et f'_p est la partie réelle de la correction de dispersion du facteur de diffusion atomique. L'expression précédente peut être réécrite pour un corps composé :

$$\delta = \frac{r_c N_a \lambda^2 \rho}{2\pi} \frac{\sum_j N_j (Z_j + f'_j)}{\sum_j N_j A_j} \quad (2.16)$$

ρ est la masse volumique du matériau, N_a est le nombre d'Avogadro et A_j est la masse atomique. La sommation se fait sur toutes les espèces atomiques du matériau. Si la composition du matériau est bien connue en termes de fraction massique q_j , l'expression devient :

$$\delta = \frac{r_c N_a \lambda^2 \rho}{2\pi} \sum_j q_j (Z_j + f'_j) / A_j \quad (2.17)$$

Quand l'indice de réfraction dans l'objet est hétérogène, la phase $\varphi(x, y)$ émergent du faisceau est donnée par :

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int (1 - \delta(x, y, z)) dz \quad (2.18)$$

dans le cas où la direction de propagation se fait suivant l'axe z .

La figure 2.23 présente des courbes du rapport δ/β en fonction de l'énergie pour plusieurs matériaux issues de la base de données du Lawrence Berkeley Lab [36]. Pour les matériaux de faible numéro atomique le rapport δ/β peut être de 2 à plus de 3 ordres de grandeur (ce rapport est beaucoup plus faible pour les éléments plus denses). Par conséquent, il est possible d'obtenir, dans un domaine d'énergie allant

de quelques keV à une centaine de keV, une image plus contrastée avec une image sensible à la phase par rapport à l'image d'atténuation.

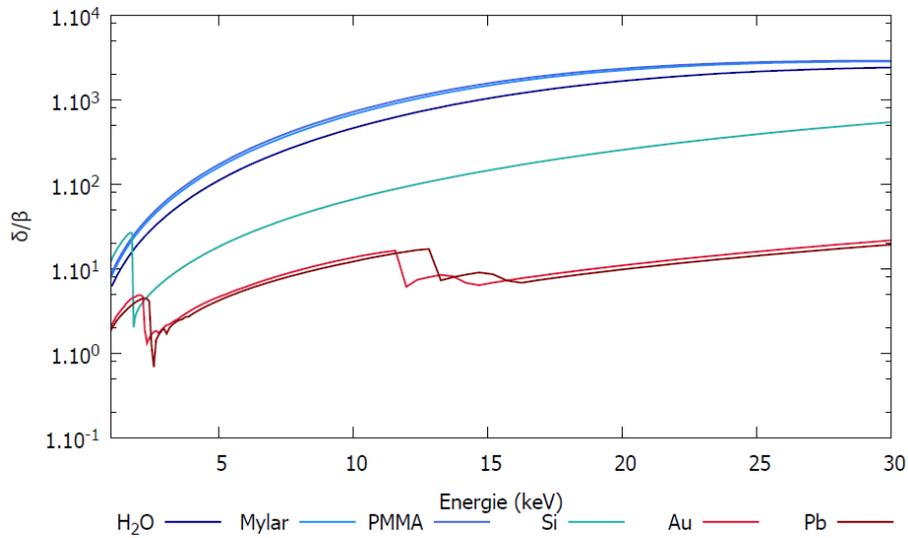


FIGURE 2.23 : Rapport δ/β en fonction de l'énergie [63].

Historiquement, c'est en 1965 que Bonse et Hart [12] mettent en évidence pour la première fois dans le domaine de l'imagerie par rayons X le phénomène d'image de phase. En 1996, Wilkins [86] montre que l'imagerie de phase est possible avec un tube à rayons. On retrouve dans la littérature une multitude de techniques et des traitements du signal associés. Cependant les méthodes d'interférométrie à grille (de 1 à 3 grilles) sont en pleine explosion depuis ces quinze dernières années notamment par le fait que ces techniques sont adaptées à l'instrumentation d'imagerie X "grand public". C'est-à-dire utilisable avec des tubes à rayons X conventionnels et des détecteurs qu'on retrouve usuellement dans le domaine médical par exemple [54] [45] [50] [85] [87]. Dans ce cadre, j'ai proposé le sujet et encadré la thèse d'Adrien Stolidi [63] en collaboration avec Jérôme Primot de l'ONERA.

2.4.1 Méthode à une grille

Le travail d'Adrien Stolidi a consisté à développer une méthode d'imagerie de phase dite "d'interférométrie à décalage multi-latéral" de laboratoire avec une seule grille à deux dimensions basée sur les travaux antérieurs de Jérôme Primot [33] [78] [55]. L'interférométrie à décalage multi-latéral est une famille de technique de mesure différentielle de phase qui consiste à placer un dispositif entre la source et le détecteur. Ce dispositif va produire de multiples répliques du front d'onde incident. Dans le cadre de son travail de thèse, Adrien Stolidi est parti d'un réseau bi-dimensionnel de phase placé entre la source et le détecteur. Le maillage du réseau était sous forme de damiers, comme illustré à la figure 2.24, avec des zones alternatives induisant un déphasage nul ou un déphasage de π pour une longueur d'onde λ_0 donnée.

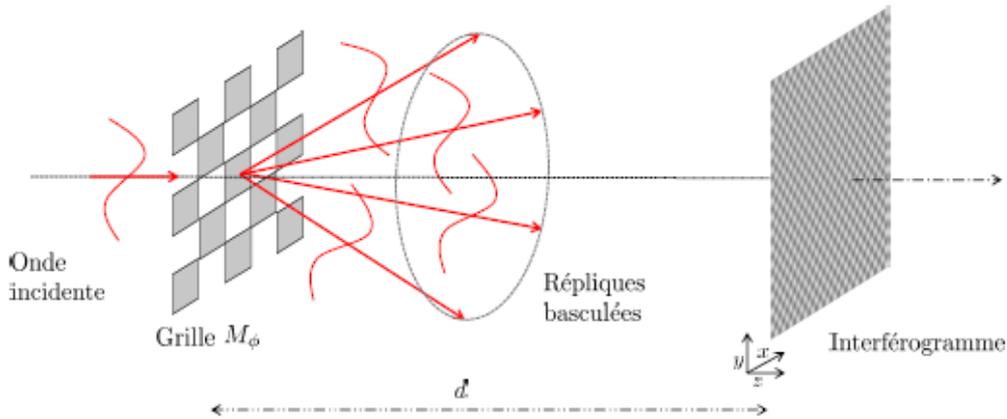


FIGURE 2.24 : Exemple de réseau de diffraction 2D en damier produisant un déphasage $[0 ; \pi]$ de période a pour une longueur d'onde λ_0 donnée pour la génération de l'interférogramme (d'après [63]).

M.Takeda et al. [66] ont montré en 1982 qu'il était possible d'extraire le gradient de la phase à partir de la représentation dans l'espace réciproque de l'interférogramme. Par la suite, cette approche fut complétée pour la mesure de gradient de phase par Rizzi et al. [58] avec une source de type synchrotron. Cette méthode est basée sur le traitement des harmoniques de la transformée de Fourier de l'interférogramme (voir figure 2.25).

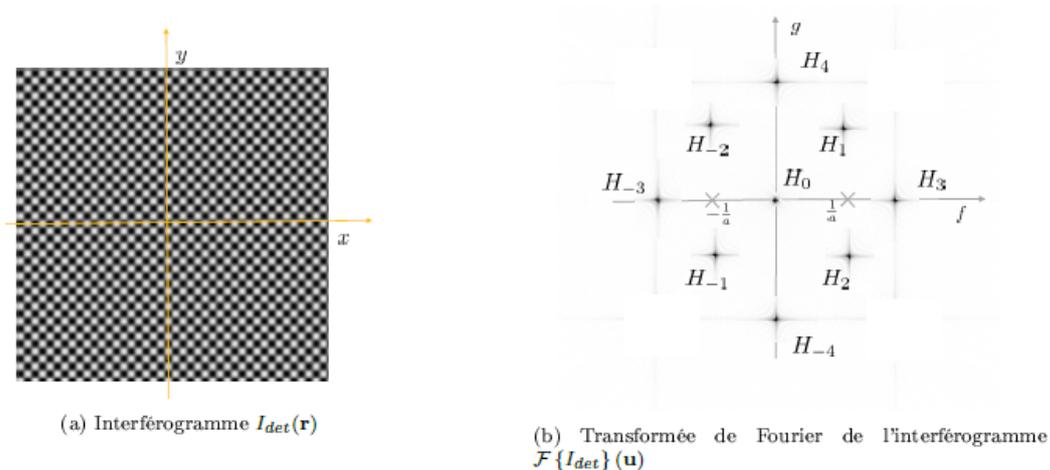


FIGURE 2.25 : À gauche, l'image de l'interférogramme. À droite, la transformée de Fourier de l'interférogramme avec en son centre le fondamental H_0 et autour les harmoniques (H_1 par exemple) (d'après [63]).

À partir de l'acquisition d'un interférogramme, il est possible d'extraire une image de phase en ayant, a minima, deux mesures de gradient de phase selon deux directions orthogonales [58]. Dans le cas de l'interférométrie à décalage quadrilatéral, ces dérivées sont représentées par quatre harmoniques dans l'espace réciproque (H_1 , H_2 , H_{-1} et H_{-2} à la figure 2.25). C'est ce surplus d'information différentielle de phase qui constitue un atout majeur de cette technique et qui a permis de mettre au point une carte de confiance.

2.4.2 Carte de confiance

Si on appelle $C(x, y)$ la fonction dite de clôture de la dérivée de la phase $\varphi(x, y)$ définie par l'équation suivante :

$$C(x, y) = \partial_x [\partial_y \varphi(x, y)] - \partial_y [\partial_x \varphi(x, y)] \quad (2.19)$$

En théorie $C(x, y) = 0$, cependant dans les conditions expérimentales réelles l'équation 2.19 peut se réécrire :

$$C(x, y) = \epsilon_d(x, y) + \epsilon_u(x, y) + \epsilon_n(x, y) \quad (2.20)$$

$\epsilon_d(x, y)$ relève d'un problème de dislocation dû à une variation de phase abrupte de $[0; 2\pi[$, $\epsilon_u(x, y)$ relève d'un problème de sous-échantillonnage (la variation de phase à mesurer évolue trop rapidement spatialement par rapport au pas d'échantillonnage des motifs d'intensité), $\epsilon_n(x, y)$ relève d'un problème dû au bruit dans le signal.

Dans un premier temps, on évalue $C(x, y)$ pixel à pixel. Ainsi on peut identifier facilement les variations abruptes de la phase, c'est-à-dire des sauts de 2π indiquant une dislocation de la phase, portée par l'image $\epsilon_d(x, y)$. La contribution de $\epsilon_u(x, y)$ est assez locale, suivant des zones précises où des variations de phase sont mal décrites à cause d'un sous-échantillonnage (bord d'un objet par exemple). Par contre, la répartition de $\epsilon_n(x, y)$ est plus uniformément répartie sur l'ensemble de l'image, indiquant les écarts dus au bruit dans l'acquisition du signal. De manière pratique, le masque de recherche des contributions $\epsilon_u(x, y)$ et $\epsilon_n(x, y)$ est effectué sans tenir compte des pixels $\epsilon_u(x, y)$.

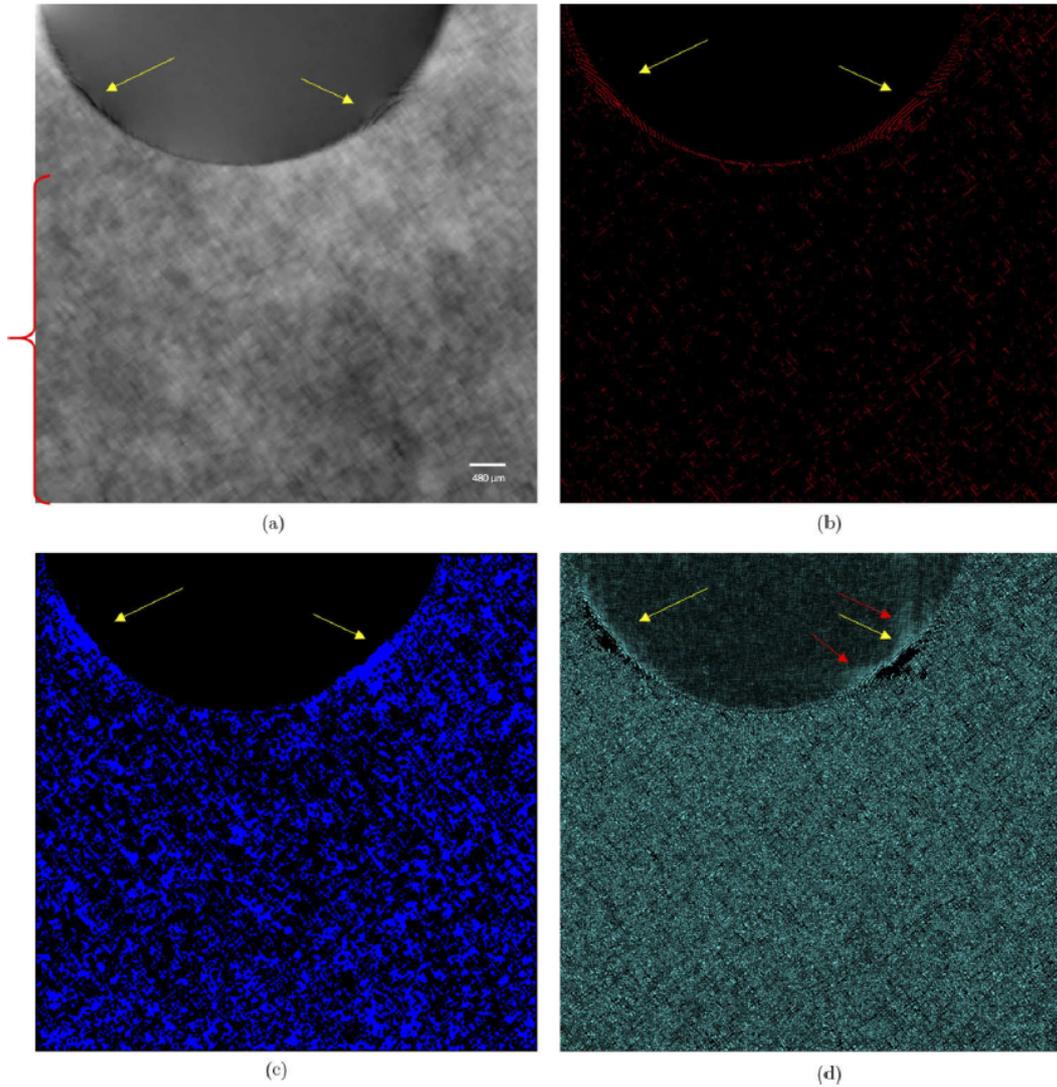


FIGURE 2.26 : Image de phase de l'échantillon de monocoque en plastique renforcée de fibres de carbone (CFRP)(a) et la carte de confiance associée avec les alertes de dislocation ϵ_d (b), les alertes de sous-échantillonnage ϵ_u (c) et les alertes de bruit ϵ_n (d)(d'après [64]).

Le lecteur pourra trouver plus de détails directement dans l'article [64]. L'avantage de cette approche est qu'elle peut être adaptée à n'importe quel type de technique d'imagerie X de phase basée sur le traitement du gradient. En perspective, la carte de confiance pourrait être utilisée comme donnée complémentaire :

- pour aider un opérateur ou un code numérique à l'interprétation d'une image de phase (réduire le taux de fausse alarme par exemple),
- pour minimiser la propagation des artefacts en reconstruction tomographique itérative.

Chapitre 3

Développement de méthodes de mesures photonique et neutronique

Depuis la fin de la seconde guerre mondiale, la France a choisi d'investir massivement dans le développement et la construction de centrales nucléaires à eau sous pression (REP) pour la production d'électricité. En 2022, le parc français est composé de 56 réacteurs en fonctionnement répartis sur quatre paliers différents :

- 4 réacteurs 900 MWe dit du palier CP0,
- 28 réacteurs 900 MWe dit du palier CPY,
- 20 réacteurs 1300 MWe dit du palier 1300,
- 4 réacteurs de 1450 MWe dit du palier N4.

Ce déploiement permet d'adresser six priorités stratégiques :

- la diminution des émissions de CO₂,
- la sécurité d'approvisionnement,
- la compétitivité des entreprises,
- la préservation du pouvoir d'achat des ménages,
- le maintien d'emplois industriels qualifiés,
- la maîtrise d'un savoir-faire technologique de pointe.

Le recours à l'industrie nucléaire soulève d'autres problématiques comme le suivi du vieillissement des installations et la gestion des déchets radioactifs qu'elle génère. Mon travail de recherche présenté dans ce chapitre s'inscrit dans ce contexte.

3.1 Évaluation de la fluence neutronique supérieure à 1 MeV pour les cuves du parc EDF

Les réacteurs nucléaires à eau pressurisée disposent d'un programme de surveillance des effets de l'irradiation sur les matériaux de cuve, destiné à déterminer l'évolution en exploitation de certaines caractéristiques mécaniques de ces dernières. Le but est

de vérifier par anticipation la résilience résiduelle admise à la conception de ces cuves. Pour ce faire, des éprouvettes représentatives des différents matériaux constituant la zone de cœur de la cuve (viroles et joints soudés) sont irradiées dans des capsules disposées entre l'enveloppe de cœur et la cuve. Des dosimètres sont placés à proximité afin de remonter à la fluence neutronique reçue par chacune des éprouvettes qui, pour leur part, subissent des essais de résilience. Les éprouvettes et les dosimètres fournissent les informations expérimentales permettant d'anticiper le comportement de la cuve à la visite décennale suivante. L'analyse des informations délivrées par les dosimètres permet de remonter au flux de neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV aux emplacements des éprouvettes. Cette analyse s'appuie également sur un ensemble de simulations conduisant à ces informations telles que spectres, taux de réaction, sections efficaces. L'analyse du programme de surveillance est réalisée depuis près de 40 ans par le CEA, sur le centre CEA de Grenoble pendant une vingtaine d'années puis sur le centre de Cadarache depuis 2000.

Sur le parc de réacteurs actuels, la fragilisation de toute cuve sous irradiation est appréciée eu égard au décalage de la température de transition ductile-fragile des aciers la constituant (voir figure 3.1). A basse température, un acier est fragile car il dispose d'une faible capacité d'absorption de l'énergie née d'un choc. A l'inverse, il a la faculté de se déformer plastiquement sans se rompre à température élevée. Une zone de transition, plus ou moins large selon les aciers, sépare ces deux régions. Toute irradiation neutronique déplace cette courbe de fragilisation vers des températures plus élevées et peut conduire à une température de transition ductile-fragile supérieure à la température ambiante. Le risque est alors une rupture brutale de la cuve sous l'effet, par exemple, d'une injection d'eau froide (voir figure 3.1).

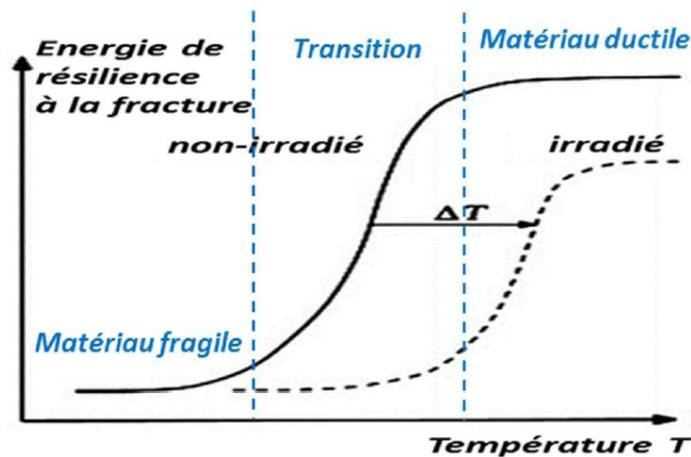


FIGURE 3.1 : Principe de la fragilisation d'un acier sous irradiation.

Chaque cuve dispose d'une température de transition avant irradiation qui dépend de sa composition initiale. La teneur en carbone est ainsi une donnée d'entrée influente, de même que la présence d'impuretés telles que le cuivre, le nickel ou encore le phosphore (voir figure 3.2).

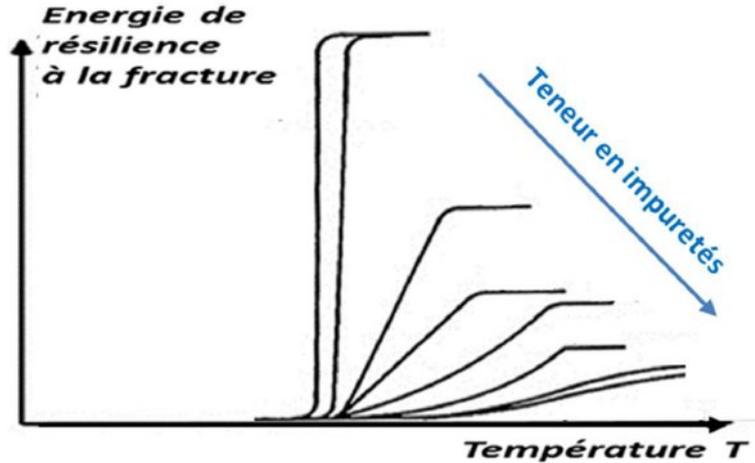


FIGURE 3.2 : Principe de la résilience d'un acier non irradié selon sa teneur en impuretés.

Les formules FIM-FIS (Fragilisation d'Irradiation Moyenne et Fragilisation d'Irradiation Supérieure) de la réglementation française, établies empiriquement à partir de nombreuses expériences conduites sur des réacteurs de recherche, corrélient le décalage de température à la fluence de neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV, également appelée fluence de neutrons rapides (voir figure 3.3).

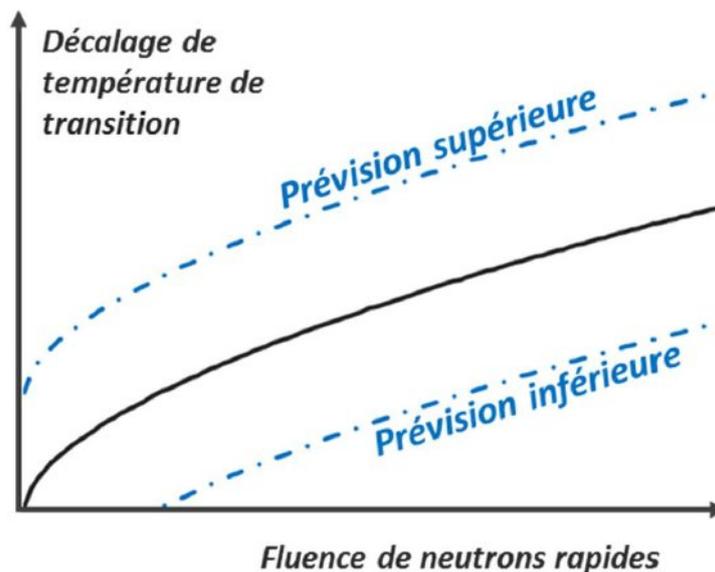


FIGURE 3.3 : Principe de la formule prédictive de fragilisation d'un acier de cuve.

Chaque réacteur du parc dispose de capsules de surveillance afin de juger la fragilisation de sa propre cuve par rapport à ces formules prédictives. Ces capsules sont instrumentées de dosimètres placés à proximité d'éprouvettes métalliques représentatives de l'acier constituant la cuve et des joints soudés solidarissant les viroles. Proche de la source neutronique du cœur, ces capsules sont soumises à un flux neutronique élevé et revêtent ainsi un caractère anticipatif des dommages à la cuve.

Ce programme de surveillance des effets de l'irradiation (PSI) sur les aciers de cuve a été mis en place en France dès l'avènement des réacteurs à eau pressurisée, faute de mesures envisageables directement sur les modifications des propriétés

métallurgiques des aciers eux-mêmes. Le principe du PSI actuel est le suivant :

- irradiation conjointe, dans une capsule de surveillance, d'éprouvettes représentatives des aciers de cuve et de dosimètres disposant de réactions à seuil rapide aux alentours et au-delà de 1 MeV,
- détermination de la fluence de neutrons rapides dans la capsule à l'aide de l'activité des dosimètres,
- détermination de la température de transition ductile-fragile à partir d'essais de résilience (mouton pendule de Charpy) sur les éprouvettes entaillées,
- vérification du caractère enveloppe de la formule de fragilisation supérieure appliquée aux éprouvettes présentes dans la capsule en utilisant la fluence neutronique rapide et le décalage de température de transition,
- extrapolation de la fragilisation des aciers de la capsule à l'acier de la cuve grâce au facteur d'anticipation du flux rapide. La projection de la fluence à la cuve est obtenue directement par calcul.

Les durées d'irradiation équivalentes sur la cuve correspondent à environ 10, 20, 30 ou 40 ans de fonctionnement des cuves. L'agenda de retrait des capsules (au moment d'un arrêt de tranche) est établi selon la fluence prévisionnelle de la cuve à la visite décennale suivante et du facteur d'anticipation des capsules. En plus des capsules déjà présentes dès la première divergence du cœur pour suivre jusqu'à 40 ans de fonctionnement des cuves, des capsules de réserve ont été prévues à la construction de chaque réacteur. Ces dernières ont été introduites en réacteur afin de disposer d'éléments de validation du décalage de température de transition ductile-fragile dans l'optique d'un fonctionnement au-delà de 40 ans.

Pour répondre à la problématique de la détermination de la fluence de neutrons rapides dans la capsule à l'aide de l'activité de mesures, le dosimètre parfait devrait disposer d'une réaction à seuil qui se produise précisément à partir de 1 MeV, sans aucun signal en deçà de cette énergie. En l'absence de détecteur idéal, l'emploi de plusieurs dosimètres permet de répondre dans des gammes énergétiques complémentaires autour et au-delà de 1 MeV. Leur exploitation ultérieure à l'irradiation permet une reconstitution du spectre neutronique (dans la région bleue sur la figure 3.4) dont est uniquement conservée la composante au-delà de 1 MeV, indicatrice de l'endommagement des matériaux de cuve.

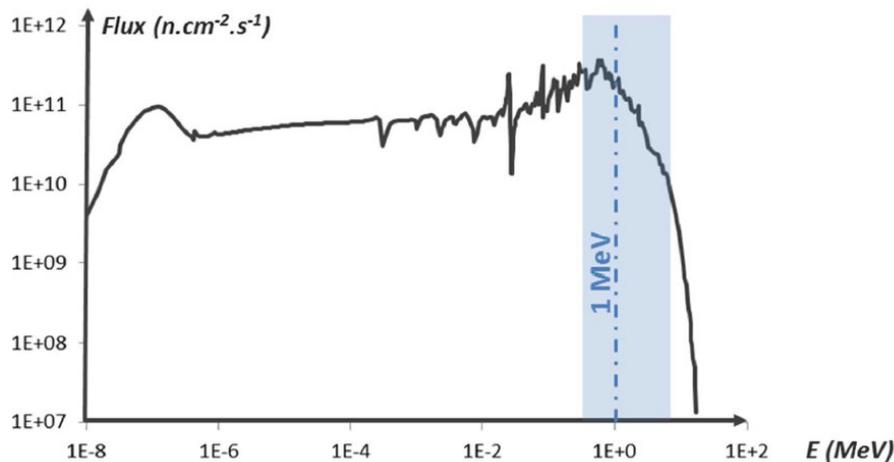


FIGURE 3.4 : Spectre neutronique type à la capsule d'un REP 900 MWe.

La sélection des dosimètres se fait en considérant avant tout le seuil de réponse d'une réaction se produisant sur l'un de ses isotopes. D'autres considérations portent sur la période de décroissance du radionucléide formé au cours de cette réaction : une période courte ne permet pas de garder une trace des radionucléides formés en début d'une irradiation pouvant durer plusieurs décennies. On utilise deux types de dosimètres :

- Les « dosimètres par activation » : la réaction d'intérêt [(n,p), (n, α) ou encore (n, n')] se produit avec des neutrons incidents rapides et forme un radionucléide détectable et quantifiable par spectrométrie des photons gamma ou X émis. Le dimensionnement de ces dosimètres extrêmement fins (typiquement des fils de 1 mm de diamètre par 10 mm de longueur) conduit à des débits de dose compatibles avec une manipulation manuelle lors de la spectrométrie.
- Les « dosimètres fissiles » : les produits de fission détectés par spectrométrie gamma ne se produisent pas exclusivement avec la réaction d'intérêt associée à un seuil rapide mais également avec des réactions secondaires se produisant avec des neutrons incidents thermiques ou faiblement épithermiques. Malgré l'utilisation de filtres neutroniques visant à éliminer ces réactions secondaires, une proportion non négligeable des réactions se produit tout de même dans le domaine thermique. Des corrections calculées sont nécessaires pour quantifier les produits de fission provenant uniquement de la réaction d'intérêt, dans le domaine rapide de surcroît. Pour ce faire, l'utilisation de dosimètres par activation répondant dans le domaine d'énergie thermique est indispensable pour estimer la quantité de produits de fission due aux réactions parasites. Si les dosimètres par activation se présentent sous forme nue, les dosimètres fissiles nécessitent une encapsulation dans un boîtier étanche pour contenir la contamination liée aux produits de fission et aux actinides mineurs formés. La réalisation des mesures d'activité à l'issue de l'irradiation se fait alors en présence de ce boîtier.

Le jeu de dosimètres par activation sont disposés à trois altitudes dans la capsule (voir figure 3.5). Les dosimètres fissiles sont, quant à eux, placés à un quatrième niveau dans un bloc spécifique en raison de leur encombrement. Les éprouvettes de cuve, constitués d'échantillons de matériaux de base et de joints soudés, sont

placées sur toute la hauteur de la capsule, y compris aux étages instrumentés de dosimètres à activation. Sur la figure 3.5, CV indique des éprouvettes pour les essais de résilience Charpy V, CT pour les essais de ténacité, T pour des essais de traction et F pour des essais de flexion (BF indique l'emplacement du Boîtier Fissile). Les éprouvettes Charpy V utilisées pour les essais de résilience sont placées uniquement en face avant (côté cœur) et en face arrière (côté cuve) des étages concernés.

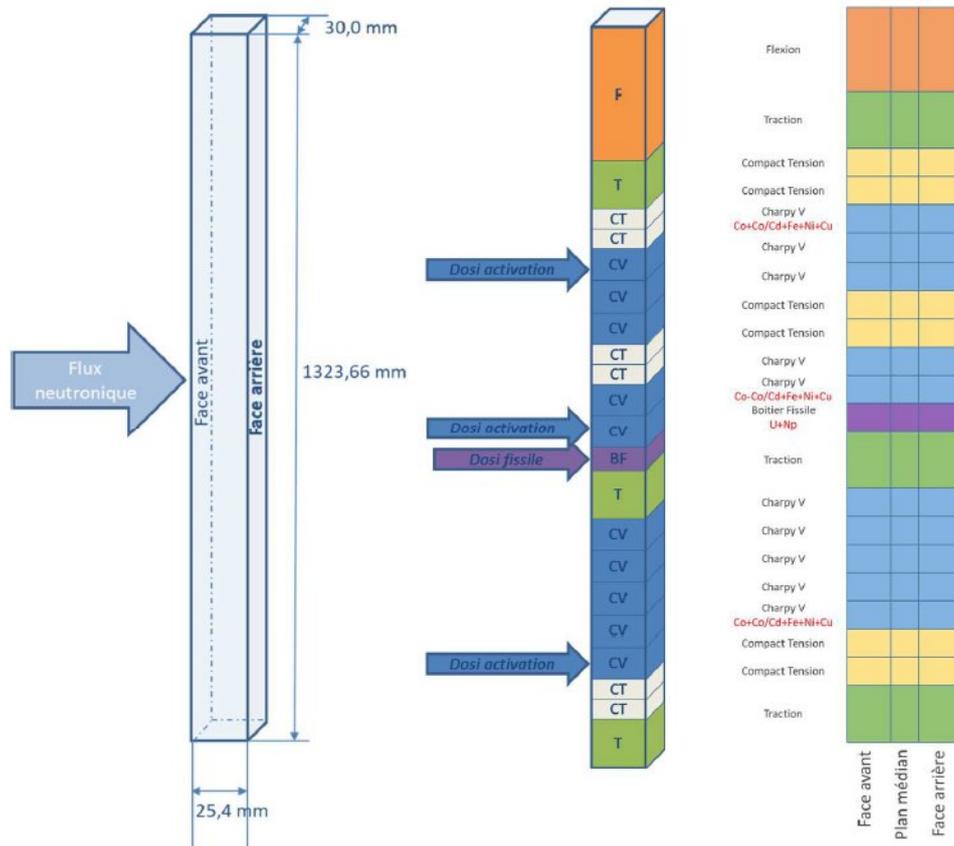


FIGURE 3.5 : Exemple d'une capsule d'une centrale EDF.

Les dosimètres employés dans la surveillance actuelle couvrent le champ énergétique illustré sur la figure 3.6.

- Neptunium [$^{237}\text{Np}(n, f)^{137}\text{Cs}$] : ce dosimètre renseigne sur les neutrons d'énergie au-delà de 0,6 MeV environ.
- Uranium [$^{238}\text{U}(n, f)^{137}\text{Cs}$] : ce dosimètre a un seuil de réponse proche de 1 MeV ce qui le rend incontournable.
- Niobium [$^{93}\text{Nb}(n, n')^{93\text{m}}\text{Nb}$] : ce dosimètre est un très bon indicateur de la fluence de neutrons rapides de par son seuil de réponse et sa période de décroissance. De plus, il permet une redondance avec les dosimètres fissiles.
- Nickel [$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$] : ce dosimètre est une référence dans la dosimétrie en réacteur. Il est un excellent indicateur des réponses neutroniques au-delà de 2 MeV. Toutefois, la courte période de décroissance radioactive du radionucléide formé, 71 jours, fait que ce dosimètre ne « mémorise » que les 6 derniers mois d'une irradiation.

- Fer [$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$] : ce dosimètre est également une référence dans la dosimétrie en réacteur pour quantifier les neutrons au-delà de 2 MeV. Là aussi, la relativement courte période de décroissance radioactive du radionucléide, 312 jours, fait que ce dosimètre fer ne renseigne que sur les 3 dernières années d'une irradiation.
- Cuivre [$^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$] : ce dosimètre est un indicateur des réponses neutroniques au-delà de 6 MeV. Cependant, les neutrons d'énergie supérieure à 6 MeV ne représentent qu'une portion congrue du spectre.

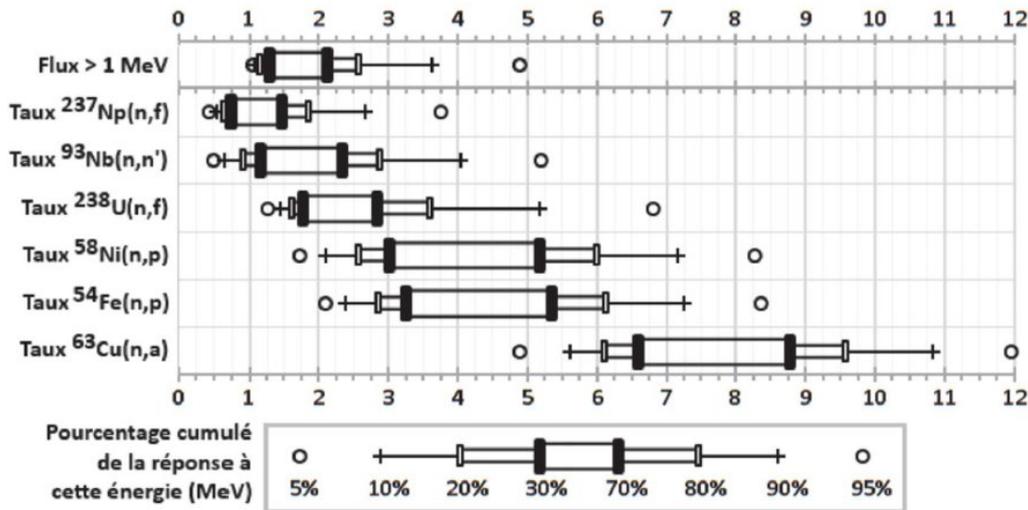


FIGURE 3.6 : Couverture spectrale type du programme de surveillance.

À l'aide d'une méthodologie adaptée, il est possible de trouver la fluence neutronique d'énergie supérieure à 1 MeV qui témoigne au mieux de la dose neutronique vue par chacune des éprouvettes à l'issue de leur irradiation.

3.1.1 Auto-dosimétrie dans les aciers inox

L'objectif de l'action lancée mi-2017, à l'époque dans le cadre du projet interne CEA TRINID - ISYMAR, était de montrer la possibilité d'utiliser un élément présent dans les structures, tel que le revêtement interne de la cuve, pour remonter à une information expérimentale renseignant précisément sur le flux de neutrons rapides. Les applications envisagées portaient en premier lieu sur le suivi de la fluence rapide au point chaud de la cuve mais également sur la connaissance de la fluence rapide à l'emplacement de tout défaut, qu'il s'agisse de la cuve elle-même ou de tout autre interne constitué d'inox.

Il est rapidement apparu que la réaction nucléaire $^{93}\text{Nb}(n, n')^{93m}\text{Nb}$ constituait un excellent indicateur du flux rapide compte tenu de son seuil effectif en énergie dans les conditions du spectre neutronique à la cuve d'un REP. Cette réaction se produisant avec des neutrons incidents de plus de 1,2 MeV est particulièrement adaptée pour renseigner sur l'endommagement des matériaux le plus souvent corrélé au flux neutronique supérieur à 1 MeV. De plus, le radionucléide ^{93m}Nb formé par la réaction présente une période de décroissance radioactive de 16,12 ans suffisamment longue pour des irradiations d'aciers (cuve et internes) sur plusieurs décennies. Cette

réaction est déjà exploitée sur des dosimètres à activation en niobium équipant les capsules de surveillance des cuves REP. La caractérisation de ces dosimètres est très précise, de sorte que le nombre de noyaux de l'isotope père (^{93}Nb) est parfaitement connu. Après irradiation, la mesure fine d'activité de l'isotope fils (^{93m}Nb) permet de quantifier le taux de cette réaction dont la section efficace est bien connue. Ces éléments permettent de remonter avec précision au flux de neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV. À la différence de la dosimétrie classique que nous avons vue précédemment, technique éprouvée, l'auto-dosimétrie sur le niobium consiste à prélever une petite quantité de métal après irradiation sans en connaître la teneur en niobium. Dans le cas d'une cuve REP, ce prélèvement pourrait porter sur son revêtement interne en inox ou bien sur les enveloppes des capsules porte dosimètres pour les paliers ne disposant pas de dosimètres ^{93}Nb (tous les réacteurs des paliers CP0, CPY et la moitié des réacteurs du lier 1300). Pour cela, des éprouvettes constituées de revêtements de cuve (inox 308L et 309L) ont été irradiées dans le réacteur OSIRIS entre 2004 et 2006. Le flux de neutron utilisé pour cette irradiation a été mesuré avec la méthode de référence (utilisation de plusieurs dosimètres fer, cuivre, nickel, niobium et cuivre-cobalt à activation comme vu précédemment). Deux éprouvettes ont été découpées (figure 3.7) pour réduire leurs masses et, de fait, leurs débits de dose. Ces deux prélèvements, de nuances 308L et 309L, ont ensuite été transportés vers Cadarache le 16 février 2019.

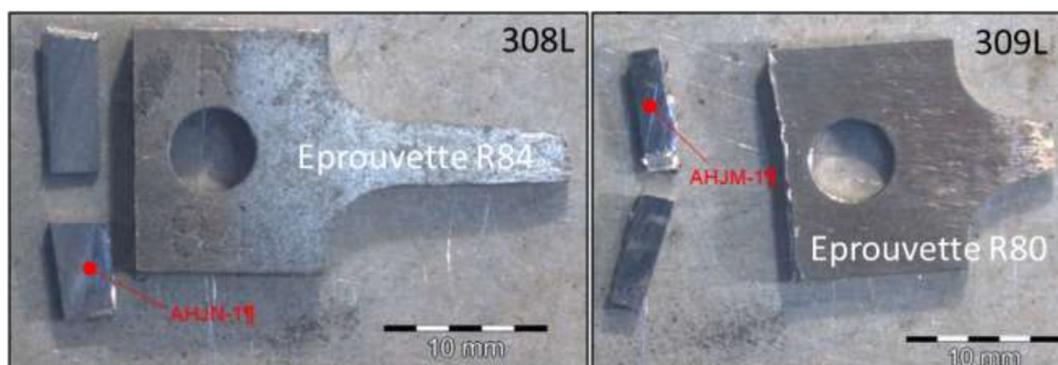


FIGURE 3.7 : Photos des deux éprouvettes utilisées pour l'évaluation des performances de l'auto-dosimétrie.

Ces échantillons ont été analysés par le LARC du CEA de Cadarache. Après une mise en solution, une mesure par spectrométrie de masse par plasma à couplage inductif (ICP/MS) de la quantité de niobium présente dans l'acier ainsi que celle de molybdène a été effectuée. Cette dernière génère sous irradiation du ^{93}Mo décroissant naturellement vers ^{93m}Nb avec un rendement de 88% et $4\,000 \pm 800$ ans ($k=1$) de période de décroissance radioactive (voir figure 3.8). La séparation chimique du niobium des autres éléments constituant l'acier irradié est rendue nécessaire, l'inox émettant une variété de rayonnements pouvant interférer avec le rayonnement des X à 16 keV du ^{93m}Nb (voir figure 3.9). À la fin du processus de séparation, la quantité de ^{93m}Nb est mesurée par spectrométrie X.

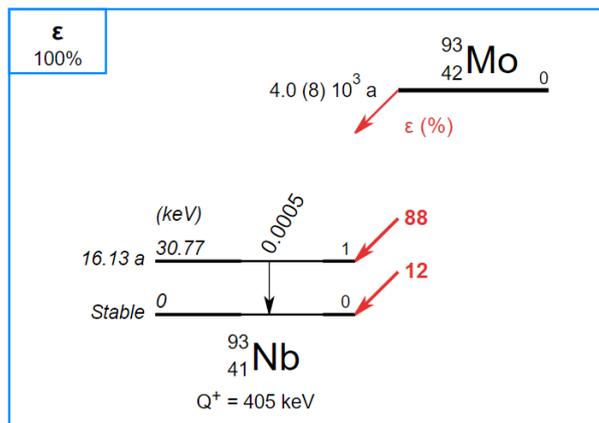


FIGURE 3.8 : Schéma de décroissance de ^{93}Mo [6].

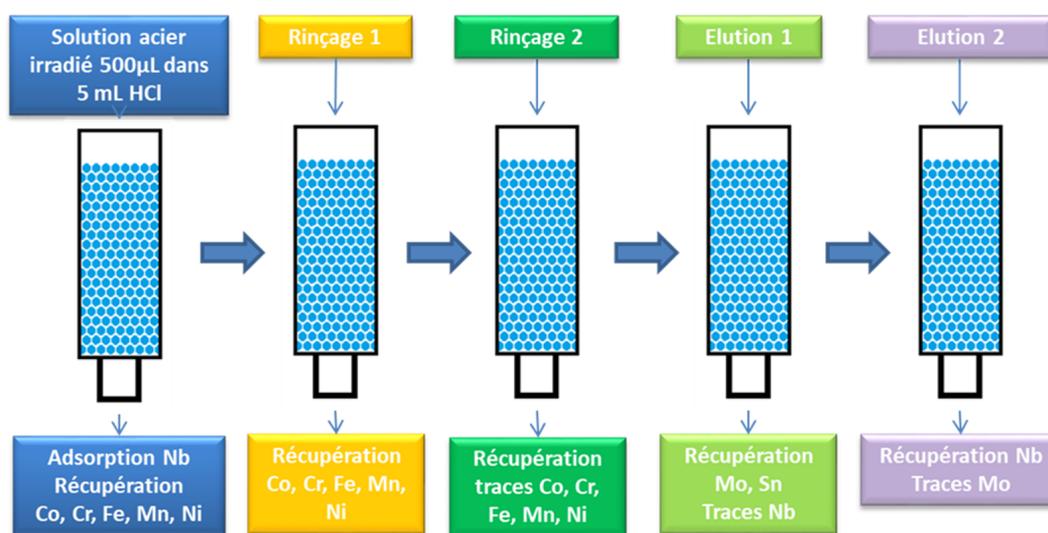


FIGURE 3.9 : Processus de séparation chromatographique des dissolution des prélèvements des éprouvettes.

Les principaux résultats obtenus par auto-dosimétrie sur le niobium sont :

- tous les aciers inox testés contiennent quelques dizaines de ppm de niobium, quantité suffisante pour être détectable ($\pm 5\%$ à $k=1$). Cette quantification a été validée sur un matériau de référence (inox avec 290 ppm de niobium) ;
- l'incertitude sur la mesure par auto-dosimétrie est plus faible qu'attendu, entre 2,3 et 6,7% ($k=1$) ;
- les écarts entre l'auto-dosimétrie sur les éprouvettes 308L et 309L et la dosimétrie classique sur des détecteurs niobium équipant l'irradiation vont de 0,4 à 1,4 écarts-types expérimentaux. Ces écarts sont faibles compte tenu de l'indépendance totale des deux méthodes.

La technique d'auto-dosimétrie développée dans cette action est donc validée sur plusieurs échantillons avec une incertitude comparable à celle obtenue sur des mesures de dosimétrie classique du niobium, méthode de référence utilisée depuis 25

ans dans la surveillance des cuves françaises. Les résultats obtenus sont par ailleurs cohérents avec une mesure similaire réalisée par le Paul Scherrer Institute en 1999 sur un BWR [80] (activité spécifique produite avec une incertitude de $\pm 6\%$ à $k=1$). Ces résultats vont être publiés dans le cadre de la conférence "International Symposium Contribution of Materials Investigations and Operating Experience to LWRs' Safety, Performance and Reliability" [75]. Les actions se poursuivent en interne afin d'étudier la possibilité d'utiliser le principe de l'auto-dosimétrie sur les enveloppes des capsules porte dosimètres pour les paliers ne disposant pas de dosimètres ^{93}Nb (CP0, CPY et la moitié du palier 1300).

3.2 Caractérisation de la masse fissile dans un colis de déchets

L'origine de la production de déchets nucléaires en France peut être divisée en 5 secteurs :

- le secteur électronucléaire qui comprend principalement les centres nucléaires de production d'électricité, les usines dédiées à la fabrication du combustible nucléaire et au retraitement du combustible nucléaire usé et au recyclage d'une partie des matières extraites de ce dernier,
- le secteur de la recherche qui comprend la recherche dans le domaine du nucléaire civil (notamment les activités de recherche du CEA), du médical, de la physique nucléaire et des particules, d'agronomie, de chimie, de biologie, etc,
- Le secteur de la défense qui comprend principalement de la force de dissuasion mais également les activités liées aux armées,
- le secteur médical qui comprend les activités diagnostiques et thérapeutiques (imagerie, radiothérapies, curiethérapie, etc.).

Les secteurs qui contribuent le plus à la production de déchets radioactifs en France sont les secteurs de l'électronucléaire 58,8 %, de la recherche 27,7 % et de la défense 9,4 % [48].

Les colis de déchets peuvent contenir :

- des déchets compactés (matières plastiques, métalliques, ...),
- des objets en vrac (gants, outils divers, bâches vinyles, ...),
- des boues diverses issues des traitements des effluents.

Il existe une très grande variété de colis de déchets en termes de dimension et de masse en fonction du producteurs et du type de déchets contenus. Un colis de déchets peut avoir un diamètre de 60 à 140 cm pour un volume de 200 l à 2.3 m³ et une masse de quelques dizaines de kilogrammes à plusieurs tonnes.

Catégorie de déchets radioactifs	Stock total à fin 2017	Stockés sur sites producteurs / détenteurs	Stockés dans les centres de l'ANDRA	Capacités des stockages existants
Haute activité	3 740	3 740	0*	0*
Moyenne activité - vie longue	42 800	42 800	0*	0*
Faible activité - vie longue	93 600	93 600	0*	0*
Faible ou moyenne activité -vie courte	938 000	85 400	853 000	1 530 000
Très faible activité	537 000	185 000	352 000	650 000
Déchets sans filière	1 770	1 770		
Total	1 620 000	+80 000		

TABLE 3.1 : Bilan et évolution des volumes (m³) de déchets déjà stockés ou destinés à être pris en charge par l'ANDRA [48]. *Ces déchets ne sont actuellement pas stockés : le stockage des déchets HA et MA-VL est actuellement en projet (Cigéo). Le stockage des déchets FA-VL est également à l'étude. Les déchets sans filière (DSF) sont destinés à intégrer l'une des six catégories après éventuellement traitement ou caractérisation.



FIGURE 3.10 : Fût métallique dans un conteneur en béton-fibres [47]

Dans le cadre de la sécurité dans les installations de traitement, de stockage provisoire et à long terme des déchets radioactifs mais également de la récupération des vieux déchets, la réglementation sur le transport des matières radioactives et surtout

la loi française sur la transparence et la sûreté nucléaire exigent une caractérisation approfondie des déchets radioactifs.

Avec le soutien de partenaires tels que l'ANDRA et ORANO, le CEA met en œuvre ou développe toute une gamme de méthodes de mesure non destructives et destructives permettant l'accès aux caractéristiques :

- physiques (densité, volume, forme, position des déchets et matrices d'enrobage, ténacité mécanique, fissuration, coefficient de diffusion, dégagement de gaz, puissance thermique, etc.),
- chimiques (composition élémentaire, présence de substances interdites comme les liquides les composés organiques, pulvérulent ou plombés ...),
- radiologiques (débit de dose, activité en alpha et beta, composition isotopique et masse de matière fissile, etc.).

Sur demande de l'ANDRA (Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs), des contrôles de second niveau, appelés Super Contrôles, sont menés sur certains colis de déchets destinés au stockage de surface. Le but de ces derniers est de vérifier que les colis de déchets respectent les critères d'acceptation du centre de stockage de l'Aube et du document d'agrément renseignés par les producteurs.

Ils existent deux grandes familles de méthodes non destructives [51] pour la caractérisation physique, élémentaire et radiologique :

- les mesures passives. On retrouve notamment la spectrométrie gamma, la tomographie d'émission, la mesure de neutrons issus de fission spontanée ou (α,n), l'autoradiographie et l'analyse des gaz,
- les mesures actives. On peut citer notamment la radiographie et la tomographie haute énergie, l'interrogation neutronique et photonique.

3.2.1 Tomographie d'émission neutronique pour l'évaluation de la masse fissile dans un colis de déchets

Les mesures neutroniques passives sont principalement utilisées pour des mesures sur des colis de volume intermédiaire (fût de 100-200 litres). Elles offrent une simplicité de mise en œuvre par rapport à la mesure active. En mesure neutronique passive, on quantifie un flux de neutrons issus du fût afin d'évaluer la masse de matière fissile présente dans ce dernier. Les neutrons détectés peuvent avoir deux origines :

- la matière fissile elle-même par le biais des neutrons émis par fission spontanée. Seuls les isotopes lourds et pairs possèdent cette particularité. On peut notamment citer : ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{252}Cf ou ^{244}Cm ,
- les neutrons peuvent également être produits lors de réactions (α,n) entre les particules α émises par les noyaux lourds et certains noyaux légers tels l'oxygène, le fluor, le bore, le béryllium, ...

Étant des particules électriquement neutres, les neutrons sont nécessairement détectés par des réactions intermédiaires qui conduisent à la production de particules chargées qui vont ioniser le milieu détecteur. Cette ionisation du milieu détecteur conduit à la production de paires électrons/cations, qui grâce à l'application d'un

champ électrique, vont pouvoir être collectées par des électrodes, donnant ainsi naissance à un courant électrique. Celui-ci est ensuite amplifié puis traité dans une chaîne d'acquisition pour obtenir un signal sous la forme d'impulsions. Ces dernières sont comptabilisées pour obtenir un taux de comptage mesuré, apportant une indication du nombre d'événements (interaction d'une particule dans le milieu détecteur) par unité de temps ayant eu lieu.

On distingue deux méthodes de mesures :

- Le comptage total. Dans ce cas, le détecteur compte tous les neutrons émis par chaque terme source du colis de déchet, qu'ils proviennent d'une fission spontanée ou d'une autre réaction (α, n) par exemple. Cette mesure permet donc de réaliser l'évaluation de l'émission neutronique totale du fût. Cependant, il est impossible de connaître l'origine du neutron émis. Cependant à l'aide d'une phase d'étalonnage, il est possible de quantifier la masse de matière fissile. Pour cela, on peut utiliser la relation suivante,

$$m_{fissile} = \frac{Signal_{utile}}{CE} \quad (3.1)$$

avec $m_{fissile}$ la masse de matière fissile (en g), $Signal_{utile}$ le taux de comptage (coups.s⁻¹), CE le coefficient d'étalonnage (en coups.s⁻¹.g⁻¹).

- Le comptage des coïncidences "réelles". Au contraire des réactions (α, n) qui n'émettent qu'un neutron par réaction, les fissions spontanées vont émettre jusqu'à 8 neutrons corrélés. L'objectif de cette méthode de comptage est donc d'évaluer le nombre de fissions spontanées issues de l'objet pendant la durée d'une mesure. Pour cela, on utilise un mode de comptage qui permet de réaliser une discrimination temporelle entre les neutrons issus des réactions de type (α, n) et ceux qui sont issus des réactions de fissions spontanées. Pour chaque neutron détecté, une fenêtre temporelle est ouverte. L'intervalle de temps entre chaque neutron initiateur et un neutron compté dans la fenêtre temporelle est mesuré. Par conséquent, il est possible de créer un histogramme qui donne la répartition des intervalles de temps. On exploite ensuite la courbe dite Rossi-alpha. Cette méthode nécessite également une phase d'étalonnage réalisée avec des sources représentatives de la matière et des matrices présentes dans le fût.

L'incertitude associée à la masse des matières nucléaires est fortement influencée par l'effet de matrice et la distribution du terme source. En effet, lors des mesures d'étalonnage, le coefficient est bien souvent établi pour différents types de matrices (principalement définies de façon à être proches des matrices de déchets à caractériser) et pour une répartition homogène de la matière fissile. Cependant, la présence d'amas s'avère plus que plausible dans un fût de déchets. Ce terme source peut être positionné de manière aléatoire dans tout le volume du fût de déchet. Par conséquent, cela peut induire une augmentation significative de l'incertitude sur le résultat de la mesure. Pour identifier ces amas, on peut utiliser la tomographie d'émission gamma. Mais elle est limitée aux seuls cas des noyaux émetteurs gamma. De plus, l'énergie de ces gammas doit être suffisamment élevée pour ne pas être trop atténuée par la matrice (cas d'une matrice métallique par exemple). L'utilisation de la tomographie d'émission neutronique est donc une alternative.

3.2.2 Les détecteurs de neutrons

On peut considérer qu'il existe deux grandes familles de détecteurs neutroniques :

- les détecteurs à remplissage gazeux,
- les scintillateurs.

90 % des postes de mesure neutronique utilisés pour l'analyse des déchets radioactifs sont équipés de compteurs ^3He . Les compteurs à ^3He sont donc les plus utilisés dans tous les domaines pour la détection des neutrons, or actuellement, la seule demande en ^3He des États-Unis dépasse la production mondiale. Le prix de ces détecteurs a beaucoup augmenté (de l'ordre d'un facteur 10 en 15 ans) et il est maintenant primordial d'étudier une alternative à ce type de compteur. Des recherches sont menées sur plusieurs technologies pour la détection de neutrons. Les compteurs à dépôt de bore, les détecteurs mixtes (bore/ ^3He), les scintillateurs plastiques représentent les principales alternatives aux compteurs à ^3He .

Dans le cas de mon travail sur cette thématique, j'ai travaillé uniquement avec des détecteurs à dépôt de bore. Ces détecteurs, appelé panneau d'imagerie BCS (Boron Coated Straw) sont fabriqués par la société Proportional Technologies. Le panneau d'imagerie BCS est composé de sept tubes de 1", chacun contenant 7 pailles, comme illustré sur la figure 3.11. Chaque paille a un diamètre de 7,5 mm et une longueur active de 1 m, et est recouverte à l'intérieur de carbure de bore enrichi en ^{10}B . La surface supplémentaire sensible au ^{10}B offerte par les paillettes permet d'atteindre une plus grande efficacité de détection des neutrons. Chaque détecteur est segmenté de manière à fournir une information sur l'emplacement de l'interaction neutronique (avec une résolution centimétrique). Cette information est obtenue en appliquant la relation entre la position axiale (appelée coordonnée z dans la suite du document) et le rapport entre les hauteurs d'impulsion mesurées par les amplificateurs supérieur et inférieur. La figure 3.11 présente une vue d'ensemble du panneau d'imagerie du BCS.

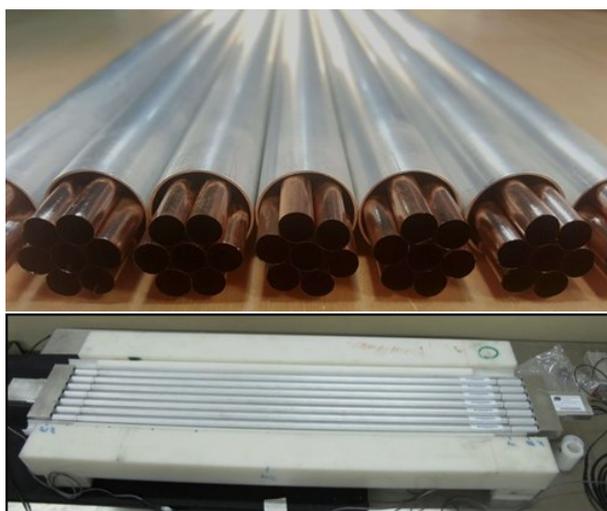


FIGURE 3.11 : En haut, une image de l'intérieur d'un panneau BCS. En bas, l'image du panneau BCS tel qu'utilisé. A chaque extrémité du panneau, on distingue les systèmes électroniques de lecture du signal permettant la localisation de l'interaction neutronique [46].

3.2.3 Mise en œuvre de la tomographie d'émission neutronique

L'objectif est de reconstruire une image à trois dimensions de la ou des sources de neutrons présentes dans un fût de déchet. Le principe est illustré par le schéma de la figure 3.12. Une projection brute, composée de 7 (un par tube du panneau BCS) * 100 pixels (1 pixel par cm, donc 100 pixels pour 1 m), est acquise tous les 30° sur un tour complet.

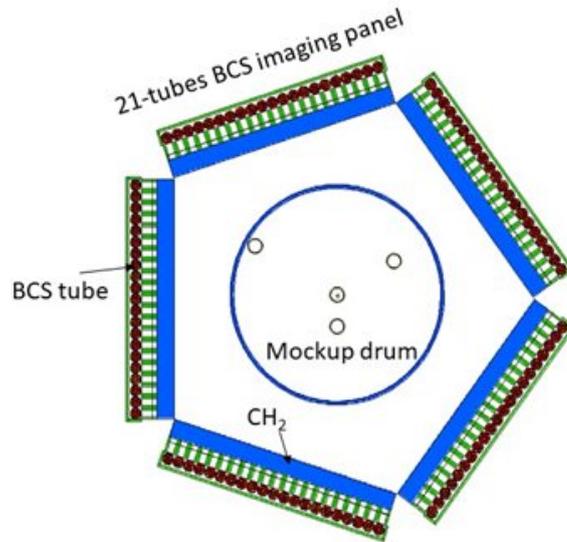


FIGURE 3.12 : Schéma d'illustration de la tomographie d'émission neutronique à l'aide de panneau BCS [46].

Les premières projections brutes obtenues ont montré une très faible résolution spatiale. Nous avons donc choisi d'améliorer la qualité de l'image par déconvolution afin :

- d'augmenter la résolution spatiale,
- d'optimiser l'information utile, c'est-à-dire maximiser le rapport signal/bruit.

L'information sur le flou est généralement donnée sous la forme d'une fonction d'étalement du point (PSF). Une PSF est une image qui décrit la réponse d'un système d'imagerie à un objet ponctuel. Une PSF théorique peut être obtenue par calcul (simulation MCNP avec un modèle numérique qualifié) ou par des mesures expérimentales (voir section IV.C). Le principal avantage de cette approche est que la PSF obtenue est exempt de bruit.

La projection brute h est le résultat de la convolution de l'image originale f par la réponse impulsionnelle du détecteur : dans ce cas, elle correspond à la fonction d'étalement du point (appelée fonction PSF), comme suit :

$$h = f \otimes PSF \quad (3.2)$$

où \otimes désigne le produit de convolution. La fonction d'étalement du point (Point Spread Function PSF) décrit la réponse d'un système d'imagerie à un objet ponctuel. Une PSF théorique peut être obtenue par calcul (simulation MCNP avec un

modèle numérique qualifié) ou par des mesures expérimentales. La déconvolution vise donc à déterminer l'image originale f , connaissant l'image brute mesurée h et la fonction PSF. Les algorithmes de déconvolution d'images peuvent être classés en deux catégories :

- les méthodes de filtrage spectral,
- les méthodes itératives.

Parmi les méthodes itératives, nous avons appliqué l'algorithme de Richardson-Lucy pour effectuer la déconvolution de nos images brutes via l'utilisation du logiciel ImageJ [62] qui permet d'importer les images et de les traiter simplement. La déconvolution de Richardson-Lucy [42] est une méthode itérative particulièrement simple et utile pour améliorer les images d'un système de mesure linéaire avec un bruit Poissonien. C'est donc une méthode parfaitement adaptée à notre système d'acquisition (voir figure 3.13). Une fois les projections déconvoluées, nous avons utilisé une simple rétroprojection avec le code RTK [57] pour obtenir une reconstruction en trois dimensions (voir figure 3.13).

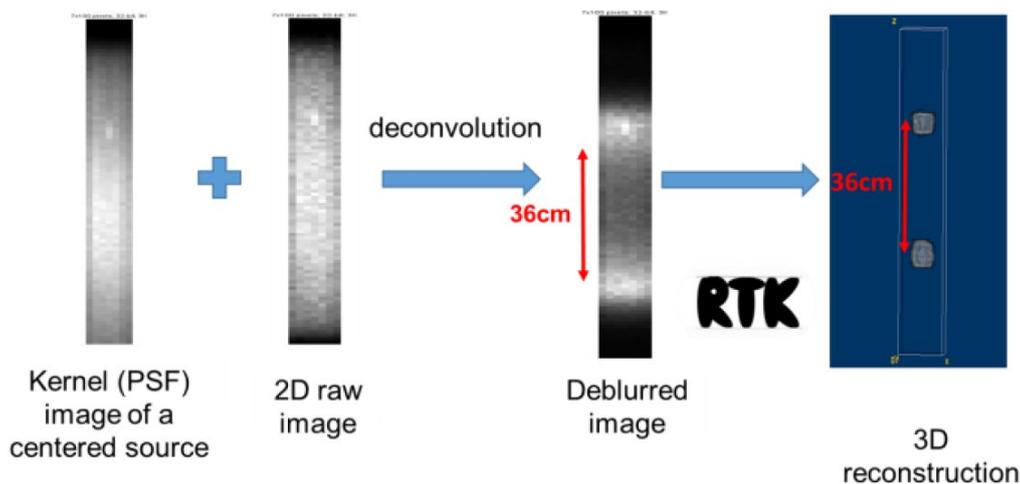


FIGURE 3.13 : Principales étapes de la reconstruction. De gauche à droite, image 2D du noyau d'une source centrée de ^{252}Cf utilisée pour l'algorithme de déconvolution de Richardson-Lucy, projection brute obtenue après 120 min d'acquisition, image déconvoluée, reconstruction 3D finale montrant les deux sources séparées de 36 cm. [46]

Ce travail est une première approche pour reconstruire une distribution spatiale simple des sources neutroniques [46]. Les développements se poursuivent afin de démontrer les performances de ce système pour des configurations plus complexes (effet de matrice par exemple).

3.3 Évaluation du spectre photonique d'un accélérateur d'électrons

Dans cette section, je vais aborder la thématique de l'évaluation du spectre photonique d'un accélérateur d'électron. Dans un premier temps, j'identifie les besoins puis j'expose les travaux que j'ai entrepris et actuellement en cours dans ce domaine.

3.3.1 Besoins

Interrogation photonique active

La gestion des déchets radioactifs (transport, stockage intermédiaire et stockage définitif) nécessite une caractérisation précise de leur contenu en matière nucléaire. Parmi les nombreuses méthodes non destructives qui ont été étudiées pour répondre à cette caractérisation, les méthodes d'interrogation active sont nécessaires pour les colis volumineux et denses, tels que les fûts en béton (voir paragraphe 3.2). Plus précisément, l'interrogation active par photons (API), basée sur la détection des rayons gamma retardés émis par les produits de fission induits par des photons de haute énergie, a le potentiel d'évaluer la masse de matière nucléaire présente dans un colis, et éventuellement de distinguer les isotopes fertiles et fissiles (par exemple ^{238}U et ^{235}U , respectivement) en utilisant un signal de discrimination basé sur leurs rayons gamma retardés. La détection des rayons gamma retardés à l'aide d'un détecteur de type germanium de haute pureté (HPGe) permet de mesurer les rendements de production des produits de fission avec une précision inférieure à 5%, ce qui permet de différencier les isotopes les uns des autres. Dans ce cas, on comprend que la précision de la quantification de la matière par cette méthode est dépendante de la connaissance fine du spectre photonique interrogateur.

Imagerie haute énergie

Dans le domaine de l'imagerie haute énergie également, la connaissance du spectre photonique incident est primordiale. Nous pouvons notamment citer les cas classiques suivants :

- la correction du durcissement de spectre,
- la correction du rayonnement diffusé,
- la tomographie multi-énergie.

Si les accélérateurs linéaires d'électrons avec section accélératrice sont massivement utilisés et fiabilisés, depuis plusieurs décennies, pour la génération de photons de haute énergie dans la domaine notamment de la radiothérapie et de l'imagerie 2D/3D, il en va autrement des nouvelles type sources laser-plasma. Cette technologie émergente va nécessiter pour sa mise au point la caractérisation spectrale pour des photons émis mais également la stabilité de ce spectre. Dans ce cadre, je participe à un projet européen. Le projet européen MULTISCAN-3D¹ du programme H2020 Security, qui a débuté en septembre 2021 pour une durée de 42 mois, regroupe 18 partenaires de 9 pays différents avec pour objectif d'étudier de nouvelles sources laser-plasma de rayonnements X et neutroniques [13] et leur application à l'inspection non intrusive des conteneurs maritimes pour détecter des menaces terroristes NRBCE². Ce projet vise à utiliser l'interaction laser-plasma pour :

- d'une part, le faisceau de rayons X qui sera produit par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung sur une cible de tungstène) des électrons générés et accélérés par la source laser-plasma.

¹<https://cordis.europa.eu/project/id/101020100/fr>

²Nucléaires, Radiologiques, Bactériologiques, Chimiques et Explosifs

- d'autre part, la production de neutrons qui sera étudiée avec un système de double cible (pitcher-catcher) : les ions (protons, deutérium ...) créés et accélérés dans la première génèrent des neutrons dans la seconde par réactions (p,n) ou de fusion (DD).

Dans ce cadre, je travaille avec le Laboratoire de Mesures Nucléaires (LMN) sur le développement de méthodes pour :

- la caractérisation initiale du faisceau de photons,
- la caractérisation en ligne du faisceau de photons.

En effet, la maîtrise de la stabilité de l'interaction laser-plasma pour la génération d'un faisceau de photons de haute énergie (jusqu'à 9 MeV et pas plus pour des raisons de radioprotection) avec un débit de dose élevée constitue un verrou technologique. Le monitoring en ligne du spectre photonique permet de rendre compte de cette stabilité.

3.3.2 Développement d'une méthode d'estimation du spectre photonique par mesures d'atténuation

La mesure directe du spectre des photons issue des accélérateurs d'électrons de haute énergie (accélérateur linéaire classique ou source laser-plasma) est difficile à mettre en œuvre de par le caractère pulsé du mode de génération du faisceau d'électrons. Pour l'accélérateur SATURNE utilisé par le LMN, la largeur de l'impulsion électronique est de seulement 5 μ s, laps de temps pendant lequel le flux de photons produits est très élevé. Un spectromètre classique placé directement dans le faisceau de sortie sature pendant l'impulsion ce qui rend impossible la mesure directe. Par conséquent, pour caractériser le spectre photonique des accélérateurs à haute énergie, de nombreuses méthodes indirectes ont été développées.

Une première méthode indirecte repose sur l'utilisation d'une simulation de type Monte-Carlo pour déterminer le spectre d'énergie photonique de l'accélérateur associé ou non à un protocole expérimental de validation de la simulation. Néanmoins, cette méthode nécessite une connaissance précise des caractéristiques de l'accélérateur, notamment le spectre en énergie du faisceau d'électrons incident à la cible, qui est difficile à évaluer avec précision de manière expérimentale ou numérique.

Une deuxième méthode indirecte est basée sur un protocole expérimental reposant sur l'analyse du spectre d'énergie des photons diffusés par effet Compton [41]. Les photons émis par l'accélérateur interagissent par diffusion Compton dans un objet diffusant parfaitement connu. La mesure du spectre Compton à un angle de diffusion spécifique peut être reliée indirectement du spectre incident. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite un montage expérimental complexe. En effet, un blindage massif est nécessaire afin d'éviter la saturation du détecteur et la perte de résolution qui en découle. Une autre méthode expérimentale, basée sur la photo-activation, se base sur la section efficace des réactions photonucléaires de différents matériaux en fonction de l'énergie et des radio-isotopes produits par ces réactions [18]. Des cibles de différents matériaux, avec des sections efficaces photonucléaires bien connues, sont irradiées. Le spectre émis par activation est ensuite analysé. Cette méthode nécessite un grand nombre d'écrans de composition connues, avec des sections efficaces également bien connue. De plus, les réactions

utilisées ne couvrent pas toute la largeur du spectre utile. La méthode indirecte la plus simple d'un point de vue expérimental est la méthode d'estimation du spectre à partir de mesures de transmission. Elle consiste à mesurer le débit de dose à travers une série d'écrans atténuateurs constitués de matériaux connus et à construire une courbe de transmission [3] [44]. Avec cette courbe et des coefficients d'atténuation dépendant de l'énergie pour le matériau utilisé, le spectre d'énergie peut être estimé à l'aide de modèles inverses. Les mesures d'atténuation peuvent être mises en place facilement et avec précision en utilisant une chambre d'ionisation de faible volume ainsi qu'une série d'écrans appropriés. De plus, l'estimation du spectre à partir des mesures de transmission nécessite l'utilisation d'un modèle mathématique inverse adapté. C'est pour ces raisons que l'estimation du spectre à partir des mesures de transmission simple a été choisie dans un premier temps.

Modélisation numérique

La transmission relative $T(x_i)$, à l'épaisseur de l'atténuateur x_i , peut être exprimée par la relation suivante :

$$T(x_i) = \frac{S(x_i)}{S(x_0)} \quad (3.3)$$

avec $S(x_i)$ le signal de la chambre d'ionisation à l'épaisseur de l'atténuateur x_i et $S(x_0)$ le signal de la chambre d'ionisation sans écran atténuant. Si le spectre des photons est partitionné en m canaux d'énergie discrets E_j , alors il peut être possible de retrouver le spectre d'énergie des photons, $\Phi(E_j)$, par exemple via un processus inverse, à partir des mesures de transmission, avec l'équation suivante :

$$T(x_i) = \frac{\sum_{j=1}^m R(E_j)\Phi(E_j) \exp(-\mu(E_j)x_i)}{\sum_{j=1}^m R(E_j)\Phi(E_j)} \quad (3.4)$$

avec $\Phi(E_j)$ le nombre de photons émis dans le canal d'énergie E_j , $R(E_j)$ la fonction de conversion flux-dose du détecteur pour l'énergie E_j , $\mu(E_j)$ le coefficient d'atténuation linéique à l'énergie E_j . Nous avons sélectionné deux méthodes d'estimation du spectre :

- modèle discret,
- modèle continu.

Les modèles discrets sont les plus utilisés dans la littérature [3]. Le spectre recherché est initialisé via une fonction donnée (souvent de forme triangulaire) qui est ensuite corrigée par un processus itératif afin de minimiser une fonction de coût additionnant les écarts quadratiques entre la courbe de transmission expérimentale et la transmission du spectre calculé. Les modèles continus [40] sont basés sur des équations mathématiques et sur le fait que les différents spectres de photons obtenus à partir d'accélérateurs linéaires d'électrons ont toujours une forme similaire (spectre de Bremsstrahlung), où seules l'énergie du pic de flux et la largeur du spectre varient. Le flux de photons augmente initialement de façon monotone avec l'énergie jusqu'à un maximum (pic de flux), puis diminue de façon monotone jusqu'à l'énergie maximale des photons égale à l'énergie maximale des électrons.

Certains travaux [40] ont proposé l'utilisation d'un modèle continu utilisant une fonction de type lognormale. Ensuite, le spectre peut être estimé à partir de l'équation suivante :

$$\Phi(E_j) = \exp \left[-\frac{(\ln(E_j) - \mu_{lgn})^2}{2\sigma_{lgn}^2} \right] \quad (3.5)$$

qui est fonction uniquement de deux paramètres μ_{lgn} et σ_{lgn} . Le spectre d'énergie ainsi modélisé est utilisé pour calculer la courbe de transmission correspondante (equation 3.4) à travers les épaisseurs d'écran d'atténuation et est ensuite comparé à la courbe de transmission expérimentale. À l'aide d'un algorithme de minimisation, on estime uniquement les deux coefficients μ_{lgn} et σ_{lgn} pour obtenir l'ensemble du spectre.

Avantages et inconvénient des deux approches

Le modèle discret nécessite une hypothèse sur la forme initiale du spectre, basée sur la connaissance du pic de flux et de l'énergie maximale des photons, qui peut fortement influencer le résultat. En effet, les accélérateurs utilisés dans la littérature (notamment dans le domaine médical) sont standard et très bien caractérisés. L'énergie maximale des photons ainsi que l'énergie du pic de flux sont connues. Par exemple, dans la thèse d'Orman Zaid Assatel [3], l'initialisation se fait avec une distribution triangulaire qui nécessite de fixer le pic d'énergie de cette fonction correspondant au pic d'énergie du spectre d'énergie recherché. Puisque dans ce cas l'énergie du pic de flux est connue, l'énergie du pic de la fonction triangulaire peut être fixée et une condition de monotonie peut être ajoutée pour contraindre le spectre à être strictement croissant avant ce pic et strictement décroissant après ce pic. De cette façon, le pic d'énergie du flux et l'énergie maximale des photons sont fixés dès l'initialisation du spectre et ne changeront pas pendant le processus d'estimation du spectre. Si l'on utilise un modèle sans cette condition de monotonie, on donne alors trop de liberté dans l'estimation du spectre et cela peut conduire à des spectres estimés dont la forme n'a pas de sens physique. Cependant, lorsqu'il est initialisé avec une fonction proche du spectre à estimer, ce modèle donne de très bons résultats grâce à un ajustement canal par canal.

Avec le modèle continu, l'initialisation du spectre avec une fonction lognormale évite les hypothèses sur l'énergie du pic de flux et permet d'obtenir des spectres réalistes et proches des spectres de référence simulés. Cependant, cette approche impose une forme de distribution lognormale. Le modèle continu donne donc une première idée de la forme générale du spectre sans hypothèse préalable. Il donne de bons résultats aux basses énergies et fournit l'énergie du pic de flux du spectre de photons.

Approche proposée

Au vu des inconvénients et avantages des deux modèles, nous avons donc choisi d'utiliser, dans le cadre de la thèse de Maeva Maulin, une combinaison des deux approches. Le modèle continu est exécuté en premier afin d'avoir une première forme du spectre et l'énergie de son pic de flux. Le modèle discret est ensuite initialisé avec le spectre estimé via le modèle continu (au lieu de la fonction triangulaire). La condition de monotonie avant et après le pic de flux est conservée.

L'épaisseur de la cible Bremsstrahlung de l'accélérateur SATURNE du LMN étant très bien caractérisée (5 mm), elle permet une première estimation de l'énergie maximale des photons en fonction de la dose mesurée à partir de simulations de calibration Monte-Carlo où les électrons sont monoénergétiques. L'énergie de ces derniers n'étant pas connue avec précision, elle ne peut pas être fixée mais variera aléatoirement au cours des différentes itérations dans une plage limitée par rapport à l'estimation initiale (environ ± 2 MeV, soit 8 canaux de 0,43 MeV dans notre cas). En outre, l'énergie de pic trouvée avec le modèle continu variera également dans une petite plage autour de la valeur initiale (environ $\pm 0,5$ MeV ou 2 canaux de 0,43 MeV).

La construction de la courbe de transmission nécessite l'utilisation de différentes épaisseurs d'écran atténuateur. Le choix de l'écran atténuateur peut être fait sur la base de ses coefficients d'atténuation linéaire. La variation du coefficient d'atténuation linéaire du matériau choisi doit être monotone sur la gamme d'énergie du spectre d'intérêt afin d'éviter que deux énergies aient la même valeur de coefficient d'atténuation linéaire. Dans notre cas, l'écran atténuateur choisi est un alliage d'aluminium 5754. En effet, son coefficient d'atténuation linéaire est monotone sur la gamme d'énergie de l'accélérateur (jusqu'à 17 MeV) et il est peu coûteux donc facilement disponible en quantité. De plus, sa densité de $2,68 \text{ g.cm}^{-3}$ limite l'épaisseur totale requise. Il faut environ 60 cm pour obtenir 1% de transmission à 15 MeV au lieu de 150 cm de PMMA (Polyméthacrylate de méthyle) par exemple.

Expérimentalement, le détecteur utilisé pour les mesures de dose est une chambre d'ionisation de petit volume ($0,125 \text{ cm}^3$) de la marque PTW (type 31010)³. La réponse de cette chambre d'ionisation est déterminée par des simulations avec MCNP6.1 où, pour chaque énergie photonique incidente, l'énergie moyenne déposée est calculée. Cette réponse de la chambre d'ionisation, représentée sur la figure 3.14, est utilisée dans nos algorithmes.

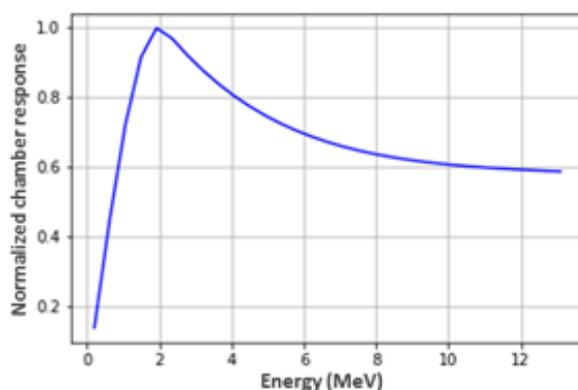


FIGURE 3.14 : Courbe de réponse $R(E_j)$ de la chambre d'ionisation en fonction de l'énergie des photons obtenue avec MCNP 6.1.

Une étude de sensibilité de la méthode vis à vis de l'incertitude de mesure de la chambre d'ionisation a montré que la méthode était robuste jusqu'à une incertitude relative de mesure de 2%. Les mesures de doses sont donc réalisées avec du matériel étalonné par le LNHB et en moyennant à chaque fois 10 mesures. Notre méthode combinant une approche continue et discrète est exécutée 5000 fois pour obtenir

³<https://www.ptwdosimetry.com/en/products/semiflex-ionization-chamber-31010/>

5000 spectres. Ces derniers sont triés en fonction de leur fonction de coût afin de ne retenir que les 10 % (c'est-à-dire 500 spectres) présentant la meilleure convergence. Le spectre final est donc la moyenne de ces 500 meilleurs spectres.

Résultats

La figure 3.15 illustre le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour l'estimation du spectre issu de l'accélérateur SATURNE du LMN dans la fosse CINPHONIE.

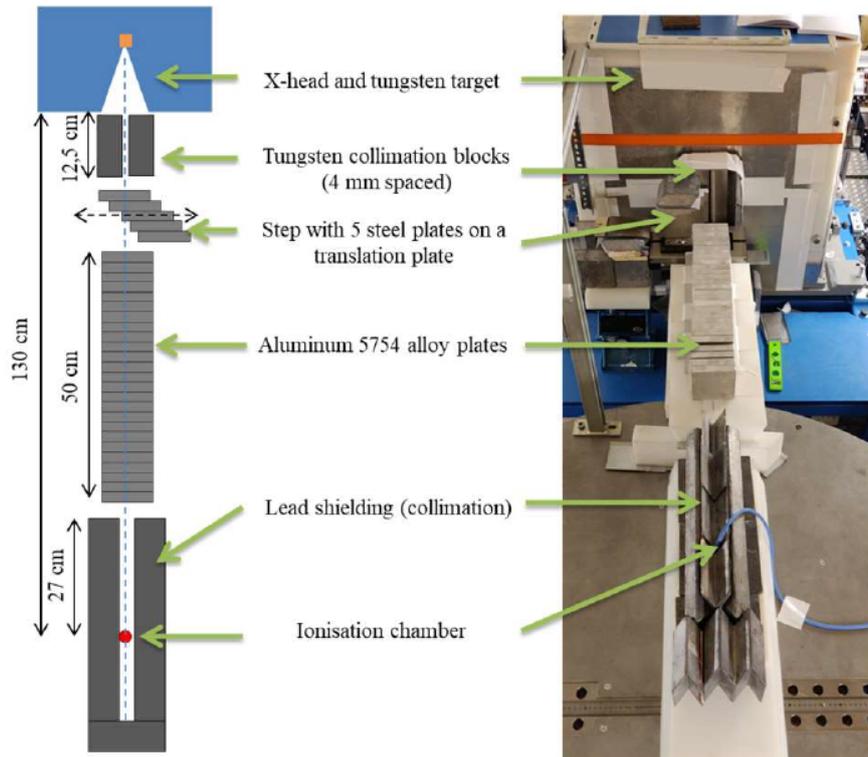


FIGURE 3.15 : Dispositif expérimental utilisé pour l'estimation du spectre de l'accélérateur SATURNE.

À l'aide de 25 plaques d'épaisseurs 2 cm en aluminium 5754, nous avons pu construire la courbe de transmission en appliquant l'équation 3.4. La figure 3.16 illustre les résultats que nous avons obtenu.

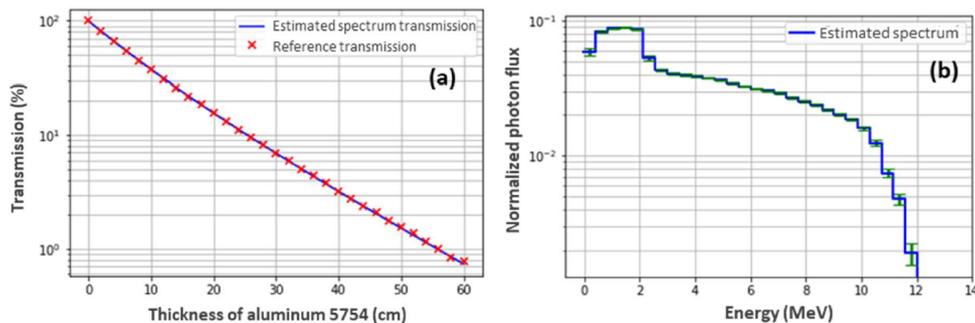


FIGURE 3.16 : À gauche, la courbe de transmission expérimentale et simulée à partir du spectre estimé via l'approche que nous avons proposée. À droite, le spectre photonique obtenue.

Poursuite des développements dans le cadre du projet Multiscan 3D

La méthode qui a été développée repose pour partie sur une approche inverse discrète où chaque canal en énergie est ajusté par un processus de minimisation stochastique locale. Une autre approche pourrait être envisagée. Elle repose sur l'utilisation du code CALMAR [32] développé par le laboratoire LDCI dans lequel je travaille actuellement. CALMAR est une bibliothèque d'ajustement développée initialement pour l'estimation des spectres neutroniques. Ce code effectue l'ajustement simultané de la forme et du niveau d'un spectre initial à partir des taux de réaction mesurés des dosimètres d'activation par une minimisation d'un produit matriciel. CALMAR est écrit en C++ en utilisant l'outil d'analyse de données ROOT. L'utilisation du code est très flexible : autonome, à l'intérieur d'un code C++, ou piloté par des scripts. En effet, le problème d'estimation de spectre peut être mis sous la forme d'un produit matriciel.

$$X = A * B \tag{3.6}$$

Des travaux vont être menés sur ce point dans le cadre du projet européen Multiscan3D dans lequel je suis impliqué avec le LMN.

Si la méthode développée dans le cadre des travaux de thèse de Maeva Maulin est facilement déployable pour une utilisation de caractérisation ponctuelle du spectre. Cette méthode n'est pas envisageable dans le cas du monitoring de faisceau en ligne. Pour cela, nous avons proposé le développement d'un système dédié.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, j'ai travaillé sur l'utilisation d'un scintillateur ou un semi-conducteur sur la tranche pour obtenir un profil en 1D en sommant les contributions sur toute la profondeur du scintillateur ou du semi-conducteur. Cependant, il peut être intéressant d'analyser le signal sur toute la profondeur d'atténuation. La figure 3.17 présente les profils des dépôts d'énergie simulés pour des spectres incidents monochromatiques de 300 keV, 1 MeV et 6 MeV et pour un spectre polychromatique de 9 MeV correspondant au premier cas de la figure 3.18.

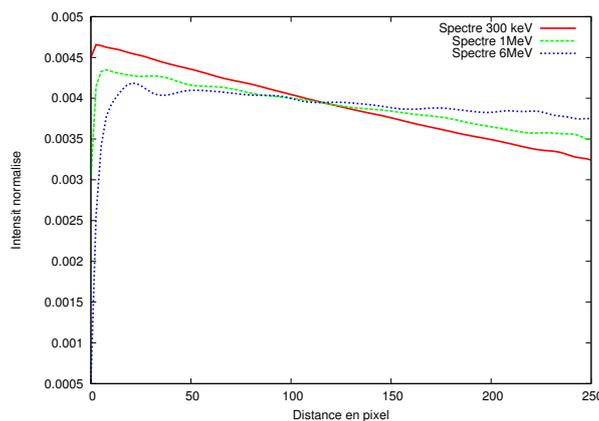


FIGURE 3.17 : Exemple d'un profil de dose déposée dans le silicium (épaisseur 100 μm) pour un spectre monochromatique de 300 keV, 1 MeV et 6 MeV.

Il apparaît donc possible, via un processus d'optimisation au sens des moindres carrés par exemple, de décomposer le profil de l'énergie déposée issue du spectre de 9 MeV polychromatique en une somme pondérée des profils d'énergie déposée pour des spectres incidents de 300 keV, 1 MeV et 6 MeV comme le montre la figure 3.18.

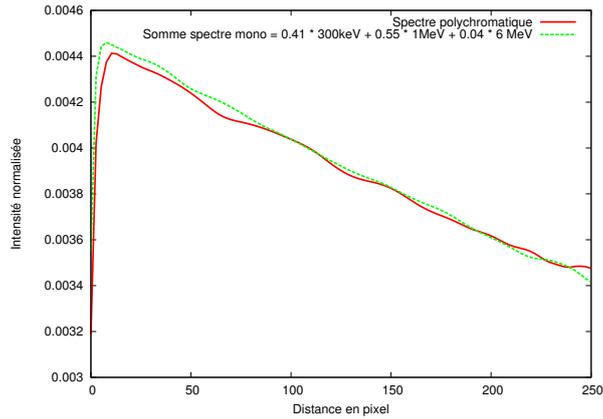


FIGURE 3.18 : Le profil d'énergie déposée pour un spectre polychromatique de 9 MeV est décomposée en une somme pondérée des profils obtenus à 300 keV, 1 MeV et 6 MeV.

La figure 3.19 représente le spectre 9 MeV polychromatique de l'énergie déposée et sa décomposition sur trois canaux monochromatiques (300 keV, 1 MeV et 6 MeV).

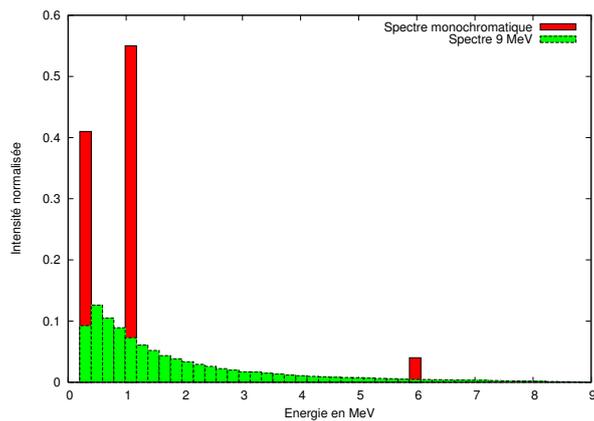


FIGURE 3.19 : Spectre polychromatique 9 MeV de l'énergie déposée et sa décomposition sur trois canaux 300 keV, 1 MeV et 6 MeV.

Un système de scintillateur irradié sur la tranche et filmé par le dessus est facilement concevable. Un traitement du signal tel que proposé peut être optimisé pour être réalisé dans des temps courts compatibles avec l'objectif de monitoring du faisceau en ligne. Cette technologie a été proposée dans le projet H2020 Multiscan 3D, il fait l'objet de développement par un CDD que je co-encadre avec les collègues du LMN.

Conclusions et perspectives

Ce travail s'inscrit dans la suite de mes travaux de thèse et dans mon parcours personnel et professionnel (voir annexe A page I). Dans le chapitre 1, je présente le travail que j'ai pu mener dans le domaine de la radiographie numérique du CND industriel. J'aborde notamment la transition argentique/numérique mais également les problématiques des simulations associées au travers de mon expérience au sein de Framatome puis du CEA-DRT-LIST via notamment les développements de la plateforme de simulation CIVA. Dans le chapitre 2, j'expose ma contribution dans le domaine de l'optimisation des performances de l'imagerie 2D/3D par rayons X qui mêle à la fois des choix technologiques mais également algorithmiques avec le recours notamment au machine learning. Enfin dans le chapitre 3, j'aborde mes travaux de recherche les plus récents à propos du développement de méthodes de mesures photonique et neutronique. Cet essai de synthèse établi à un temps donné s'inscrit également dans une perspective de continuité et de cohérence de mon travail au CEA.

Si l'électricité représentait 20 % de la consommation d'énergie globale en 2020, elle devait représenter 50% en 2050 selon le rapport de l'Agence Internationale de l'Énergie si l'on veut donner au monde une chance de limiter la hausse de la température mondiale à 1,5°C⁴. Ce rapport révèle que même si la part du nucléaire est réduite à 10% de la consommation totale d'énergie en 2050, il faudra produire deux fois plus d'énergie nucléaire qu'en 2020. À cette même échéance de mi-siècle, la prévision de voir 70% de l'énergie électrique produite par le photovoltaïque et le solaire nécessitera des profondes modifications pour la filière du nucléaire pour une convergence réussie. Nous pouvons citer notamment :

- la cogénération d'électricité et de chaleur⁵,
- la production d'hydrogène,
- le suivi de la charge de production d'énergie,
- le recyclage des matières.

Pour cela, une partie des actions de R&D du CEA s'inscrit dans le soutien au parc nucléaire actuel pour sa performance et sa sûreté (notamment extension de la durée de vie du parc) :

- appui aux industriels pour le déploiement des EPR (réacteurs de troisième génération),

⁴<https://www.iea.org/reports/net-zero-by-2050>

⁵Arthur Clerjon, ingénieur-chercheur à l'I-Tésé, l'institut de recherche et d'étude en économie de l'énergie du CEA <https://www.cea.fr/presse/Pages/actualites-communiques/energies/decarboner-la-production-de-chaleur-en-france.aspx>

CONCLUSIONS

- soutien aux installations du cycle (de l'extraction jusqu'à la conversion, retraitement, conditionnement des déchets),
- nouveaux combustibles (combustibles flexibles et plus résilients aux accidents),
- installations expérimentales existantes et aux nouvelles plateformes (tenue au séisme (TAMARIS) et accidents graves (Plinius-2))⁶

mais aussi pour le nucléaire de demain :

- SMR NUWARD (Centrale de 340 MWe avec 2 réacteurs indépendants de 170 MWe chacun),
- SMR non électrogènes et couplés (systèmes multi-vecteurs électricité, chaleur, H₂ ...),
- Génération 4 et AMR (Maintien de l'option RNR sodium, études prospectives de réacteurs à sels fondus).

C'est dans ce plan de R&D ambitieux que je souhaiterais inscrire la suite de mon parcours scientifique notamment dans le domaine de l'instrumentation et le contrôle non destructif par rayonnement ionisant. Je peux citer plusieurs applications possibles dont certaines sont en cours de montage :

- **reconstruction de l'image de phase (voir chapitre 2)**. Dans son travail de thèse [63] et dans l'article [64], Adrien Stolidi a montré les possibilités de l'imagerie de phase avec une grille d'interférence par analyse des gradients. Il a pu également concevoir un schéma de simulation de l'imagerie de phase dans le logiciel CIVA. Il me semble pertinent d'exploiter ces travaux en simulation en utilisant les possibilités qu'offrent le machine learning comme le propose [49] [56].
- **développement d'une méthode générique pour l'estimation du spectre de fluence à partir des mesures de l'activation de dosimètres**. Cette thématique est une des activités natives du LDCI et fait partie intégrante de mon travail de chargé du programme de dosimétrie en réacteur. Les schémas de calcul pour l'estimation du spectre neutronique sont très dépendants de l'expérience (programme de surveillance des cuves EDF, irradiations d'éprouvettes pour les programmes de défense ou du réacteur Jules Horowitz etc..). Le LDCI a développé la librairie CALMAR [32] qui regroupe les principaux algorithmes d'ajustement de spectres. Cependant, il n'existe pas de schéma générique que l'on puisse utiliser facilement pour exploiter les mesures d'activation des dosimètres pour n'importe quelle expérience à partir de CALMAR. En vue de l'exploitation du réacteur Jules Horowitz, il serait intéressant de disposer d'un outil générique d'ajustement de spectre facilement exploitable qui ne nécessiterait pas forcément une expertise dans le domaine de l'ajustement de spectre et de la neutronique.

⁶Rapport général n°163 (2021-2022) de M. Jean-François HUSSON, fait au nom de la commission des finances, déposé le 18 novembre 2021

- **reconstruction tomographique 3D à faible nombre de projections pour l'étude de l'interaction corium-eau (voir chapitre 2)**. Le CEA envisage la construction d'une nouvelle installation qui poursuivra les études sur l'interaction corium/eau actuellement réalisés dans Plinius. Des quantités plus importantes de corium pourront être mises en jeu et de nouveaux systèmes de mesures sont en cours de conception. Parmi eux, la chaîne de radiographie devra être revue et, outre la puissance X significativement augmentée, une deuxième ligne de faisceau –à 90° de la première– pourrait être installée afin de permettre une reconstruction en 3D de le fractionnement du corium en trois phase 3 distinctes : le corium, l'eau liquide et la vapeur. Comme le nombre et le type de matériaux sont, a priori, connus, la reconstruction 3D des différentes phases s'apparente à un problème de tomographie discrète (à un point d'espace est associé un des 3 matériaux connus). Il pourrait être opportun de comparer les performances des algorithmes de tomographie discrète comme proposés par [5] [84] aux résultats obtenus par machine learning [35] [83] [38] [4].
- **reconstruction tomographique 3D à faible nombre de projections pour la localisation de matière fissible dans des colis de déchets (voir chapitre 3)**, Les études de faisabilité réalisées à partir de modèles numériques de type Monte Carlo et d'essais expérimentaux indiquent des performances en termes de reconstruction 3D très encourageantes [46]. Il serait intéressant d'étudier l'impact de l'utilisation de différentes matrices homogènes (organique, métallique et un mélange des deux) sur la reconstruction 3D. Les travaux en cours se sont focalisés sur les aspects techniques d'acquisition et de traitement du signal (déconvolution des projections issues des panneaux BCS). Les reconstructions ont été réalisés avec un algorithme simple de rétroprojection. Il conviendrait de poursuivre ces travaux en se focalisant sur la partie reconstruction. Il me semble pertinent d'étudier les algorithmes algébriques utilisés en tomographie d'émission mais également d'étudier d'autres algorithmes de reconstruction notamment basés sur les méthodes de machine learning [2].
- **spectrométrie d'un champ neutronique par mesures de spectres microdosimétriques issus d'un détecteur solide**, La spectrométrie neutronique rapide présente un intérêt particulier dans de nombreux domaines scientifiques, tels que la caractérisation des faisceaux de neutrons pour les réacteurs de fusion ou bien l'étude et le contrôle direct de la distribution énergétique des neutrons produits par les réacteurs nucléaires de faible puissance ou encore le blindage neutronique pour la radioprotection. Les dispositifs actuellement utilisés pour la spectrométrie neutron rapide (scintillateurs organiques, détecteurs à activation ...) présentent des limitations pouvant être : la limite basse du domaine énergétique couvert (ex : 400 keV pour les scintillateurs organique cristal), la résolution en énergie, le seuil de débit de fluence neutronique supporté, la tenue à la température, la difficulté à discriminer les neutrons des gammas, le problème d'anisotropie et de lecture indirecte de la mesure. Dans ce contexte, de nouvelles méthodes de mesure appliquées parfois à de nouveaux types de détecteurs sont fréquemment étudiées. Une étude en interne du LMN a récemment montré la possibilité de prédire un spectre de fluence neutronique à partir d'une approche innovante pour un détecteur solide de type diamant (e.g. CVD) de faible épaisseur (20 μm) muni d'un convertisseur hydrogéné.

Dans cette approche, le spectre d'énergie déposée dans le volume sensible du détecteur par les particules secondaires chargées mises en mouvement dans ce même volume (alpha, ^{12}C , ^9Be ...) ou dans le convertisseur (protons) est post-traité de façon à établir un spectre microdosimétrique [1]. A partir des bandes en énergie de ce spectre et de grandeurs microdosimétriques connexes, un algorithme prédictif permet la reconstruction du spectre en fluence des neutrons incidents, découpé en une vingtaine de bandes. Cet algorithme est établi à partir d'une méthode d'apprentissage appliquée à une base de données d'une centaine de spectres neutroniques d'origines diverses (source, médical, réacteur et accélérateur) dont l'énergie déposée dans le volume sensible du détecteur a été simulée au moyen du code de transport de type Monte-Carlo PHITS. L'objet de la thèse portée par le LMN consiste dans une première phase à dimensionner et faire concevoir un détecteur diamant ou une diode SiC. Puis dans une seconde phase, il s'agira de concevoir un algorithme prédictif pour chaque type de détecteur réel en intégrant les caractéristiques techniques influentes (e.g. contacts ohmiques, impuretés du substrat, dopage ...) dans les simulations numériques PHITS. Enfin, une troisième phase permettra de valider expérimentalement la nouvelle approche prédictive avec ces deux nouveaux détecteurs soumis à différents champs neutroniques réels. Dans ce contexte, je participe à l'encadrement de ces travaux de thèse en collaboration le LMN particulièrement sur la partie électronique d'acquisition.

- **spectrométrie d'un champ mixte photon et neutron issu d'un irradiateur industriel pour un suivi temps réel.** Les irradiateurs basés sur la technologie des accélérateurs d'électrons sont utilisés depuis des dizaines d'années dans des domaines divers comme la stérilisation des dispositifs médicaux, l'ionisation des aliments, l'amélioration des propriétés des polymères, la restauration d'objets d'art et la coloration de pierres semi-précieuses. . . L'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de l'Université de Strasbourg et le Centre de Ressources Technologiques (CRT) AERIAL travaillent sur ces technologies de traitement par irradiation de longue date. AERIAL a des besoins concernant la mesure/caractérisation en ligne (appelé « Real-Time-Release ») des flux (et spectres) photoniques et neutroniques issus de ces moyens d'irradiation. La mesure directe du spectre en énergie sur des moyens de spectrométrie classique est impossible en raison de la durée de d'impulsion et des énergies mises en jeu. Le travail de thèse consiste à développer un prototype pour estimer en temps réel le spectre photon/neutron. Pour cela, nous proposons d'utiliser un principe simple qui consiste à analyser la forme du dépôt de dose dans un scintillateur. Le travail de thèse consiste à tester et optimiser par simulation le choix du ou des scintillateurs dans un premier temps. Dans un second, on s'attachera à développer des méthodes pour estimer le spectre à partir de la forme du dépôt de dose. Pour cela, on pourra s'appuyer sur la librairie CALMAR [32] développée par le laboratoire mais également sur les méthodes de Machine Learning avec l'utilisation de réseau de neurones convolutifs. Dans un troisième, le prototype sera testé à l'aide de champ photon et neutron de référence avant d'être évalué sur la plateforme d'irradiation d'AERIAL. Une thèse, dont j'assurerai le co-encadrement, est en cours de montage avec l'Institut pluridisciplinaire Hubert Curien et AERIAL avec un démarrage souhaité en septembre 2023.

Bibliographie

- [1] R. Antoni, L. Bourgois, and P. G. Allinei. Predictive model for $h^*(10)$ derived from microdosimetric quantities with a tepec detector, for neutron spectra with a mean energy from 50 keV to 14 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 993 :165070, 2021.
- [2] H. Arabi, A. AkhavanAllaf, A. Sanaat, I. Shiri, and H. Zaidi. The promise of artificial intelligence and deep learning in PET and SPECT imaging. *Physica Medica*, 83 :122–137, 2021.
- [3] O. Assatel. *Characterisation of photon and neutron spectra in medical linear accelerators using theoretical and experimental techniques*. PhD thesis, University of Surrey, 2013.
- [4] D. Baguer, J. Leuschner, and M. Schmidt. Computed tomography reconstruction using deep image prior and learned reconstruction methods. *Inverse Problems*, 36(9) :094004, sep 2020.
- [5] K. J. Batenburg and J. Sijbers. DART : A practical reconstruction algorithm for discrete tomography. *IEEE Transactions on Image Processing*, 20 :2542 – 2553, 2011.
- [6] Laboratoire National Henri Becquerel. Table de radionucléides du laboratoire national henri becquerel. <http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php>.
- [7] L. Berge, N. Estre, D. Tisseur, D. Eck, E. Payan, V. Bouyer, N. Cassiaut-Louis, C. Journeau, R. LeTellier, and E. Pluyette. Fast high-energy x-ray imaging for severe accidents experiments on the future plinius-2 platform. *EPJ Web Conf.*, 170 :08003, 2018.
- [8] N. Bhatia. *Scattering correction in cone beam tomography using continuously thickness-adapted kernels*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2016.
- [9] N. Bhatia, D. Tisseur, F. Buyens, and J. M. Létang. Scattering correction using continuously thickness-adapted kernels. *NDT E International*, 78 :52 – 60, 2016.
- [10] N. Bhatia, D. Tisseur, and J. M. Létang. Convolution-based scatter correction using kernels combining measurements and monte carlo simulations. *Journal of X-Ray Science and Technology*, 25(4) :613–628, Oct 2017.
- [11] N. Bhatia, D. Tisseur, S. Valton, and J. M. Létang. Separable scatter model of the detector and object contributions using continuously thickness-adapted

BIBLIOGRAPHIE

- kernels in CBCT. *Journal of X-Ray Science and Technology*, 24(5) :723–732, Oct 2016.
- [12] U. Bonse and M. Hart. An x-ray interferometer. *Applied Physics Letters*, 1965.
- [13] C. M. Brenner, S. R. Mirfayzi, D. R. Rusby, C. Armstrong, A. Alejo, L. A. Wilson, R. Clarke, H. Ahmed, N. Butler, D. Haddock, and A. Higginson. Laser-driven x-ray and neutron source development for industrial applications of plasma accelerators. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 58(1) :014039, nov 2015.
- [14] Arthur E. Burgess. The rose model, revisited. *J. Opt. Soc. Am. A*, 16(3) :633–646, Mar 1999.
- [15] F. Buyens, B. Rattoni, D. Tisseur, S. Legoupil, G. Cattiaux, and T. Sollier. Experimental validations of rx simulations of realistic defects with civa software. In *Proceedings of COFREND 2011*, 2011.
- [16] Y. Chen, H. Ma, and G. Zhang. A support vector machine approach for classification of welding defects from ultrasonic signals. *Nondestructive Testing and Evaluation*, 29(3) :243–254, July 2014.
- [17] Z.-H. Chen. Using deep learning edge detection to improve non-destructive radiographic tests of engine. 2020.
- [18] M. Delarue, E. Simon, B. Pérot, P.G. Alline, N. Estre, E. Payan, D. Eck, D. Tisseur, I. Espagnon, and J. Collot. Measurement of cumulative photo-fission yields of ^{235}U and ^{238}U with a 16 mev bremsstrahlung photon beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1011 :165598, 2021.
- [19] J. T. Dobbins. *Handbook of Medical Imaging*, volume 1. SPIE, 2000.
- [20] C. Dong, C. Change Loy, K. He, and X. Tang. Learning a deep convolutional network for image super-resolution. In David Fleet, Tomas Pajdla, Bernt Schiele, and Tinne Tuytelaars, editors, *Computer Vision – ECCV 2014*, pages 184–199, Cham, 2014. Springer International Publishing.
- [21] D. Tisseur, F. Buyens, B. Rattoni, G. Cattiaux, and T. Sollier. Civa 10 rx module : Preliminary validation in a nuclear context. *AIP Conference Proceedings*, 1430(1) :613–620, 2012.
- [22] G. Du, J. Li, W.K. Wang, C. Jiang, and S.Z. Song. Detection and characterization of stress-corrosion cracking on 304 stainless steel by electrochemical noise and acoustic emission techniques. *Corrosion Science*, 53(9) :2918–2926, 2011.
- [23] W. Du, H. Shen, J. Fu, G. Zhang, and Q. He. Approaches for improvement of the x-ray image defect detection of automobile casting aluminum parts based on deep learning. *NDT & E International*, 107 :102144, 2019.
- [24] R. El Guerjouma, J.-C. Baboux, D. Ducret, N. Godin, P. Guy, S. Huguet, Y. Jayet, and T. Monnier. Non-destructive evaluation of damage and failure of fibre reinforced polymer composites using ultrasonic waves and acoustic emission. *Advanced Engineering Materials*, 3(8) :601–608, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

- [25] N. Estre, D. Eck, J. L. Pettier, E. Payan, C. Roure, and E. Simon. High-energy x-ray imaging applied to non destructive characterization of large nuclear waste drums. In *2013 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, pages 1–6, 2013.
- [26] D. Lavastre et P. Bouvet. Guide pour la radiographie numérique des pièces moulées. In *Proceedings of COFREND 2011*, 2011.
- [27] J. Tabary et R. Guillemaud et F. Mathy et A. Gliere et P. Hugonnard. Combination of high resolution analytically computed uncollided flux images with low resolution monte carlo computed scattered flux images. In *2002 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, volume 2, pages 825–829 vol.2, 2002.
- [28] A. Schumm et U. Zscherpel. Using the en 584-1 film characterization in radiographic modelling. In *Proceedings in in International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography*, 2007.
- [29] U. Ewert, U. Zscherpel, K. Heyne, M. Jechow, and K. Bavendiek. Image quality in digital industrial radiography. In *Material Evaluation*, volume 70, pages 955–964, 2012.
- [30] L. A. Feldkamp, L. C. Davis, and J. W. Kress. Practical cone-beam algorithm. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1(6) :612–619, Jun 1984.
- [31] N Godin, S Huguet, R Gaertner, and L Salmon. Clustering of acoustic emission signals collected during tensile tests on unidirectional glass/polyester composite using supervised and unsupervised classifiers. *NDT& E International*, 37(4) :253–264, 2004.
- [32] G. Grégoire, C. Fausser, C. Destouches, and N. Thiollay. CALMAR : A New Versatile Code Library for Adjustment from Measurements. *EPJ Web of Conferences*, 106 :07006, 2016.
- [33] N. Guérineau, B. Harchaoui, and J. Primot. Talbot experiment re-examined : demonstration of an achromatic and continuous self-imaging regime. *Optics Communications*, 180 :199–203, 2000.
- [34] A. Géron. *Deep Learning avec Keras et TensorFlow - 2e éd. - Mise en oeuvre et cas concrets*. Dunod, 2020.
- [35] K. Hammernik, T. Würfl, T. Pock, and A. Maier. A deep learning architecture for limited-angle computed tomography reconstruction. In Klaus Hermann Maier-Hein, geb. Fritzsche, editor, *Bildverarbeitung für die Medizin 2017*, pages 92–97, Berlin, Heidelberg, 2017. Springer Berlin Heidelberg.
- [36] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis. X-Ray Interactions : Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30,000$ eV, $Z = 1\text{-}92$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 54(2) :181–342, July 1993.
- [37] V. Kaftandjian, P. Duvauchelle, D. Tisseur C. Vienne, P. Guérin, and A. Schumm. Comparison of human visibility on film radiography and various detectability parameters computed on simulated radiographs a statistical study.

BIBLIOGRAPHIE

- In *9th WCNDT 2016 : World Conference on Non-Destructive Testing : 13-17 June, Germany - Munich*. Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e.V., 2016. <https://www.ndt.net/article/wcndt2016/papers/we2d5.pdf>.
- [38] I. Kang, A. Goy, and G. Barbastathis. Limited-angle tomographic reconstruction of dense layered objects by dynamical machine learning, 2020.
- [39] Y. Lecun, Y. Bengio, and G. Hinton. Deep learning. *Nature*, 521 :436–444, 2015.
- [40] G. Li, H. Zheng, and G. Sun. Photon energy spectrum reconstruction based on monte carlo and measured percentage depth dose in accurate radiotherapy (selected papers of the joint international conference of supercomputing in nuclear applications and monte carlo : Sna + mc 2010). *Progress in nuclear science and technology*, 2 :160–164, 2011.
- [41] T. Li, S. Kim, C. Liu, and J. Palta. Re-evaluation of compton scattering method in characterization of radiation therapy beams. In *Proceedings of the 22nd Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society (Cat. No.00CH37143)*, volume 2, pages 1082–1084 vol.2, 2000.
- [42] L. B. Lucy. An iterative technique for the rectification of observed distributions. *The Astronomical Journal*, 79 :745, june 1974.
- [43] M. Sun M and J.M. Star-Lack. Improved scatter correction using adaptive scatter kernel superposition. *Phys Med Biol.*, 55(22) :6695–6720, 2010.
- [44] P. Krstonosić M. Kmar, D. Nikolić. A simple method for bremsstrahlung spectra reconstruction from transmission measurements. 29(6) :932–938, nov 2002.
- [45] A. Momose. Recent advances in x-ray phase imaging. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2005.
- [46] M. Ben Mosbah, C. Eleon, D. Tisseur, A. Doghmane, and H. Bakhabba. Boron coated straws imaging panel capability for neutron emission computed tomography for source localization inside radioactive drums. *IEEE Transasction in Nuclear Science*, 2022.
- [47] Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs. Andra - catalogue descriptif des familles au 07/03/2019, site consulté en octobre 2019.
- [48] Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs. Site internet de l'andra, site consulté en octobre 2019.
- [49] O. Oh, Y. Kim, D. Kim, D. S. Hussey, and S. W. Lee. Phase retrieval based on deep learning in grating interferometer. *Scientific Reports*, 12(1) :6739, Apr 2022.
- [50] A. Olivo. A coded-aperture technique allowing x-ray phase contrast imaging with conventional sources. *Applied Physics Letters*, 2007.

BIBLIOGRAPHIE

- [51] Pérot, B., Jallu, F., Passard, C., Gueton, O., Allinei, P.-G., Loubet, L., Estre, N., Simon, E., Carasco, C., Roure, C., Boucher, L., Lamotte, H., Comte, J., Bertaux, M., Lyoussi, A., Fichet, P., and Carrel, F. The characterization of radioactive waste : a critical review of techniques implemented or under development at cea, france. *EPJ Nuclear Sci. Technol.*, 4 :3, 2018.
- [52] A. Peterzol, P. Brun, Charlotte Eriksson, and C. Ullberg. Performance evaluation of a photon counting detector for high energy ndt applications. In *Proceedings of 12th European Conference on Non-Destructive Testing (ECNDT 2018)*, 2018.
- [53] A. Peterzol, J. M. Letang, and D. Babot. A beam stop based correction procedure for high spatial frequency scatter in industrial cone-beam X-ray CT. *NIMB*, 266(18) :4042 – 4054, 2008.
- [54] F. Pfeiffer. Grating-based x-ray phase contrast for biomedical imaging applications. *Zeitschrift für Medizinische Physik*, 2013.
- [55] J. Primot. Three-wave lateral shearing interferometer. *Appl. Opt.*, 32(31) :6242–6249, Nov 1993.
- [56] Z. Qiao, X. Shi, Y. Yao, M. J. Wojcik, L. Rebuffi, M. J. Cherukara, and L. Asoufid. Real-time x-ray phase-contrast imaging using spinnet—a speckle-based phase-contrast imaging neural network. *Optica*, 9(4) :391–398, Apr 2022.
- [57] S. Rit, M. Vila Oliva, S. Brousmiche, R. Labarbe, D. Sarrut, and G. C. Sharp. The reconstruction toolkit (RTK), an open-source cone-beam CT reconstruction toolkit based on the insight toolkit (ITK). *Journal of Physics : Conference Series*, 489 :012079, mar 2014.
- [58] J. Rizzi, T. Weitkamp, N. Guérineau, M. Idir, P. Mercère, G. Druart, G. Vincent, P. da Silva, and J. Primot. Quadriwave lateral shearing interferometry in an achromatic and continuously self-imaging regime for future x-ray phase imaging. *Opt. Lett.*, 36(8) :1398–1400, Apr 2011.
- [59] A. Rose. *Vision : human and electronic*. NY : Plenum, 1973.
- [60] M. Salucci, G. Oliveri, F. Viani, R. Miorelli, C. Reboud, P. Calmon, and A. Massa. A learning-by-examples approach for non-destructive localization and characterization of defects through eddy current measurements. In *2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation USNC/URSI National Radio Science Meeting*, pages 900–901, 2015.
- [61] F. Salvat, José, M. Fernández-Varea, and J. Sempau. Penelope-2006 : A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport. In *Informes Tecnicos Ciemat, 799, CIEMAT, Madrid, Spain*, 2006.
- [62] C. Schneider, A. Rasband, S. Wayne S, Eliceiri, and W. Kevin. Nih image to imagej : 25 years of image analysis. *Nat Meth*, 9(7) :671–675, July 2012.
- [63] A. Stolidi. *Développement de méthodes d'imagerie par contraste de phase sur source X de laboratoire*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2017.

- [64] Adrien Stolidi, Georges Giakoumakis, Jérôme Primot, Amélie Jarnac, and David Tisseur. Confidence map tool for gradient-based x-ray phase contrast imaging. *Opt. Express*, 30(3) :4302–4311, Jan 2022.
- [65] J. Tabary, P. Hugonnard, and F. Mathy. Sindbad : a realistic multi-purpose and scalable x-ray simulation tool for ndt applications. In *Proceedings in in International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography*, 2007.
- [66] M. W. Takeda, H.i Ina, and S. Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72 :156–160, 1982.
- [67] D. Tisseur, J. Banchet, E. Martin, and C. Luc-Capeera. Digital radiography performance study in the nuclear context. In *Proceedings of COFREND 2011*, 2011.
- [68] D. Tisseur and M. Costin. Modélisation et validation d’un modèle de simulation d’écran photo-stimulable. Journée COFREND 2014.
- [69] D. Tisseur, M. Costin, S. Fournier, C. Reece, and A. Schumm. Pod calculation on a radiographic weld inspection with civa 11 rt module. In *JRC-NDE 2013*, 2013.
- [70] D. Tisseur, M. Costin, F. Mathy, and A. Schumm. Simulation of computed radiography with imaging plate detectors. *AIP Conference Proceedings*, 1581(1) :1861–1867, 2014.
- [71] D. Tisseur, M. Costin, and B. Rattoni. Validation of civa 10 rt module in a nuclear context, for dissimilar metal weld. In *Proceedings of 9th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components*, 2012.
- [72] D. Tisseur, M. Costin, B. Rattoni, C. Vienne, A. Vabre, G. Cattiaux, and T. Sollier. Experiment vs simulation rt wfndec 2014 benchmark : Civa results. *AIP Conference Proceedings*, 1650(1) :1856–1864, 2015.
- [73] D. Tisseur, N. Estre, D. Eck, M. Kistler, and E. Payan L. Tamagno. Detector upgrade for fast mev x-ray imaging for severe accidents experiments. *IEEE Transasction in Nuclear Science*, 2019. soumission en cours.
- [74] D. Tisseur, N. Estre, L. Tamagno, C. Eleon, D. Eck, E. Payan, and N. Cherepy. Performance evaluation of several well-known and new scintillators for mev x-ray imaging. In *2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC)*, pages 1–3, Nov 2018.
- [75] D. Tisseur, B. Martelat, C. Domergue, C. Destouches, and N. Thiollay. Development of the technique of retrospective dosimetry applied to niobium present in stainless steel specimens irradiated in the osiris reactor. In *International Symposium Contribution of Materials Investigations and Operating Experience to LWRs’ Safety, Performance and Reliability 2022*. soumission en cours.

BIBLIOGRAPHIE

- [76] D. Tisseur, B. Rattoni, G. Cattiaux, and T. Sollier. Conventional x-ray radiography versus image plates : a simulation and experimental performance comparison. In *Proceedings of 11th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components*. Office of the European Union, 2015. ISBN :978-92-79-57266-1.
- [77] D. Tisseur, B. Rattoni, H. Lemaire, C. Vienne, R. Guillaumet, G. Cattiaux, and T. Sollier. First validation of civa rt module with a linear accelerator in a nuclear context. In *9th WCNDT 2016 : World Conference on Non-Destructive Testing : 13-17 June, Germany - Munich*. Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e.V., 2016.
- [78] B. Toulon, J. Primot, N. Guérineau, R. Haïdar, S. Velghe, and R. Mercier. Step-selective measurement by grating-based lateral shearing interferometry for segmented telescopes. *Optics Communications*, 279 :240–243, 2007.
- [79] L. G. Valiant. A theory of the learnable. In *Proceedings of the Sixteenth Annual ACM Symposium on Theory of Computing*, STOC '84, page 436–445, New York, NY, USA, 1984. Association for Computing Machinery.
- [80] J. van Aarle, R. Abela, F. Hegedus, C. Streli, M. Victoria, P. Winkler, and P. Wobrauschek. Measurement of trace element concentration in a metal matrix using total reflection x-ray fluorescence spectrometry. *Spectrochimica Acta Part B-Atomic Spectroscopy*, 54(10) :1443–1447, 1999.
- [81] V. N. Vapnik. *Statistical Learning Theory*. Wiley-Interscience, 1998.
- [82] D. Tisseur C. Vienne, P. Guérin, A. Perterzol-Parmentier, V. Kaftandjian, P. Duvauchelle, and A. Schumm. A modified detectability criterion for conventional radiography simulation. In *9th WCNDT 2016 : World Conference on Non-Destructive Testing : 13-17 June, Germany - Munich*. Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e.V., 2016.
- [83] J. Wang, J. Liang, J. Cheng, Y. Guo, and L. Zeng. Deep learning based image reconstruction algorithm for limited-angle translational computed tomography. *PLOS ONE*, 15(1) :1–20, 01 2020.
- [84] L. Wang, B. Sixou, S. Rit, and Françoise Peyrin. Binary tomography reconstruction from few projections with Total Variation regularization for bone microstructure studies. *Journal of X-Ray Science and Technology*, 24(2) :177–189, 2016.
- [85] Z. Wang. Grating-based x-ray phase contrast imaging using polychromatic laboratory sources. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 2010.
- [86] W. Wilkins, T.E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, and A.W. Stevenson. Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays. *Nature*, 384(2) :335–338, 1996.
- [87] X. Wu. Clinical implementation of x-ray phase-contrast imaging : Theoretical foundations and design considerations. *Medical Physics*, 2003.

BIBLIOGRAPHIE

- [88] Z. Zeng, J. Zhou, N. Tao, L. Feng, C. Zhang, and X. Han. Support vector machines based defect recognition in sonicir using 2d heat diffusion features. *NDT& E International*, 47 :116–123, 2012.

Annexe A

Curriculum Vitae

David TISSEUR

Né le 25 février 1981 à Saint-Étienne (42)

Nationalité Française

Marié, deux enfants

Coordonnées professionnelles :

CEA DES/IRESNE/DER/SPESI

Laboratoire de Dosimétrie Capteurs et

Instrumentation

Bat. 238, Pièce 3

F-13001 Saint Paul Lez Durance Cedex

Tel : +33 (0)4 42 25 46 98

E-mail : david.tisseur@cea.fr

FORMATIONS

- | | |
|-----------|---|
| 2005-2008 | Doctorat en Physique - Mention très honorable
Laboratoire de Contrôle Non Destructif par Rayonnements Ionisants, INSA
Lyon, Villeurbanne (69) |
| 2003-2004 | Diplôme d'Études Approfondies (DEA) de Physique
Spécialité rayonnements et leurs applications - Mention Bien
Université Blaise Pascal, Aubière (63) |
| 2001-2004 | Ingénieur généraliste (option génie physique) - Mention Bien
Polytech'Clermont-Ferrand (anciennement CUST), Aubière (63) |
| 1999-2001 | IUT Mesures Physiques
IUT Jean Monnet, Saint Etienne (42) |

EXPÉRIENCES PROFESSIONNELLES

- 2021-... **Chargé du programme dosimétrie, Laboratoire de Dosimétrie Capteurs et Instrumentation (LDCI) CEA-CADARACHE**
Poste à durée indéterminée, Saint Paul lez Durance (91)
- R & D : Chargé de programme sur la dosimétrie neutron
- Enseignement : Cours de détection des rayonnements ionisants à l'INSTN-CADARACHE aux étudiants préparant le diplôme de technicien en radioprotection
-
- 2016-2020 **Ingénieur de recherche, Laboratoire de Mesures Nucléaires (LMN) CEA-CADARACHE**
Poste à durée indéterminée, Saint Paul lez Durance (91)
- R & D : Ingénieur de recherche
- Enseignement : Cours de détection des rayonnements ionisants à l'INSTN-CADARACHE aux étudiants préparant le diplôme de technicien en radioprotection
-
- Encadrement : Thèse de Maëva Maulin sur l'imagerie haute résolution haute énergie. (Octobre 2019-2022)
Étudiant en master 2 sur la caractérisation du spectre d'un accélérateur linéaire (Février-juillet 2019, coencadrement avec N. Estre (LMN))
Étudiant en master 2 sur l'évaluation de la tomographie d'émission neutronique pour la caractérisation de fût de déchets. (Février-juillet 2019, coencadrement avec C. Eléon et M. Ben Moshab LMN)

- 2011-2016 **Ingénieur de recherche CEA-LIST**
Poste à durée indéterminée, Gif sur Yvette (91)
- R & D : Ingénieur/Chef de projet en recherche et développement de méthodes de contrôles non destructives
- Encadrement : Thèse d'Adrien Stolidi sur l'imagerie en contraste de phase avec un réseau d'interférence. (Octobre 2013-2016 coencadrement avec l'ONERA de Palaiseau)
- Thèse de Navnina Bhatia sur la correction du diffusé en tomographie par rayons X (Octobre 2013-2016 coencadrement avec le laboratoire CREATIS INSA-Lyon)
- Étudiant en master 2 sur la simulation du rayonnement diffusé sur carte GPU (Février-juillet 2012)
- 2008-2011 **Ingénieur en recherche et développement pour INTERCONTROLE AREVA NP**
Poste à durée indéterminée, Chalon sur Saône (71)
- R & D : Ingénieur/Chef de projet de recherche et développement de méthodes de contrôles non destructives
- Encadrement : Étudiant en master 2 sur la mise en oeuvre d'une méthode inverse sur carte GPU (Février-juillet 2008)
- 2005-2008 **Thèse de doctorat en Physique**
AREVA-NP en partenariat avec l'INSA de Lyon
Sujet :
"Contrôle par imagerie X de combustible nucléaire pour les centrales à haute température"
- Encadrement AREVA NP : Michel Pasquet (FDT) , Julien Banchet (SBTD)
Thèse soutenue le lundi 28 mars 2008 à l'INSA de Lyon
Enseignement : TP de contrôle non destructif pour le département Matériaux de l'INSA de LYON
- 2004-2005 **Ingénieur de recherche**
INSAVALOR, VILLEURBANNE (69)
Sujet :
"Prédimensionnement d'un banc de contrôle"

2003-2004

Stage de DEA, encadré par J. M. LÉTANG

Laboratoire de Contrôle Non Destructif par Rayonnements Ionisants, VILLEURBANNE (69)

Sujet :

"Étude du contrôle de combustible nucléaire par imagerie X en contraste de phase"

LANGUES, INFORMATIQUE, AUTRES

Langues :

Français : langue maternelle

Anglais : auteur de publications, activités de recherche dans un contexte international, participation à des conférences anglophones

Informatique :

Systèmes d'exploitation : Windows, Unix/Linux

Logiciels de bureautique : Ms Office Pro, OpenOffice, L^AT_EX

Conception Assistée par Ordinateur (CAO) : Solidworks

Langages de programmation : C, C++, Python

Logiciels d'analyse : MatLab, Octave

Logiciels de planification : Primavera

Les tableaux A.1 et A.2 présentent la synthèse des étudiant(e)s que j'ai pu encadrer au cours de ma carrière. Les tableaux A.3 et A.4 présentent la synthèse des grands projets collaboratifs pour lequel j'ai participé au montage et/ou aux développements au cours de ma carrière.

Les figures A.1 et A.2 présentent le relevé de mon activité scientifique depuis le site scholar.google.fr et le site scopus.com.

Doctorat	
2019- 2022 Début 1 octobre 2019 soutenue le 4 novembre 2022	Maëva Maulin : <i>Développement d'un système d'imagerie Haute Énergie et Haute Résolution</i> Directeur de thèse : Grégoire Kessedjian (CNRS, LPSC Grenoble) École doctorale de Physique (Grenoble Alpes) Coencadrant avec une implication 50 %
2013-2016 Début 1 octobre 2013 soutenue le 29 septembre 2016	Navnina Bhatia : <i>Correction du diffusé en tomographie par une méthode de convolution par noyaux continus</i> Directeur de thèse : Jean Michel Létang (INSA de Lyon - CREATIS) École doctorale Électronique, Électrotechnique, Automatique (INSA de Lyon) Coencadrant avec une implication 50 %
2013- 2017 Début 1 octobre 2013 soutenue le 30 mars 2017	Adrien Stolidi : <i>Développement de méthodes d'imagerie par contraste de phase sur source X de laboratoire</i> Directeur de thèse : Jérôme Primot (ONERA Palaiseau) École doctorale Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (Paris-Sud) Coencadrant avec une implication 50 %

TABLE A.1 : Synthèse de mes encadrements de thèse au cours de ma carrière

Master de recherche et Projet de Fin d'études	
2022 durée du stage 6 mois	Youssef Tousani : <i>Reconstruction tomographique 3D de sources neutroniques par panneaux BCS (Boron Coated Straw)</i> Master 2 en Ingénierie Nucléaire (Université de Clermont Auvergne) Encadrement à 50 %
2020 durée du stage 6 mois	Houda Bakhabba : <i>Développement d'un système de tomographie par émission neutronique passive</i> Master 2 Instrumentation, mesure, métrologie (Université Aix-Marseille) Encadrement à 50 %
2019 durée du stage 6 mois	Maeva Maulin : <i>Développement d'un système d'imagerie Haute Énergie et Haute Résolution</i> Master 2 Ingénierie nucléaire (Université Clermont Auvergne) Encadrement à 50 %
2015 durée du stage 6 mois	Lucie Fernandez : <i>Développement d'une méthode de contrôle par imagerie X en contraste de phase basé sur l'interférométrie de speckle</i> Master 2 de Physique Médicale (Université Paris Sud) Encadrement à 100 %
2012 durée du stage 6 mois	Navnina Bhatia : <i>Radiographic control of a 2D mock up : Image processing for defects detection</i> Master 2 of nuclear engineering (ENSTA ParisTech Paris-Saclay) Encadrement à 50 %
2011 durée du stage 6 mois	Alexan Andrieux : <i>Evaluation, test et validation d'un code de simulation de type Monte Carlo</i> Master 2 de physique informatique (Université de Montpellier) Encadrement à 100 %
2008 durée du stage 6 mois	Matthieu Taglione : <i>TRISO nuclear fuel characterization with X-ray phase contrast imaging</i> Master 2 Instrumentation, mesure, métrologie (Université Aix Marseille) Encadrement à 100 %
2007 durée du stage 3 mois	Caroline Landron : <i>Caractérisation par imagerie en contraste de phase de particule HTR</i> Projet de fin d'étude Science et Génie des Matériaux 5ième année (INSA de Lyon) Encadrement à 100 %
Autre encadrement	
2022-2024	Eric Garrido CDD de recherche 3 ans projet MULTISCAN 3D
Enseignement	
2006-2007	TP de CND par rayons X 4 ^{ime} année Science et Génie des Matériaux (INSA de Lyon)
depuis septembre 2016 -	Cours de détection des rayonnements ionisants INSTN Cadarache Technicien en Radioprotection

TABLE A.2 : Synthèse de mes encadrements et enseignements au cours de ma carrière

Année	Nom du projet	Type d'appel à projet	Description sommaire	Résultats/implications
2010	RADIOLA2	ANR	Suite de l'ANR RADIOLA pour la poursuite de développements de la simulation de la radiographie numérique, partenaires INSA de Lyon, EDF, SNECMA, CEA et AREVA-NP). Durée 36 mois	Porteur de la proposition, non financé
2014	MURDISS	H2020	Développements de méthodes de contrôle aux frontières avec fusion de plusieurs modalités de contrôle. Durée 42 mois	Partenaire, non financé
2014	IMPAD	ANR	IMPAD IMagerie quantitative en contraste de Phase pour l'Aide au Diagnostic dans le domaine de l'ostéo-articulaire, collaboration avec CEA-DRT, THALES et le laboratoire B2OA UMR 7052. Durée 36 mois	Porteur de la proposition, première phase accepté mais non financé
2015	DIAPHRAGM	ANR	Suite de IMPAD avec d'autres partenaires (ONERA et PHASICS) suivants les recommandations de l'évaluation de IMPAD. Durée 36 mois	Porteur de la proposition, non financé

TABLE A.3 : Synthèse des projets de recherche pour lequel j'ai contribué au montage.

Année	Nom du projet	Type d'appel à projet	Description sommaire	Résultats/implications
2016	PESCAD	Plan Cancer	Imagerie X de phase pour le diagnostique du cancer du sein CEA, CLCC Oscar Lambré Lille. Durée 36 mois	Porteur de la proposition, non financé
2016	SATBOT	Appel à projets interne CEA DRF-Impulsion	Monitoring du dépôt de dose par mesure de la fluorescence de nanoparticule d'or, partenaire CEA-Irfu, CEA-Institut François-Jacob, CEA-List, Laboratoire de Chimie Physique de l'Université Paris-Saclay.	Porteur, financé à hauteur de 50 keuros sur une durée de 24 mois
2020	MULTISCAN3D	H2020	Développement d'un tomographe 3D à rayons X à haute énergie par interaction laser-plasma compatible avec des processus douaniers rapides.	Accepté et lancé depuis septembre 2021 pour une durée de 42 mois Budget 7 millions d'euros, 18 partenaires dont LOA, THALES, SMITHS DETECTION, INFN... Responsable de taches dans les WP 4, WP 5 et WP 6) https://multiscan3d-h2020.eu/

TABLE A.4 : Synthèse des projets de recherche pour lequel j'ai contribué au montage.



FIGURE A.1 : Rapport de scholar.google.fr concernant mes publications consulté le 20 juillet 2022.

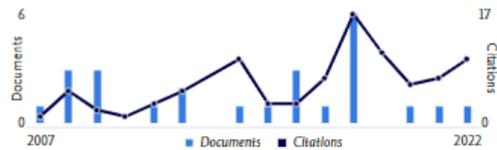
Tisseur, David

National Nuclear and Alternative Energy Commission, Saint Paul lez Durance, France [Show all author info](#)

23978710500 <https://orcid.org/0000-0001-5755-0490>

[Edit profile](#) [Set alert](#) [Potential author matches](#) [Export to SciVal](#)

Document & citation trends



[Analyze author output](#) [Citation overview](#)

Most contributed Topics

[View all Topics](#)

25 Documents

Cited by 84 Documents

0 Preprints New

60 Co-Authors

Topics

0 Awarded Grants Beta

[Export all](#) [Add all to list](#)

Sort by [Cited by \(highest\)](#)

Article

Laser ultrasonics detection of an embedded crack in a composite spherical particle

23 Citations

Amzlane, A., Amari, M., Mounier, D., ...Tisseur, D., Gusev, V.

Ultrasonics, 2012, 52(1), pp. 39–46

[Show abstract](#) [LinkSource](#) [View at Publisher](#) [Related documents](#)

Article - Open access

Scattering correction using continuously thickness-adapted kernels

13 Citations

Bhatla, N., Tisseur, D., Buyens, F., Létang, J.M.

NDT and E International, 2016, 78, pp. 52–60

[Show abstract](#) [LinkSource](#) [View at Publisher](#) [Related documents](#)

Conference Paper

Quality control of High Temperature Reactors (HTR) compacts via X-ray tomography

9 Citations

Tisseur, D., Banchet, J., Dury, P.-G., ...Peix, G., Létang, J.-M.

Societe Francaise d'Energie Nucleaire - International Congress on Advances in Nuclear Power Plants - ICAPP 2007, "The Nuclear Renaissance at Work", 2008, 4, pp. 2353–2359

[Show abstract](#) [LinkSource](#) [Related documents](#)

Article

Convolution-based scatter correction using kernels combining measurements and Monte Carlo simulations

7 Citations

Bhatla, N., Tisseur, D., Létang, J.M.

Journal of X-Ray Science and Technology, 2017, 25(4), pp. 613–628

[Show abstract](#) [LinkSource](#) [View at Publisher](#) [Related documents](#)

Conference Paper - Open access

Performance evaluation of several well-known and new scintillators for MeV X-ray imaging

6 Citations

Tisseur, D., Estre, N., Tamagno, L., ...Payan, E., Cherepy, N.

2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC 2018 - Proceedings, 2018, 8824663

[Show abstract](#) [LinkSource](#) [View at Publisher](#) [Related documents](#)

Conference Paper - Open access

Evaluation of a scattering correction method for high energy tomography

5 Citations

Tisseur, D., Bhatla, N., Estre, N., ...Eck, D., Payan, E.

EPJ Web of Conferences, 2018, 170, 06006

[Show abstract](#) [LinkSource](#) [View at Publisher](#) [Related documents](#)

Article - Open access

Fast High-Energy X-Ray Imaging for Severe Accidents Experiments on the Future PLINIUS-2 Platform

3 Citations

Berge, L., Estre, N., Tisseur, D., ...Singh, S., Pluyette, E.

IEEE Transactions on Nuclear Science, 2018, 65(9), pp. 2573–2581, 8385205

[Show abstract](#) [LinkSource](#) [View at Publisher](#) [Related documents](#)

FIGURE A.2 : Rapport de scopus.com concernant mes publications consulté le 20 juillet 2022.

Publications et communications scientifiques personnelles

Actes de conférences

- D. Tisseur, J. Banchet et J.M. Létang, Phase contrast imaging in laboratory, DIR 2007 - International Symposium on Digital industrial Radiology and Computed Tomography, doi 10.1.1.216.297, Juin 2007.
- D. Tisseur, G. Peix et J.M. Létang, Microtomographie de laboratoire : mise en œuvre du contraste de phase, Workshop Synchrotron Soleil, 2006.
- D. Tisseur, J. Banchet et P. Guillermier, X-ray radiography : an alternative method for determining HTR particle layers thickness and density, Proceedings of HTR 2008 conference. Sept. 2008.
- J. Banchet, D. Tisseur, S. Hermosilla Lara, M. Piriou, R. Bargain, P. Guillermier, Innovative non destructive evaluation methods on HTR fuel et AREVA NP : towards a 100 % non invasive control strategy, In : Advanced Nuclear Fuel Cycles and System GLOBAL, Sept. 2007.
- J. Banchet, P. Guillermier et D. Tisseur, Means, methods and performances of AREVA's HTR compact controls, Proceedings of International Congress on Advances in nuclear Power Plants, Mai 2008.
- P. Guillermier, D. Tisseur, M. Taglione, J. Banchet, M. Perez, J. M. Létang, Application of X-ray imaging for HTR fuel characterization : case of the IAEA benchmark, Proceedings of International Congress on Advances in nuclear Power Plants, Mai 2009.
- A. Amziane, M. Amari, D. Mounier, J. M. Breteau, N. Joly, M. Edely, M. Larcher, P. Noiré, J. Banchet, D. Tisseur, V. Gusev, Laser ultrasonics evaluation and testing of coated HTR nuclear fuel, Proceedings Volume 8082, Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VII ; 808224 (2011)
- G. Lecomte, D. Tisseur, J.M. Létang, J. Banchet, M.P. Vitali, Quantitative Homogeneity and In contact particles of High Temperature Reactors (HTR) compacts determination via X-ray Tomography, Proceedings of Quantitative Non Destructive Evaluation. 2007.
- D. Tisseur, J. Banchet, J.M. Létang, Contrôle de nouveaux combustibles nucléaires par tomographie à rayons X, Contrôles-Essais-Mesures 15 (avril 2006), p. 69-73.
- D. Tisseur, J. Banchet, P. G. Duny, M. Mahe, M. P. Vitali et al., Quality control of high temperature reactors (HTR) compacts via X-ray tomography, Proceedings of International Congress on Advances in Nuclear Power Plants. 2007, p. 7.
- D. Tisseur, J. Banchet et E. Martin et C. Luc-Capepera, Digital radiography performance study in the nuclear context, COFREND 2011, <https://www.ndt.net/article/cofrend2011/papers/156.pdf>
- F. Buyens, B. Rattoni, D. Tisseur, S. Legoupil, G. Cattiaux, T. Sollier, Experimental validations of RX simulations of realistic defects with CIVA software, COFREND 2011, url : <https://www.ndt.net/article/cofrend2011/papers/234.pdf>.

- D. Tisseur, M. Costin, B. Rattoni, Validation of CIVA 10 RT module in a nuclear context, for dissimilar metal welds, Proceedings of 9th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components. 2012.
- D. Tisseur, F. Buyens, B. Rattoni, CIVA 10 RX module : Preliminary validation in a nuclear context", AIP Conference Proceedings 1430, 613-620 (2012)
<https://doi.org/10.1063/1.4716284>
- D. Tisseur, B. Rattoni, C. Vienne, H. Lemaire, R. Guillaumet, G. Cattiaux, T. Sollier, First Validation of CIVA RT Module with a Linear Accelerator in a Nuclear Context, 9th WCNDT 2016 : World Conference on Non-Destructive Testing : 13-17 June, Germany - Munich, 2016. isbn : 9783940283788
- D. Tisseur, M. Costin, F. Mathy, A. Schumm, Simulation of computed radiography with imaging plate detectors, AIP Conference Proceedings 1581.1 (2014), p. 1861-1867. doi : 10.1063/1.4865050, <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4865050>.
- D. Tisseur, M. Costin, Modélisation et validation d'un modèle de simulation d'écran photostimulable, COFREND 2014, Bordeaux.
- D. Tisseur, M. Costin, B. Rattoni, C. Vienne, A. Vabre, G. Cattiaux, T. Sollier, Experiment vs simulation RT WFNDEC 2014 benchmark : CIVA results, AIP Conference Proceedings 1650.1 (2015), p. 1856-1864. doi : 10.1063/1.4914811, <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4914811>
- D. Tisseur, B. Rattoni, G. Cattiaux, T. Sollier, Conventional X-Ray radiography versus image plates : a simulation and experimental performance comparison, Proceedings of 11th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components. ISBN :978-92-79-57266-1, 2015. doi :10.2790/13215
- D. Tisseur, M. Costin, S. Fournier, C. Reece, A. Schumm , POD calculation on a radiographic weld inspection with CIVA 11 RT module, JRC-NDE 2013. 2013, <https://www.ndt.net/search/docs.php3showForm=off&id=18474>.
- D. Tisseur C. Vienne and P. Guérin and A. Perterzol-Parmentier and V. Kaftandjian and P. Duvauchelle and A. Schumm, A Modified Detectability Criterion for Conventional Radiography Simulation, 9th WCNDT 2016 : World Conference on Non-Destructive Testing : 13-17 June, Germany - Munich. Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e.V., 2016. isbn : 9783940283788, <https://www.ndt.net/article/wcndt2016/papers/we2d3.pdf>
- V. Kaftandjian, P. Duvauchelle, D. Tisseur, C. Vienne, P. Guérin, A. Schumm, Comparison of human visibility on film radiography and various detectability parameters computed on simulated radiographs a statistical study, 9th WCNDT 2016 : World Conference on Non-Destructive Testing : 13-17 June, Germany - Munich. <https://www.ndt.net/article/wcndt2016/papers/we2d5.pdf>. Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e.V., 2016. isbn : 9783940283788.
- D. Tisseur D. Tisseur, A. Andrieux, M. Costin, A. Vabre, Monte Carlo simulation on Graphical Processor Unit of the scattered beam in radiography non-destructive testing context, SNA + MC 2013 - Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications + Monte Carlo, 2014, p. 05409. doi : 10.1051/snamc/201405409, <https://doi.org/10.1051/snamc/201405409>.

- R. Fernandez, M. Costin, D. Tisseur, A. Leveque, S. Legoupil, CIVA Computed Tomography Modeling, 18th World Conference on Nondestructive Testing, 2012, https://www.ndt.net/article/cndt2012/papers/341_wcndtfinal00341.pdf
- R. Fernandez, L. Clément, D. Tisseur, C. Vienne, M. Costin, R. Guillamet, V. Colombié, RT Modeling for NDT Recent and Future Developments in the CIVA RT/CT Module, 9th WCNDT 2016 : World Conference on Non-Destructive Testing : 13-17 June, Germany - Munich. Deutsche Gesellschaft für Zerstörungsfreie Prüfung e.V., 2016. isbn : 9783940283788, <https://www.ndt.net/article/wcndt2016/papers/we3g2.pdf>
- M. Costin, C. Vienne, D. Tisseur, R. Guillamet, H. Banjak, N. Bhatia, R. Fernandez, CIVA CT, an advanced simulation platform for NDT, Proceedings in The 6th International Conference on Image Formation in X-Ray Computed Tomography, 2016, https://www.ndt.net/article/ctc2016/papers/ICT2016_paper_id64.pdf
- A. Stolidi, D. Tisseur, J. Primot. Multi-lateral shearing interferometry : Principle and application on x-ray laboratory sources, Proceedings in International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography. 2015, https://www.ndt.net/events/DIR2015/app/content/Paper/24_Stolidi_Rev1.pdf.
- N. Bhatia, J. M. Létang, D. Tisseur, F. Buyens, Scattering Correction in Cone Beam Computed Tomography using Scatter Kernel Superposition, Proceedings in International Symposium on Digital Industrial Radiology and Computed Tomography DIR2015. 2015. url : <https://pdfs.semanticscholar.org>
- L. Berge, N. Estre, D. Tisseur, D. Eck, E. Payan, V. Bouyer, N. Cassiaut-Louis, C. Journeau, R. LeTellier, E. Pluyette, Fast high-energy X-ray imaging for Severe Accidents experiments on the future PLINIUS-2 platform, EPJ Web Conf. 170 (2018), p. 08003. doi :10.1051/epjconf/201817008003, <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817008003>
- D. Tisseur, N. Estre, J.L. Pettier, C. Roure, L. Berge, M. Kistler, Cellule CINPHONIE : une plateforme de tomographie haute énergie pour des objets de grandes tailles, Journée COFREND 2017, https://www.ndt.net/article/cofrend2017/papers/ME3B4_D_TISSEUR.pdf.
- D. Tisseur, N. Estre, L. Tamagno, C. Eleon, D. Eck, E. Payan, N. Cherepy, Performance evaluation of several well-known and new scintillators for MeV X-ray imaging, 2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC). Nov. 2018, p. 1-3. doi : 10.1109/NSSMIC.2018.8824663.
- D. Tisseur, N. Bhatia, N. Estre, L. Berge, D. Eck, E. Payan, Evaluation of a scattering correction method for high energy tomography, EPJ Web Conf. 170 (2018). doi : 10.1051/epjconf/201817006006, <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817006006>.
- N. Estre, D. Eck, C. Eleon, M. Kistler, E. Payan, L. Tamagno, D. Tisseur, Design of a very efficient detector for High Energy Tomography, 2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC). Nov. 2018, p. 1-3. doi : 10.1109/NSSMIC.2018.8824699.
- L. Tamagno, C. Eléon, N. Estre, S. Plumeri, D. Tisseur, Atomic number reconstruction using multi-MeV X-ray DECT in concrete drums, 2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC). Nov. 2018, p. 1-3. doi : 10.1109/NSSMIC.2018.8824646.

- M. Ben Mosbah, D. Tisseur, C. Eléon, H. Bakhabba, Boron Coated Straws imaging panel capability for neutron emission tomography for source localization inside radioactive drums, Conférence ANIMMA 2021.
- M. Maulin, D. Tisseur, N. Estre, E. Payan, D. Eck, G. Kessadjian, Characterization of the X-ray spectrum of a linear electron accelerator, EPJ Web Conf., 2021, <https://doi.org/10.1051/epjconf/202125304002>
- M. Maulin, D. Tisseur, N. Estre, E. Payan, D. Eck, G. Kessadjian, Design of a High-Energy and High-Resolution detector for X-ray computed tomography, EPJ Web Conf., 2021, <https://doi.org/10.1051/epjconf/202125311001>
- D. Tisseur, M. Cavaro, F. Rey, K. Paumel, N. Chikhi, J. Delacroix, P. Fouquart, R. Le Tellier, V. Bouyer, Study of online measurements techniques of metallic phase spatial distribution into a corium pool, EPJ Web Conf., 2021, <https://doi.org/10.1051/epjconf/202022508003>
- M. Delarue, E. Simon, B. Pérot, P. G. Allinei, N. Estre, D. Eck, E. Payan, D. Tisseur, O. Gueton, D. Ricard, J. Collot, Localization of nuclear materials in large concrete radioactive waste packages using photofission delayed gamma rays, EPJ Web Conf., DOI= "10.1051/epjconf/202125308003", 2021

Articles dans une revue à comité de lecture

- A. Amziane, M. Amari, D. Mounier, J. M. Breteau, N. Joly, J. Banchet, D. Tisseur, V. Gusev, Laser ultrasonics detection of an embedded crack in a composite spherical particle, *Ultrasonics* 52.1 (2012), p. 39-46, issn :0041-624X.
- N. Bhatia, D. Tisseur, S. Valton, J. M. Létang, Separable scatter model of the detector and object contributions using continuously thickness-adapted kernels in CBCT, *Journal of X-Ray Science and Technology* 24.5 (oct. 2016), 723-732. issn : 0895-3996. doi : 10.3233/XST-160583. url : <http://doi.org/10.3233/XST-160583>
- N. Bhatia, D. Tisseur, J. M. Létang, Convolution-based scatter correction using kernels combining measurements and Monte Carlo simulations, *Journal of X-Ray Science and Technology* 25.4 (oct. 2017), p. 613-628. doi : 10.3233/XST-16185. url : <http://doi.org/10.3233/XST-16185>.
- N. Bhatia, D. Tisseur, F. Buyens, J. M. Létang, Scattering correction using continuously thickness-adapted kernels, *NDT E International* 78 (2016), p. 52-60, issn : 0963-8695, <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2015.11.004>, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869515001267>.
- C. Le Loirec, D. Chambellan, D. Tisseur, Image-guided treatment using an X-ray therapy unit and gold nanoparticles : test of concept, *Radiation Protection Dosimetry* 169.1-4 (2016), p. 331-335. doi : 10.1093/rpd/ncw013, <http://dx.doi.org/10.1093/rpd/ncw013>.
- D. Tisseur, N. Estre, L. Tamagno, E. Payan, D. Eck, Detector upgrade for fast MeV X-ray imaging for severe accidents experiments, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2019.
- M. Delarue, E. Simon, B. Pérot, P.G. Allinei, N. Estre, E. Payan, D. Eck, D. Tisseur, I. Espagnon, J. Collot, Measurement of cumulative photofission yields of ²³⁵U and ²³⁸U with a 16 MeV Bremsstrahlung photon beam, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Volume 1011, 2021, 165598, ISSN 0168-9002, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165598>.

- A. Stolidi, G. Giakoumakis, J. Primot, A. Jarnac, D. Tisseur, Confidence Map tool for gradient-based X-ray phase contrast imaging, Optics Express, 2021, <https://doi.org/10.1364/OE.438876>
- M. Ben Mosbah, C. Eléon, D. Tisseur, A. Dogmhan, H. Bakhabba, Boron Coated Straws imaging panel capability for neutron emission computed tomography for source localization inside radioactive drums, IEEE Transactions on Nuclear Science, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2022.

Rapports techniques

- D. Tisseur, Contrôle par imagerie X de combustible nucléaire pour les centrales, haute température, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2008.
- INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Advances in High Temperature Gas Cooled Reactor Fuel Technology. IAEA-TECDOC-CD-1674. Vienna : INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2012, https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/TE_1674_CD_web.pdf.

Brevets

- D. Tisseur et J. Banchet. Procédé de caractérisation non destructif, notamment pour les particules de combustible nucléaire pour réacteur à haute température . Brevet, numéro de dépôt FR 06/06 950. 2006.
- S. Legoupil, A. Stolidi, D. Tisseur. Anode structurée en multiple sites de génération de photons x, tube de rayons x et utilisation pour imagerie de source codée, EP Patent App. EP20,150,172,527. Déc. 2015, <http://google.com/patents/EP2958127A1cl=ar>.

Annexe B

Contributions scientifiques

Le lecteur intéressé trouvera ci-après cinq articles issus de ma contribution scientifique :

- N. Bhatia, D. Tisseur, F. Buyens, J. M. Létang, Scattering correction using continuously thickness-adapted kernels, *NDT E International* 78 (2016), p. 52-60, issn : 0963-8695, <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2015.11.004>, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0963869515001267>.
- N. Bhatia, D. Tisseur, S. Valton, J. M. Létang, Separable scatter model of the detector and object contributions using continuously thickness-adapted kernels in CBCT, *Journal of X-Ray Science and Technology* 24.5 (oct. 2016), 723-732. issn : 0895-3996. doi : 10.3233/XST-160583. url : <http://doi.org/10.3233/XST-160583>
- N. Bhatia, D. Tisseur, J. M. Létang, Convolution-based scatter correction using kernels combining measurements and Monte Carlo simulations, *Journal of X-Ray Science and Technology* 25.4 (oct. 2017), p. 613-628. doi : 10.3233/XST-16185. url : <http://doi.org/10.3233/XST-16185>.
- D. Tisseur, N. Estre, L. Tamagno, E. Payan, D. Eck, Detector upgrade for fast MeV X-ray imaging for severe accidents experiments, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2019.
- M. Ben Mosbah, C. Eléon, D. Tisseur, A. Dogmhan, H. Bakhabba, Boron Coated Straws imaging panel capability for neutron emission computed tomography for source localization inside radioactive drums, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2022.



Research Paper

Scattering correction using continuously thickness-adapted kernels

Navnina Bhatia^{a,*}, David Tisseur^a, Fanny Buyens^a, Jean Michel Létang^b^a CEA, LIST, F-91191, Gif-sur-Yvette, France^b Université de Lyon, CREATIS, CNRS UMR5220, INSERM U1044, Université Claude Lyon 1, Centre Léon Bérard, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 28 July 2015

Accepted 14 November 2015

Available online 1 December 2015

Keywords:

CBCT

Scatter correction

CIVA

Industrial NDT

ABSTRACT

Quantitative reconstruction values are often miscalculated in Cone Beam Computed Tomography (CBCT) due to the presence of secondary radiation originating from scattering of photons inside the object and detector under consideration. The effect becomes more prominent and challenging in case of X-ray source of high energy (over a few 100 keV) which is used in industrial Non-Destructive Testing (NDT), due to higher scatter to primary ratio (SPR). This paper describes a scatter correction algorithm for correcting the combined scattering due to the object and the detector based on variations in Scatter Kernel Superposition (SKS) method. Scatter correction is performed for homogeneous and heterogeneous objects in a robust iterative manner suitable for high SPR, using pencil beam kernels which are simulated in computed tomography (CT) module of the CIVA software for NDT simulations. Two methods for scatter correction using SKS approach are discussed and compared in the paper. In the first method, we use a discrete approach in which kernels for only few thicknesses are used. In the second method a continuous approach is proposed where the kernels are analytically parameterised for all thicknesses. The results obtained after scatter correction are well within the expected reconstruction values. The continuous method produces better edge enhanced corrected projections and the method results in improved reconstruction values than the discrete method.

© 2015 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Compared to highly collimated fan beam computed tomography (CT), cone-beam computed tomography (CBCT) is based on 2D detectors of larger area, which makes CBCT bear a high level of X-ray scatter. Inadequate modeling of this scatter leads to cupping and streaking artifacts [1] and to a global degradation of image quality in CBCT.

There are various existing CBCT scatter correction methods which can be summed up mainly into two categories: pre-processing methods, and post-processing methods. Pre-processing methods modify the X-ray system and are able to separate the scatter from the primary photons based on the difference of their incidence angles, but require a higher dose. These include anti-scatter grids method (which make use of highly attenuating grids which are mounted directly on the top of the detector) [2] and the airgap method [3]. The post-processing methods estimate the scatter signal from the scatter-contaminated projection using some prior knowledge of the scatter distribution. These include measurement based methods such as beam stop array [4,5] where a high atomic number material like lead (strip or a disc) is inserted between the X-ray source and the imaged object. Such methods cause

increased X-ray exposure due to more than one scans per projection, prolong the scanning time and are also subject to error due to object motion. Many other software based post-processing have been proposed for scatter estimation and correction [6,7].

In this paper we propose to focus on Scatter Kernel Superposition (SKS) method [8–11] in which the scatter signal is modeled as the sum of the scatter contributions from a group of pencil beams passing through the object. It approximates the scatter distribution, as the convolution of primary signal with scatter kernels. This method requires no additional hardware, scanning time and additional dose. Pencil beam kernels are thickness dependent kernels and there is an appreciable change in the amplitude and shape of these kernels with respect to small variation in the thickness of the object. The scatter correction methods are based on a discrete set of thickness-dependent kernels and for a range of thickness only one kernel is used. This method gives satisfactory results in many applications. However, when a high range is considered (typically [300,500] keV), the SPR is expected to be very large and the different steps of the SKS correction algorithm have to be reconsidered. In particular a better sampling of the kernels with respect to the thickness of the object is required to get an accurate model of variability in shape and in amplitude of the scatter kernels over the whole thickness range. When the scatter level is not negligible with respect to the primary radiations, the robustness and the convergence of the

* Corresponding author. Tel.: +33 1 69 08 78 63.

E-mail address: navnina.bhatia@cea.fr (N. Bhatia).

iterative correction scheme become critical since a slight over-estimation of the scatter radiation level might lead to large negative values of the primary transmittance.

We propose in this paper a twofold modification of Sun and Starlack [11] SKS approach to tackle X-ray imaging with larger SPR: an analytical parameterization of the scatter kernel is derived in terms of material thickness and a multiplicative iteration approach is implemented. We begin by describing the methodology of scatter correction with pencil beam kernels. This is followed by the description of generation of kernels and development of the analytic expression for continuous kernel map. The modeling of the kernels for heterogeneous object is described in detail. We then describe the iterative scheme followed for the scatter correction. Afterwards the acquisition set up and objects used are described in detail. Finally the results obtained after the reconstruction performed using FDK algorithm are compared for discrete set of kernels and continuous map of kernels for homogeneous and heterogeneous object.

2. Method and materials

2.1. Scatter correction using pencil beam kernels

The measured signal at the detector $I(m, n)$ has two components: $P(m, n)$ is the primary signal contributed by the photons passing directly without any attenuation or scattering and $S(m, n)$ is the signal contribution of the scattered photons from the object and the detector. Therefore, the measured signal is given by:

$$I(m, n) = P(m, n) + S(m, n) \quad (1)$$

where m and n correspond to the pixel position on the detector.

The scatter signal can be modeled as the sum of the scatter contributions from a group of pencil beams passing through the object and the detector. For each pencil beam input, a resulting kernel which has the weight of the scatter to primary ratio is determined. The total scatter signal $S(m, n)$ can then be modeled as:

$$S(m, n) = \sum_k \sum_l P(k, l) h_{T(k, l)}(m - k, n - l) \quad (2)$$

where, h_T is the thickness (T) dependent kernel, with amplitude equal to the ratio of the scattered signal at the current pixel to the primary signal, at the pencil beam centered pixel. The thickness is calculated with the Beer Lambert law

$$T(k, l) \approx \frac{1}{\mu} \ln \frac{O(k, l)}{P(k, l)} \quad (3)$$

with μ being the attenuation constant of the object under consideration at the mean energy of the spectrum used. The pencil beam kernel h_T can be fitted into the equation formed by an amplitude factor $C(k, l)$ (which is a function of the primary signal $P(m, n)$ and the un-attenuated air intensity $O(m, n)$) and a form-function $G(m - k, n - l)$ consisting of two circularly symmetric Gaussian functions describing the shape of the kernel:

$$h_T(m - k, n - l) = C(k, l) G(m - k, n - l) \quad (4)$$

$$C(k, l) = \left(\frac{P(k, l)}{O(k, l)} \right)^\alpha \ln \left(\frac{O(k, l)}{P(k, l)} \right)^\beta \quad (5)$$

$$G(m - k, n - l) = A \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_1^2} \right) + B \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_2^2} \right) \quad (6)$$

Eq. (2) then becomes

$$S(m, n) = \sum_k \sum_l P(k, l) C(k, l) G(m - k, n - l) \quad (7)$$

In the discrete kernel approach, a few thickness ranges are selected from zero to maximum thickness of the object and a single average value for fitting parameters $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ is obtained for one particular thickness range. The superposition convolution equation is thus modified to the form

$$S(m, n) = \sum_i \sum_k \sum_l P(k, l) R_i(k, l) C_i(k, l) G_i(m - k, n - l) \quad (8)$$

$$R_i(k, l) = \begin{cases} 1, & \text{if } T_i(k, l) \leq T(k, l) < T_{i+1}(k, l) \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

where i gives the number of thickness groups and T_i and T_{i+1} are the lower and upper bound thicknesses of the i th group.

In the continuous approach, the fitting parameters are also interpolated with respect to the thicknesses to form a continuously varying profile of kernels. Hence Eq. (8) is modified to:

$$S(m, n) = \sum_k \sum_l P(k, l) C(k, l, T(k, l)) G(m - k, n - l, T(k, l)) \quad (10)$$

2.2. Generation and fitting of kernels

Monte Carlo (MC) simulations were performed in the CT module of CIVA software [12] for the generation of kernels. Developed by CEA LIST, CT module of CIVA combines deterministic and MC approach for the generation of primary and secondary radiation in tomography [13].

For the simulation of the kernels, imaging geometry corresponding to the acquisition set up was modeled in CIVA. Pencil beam source was impinged on slabs of same material as the object under study and discrete set of point spread 2D kernels were obtained on the flat panel detector. Eq. (4) was fit on these kernels



Fig. 1. Picture of sample of the iron hub [5].

Aluminium cylinder (diameter = 60 mm)

Iron cylinder (diameter = 20 mm)

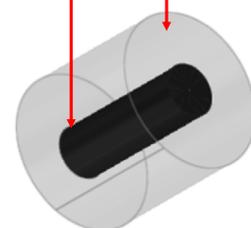


Fig. 2. Set-up of heterogeneous object consisting of a 60 mm diameter cylinder of aluminum containing a 20 mm diameter cylinder of iron.

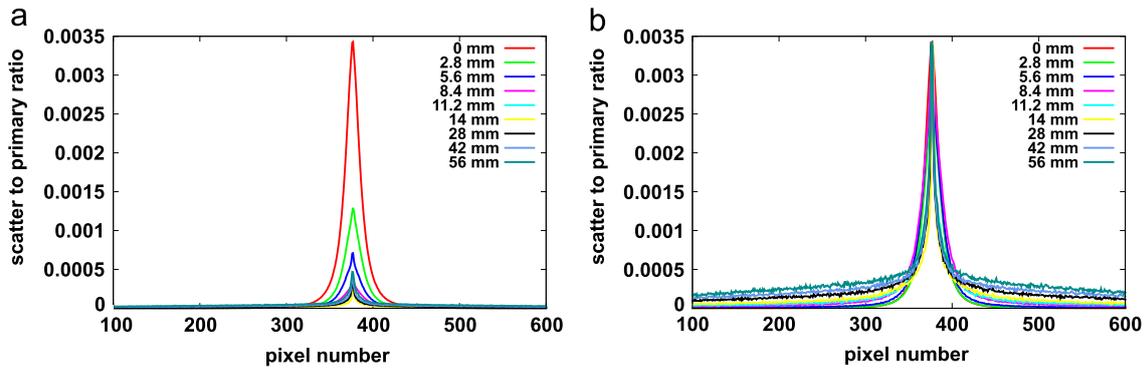


Fig. 3. (a) Plot profile of the simulated kernels using MC simulation in CIVA for different aluminium slab thickness. (b) Plot profile of the simulated kernels normalised to the maximum value of kernel for detector kernel (0 mm thickness).

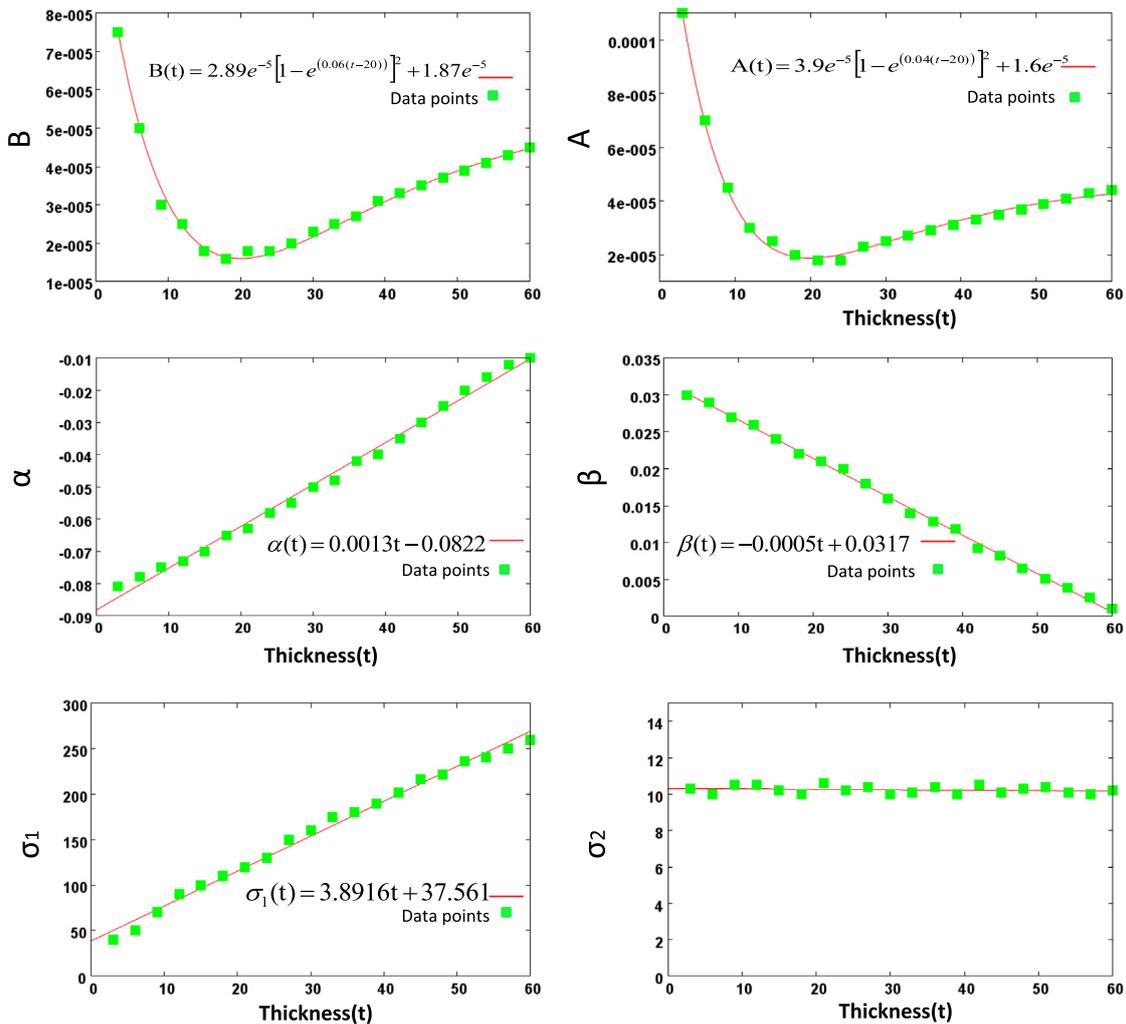


Fig. 4. Fitting of parameters $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ with thickness.

using non-linear least square fitting and the values for parameters $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ were calculated for these discrete sets of kernels.

To obtain the continuous kernel map, we analytically calculated the expression for the parameters $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ in terms of the thickness of the object. To obtain these expressions, the values of the parameters obtained for discrete set of kernels were fitted with respect to the thickness using non-linear least square curve fitting technique. The analytical models for the kernels parameters

with respect to the material thickness are polynomials and Morse potential functions, with different constrain on the degrees of freedom for some. The two point-spread functions (PSF) in Eq. (6) are defined by standard deviations σ_1 and σ_2 . These two PSF are representative of scattering of object and detector

1. σ_1 defines the higher order scattering from the object which is expected to increase with increasing the thickness of the object.

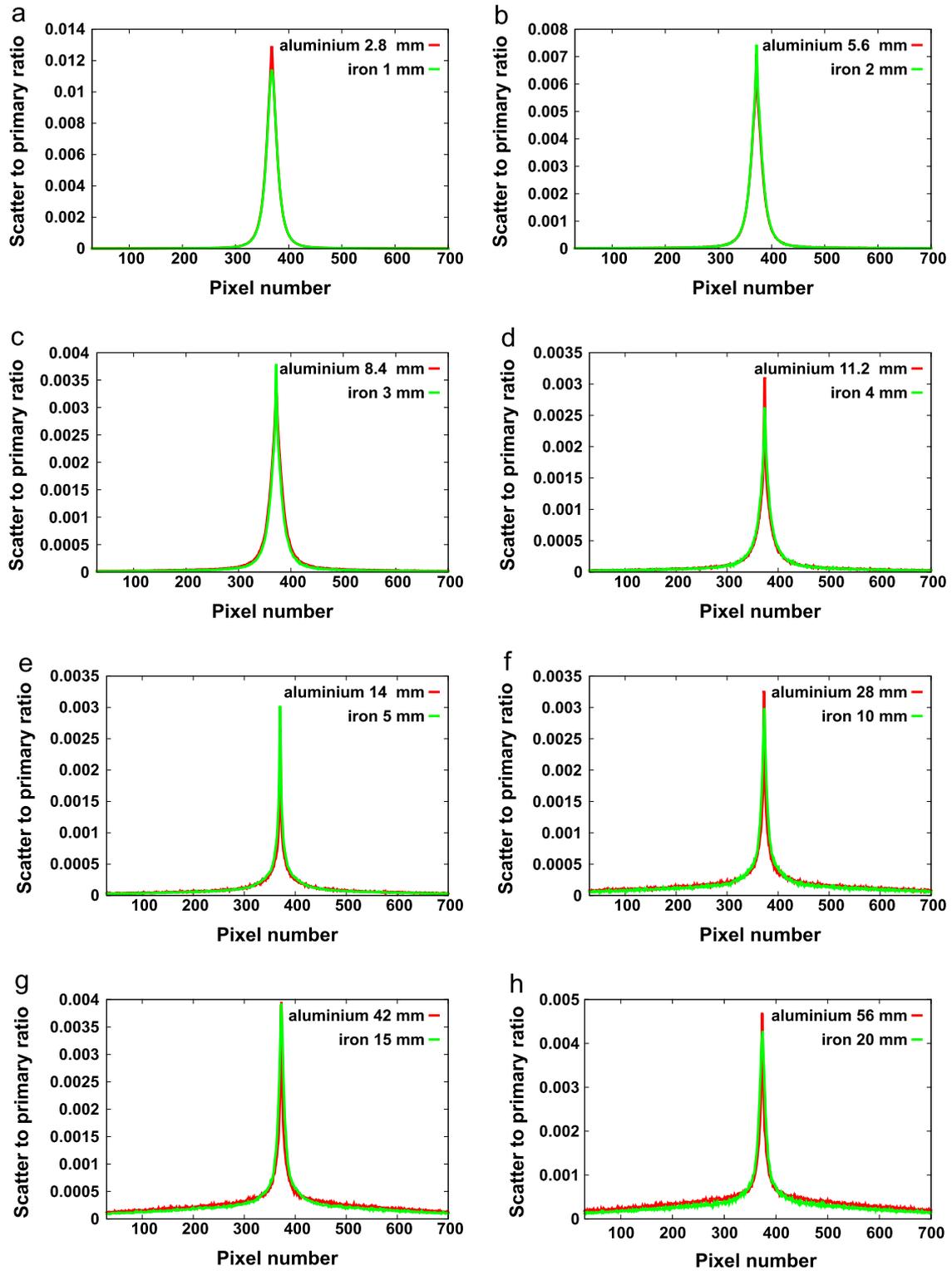


Fig. 5. Comparison of aluminum slab kernels with equivalent thickness iron slab kernels.

2. σ_2 defines the first order scattering dominated from the detector and is expected to be a constant with varying the thickness of the object.

2.3. Modelling for heterogeneous objects

When dealing with heterogeneous samples, the thickness map $T(k, l)$ computed from Eq. (3) gives an estimate of the kernel-material equivalent thickness, that sometimes is called WET (water-equivalent

thickness) when water is used to compute the kernels [10]. Within the energy range used, Compton scattering is the most dominant interaction process. The likelihood of interaction is proportional to electron density and is independent of the atomic number of the material. Therefore equivalent thickness (T_A) of one material A, for a given thickness (T_B) of material B, can be calculated in terms of their electron density functions using the following relationship:

$$T_A \cdot \rho_{e,A} = T_B \cdot \rho_{e,B} \tag{11}$$

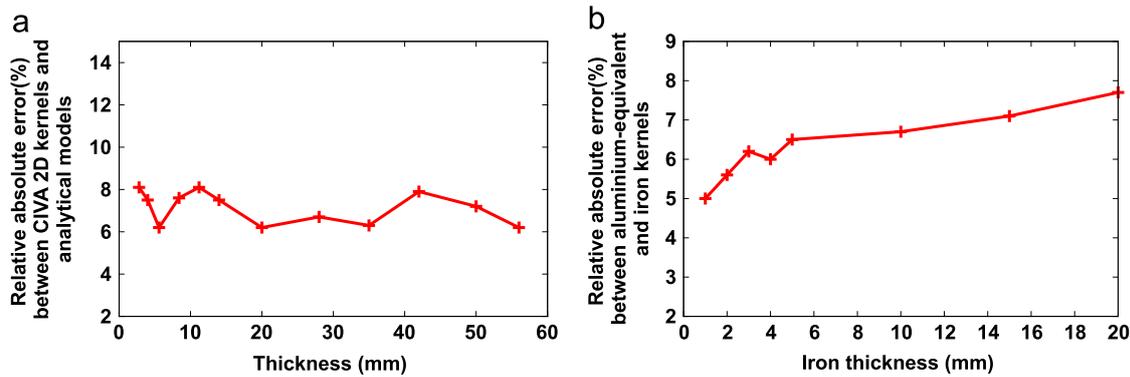


Fig. 6. Plot of relative absolute error with respect to thickness between (a) CIVA 2D kernels and analytical models, (b) aluminium-equivalent kernels and iron kernels.

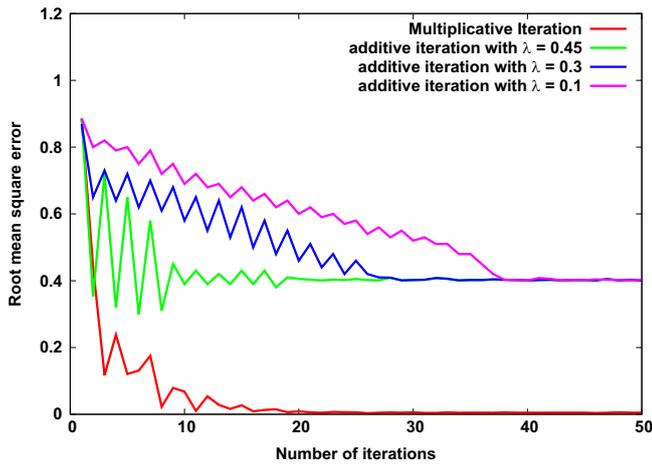


Fig. 7. Plot of error Vs number of iteration for different iteration schemes.

where $\rho_{e,A}$ and $\rho_{e,B}$ is the electron density for material A and B respectively. Given γ be the ratio between these densities, we have

$$\gamma = \frac{\rho_{e,A}}{\rho_{e,B}} = \frac{\rho_A Z_A A_B}{\rho_B Z_B A_A} \quad (12)$$

where ρ is the mass density, Z is the atomic number and A is mass number. Using Eqs. (11) and 12 we get

$$T_B = \gamma T_A \quad (13)$$

This property can be exploited for the scatter correction of heterogeneous objects. As the kernels for a particular thickness of a material do not depend on the atomic number of the material but only on its electron density. Kernels of single material can be used for the scatter correction of heterogeneous objects.

2.4. Iterative scatter correction

At high energies, the combined scatter of the object and the detector can be much higher than the true primary itself due to high SPR. In such case when a simple additive iteration approach is applied (Eq. (14)) to calculate the new primary estimate, negative values of the primary estimate can be obtained due to over-estimation of scatter:

$$P^{n+1}(m, n) = P^n(m, n) + \lambda(S^n(m, n) - S^{n+1}(m, n)) \quad (14)$$

λ represents the relaxation parameter. It is difficult in the first place to estimate the value of λ that ensures positive primary estimate. Moreover, even if a suitable λ value is chosen to ensure the first scatter estimate to be lower than the measured signal, this type of iteration scheme gives no guarantee that the primary estimate will be positive at every iteration step.

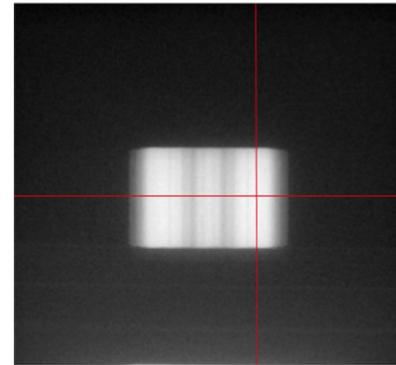


Fig. 8. Sample projection of iron hub sample.

Therefore we adopt a multiplicative iteration scheme given by Eq. (15) which ensures positive primary values.

The iterative scatter correction scheme consists of the following steps:

1. The measured projection is taken as the first estimate of the primary.
2. Equivalent thickness is calculated for each pixel by using Eq. (3).
3. Pixel wise convolution is performed by choosing the suitable kernel for the respective thicknesses.
4. Scatter is estimated either using Eq. (8) for the discrete approach or by using Eq. (10) for the continuous approach.
5. The primary estimate is updated using

$$P^{n+1}(m, n) = P^0(m, n) \times \frac{P^n(m, n)}{P^n(m, n) + S^n(m, n)} \quad (15)$$

Steps 1–5 are repeated until convergence is achieved.

2.5. Validation on homogeneous object

For the acquisition set up, the source to detector distance was kept 371 cm and the distance between source and axis of rotation was kept at 353 cm. The set up mainly consisted of a X-ray source, an object rotational table and a flat panel detector.

The X-ray source unit used was a 400 kV X-ray generator manufactured by Philips (model MG450). The maximum tube current was 15 mA. Two focal spot sizes were available: 1.5 mm and 4.5 mm and angle of the target, made of tungsten, was 26°. A filtration of 4 mm of Pb + 1 mm of Cd was used in order to reasonably remove the beam hardening effect. With this filtration the total number of X-ray photons with energy less than 200 keV

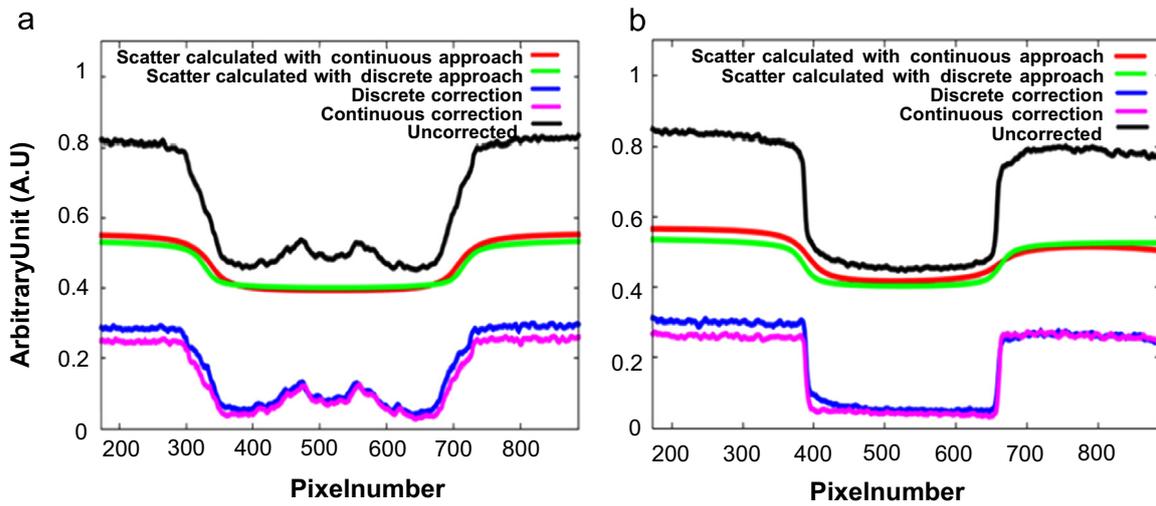


Fig. 9. (a) Horizontal profile. (b) Vertical profile of uncorrected and corrected projection by continuous and discrete method.

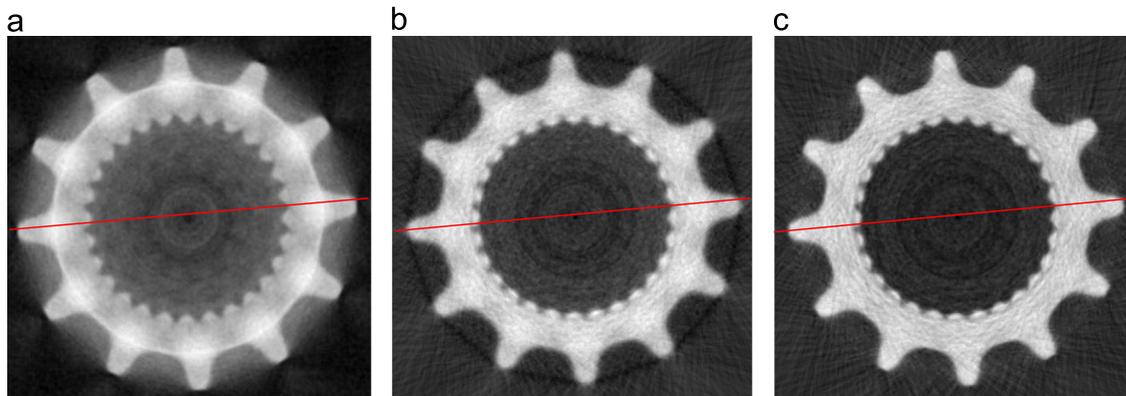


Fig. 10. Reconstruction slice of (a) Uncorrected projections, (b) Corrected projections by discrete method, (c) Corrected projections by continuous method.

Table 1

Mean and standard deviation values for aluminium and iron region for uncorrected and corrected reconstruction slices.

		Mean (cm ⁻¹)	Std. dev.
Uncorrected	Air	0.0240	± 0.0022
	Iron	0.1960	± 0.0068
Discrete corrected	Air	0.0028	± 0.0056
	Iron	0.6340	± 0.0046
Continuous corrected	Air	0.0012	± 0.0059
	Iron	0.8000	± 0.0086
Mean spectrum value	Air	0.0001	
	Iron	0.836	

represented the 4% of the X-ray beam spectrum while it was 92% without filtration [5].

The flat panel detector called FlashScan 33 developed by Thales Electron Devices consisted of Gadolinium Oxysulfide (Tb) scintillator screen for the X-ray conversion. The detector was based on amorphous silicon TFTs array and was designed to work on a wide kV range (from 25 kV to few MeV). The active area consisted of 2240 × 3200 pixels of 127 μm size [5].

Acquisitions were performed on an iron hub sample as given in Fig. 1. The sample is 32 mm in height and 52 mm in the external diameter.

2.6. Validation on heterogeneous object

In order to check the feasibility of the algorithm for heterogeneous objects, projections were simulated in CIVA for an object, consisting of a 60 mm diameter cylinder of aluminum containing a 20 mm diameter cylinder of iron inspected at 450 keV monochromatic source and a flat panel detector of 750 × 750 pixels with 220 μm size. Fig. 2 shows the set up of the object.

3. Results

3.1. Analytical fitting of kernels for continuous kernel map

Fig. 3(a) shows the 1D profile of the kernels obtained by MC simulation in CIVA and 3(b) shows the kernels normalised to the maximum value of the detector kernel (0 mm thickness).

The fitting of parameters $\alpha, \beta, A, B, \sigma_1, \sigma_2$ with respect to thickness using least square fitting is shown in Fig. 4. The SPR first decreases and then increases for thicknesses above 20 mm due to higher attenuation of primary as seen in Fig. 3(a). Fig. 3(b), however, clearly shows that with increasing the thickness of the object the higher order scattering increases and broadens the shape of the kernels. Parameters A and B , which are representing the amplitude of the shape of the kernels, first decrease up to a thickness of 20 mm and slowly increase beyond 20 mm. For fitting this, we used Morse potential energy function. Parameter α which

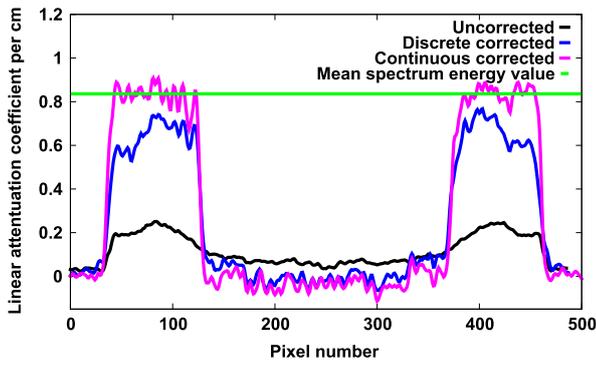


Fig. 11. Plot profile of the reconstruction slice of (a) Uncorrected projections, (b) Corrected projections by discrete method, (c) Corrected projections by continuous method.

is dependent on the attenuation, increases linearly with the thickness. Following the same argument parameter β , on the other hand, decreases with increasing the thickness. As mentioned in Section 2.2, σ_2 defining the scattering from the detector remains a constant with varying material thickness and σ_1 defining the higher order scattering from the object increases along with the thickness of the object. The relative absolute error with respect to thickness between CIVA 2D kernels and analytical models is between 6 and 8% as shown in Fig. 6(a).

The kernels for aluminum and the equivalent thickness of iron using $\gamma = 2.8$, computed from Eq. (12), for the geometry described in Section 2.6 are compared in Fig. 5 for different slab thicknesses. It can be seen from the comparison of the kernels (Fig. 5) that scatter to primary ratio is almost identical for aluminum slab and its equivalent thickness of iron slab. The relative absolute error with respect to thickness aluminium-equivalent kernels and iron kernels is between 5 and 8% as shown in Fig. 6(b). This allows us to evaluate the scatter correction of projections using only aluminum slab kernels. The results obtained are shown in Section 3.4.

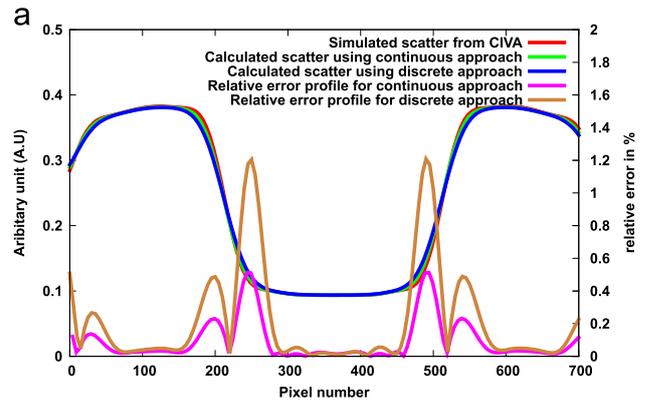
3.2. Multiplicative iteration vs additive iteration

To check the efficiency of multiplicative iteration approach Vs additive iteration approach, we randomly initialized the scatter estimate maps N ($=50$ in our case) times for each type of iteration process. We then calculate the mean of the error in the convergence value from the true value, for these N initial estimates at each iteration step. We plot the error Vs Number of iteration plot for multiplicative approach and additive approach for different values of λ . The result obtained is given in Fig. 7.

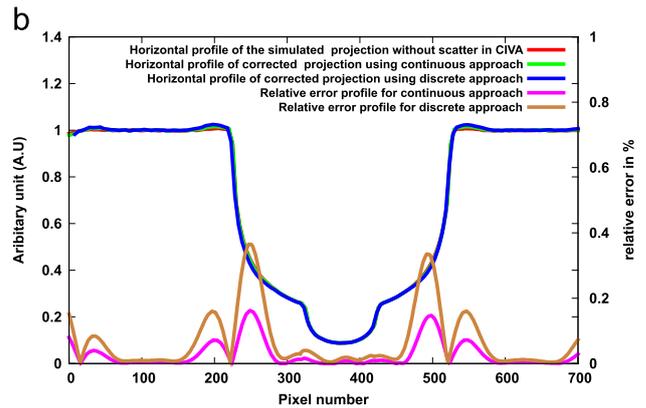
In our case, we choose the maximum value of $\lambda = 0.45$ to ensure that the first estimate of scatter is lower than the measured signal. From Fig. 7, it can be seen that additive approach is sensitive to the value of λ converges with a higher error as compared to multiplicative scheme, due the presence of negative primary estimates within the iteration steps. The multiplicative approach, however, ensures positive primary estimate at each iteration step as well as converges with a faster rate (in this case iteration step 20).

3.3. Scatter correction on homogeneous object

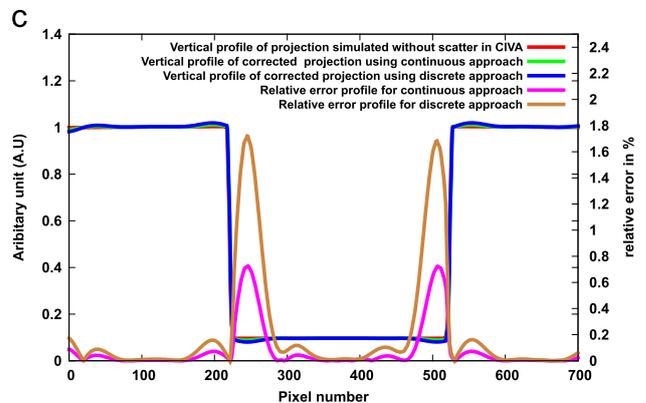
Fig. 8 displays a sample projection of the iron-hub. To evaluate the performance of continuous and discrete scatter correction on the projections, the vertical and horizontal profiles of the corrected and uncorrected normalized projections are plotted in Fig. 9. Fig. 9 also displays calculated scatter profiles with discrete and continuous approach.



Plot profile of the scatter obtained using continuous and discrete approach



Horizontal profile of corrected projection using continuous and discrete approach



Vertical profile of corrected projection using continuous and discrete approach

Fig. 12. Plot profiles of scatter and corrected projections for the heterogeneous object. (a) Plot profile of the scatter obtained using continuous and discrete approach. (b) Horizontal profile of corrected projection using continuous and discrete approach. (c) Vertical profile of corrected projection using continuous and discrete approach.

On the vertical profile of corrected projection 9(b), we can see that the continuous method performs better edge enhancement of the object than the discrete method. This is due to better sampling of the kernels with respect to thickness at the edges.

Fig. 10 displays reconstruction slices of the top tip of the iron hub obtained for uncorrected and corrected projections using continuous and discrete methods. Table 1 displays the mean and standard deviation of the reconstructed values for corrected and

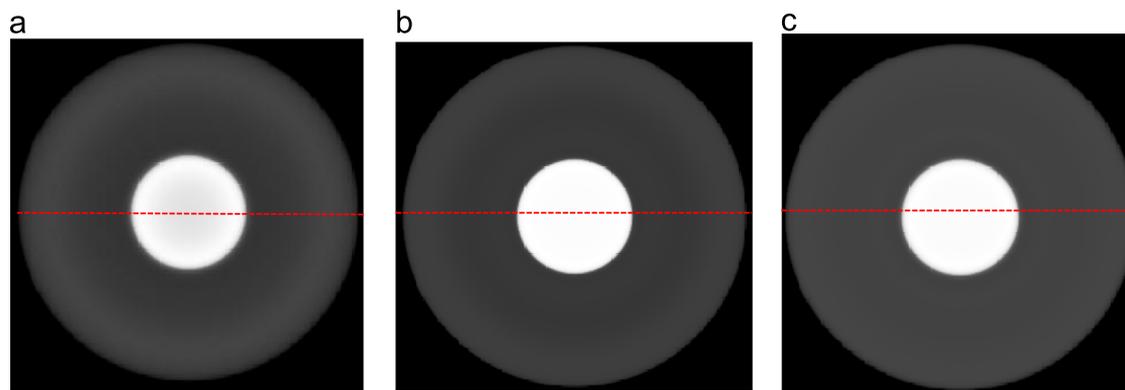


Fig. 13. Reconstruction slice of (a) Uncorrected projections. (b) Corrected projections by discrete method. (c) Corrected projections by continuous method.

Table 2

Mean and standard deviation values for aluminium and iron region for uncorrected and corrected reconstruction slices.

		Mean (cm ⁻¹)	Std. dev	Relative absolute error (%)
Uncorrected	Aluminium	0.268	± 0.0012	8.5
	Iron	0.560	± 0.0058	22
Discrete corrected	Aluminium	0.252	± 0.0090	2.0
	Iron	0.713	± 0.0046	0.9
Continuous corrected	Aluminium	0.249	± 0.0074	0.8
	Iron	0.718	± 0.0042	0.2
Theoretical values	Aluminium	0.247		
	Iron	0.720		

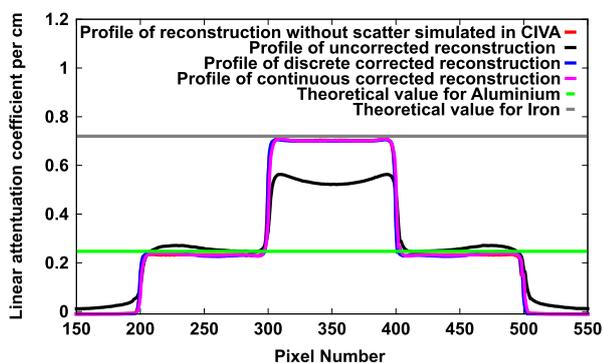


Fig. 14. Plot profile of the reconstruction slice obtained with (a) Projection without scatter from CIVA, (b) Uncorrected projections, (c) Corrected projections by discrete method, (d) Corrected projections by continuous method.

uncorrected data in air and iron region calculated using binary masks.

Uncorrected value of 0.196 cm⁻¹ for the linear attenuation coefficient of iron is estimated by the discrete approach at 0.634 cm⁻¹ whereas it is estimated at 0.80 cm⁻¹ by the continuous approach. In the considered energy range, the value of linear attenuation constant per cm for mean energy 319 keV is 0.836 cm⁻¹, which is in agreement with the obtained result. The continuous method presents improved reconstruction values with respect to the discrete approach as can be seen in Fig. 11, which gives the plot profile of the reconstruction slice shown in Fig. 10, which exhibits better edge enhancement by the continuous approach.

The obtained result of the scatter profile and reconstruction values is in agreement with the correction performed using beam stop arrays method by Peterzol [5], which requires many acquisitions for the correction leading to higher dose.

3.4. Scatter correction on heterogeneous object

Fig. 12(a) shows the profile of the scatter obtained by simulation in CIVA. It is compared with the scatter profile obtained by the continuous and the discrete corrections. The relative error profiles of continuous scatter and discrete scatter with respect to the true value obtained from CIVA are also plotted. Clearly at the edges of the object continuous approach has lesser relative error as compared to discrete approach.

Fig. 12(b) and (c) show horizontal and vertical profile of the projection without scatter obtained in CIVA compared with corrected projection profile using the continuous and the discrete approach and their relative error profiles.

Fig. 13 displays reconstruction slices obtained for uncorrected and corrected projections using the continuous and the discrete method. Table 2 displays the mean and standard deviation of the reconstructed values for corrected and uncorrected data for aluminium and iron region.

The plot profile of the uncorrected and corrected reconstruction slices is shown in Fig. 14. The algorithm performs efficiently using only aluminum slab kernels. The linear attenuation coefficient obtained for iron and aluminum is 0.718 cm⁻¹ and 0.249 cm⁻¹ respectively for the continuous approach, which is in agreement with the expected linear attenuation value of 0.247 cm⁻¹ for aluminium and 0.720 cm⁻¹ for iron at 450 keV monochromatic source.

4. Discussion and conclusion

Scatter Correction using pencil beam kernels produces significant improvement in the quantitative reconstruction values for the homogeneous object like iron hub. We adopted a continuous kernel approach by interpolating the kernels for each thickness. This approach offers superior improvement in the edges of the object after correction due to extended number of kernels. The reconstruction values are also improved in the continuous approach with respect to the discrete one especially for areas in the reconstruction slices where thin and thick structures are connected such as the tips of the iron hub.

We adopted a multiplicative iteration scheme which offers better convergence and ensures positive primary estimates at each iteration step as compared to additive iteration scheme which does not ensure positive primary estimates for higher SPR. As a result, multiplicative approach gives lesser error from the true value as compared to additive iteration approach.

The algorithm has been also tested for heterogeneous object. At the energy range used, Compton scattering is the most dominant interaction. The likelihood of interaction is proportional to electron density and is independent of the atomic number of the material. Therefore,

kernels corresponding to a single material can be utilized for the correction of heterogeneous object projections. The obtained results are well within the expected reconstruction values proving the efficiency of the algorithm for heterogeneous objects.

References

- [1] Schulze R, Heil U, Bruellmann D, Dranischnikow E, Schwanecke U, Schoemer E. Artefacts in CBCT: a review. *Dentomaxillofac Radiol* 2011;40(5):265–73.
- [2] Shen S, Bloomquist A, Mawdsley G, Yaffe J, Elbakri I. Effect of scatter and an antiscatter grid on the performance of a slot-scanning digital mammography system. *Med Phys* 2006;33(4):1108–15.
- [3] Krol A, Bassano D, Chamberlain C, Prasad S. Scatter reduction in mammography with air gap. *Med Phys* 1996;23(7):1263–70.
- [4] Maltz J, Gangadharan B, Vidal M, Paidi A, Bose S, Faddego OMBA, et al. Focused beam-stop array for the measurement of scatter in megavoltage portal and cone beam ct imaging. *Med Phys* 2008;35(6):2452–62.
- [5] Peterzol A, Letang JM, Babot D. A beam stop based correction procedure for high spatial frequency scatter in industrial cone-beam X-ray CT. *NIMB* 2008;266(18):4042–54.
- [6] Zhao W, Zhu J, Wang L. Fast scatter artifacts correction for cone-beam ct without system modification and repeat scan. *Med Phys*, arXiv:1501.04409v1.
- [7] Altunbas M, Shaw C, Chen L. A post-reconstruction method to correct cupping artifacts in cone beam breast computed tomography. *Med Phys* 2007;34(7):3109–18.
- [8] Hansen V, Swindell W, Evans P. Extraction of primary signal from epids using only forward convolution. *Med Phys* 1997;24(49):1477–84.
- [9] Spies L, Ebert M, Groh BA, Hesse BM, Bortfeld T. Correction of scatter in megavoltage cone-beam CT. *Phys Med Biol* 2001;46:821–33.
- [10] Maltz JS, Gangadharan B, Bose S, Hristov DH, Faddegon B, Paidi A, et al. Algorithm for x-ray scatter beam-hardening and beam profile correction in diagnostic (kilovoltage) and treatment (megavoltage) cone beam CT. *IEEE* 2008;27(12):1791–810.
- [11] Sun M, Star-Lack JM. Improved scatter correction using adaptive scatter kernel superposition. *Phys Med Biol* 2010;55(22):6675–720.
- [12] (<http://www-civa.cea.fr/>).
- [13] Tabary J, Guillemaud R, Mathy F, Glire A, Hugonnard P. Combination of high resolution analytically computed uncollided flux images with low resolution Monte Carlo computed scattered flux images. *IEEE* 2004;51(1):212–7.



HAL
open science

Separable scatter model of the detector and object contributions using continuously thickness-adapted kernels in CBCT

Navnina Bhatia, David Tisseur, Solène Valton, Jean Michel Létang

► To cite this version:

Navnina Bhatia, David Tisseur, Solène Valton, Jean Michel Létang. Separable scatter model of the detector and object contributions using continuously thickness-adapted kernels in CBCT. *Journal of X-Ray Science and Technology*, IOS Press, 2016, 24 (5), pp.723-732. 10.3233/XST-160583. hal-01438209

HAL Id: hal-01438209

<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01438209>

Submitted on 7 Jan 2019

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

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

Separable scatter model of the detector and object contributions using continuously thickness-adapted kernels in CBCT

Navnina Bhatia^{a,*}, David Tisseur^a, Solene Valton^b and Jean Michel Létang^c

^a*CEA, LIST, Gif-sur-Yvette, France,*

^b*RX Solutions, 27 rue Saturne, Chavanod, France*

^c*Univ Lyon, INSA Lyon, Université Lyon 1, UJM-Saint Etienne, CNRS, Inserm, Centre Léon Bérard, CREATIS UMR 5220 U1206, Lyon, France*

Abstract. Due to the increased cone beam coverage and the introduction of flat panel detector, the size of X-ray illumination fields has grown dramatically in Cone Beam Computed Tomography (CBCT), causing an increase in scatter radiation. Existing reconstruction algorithms do not model the scatter radiation, so scatter artifacts appear in the reconstruction images. The contribution of scattering of photons inside the detector itself becomes prominent and challenging in case of X-ray source of high energy (over a few 100 keV) which is used in typical industrial Non Destructive Testing (NDT). In this paper, comprehensive evaluation of contribution of detector scatter is performed using continuously thickness-adapted kernels. A separation of scatter due to object and the detector is presented using a four-Gaussian model. The results obtained prove that the scatter correction only due to the object is not sufficient to obtain reconstruction image free from artifacts as the detector also scatters considerably. The obtained results are also validated experimentally using a collimator to remove the contribution of object scatter.

Keywords: CBCT, scatter artifact correction, CIVA, industrial NDT

1. Introduction

One of the well-recognized challenge of cone-beam computed tomography (CBCT) is the presence of scatter contamination within the projection images. Existing reconstruction algorithms do not model the scatter radiation. Therefore scatter artifact appears on the reconstruction images as shading, cupping effect, reduced contrast etc. This leads to overall inaccuracies in the reconstruction values.

Majority of the scatter correction techniques focus on scatter contribution from the object only. But recent studies [1] [2] [3] have proved that in the high energy range used in industrial Non-Destructive Testing (NDT), the contribution of detector scatter also becomes important. While evaluating the role of detector in the reconstruction artifacts, a number of scattering and blurring processes within the detector need to be taken into account.

Firstly, X-ray radiation can be Compton scattered by any part of the detector surroundings like mountings, back plate or even the detector layer itself [1]. Bub et al [1] show that this scattering

*Corresponding author: Navnina Bhatia, CEA, LIST, F-91191, Gif-sur-Yvette, France. Tel.: +33 1 69 08 78 63; E-mail: navnina.bhatia@cea.fr.

can also lead to the edge blurring of the object in the obtained projections. The part of the detector directly exposed to full beam, produces more Compton scattering than the part of the detector under the shadow of the highly attenuating object. This is because of attenuation of the primary intensity under the object. As a result the sharpness of the edges of the object appear degraded. This can cause additional grey levels appearing in the reconstruction leading to deformations. Another important effect at high X ray energy source is the backscattering of photons from the material behind the detector [4]. If the scintillator layer is made of low absorbing material, a large part of radiation can be transmitted to the back-plate. For the energies above K edge of the back plate, there is appreciable increase in backscattering by the production of low energy fluorescence X rays. These backscattered photons may be reabsorbed at a different site than the first interaction site. As a result the overall spatial resolution of the detector decreases.

Additionally, when X-rays interact with a phosphor (by most pronounced photo-electric effect), X-ray fluorescence photons are produced which may be reabsorbed by the detector areas adjacent to the primary x-ray interaction site. This may cause a loss of spatial resolution and an increase in image noise [5] [6]. Moreover, the fluorescence optical photon may also scatter within the scintillator layer which causes blurring, also known as veiling glare [7] [8]. Its magnitude mainly depends on the thickness and material characteristics of the detection layer.

In this article, we propose to evaluate the contribution of detector scattering at NDT energy range using continuously thickness adapted Scatter Kernel Superposition (SKS) method [9]. The continuous method takes into account better sampling of the kernels with respect to the thickness of the object to get an accurate model of variability in shape and in amplitude of the scatter kernels over the whole thickness range. However, the continuous method and other classical SKS method [10] use a two-Gaussian model for the fitting of kernels. This two-Gaussian parametrization of kernels has several shortcomings. Firstly, the scatter contributions from the detector and the object are entangled, which makes the parameter fitting of the continuous model tricky. Moreover, the high frequency contribution of the detector scatter generates a strong peak in the center pixel of the detector where the pencil beam is impinged. This shape calls for the necessity to explore an increase in order of the Gaussian model. Therefore, we propose in this paper, by means of both experiments and simulations, to identify the respective scatter contributions of the object and detector using a four-Gaussian model to have a more stable modeling.

We begin by outlining the four-Gaussian analytic description of the kernels. Subsequently, the CBCT acquisition set up is described in detail. An in-depth analysis of the four-Gaussian contributions is carried out in Section 3. Experimental validation is finally performed with both fan beam and cone beam geometries.

2. Method and materials

2.1. Four-Gaussian model

In the SKS scatter correction approach with continuously thickness-adapted kernels [9], the scatter signal can be modeled as the sum of the scatter contributions from a group of pencil beams passing through the object and the detector. For each pencil beam input, a resulting kernel which has the weight of the scatter to primary ratio is determined. The total scatter signal $S(m, n)$ with m and n as the pixel position on the detector, can then be modeled as:

$$S(m, n) = \sum_k \sum_l P(k, l) h_{T(k,l)}(m - k, n - l) \quad (1)$$

where, h_T is the thickness (T) dependent kernel, with amplitude equal to the ratio of the scattered signal at the current pixel to the primary signal, at the pencil beam centered pixel. The sum in the convolution process runs over all pixels (k, l) of the detector. P is the primary signal contributed by the photons passing directly without any attenuation. Instead of using Beer-Lambert law based on an effective linear attenuation coefficient [10], the thickness $T(k, l)$ in Equation 2 is directly computed from a look-up table f_{BH} – computed during the calibration stage of the kernels – that relates the true slab thickness with respect to the transmittance

$$T(k, l) = f_{BH} \left(\frac{P(k, l)}{O(k, l)} \right) \quad (2)$$

where O is the unattenuated image. It is worthy to note that the beam-hardening is taken care of with this procedure. The acquisition parameters and the material of the calibration slabs must be the same as the object under study. Value of directly transmitted primary fluency P were calculated for each thickness of the simulated slab. The thickness in terms of the transmittance $P(k, l)/O(k, l)$ is calculated as described in Section 3.1.

The pencil beam kernel h_T can be fitted into the equation formed by four circularly symmetric Gaussian functions describing the shape of the kernel:

$$h_T(m - k, n - l) = A \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_1^2} \right) + B \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_2^2} \right) \\ + C \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_3^2} \right) + D \exp \left(-\frac{(m - k)^2 + (n - l)^2}{2\sigma_4^2} \right) \quad (3)$$

The four-Gaussian model is necessary in order to clearly separate the contributions of the object and of the detector.

2.2. Kernel generation and fitting

Monte Carlo (MC) simulations were performed in the CT module of CIVA software [11] for the generation of kernels. Pencil beam source was impinged on slabs of same material as the object under study and discrete set of point spread 2D kernels were obtained on the flat panel detector.

The flat panel was modeled in a standard multi-layer representation consisting of 0.1 mm aluminium front layer followed by air-gap of 0.8 mm, a 0.06 mm CsI layer, 1 mm silicon substrate and finally a 1 mm lead back plate.

The eight parameters of Equation 3, $A, B, C, D, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4$ are also interpolated in terms of thickness to obtain a continuous kernel map with respect to thickness [9]. We have used a four-Gaussian model in order to separate the contribution of object and detector. To get realistic kernels and in particular to take into account optical processes in the detector, real acquisitions on slabs of various thickness could also be advantageously used in practice with an X-ray pencil beam geometry.

2.3. Acquisition set up with aluminum turbo

For the acquisition set up, the source to detector distance was 845 cm and the distance between source and axis of rotation was at 424 cm. The set up mainly consisted of a X-ray source, an object rotational table and a flat panel detector. The X-ray source unit of maximum 230 kV was used. A



Fig. 1. Picture of sample of the aluminum turbo.

copper filter of 0.35 mm was used in the spectrum. Flat panel detector used had a size 1840×1456 with 2×2 binning size and 0.254 mm pixel size.

Acquisitions were performed on an aluminum turbo as given in Fig. 1 which had a maximum dimension of around 300 mm.

2.4. Acquisition set-up with collimator slit

In order to validate our results with experimental results, acquisitions were performed with a collimator slit inserted in between the object and the detector. The set up is described in Fig. 2. The collimator slit was made of steel with a thickness of 30 mm and width 15 mm. The introduction of the collimator removed approximately all the contribution of the object scatter.

3. Results

3.1. Analytical fitting of calculation of thickness

As discussed in Section 2.1, in order to calculate the thickness at each pixel, simulation were performed with slabs of different thickness. The acquisition parameters and the material of the slabs was kept the same as the object under study. Value of directly transmitted primary fluency P were calculated for each thickness of the simulated slab.

The thickness vs transmittance LUT f_{BH} given in Equation 3 has been analytically calculated using least square fitting as shown in Fig. 4 to determine the coefficients a_1, b_1, a_2, b_2 in Equation 4. The classical thickness determination based on the effective linear attenuation coefficient is also shown by the red curve in Fig. 4. The beam-hardening, although not really strong, is clearly visible. Equation 4 gives the relationship of thickness T value in terms of transmittance $P(k, l)/O(k, l)$.

$$\begin{aligned}
 T(k, l) &= f_{BH} \left(\frac{P(k, l)}{O(k, l)} \right) \\
 &= -a_1 \ln \left(\frac{P(k, l)}{O(k, l)} \right)^{b_1} - a_2 \ln \left(\frac{P(k, l)}{O(k, l)} \right)^{b_2}
 \end{aligned} \tag{4}$$

using $a_1 = 20.8, b_1 = 0.83, a_2 = 0.000572, b_2 = 1$

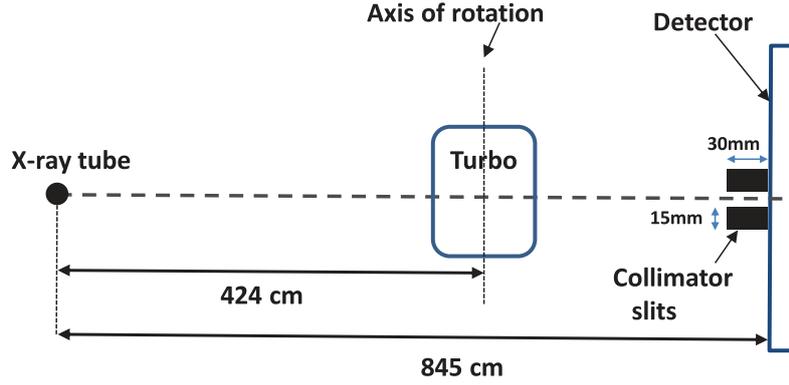


Fig. 2. Schematic of the acquisition set up with the collimator slit.

3.2. Analytical fitting of kernels for continuous kernel map

The fitting of parameters A , B , C , D , σ_1 , σ_2 , σ_3 , σ_4 of the four-Gaussian model with respect to thickness using least square fitting is shown in Fig. 3. From the fitting of the parameters, we observe that the standard deviation σ_1 and σ_2 vary over the thickness of the object whereas σ_3 and σ_4 remain constant. We can draw inference that σ_1 and σ_2 give the the scattering contribution of the object which increases over the thickness of the object. Moreover, we notice that σ_1 is very far from σ_2 . Henceforth, we analyze that σ_1 displays the low frequency contribution of multiple scattering inside the object, whereas σ_2 gives comparatively low order scattering contribution. We also mark not much difference in the parameters A & B which weight the amplitude of the shape of the Gaussians. This variation of parameters A , B , σ_1 , σ_2 , demonstrate that a two-Gaussian model for the object is necessary.

Similarly, observing σ_3 and σ_4 remain constant over the thickness of the object, we infer that σ_3 and σ_4 define the high frequency contribution from the detector. Following the same line of reasoning, σ_3 and σ_4 are different from each other whereas and parameters C , D are not outlying each other. Therefore, a two-Gaussian model for the detector is also crucial.

3.3. Scatter correction on aluminium turbo

Figure 5 a) displays the reconstruction slice obtained with uncorrected projections using FDK algorithm. We first evaluated the scatter contribution of the object alone and we corrected the projections with only scatter kernels of the object. The result obtained is shown in Fig. 5 b). It clearly shows that the scatter correction due to only object is not sufficient as scatter artifacts are still visible in the reconstruction image. This is also demonstrated in Fig. 6 which displays the plot profile of the corrected and uncorrected reconstruction slices. The scatter kernels of detector and object were then used to perform the corrections of the projections. The reconstruction obtained with this correction is shown in Fig. 5 c). The obtained result with the scatter correction of object and detector is in agreement with the expected value of effective linear attenuation coefficient at mean energy 98 keV (0.48 per cm).

Table 1 displays the mean and standard deviation of the reconstructed values for corrected and uncorrected data in air and aluminum region calculated using binary masks. Uncorrected value of 0.258 cm^{-1} for the linear attenuation coefficient of aluminum is estimated. By using only object scatter kernels we obtain a value of 0.324 cm^{-1} for the linear attenuation coefficient of aluminum. In the considered energy range, the value of linear attenuation constant per cm for mean energy 100 keV is 0.48 cm^{-1} . The relative absolute error in percentage is 32.5% for the scatter correction with object kernels. Whereas, for detector and object kernels both we obtain a value of 0.510 cm^{-1} for the

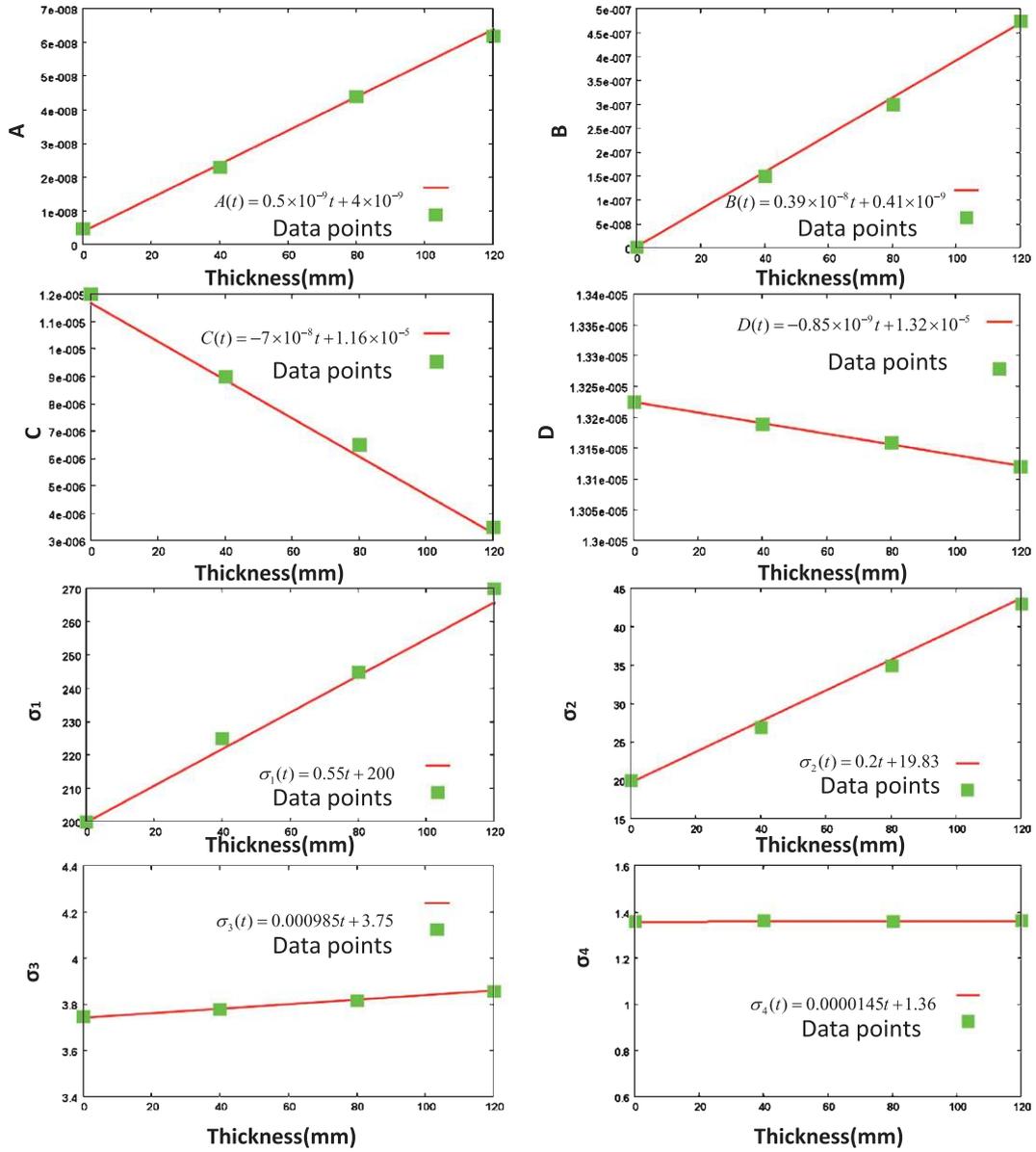


Fig. 3. Fitting of parameters A , B , C , D , σ_1 , σ_2 , σ_3 , σ_4 with thickness.

aluminum. The relative absolute error is reduced to 6.25%. The remaining artifact that we see in the scatter corrected reconstruction arise from the very high attenuation along the largest dimension of the object. The dynamic range of the detector was not high enough to take into account the attenuation along the highest dimension.

3.4. Validation by experimental result using a collimator

In order to validate the results obtained with the continuously thickness adapted SKS scatter correction algorithm, we performed acquisitions using a collimator made of steel with 30 mm thickness.

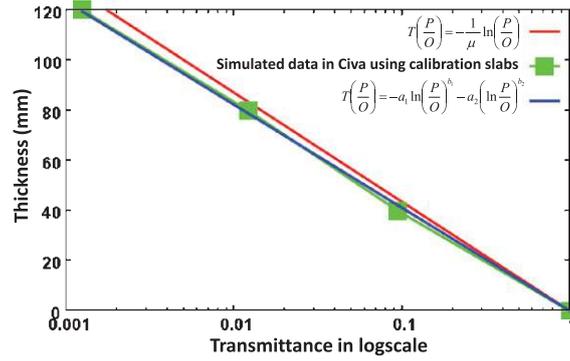


Fig. 4. Fitting of thickness Vs transmittance curve to obtain correct value of thickness in terms of transmittance.

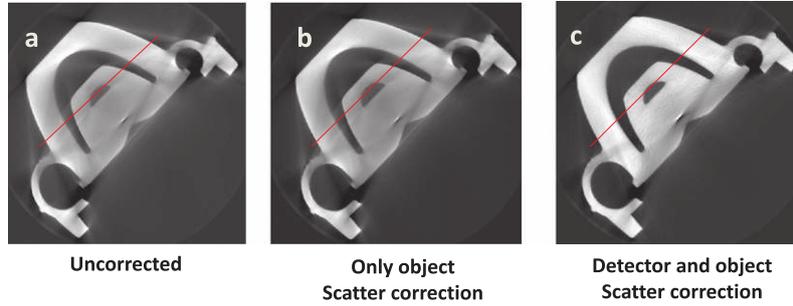


Fig. 5. Reconstruction slice with a) uncorrected projections b) corrected projections by only scatter kernels c) corrected projections by scatter and detector kernels.

The set up is described in the Section 2.4. Fan beam was produced and the contribution of the scatter from the object was eliminated by introducing a collimator slit between the object and the detector. All the other acquisition parameters were kept same as the previous set up without the collimator slit. The reconstruction was performed on the projections obtained with this set up and the result is shown in Fig. 7 a). It clearly shows the presence of scatter artifacts due to detector. We compare this experimental result with the result obtained by scatter correction performed by the algorithm using only object scatter kernels shown in Fig. 7 b). Figure 8 compares the plot profile of the experimental result with the collimator and scatter correction by the algorithm using object scatter kernels. The plot profiles demonstrate identical results validating the results obtained by the algorithm and proving considerable contribution of detector scatter.

Table 2 displays the mean and standard deviation of the reconstructed values for air & aluminum region for experimental result and correction with object scatter kernels. The linear attenuation coefficient obtained for aluminum and air is 0.312 cm^{-1} and 0.096 cm^{-1} respectively for the experimental result. This is in agreement with the scatter correction with object kernels result which is 0.324 cm^{-1} for aluminum and 0.106 cm^{-1} for air. In the considered energy range, the value of linear attenuation coefficient for mean value of spectrum (100 keV) is 0.48 cm^{-1} and 0.0001 cm^{-1} for aluminum and air respectively. This result demonstrates that in the considered energy range, object scatter correction is not sufficient and the detector scatter contribution also needs to be taken into account to obtain correct reconstruction values.

Table 1
Mean and standard deviation values for aluminum and air region for uncorrected and corrected reconstruction slices

		mean (cm ⁻¹)	std. dev.
Uncorrected	aluminium	0.258	± 0.0079
	air	0.098	± 0.0054
Object scatter correction	aluminium	0.324	± 0.0061
	air	0.106	± 0.0056
Object and detector scatter correction	aluminium	0.510	± 0.0078
	air	0.0008	± 0.0036
Mean spectrum value	aluminium		0.48
	air		0.0001

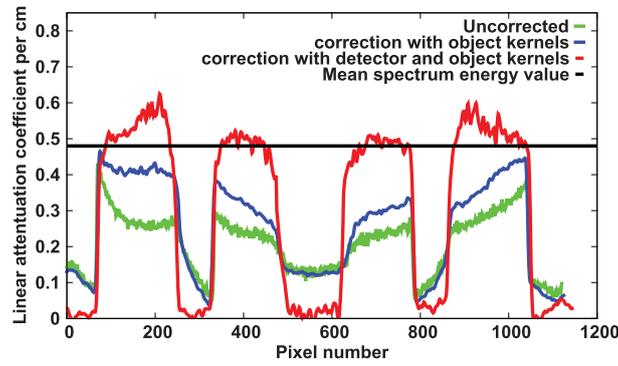


Fig. 6. Plot profile of uncorrected and corrected reconstruction slice by only scatter kernels and scatter and detector kernels.

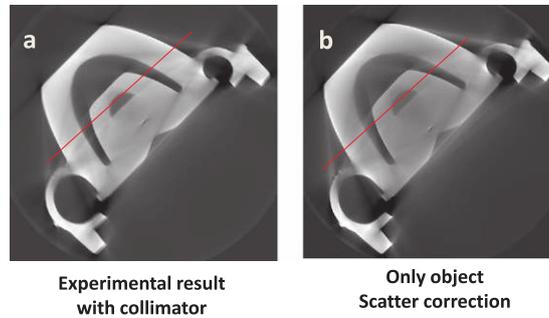


Fig. 7. Reconstruction slice by a) experimental results with collimator b) corrected projections by only object scatter kernels.

4. Discussion and conclusion

The analytical description of the scatter kernels using four-Gaussian model separates the low frequency contribution of scatter due to object and the high frequency contribution of the detector. This separation of the contributions is necessary to clearly follow the effect of detector scatter on the reconstruction in CBCT by developing a separate model for the detector.

The object scatter itself requires a two-Gaussian model to take into account higher order and lower order scattering from the object. The amplitude parameters of scatter kernels A & B increase with

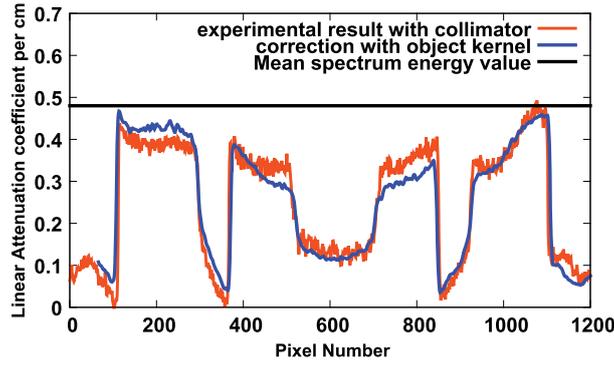


Fig. 8. Plot profile of experimental result with collimator and scatter correction with object scatter kernels.

Table 2
Mean and standard deviation values for aluminium and air region for experimental result with collimator and correction with object scatter kernels

		mean(cm ⁻¹)	std.dev
Experimental result with collimator	aluminium	0.312	± 0.0056
	air	0.096	± 0.0023
Correction with object scatter kernels	aluminium	0.324	± 0.0090
	air	0.106	± 0.0067
Theoretical values	aluminium		0.48
	air		0.0001

increase in thickness of the object because of the increase in SPR. σ_1 representing the very low frequency contributions from the object after multiple scattering of photons and σ_2 representing comparatively high frequency contribution from the object after fewer scattering of the photons, both increase with the thickness of the object. Similarly, the high frequency contribution of the detector model also requires a two-Gaussian model. The amplitude parameters for the detector Gaussian, C & D , decrease with thickness. Due to higher attenuation, lesser primary intensity reaches the detector leading to fewer Compton scattering events in the detector and its surrounding. Also, D , which weights the high frequency detector contribution, remains constant while C , which weights comparatively lower frequency detector contribution, decreases with respect to thickness. One explanation to this behavior could be that C is related to the back scattering from the back plate and since effective energy increases with respect to thickness, the scattering from the back plate becomes less and less back scattered. Whereas, D could be related to fluorescence in the scintillator, which remains constant over the thickness. The high frequency contribution of the detector given by σ_3, σ_4 remain constant over the thickness of the object.

Using this analytical description of the scatter kernels, the projections were corrected to perform a comprehensive study of the contributions of object and detector scattering. The correction of projections using only object scatter kernels produced reconstruction image with scatter artifact. The relative absolute error with respect to the expected value is 32.5% for the scatter correction with object kernels. The correction of projections using object and detector scatter kernels reduced the relative error to 6.25%. The results obtained were validated with experimental results using a collimator. The relative absolute error between the experimental result using collimator and the scatter correction using object kernel was 3.7%.

The obtained result proves in this particular case study that the correction of the scatter due to the object only is not sufficient to completely remove scatter artifact in the reconstruction. The contribution of the detector scattering is very significant at the energy range used. We remark that the detector scatter depends on several parameters including the spectrum used and components (front filter, back plate etc.) configuration of the detector. The importance of the contribution of the detector scatter over the object scatter will therefore depend on each case study. Although the information about the component structure of the detector was only approximate in the simulation model of this study as it is generally kept anonymous by the manufacturer - the improvement in the scatter reduction using both object and detector scatter kernels is noteworthy. To further improve the realism of the detector kernels, either a more accurate 3D description of the detector could be used in the Monte Carlo simulation instead of a simple multi-layer model or direct measurements of the detector kernel could be carried out. Moreover, it could be additionally possible to implement a detector-specific tuning of the apodization function of the FDK reconstruction, for example, by measuring the noise power spectrum of the detector to take into account the detector variability of noise levels.

References

- [1] A. Bub, S. Gondrom, M. Maisl, N. Uhlmann and W. Arnold, Image blur in a flat-panel detector due to Compton scattering at its internal mountings, *Measurement Science and Technology*, **18**(6) (2007), 1270–1277.
- [2] P. Wils, J.M. Letang and J.P. Bruandet, Secondary radiations in cone-beam computed tomography: Simulation study, *J Electron Imaging* **21**(2) (2012), 021113.
- [3] G. Poludniowski, P.M. Evans, A. Kavanagh and S. Webb, Removal and effects of scatterglare in cone-beam CT with an amorphous-silicon flat-panel detector, *Phys Med Biol* **56** (2011), 1837–1851.
- [4] M. Hoheisel, A. Korn and J. Giersch, Influence of backscattering on the spatial resolution of semiconductor x-ray detectors, *NIMB* **546**(12) (2005), 252–257.
- [5] D. Nikolopoulos, I. Kandarakis, D. Cavouras, I. Valais, D. Linardatos, C. Michail, S. David, A. Gaitanis, C. Nomicos and A. Louizi, Investigation of radiation absorption and x-ray fluorescence properties of medical imaging scintillators by Monte Carlo methods, *NIMB* **565**(2) (2006), 821–832.
- [6] J.M. Boone, J.A. Seibert, J.M. Sabol and M. Tecotzky, A Monte Carlo study of X-ray fluorescence in X-ray detectors, *Med Phys* **26**(6) (1999), 905–916.
- [7] R. Luhta and J.A. Rowlands, Origins of flare in x-ray image intensifiers, *Med Phys* **17**(5) (1990), 913–921.
- [8] L. Dimitrios and W.F. Jeffrey, Impact of flat panel-imager veiling glare on scatter-estimation accuracy and image quality of a commercial on-board cone-beam CT imaging system, *Med Phys* **39**(9) (2012), 5639–5651.
- [9] N. Bhatia, D. Tisseur, F. Buyens and J.M. Letang, Scattering correction using continuously thickness-adapted kernels, *NDT & E* **78** (2016), 52–60.
- [10] M. Sun and J.M. Star-Lack, Improved scatter correction using adaptive scatter kernel superposition. *Phys Med Biol* **55**(22) (2010), 6675–6720.
- [11] <http://www-civa.cea.fr/>

Convolution-based scatter correction using kernels combining measurements and Monte Carlo simulations

Navnina Bhatia^{a,*}, David Tisseur^a and Jean Michel Létang^b

^a*CEA, LIST, F-91191, Gif-sur-Yvette, France*

^b*Univ Lyon, INSA-Lyon, Université Lyon 1, UJM-Saint Etienne, CNRS, Inserm, Centre Léon Bérard, CREATIS UMR 5520 U1206, F-69373 Lyon, France*

Abstract. One of the well-recognized challenge of Cone-Beam Computed Tomography (CBCT) is scatter contamination within the projection images. Scatter degrades the image quality by decreasing the contrast, introducing cupping and shading artifacts and thus leading to inaccuracies in the reconstructed values. The higher scatter to primary ratio experienced in industrial applications leads to even more important artifacts. Various strategies have been investigated to manage the scatter signal in CBCT projection data. One of these strategies is to calculate the scatter intensity by deconvolution of primary intensity using Scatter Kernel Superposition (SKS). In this paper, we present an approach combining experimental measurements and Monte Carlo simulations to estimate the scatter kernels for industrial applications based on the continuously thickness-adapted kernels strategy with a four-Gaussian modeling of kernels. We compare this approach with an experimental technique based on a two-Gaussian modeling of the kernels. The results obtained prove the superiority of a four-Gaussian model to effectively take into account both the contribution of object and detector scattering as compared to a two-Gaussian approach. We also present the parameterisation of the scatter kernels with respect to object to detector distance. This approach facilitates the use of a single geometry for calculation of scatter kernels over the whole magnification range of the acquisition setup.

Keywords: CBCT, Scatter correction, CIVA, industrial NDT

1. Introduction

Scatter artifact is a serious problem associated with Cone Beam Computed Tomography (CBCT) due to its higher illumination area. It causes various artifacts such as streaks and cupping effect on the reconstructed images. These effects become become prominent in industrial applications due to higher scatter to primary ratio (SPR). As a result, several techniques have been adopted in the literature to reduce the scatter artifacts. One of these techniques is the projection wise scatter correction with deconvolution process using scatter kernel superposition (SKS) method [1–4]. Whether analytically fitted or from plain measurements, scatter kernels are generally assumed radially symmetric and stationary.

There are many deconvolution techniques based on calculation of kernels using Monte Carlo simulations [1, 2, 4–6]. The object scatter kernel modeling is usually proposed using the two-Gaussian model as in [4, 7, 8]. However, since the internal structure of the detector panel is mostly kept anonymous to

*Corresponding author: Bhatia Navnina, CEA, LIST, F-91191, Gif-sur-Yvette, France. Tel.: +33 1 69 08 78 63; E-mail: navnina.bhatia@cea.fr.

the user, most of these methods do not take into account a realistic modeling of the flat panel detector leading to the calculation of only object scatter kernels. To tackle this issue, the use of experimentally calculated kernels [9–11] makes it possible to correct the scatter contributions due to both the object and the detector, without having to rely on an accurate 3D modeling of the detector. Kernels are usually derived from measurements using the slanted-edge method to compute the edge spread function (ESF) response. In these techniques, the scattered radiation is approximated by pencil-beam kernels with purely experimental [9] or analytically-fitted [10, 11] models, and sometimes thickness-dependent [9]. Their results demonstrate that the contribution of scatter glare in the detector is important: the long-tails creating a modulation transfer function (MTF) drop in the low-frequency domain. Those analytical kernels involve a single exponential [10] or Lorentzian [11] model, the use of multiple terms in fitting the kernels being reported subject to instabilities for high-frequency components [11]. A single term in the analytical kernel model is however not able to discriminate the scatter contributions. Sun et al. [4] proposed to account for the detector scatter during the initialization with two Gaussian terms, but this preprocessing-step prior to the iterative SKS deconvolution might not be sufficient either to accurately model the detector kernel variability with respect to the object thickness, notably to take into account the hardening of the beam spectrum. The respective contribution of detector and object scatter in the kernels should be more clearly identified within the iterative deconvolution process, tuning the kernels according to the material thickness and the magnification when appropriate.

The overall scatter correction process thus, requires correction from the scatter contribution of both object and detector. Whereas object scatter can be accurately simulated using MC simulations, the detector compositions may not be accurately modeled in the simulations due to the undisclosed model of the detectors by manufacturers. Therefore, experimental measurements are needed to accurately calculate the scatter kernels of the detector and to calibrate the weighting factor of the kernels.

In this paper, we focus on industrial applications and propose to combine experimental measurements and Monte Carlo simulations to calculate the kernels of the two main scatter contributions: object and the detector. We begin by describing a four-Gaussian modeling of the scatter kernels calculated from joining experimental method and simulation. We then compare this approach with an experimental approach based on a two-Gaussian modeling of kernels. We further describe the method of parameterization of scatter kernels over the object to detector distance. The acquisition setup and the material used are described in the next section. Finally the results obtained with the four-Gaussian model and the two-Gaussian model are compared for the reconstructions performed using the classical Feldkamp, Davis, and Kress (FDK) algorithm [12] with software CIVA [13]. CIVA is a NDT simulation platform developed at CEA which can combine deterministic approach and MC simulations for CT simulations.

2. Method

2.1. Combining experiment and simulation: Four-Gaussian model

The measured intensity I is the sum of primary intensity P and the scatter intensity S such that

$$I(x, y) = P(x, y) + S(x, y) \quad (1)$$

where, x, y represent the current pixel positions on the 2D projection. The scatter signal can be modeled as the sum of the scatter contributions from the object and the detector. For each contribution, a resulting kernel which has the weight of the scatter to primary ratio is determined. The total scatter signal S using the continuously-thickness adapted kernels [6] can then be modeled as:

$$S(x, y) = P(x, y) \otimes K(x, y, T) = P(x, y) \otimes (K_o(x, y, T) + K_d(x, y, T)) \quad (2)$$

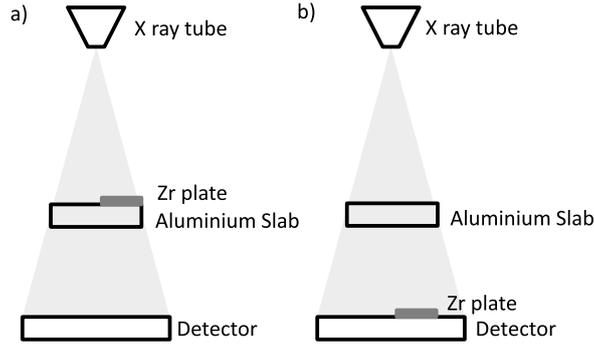


Fig. 1. Schematic of the acquisition setup for the calculation of experimental kernels.

where, \otimes represents convolution and K is the thickness T dependent scattering kernel having its contribution from the object and detector scattering. Subscript d and o stand for the detector and the object respectively.

The scatter kernel can be rewritten as

$$K(x, y, T) = k(T) K^*(x, y, T) \tag{3}$$

where, the weight $k(T)$ to be applied to the unit-integral scatter kernel K^* is the sum of the weights from the object scattering $k_o(T)$ and the detector scattering $k_d(T)$ such that

$$k(T) = \iint K(x, y, T) dx dy = k_o(T) + k_d(T) \tag{4}$$

To determine the detector kernel $K_d(x, y, T)$, two setups were used in this study as described in Fig. 1. In the setup described in Fig. 1 a), a zirconium sheet of thickness 0.1 mm was placed with a tilt of around 5° on the aluminum slabs of different thicknesses assuming spatial isotropy. This setup provides the point spread function (PSF) after considering both object and detector scatter. In the second setup described in Fig. 1b), the zirconium plate was placed directly on top of the detector. This setup provides the PSF after considering only the detector scatter. The ESF was first calculated for both the setups. In order to reduce the noise in the calculation of the ESF, one-hundred acquisitions were averaged out. A line spread function (LSF) can then be found from the derivative of the ESF.

The object scatter kernels $K_o(x, y, T)$ are determined by MC simulations as described in Bhatia et al. [6].

For both the acquisition setups (Fig. 1) and for each material thickness, the obtained LSF was fit using a two-Gaussian model [6], given as

$$LSF(x, T) = \sum_{i=1}^2 A_i(T) \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_i^2(T)}\right) \tag{5}$$

It should be noted that this two-Gaussian model is just to compute the weighting factor $k(T)$ and not to model the scatter kernels. The relationship between PSF and LSF is given as

$$LSF(x, T) = \int_{-\infty}^{\infty} PSF(x, y, T) dy \tag{6}$$

Therefore, the PSF of the LSF of form given in equation 6 is

$$PSF(x, y, T) = \sum_{i=1}^2 a_i(T) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_i^2(T)}\right) \tag{7}$$

where $a_i(T) = \frac{A_i(T)}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2(T)}}$

From the PSF corresponding to the setup depicted in Fig. 1a) we have the following weight

$$W_a(T) = \iint PSF_a(x, y, T) dx dy \propto 1 + k_o(T) + k_d(T) \quad (8)$$

Similarly for the setup in Fig. 1b) we have

$$W_b(T) = \iint PSF_b(x, y, T) dx dy \propto 1 + k_d(T) \quad (9)$$

Combining the integral of the PSF measurements for the two setups gives

$$\frac{W_b(T)}{W_a(T) - W_b(T)} = \frac{1 + k_d(T)}{k_o(T)} \quad (10)$$

The object weight factor $k_o(T)$ is calculated using MC simulations (CIVA) and therefore, the weight factor of detector $k_d(T)$ scatter can be calculated using

$$k_d(T) = \frac{W_b(T)}{W_a(T) - W_b(T)} k_o(T) - 1 \quad (11)$$

The final detector scatter kernels can then be calculated as

$$K_d(x, y, T) = (1 + k_d(T)) PSF_b^*(x, y, T) - \delta[x, y] \quad (12)$$

where $\delta[x, y]$ is the Kronecker delta function and is null except for $x = 0$ and $y = 0$ where it is 1. Superscript * represents until normalized PSF.

Instead of using the Beer-Lambert law based on an effective linear attenuation coefficient μ , the thickness T at each pixel is directly computed from a look-up table f_{BH} – computed with CIVA for different slab thickness, that relates the true slab thickness with respect to the transmittance given by

$$T(x, y) = f_{BH} \left(\frac{P(x, y)}{O(x, y)} \right) \quad (13)$$

where O is the unattenuated image. It is worthy of note that the beam-hardening is taken care of with this procedure. The acquisition parameters must be the same as the object under study. The choice of the calibration material is not critical: even if the sample is composed of several materials, as long as the energy spectrum is in the Compton dominant domain [6]. The directly transmitted primary fluency P was calculated for each thickness of the simulated slab. The thickness in terms of the transmittance $P(x, y)/O(x, y)$ is then calculated as described in section 4.1.

The final scatter kernels were then fitted with a four-Gaussian model as follows

$$K(x, y, T) = \sum_{i=1}^2 w_{d,i}(T) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{d,i}^2(T)} \right) + \sum_{i=1}^2 w_{o,i}(T) \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{o,i}^2(T)} \right) \quad (14)$$

where,

$$k_d(T) = 2\pi(w_{d,1}(T)\sigma_{d,1}^2(T) + w_{d,2}(T)\sigma_{d,2}^2(T)) \quad (15)$$

and

$$k_o(T) = 2\pi(w_{o,1}(T)\sigma_{o,1}^2(T) + w_{o,2}(T)\sigma_{o,2}^2(T)) \quad (16)$$

For generating the continuous map [6] of kernels, the amplitude parameters, w_d and w_o and the shape parameters σ_d and σ_o were also fit with respect to the thickness of the object.

2.2. Parameterisation of the kernels in terms of the distance

Acquisitions to calculate the scatter kernels can be tricky and time consuming for different sets of geometrical conditions. We propose a practical solution to correct the scatter over the whole magnification range by analytical parameterisation of object scatter kernels over the distance between the center of the object (where the rotational axis lies at the center of the object) and the detector. We call this distance d_{OD} for future reference. For this, we propose to acquire the detector kernels using the setup in Fig. 1b) assuming that the detector kernels do not vary over the magnification. We then analytically fit the parameters of the simulated object kernels over d_{OD} . Objects in the case of kernels calculations, refer to the slabs which are centered on the rotation axis.

The amplitude parameters of the object scatter kernels are expected to decrease over the increase in d_{OD} whereas kernel widths, given by sigma, of the two Gaussians are expected to increase over d_{OD} : the object scattering kernels progressively become flatter.

We describe these parameters as a power function of the distance d_{OD} with respect to a reference distance d_0 as:

$$p(T, d_{OD}) = p(T, d_0) \left(\frac{d_{OD}}{d_0} \right)^\alpha \quad (17)$$

where $p \in \{w_{o,1}, w_{o,2}, \sigma_{o,1}, \sigma_{o,2}\}$ is any of the thickness T dependent parameters of the object scatter kernels. We expect the parameter α to be negative in case of amplitude parameters and positive in the case of standard deviation parameters. Note that if the differential cross section of the Compton scattering was isotropic in the considered energy range and if the sample was a small volume of scattering material in vacuum, the standard deviations would vary linearly with object-to-detector distance and the weights inversely proportional to it. Therefore in order to account for deviation from this ideal case, we proposed this single-parameter power law in equation 13.

2.3. Pure experimental approach: two-Gaussian model

In order to form a pure experimental approach, we calculated the weight factor $\bar{k}(T)$ using the ratio of experimental transmittance and theoretical transmittance calculated by the Beer-Lambert law, giving

$$\bar{k}(T) = \frac{E_{trans}(T)}{T_{trans}(T)} - 1 \quad (18)$$

where, $E_{trans}(T)$ represents the experimental transmittance obtained from experimental kernels and $T_{trans}(T)$ is the theoretical primary transmittance calculated according to the Beer-Lambert law.

The experimental transmittance was calculated corresponding to the setup shown in Fig. 1a) such that

$$E_{trans}(T) \propto \frac{W_a(T)}{W_a(0)} \propto \frac{1 + k_o(T) + k_d(T)}{1 + k_d(0)} \quad (19)$$

Therefore in reality, using equation 18, $\bar{k}(T)$ corresponds to

$$\bar{k}(T) = \frac{k_o(T) + k_d(T) - k_d(0)}{1 + k_d(0)} \quad (20)$$

Therefore, to compute an estimate of the kernel weight $k(T)$ using a solely experimental approach, the kernels weight of the detector scatter without object $k_d(0)$ must be assumed to be negligible.

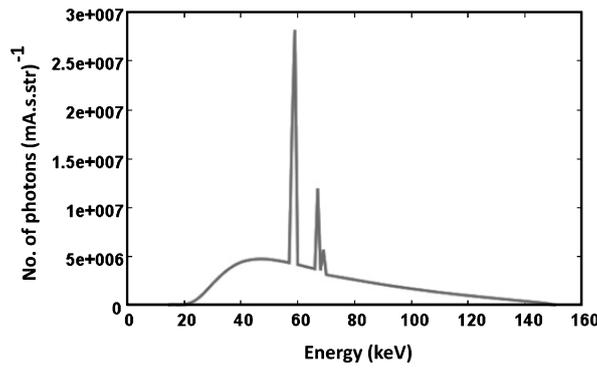


Fig. 2. Simulated spectrum with internal and external filters at 150 kV source voltage with MCNP[15].

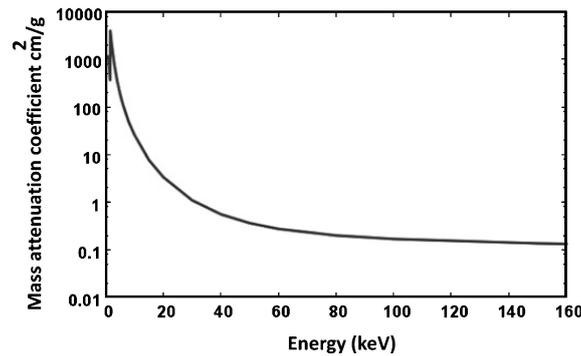


Fig. 3. Variation of mass attenuation coefficient of aluminium over energy [14].

The final kernels of the setup in Fig. 1a) were then fitted with a two-Gaussian model as

$$K(x, y, T) = w_{d,1}(T) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{d,1}^2(T)}\right) + w_{o,1}(T) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{o,1}^2(T)}\right) \quad (21)$$

where,

$$\bar{k}(T) = 2\pi(w_{d,1}(T)\sigma_{d,1}^2(T) + w_{o,1}(T)\sigma_{o,1}^2(T)) \quad (22)$$

The result obtained with this method was compared with the results obtained using the four-Gaussian model described in section 2.1.

3. Material

3.1. Acquisition set up for aluminium cylinder

The acquisition setup mainly consisted of an X-ray source, an object rotational table and a flat panel detector. The X-ray source unit with 150 kV voltage, 750 mA current and the focal size of around 120 microns was used. Filtration consisted of a 0.3 mm aluminium inside the tube and a 1.5 mm external aluminium filter. Figure 2 shows simulated spectrum with internal and external filters at 150 kV source voltage. Figure 3 shows the variation of the mass attenuation coefficient of aluminium over the energy. The data was taken from NIST tables [14]. The flat panel detector used had an array size of 1024×1024 with 0.2 mm of pixel size.

Acquisitions were performed on an aluminium cylinder as given in Fig. 4 with a diameter of 60 mm. The aluminium cylinder consisting of one central air insert (10 mm diameter) and three peripheral air inserts (3 mm diameters).

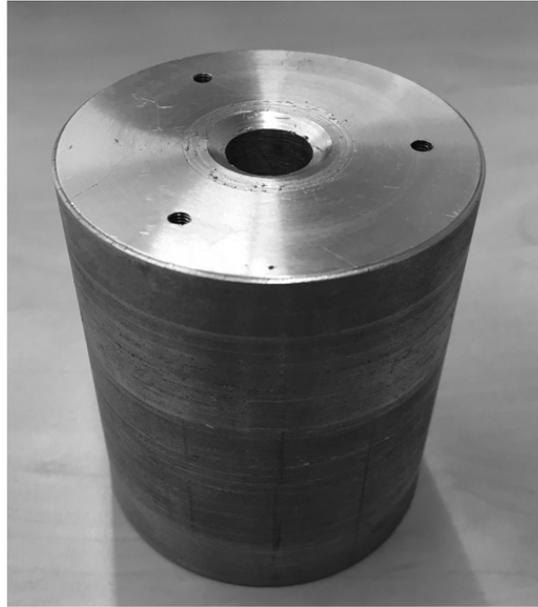


Fig. 4. Picture of the aluminium cylinder with one central air insert (10 mm diameter) and three peripheral air inserts (3 mm diameters).

Two different magnification setups were used in order to validate the parameterisation of kernels in terms of different d_{OD} . In the first case, d_{OD} was 95 mm, whereas in the second case it was 295 mm. The source to detector distance was kept 600 mm in both cases.

4. Results

4.1. Analytical fitting of calculation of thickness: Beam-hardening correction

In order to calculate the thickness at each pixel, simulation was performed with slabs of different thicknesses. The directly transmitted primary fluency P was calculated for each thickness of the simulated slab. The thickness vs transmittance LUT f_{BH} given in equation 13 has been analytically calculated using least square fitting as shown in Fig. 5. The classical thickness determination based on the effective linear attenuation coefficient is also shown by the blue curve in Fig. 5. The beam-hardening, although not really strong, is taken care of with this procedure. Equation 23 gives the relationship of thickness T value in terms of transmittance $P(x, y)/O(x, y)$.

$$\begin{aligned} T(x, y) &= f_{BH} \left(\frac{P(x, y)}{O(x, y)} \right) \\ &= b \left(\log \left(\frac{P(x, y)}{O(x, y)} \right) \right) + c \end{aligned} \quad (23)$$

using $b = -14.1$, $c = 1.14$

4.2. Four-Gaussian model

Table 1 gives the calculated weighting factor $k(T)$ and $k_d(T)$ using the PSF areas $W_a(T)$ and $W_b(T)$ and the simulated weighting factor $k_o(T)$ for object kernels of different thicknesses using equation 11.

The analytical description of the scatter kernels using the four-Gaussian model in comparison to the two-Gaussian model, can separate the low frequency contribution of scatter due to the object and the

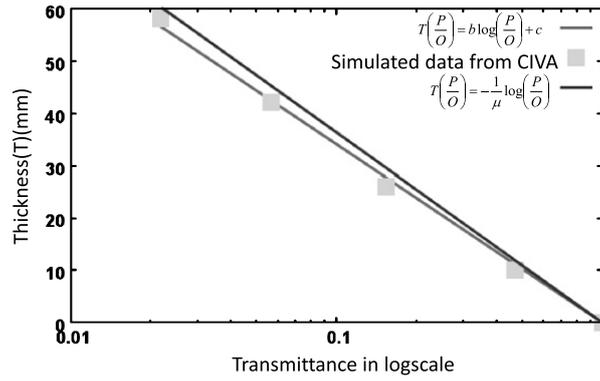


Fig. 5. Thickness (in mm) vs transmittance: MC simulations (green squares), analytical model (red curve) and monoenergetic curve (blue line).

Table 1

Table summarizing the calculated weighting factor $k(T)$ and $k_d(T)$ using PSF areas $W_a(T)$ and $W_b(T)$ and the simulated weighting factor $k_o(T)$ for object kernels of different thicknesses

Thickness (mm)	$W_a(T)$ (pixel ²)	$W_b(T)$ (pixel ²)	$k_o(T)$	$k_d(T)$	$k(T)$
10	1867	1760	0.12	0.99	1.12
26	621	555	0.32	1.68	2.00
42	587	493	0.70	3.27	3.02
58	955	807	1.10	4.99	6.10

high frequency contribution of the detector. Moreover, we observed that the two-Gaussian model is not sufficient to fully take into account the contribution of the lower frequency scatter from the object. Table 2 shows a comparison of the fitting parameters for the two slab thicknesses (10 mm and 42 mm) with the two-Gaussian model and the four-Gaussian model for the combined (detector and object) scatter kernels, both simulated with CIVA. It also displays parameters object scatter kernels alone. We notice that the two-Gaussian model only provides the amplitude parameters $w_{(d,1)}$ and $w_{(d,2)}$ and neglects the contribution of the parameters $w_{(o,1)}$ and $w_{(o,2)}$, which actually correspond to the object scatter kernels. We also notice the underestimation of CIVA detector modeling as compared to the real experimental measurements.

The noise level in the experimentally obtained LSF with the setup shown in Fig. 1 a) is high even after averaging over a hundred acquisitions, due to the noise coming from various sources such as quantum and electrical. Moreover, the output of the flat panel detector is limited by its optical transfer function. Therefore, we have designed the four-Gaussian model by a two Gaussian fitting of experimentally obtained detector kernels using the setup described in 1 b) and a two-Gaussian fitting of the object scatter kernels obtained from CIVA simulations. Figure 6 shows the experimentally calculated detector kernels and Fig. 7 shows the parameters of the fitting for the detector kernels. Figure 8 shows the simulated object kernels and Fig. 9 shows the parameters for the simulated object scatter kernels.

4.3. Two-Gaussian model

As described in section 2.3, the weighting factor $\bar{k}(T)$ for each thickness of the slab is calculated using the experimental transmittance $E_{trans}(T)$ and the theoretical transmittance $T_{trans}(T)$ using equation 18. To form a continuous map for the application of continuous approach, $\bar{k}(T)$ was parametrized over the

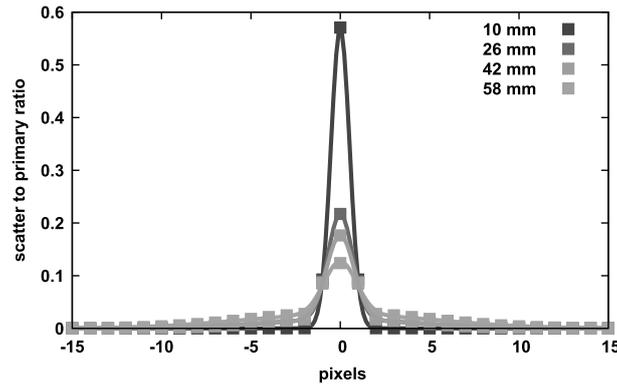


Fig. 6. Plot profile of experimental detector kernels for different thicknesses for the setup in Fig. 1 b).

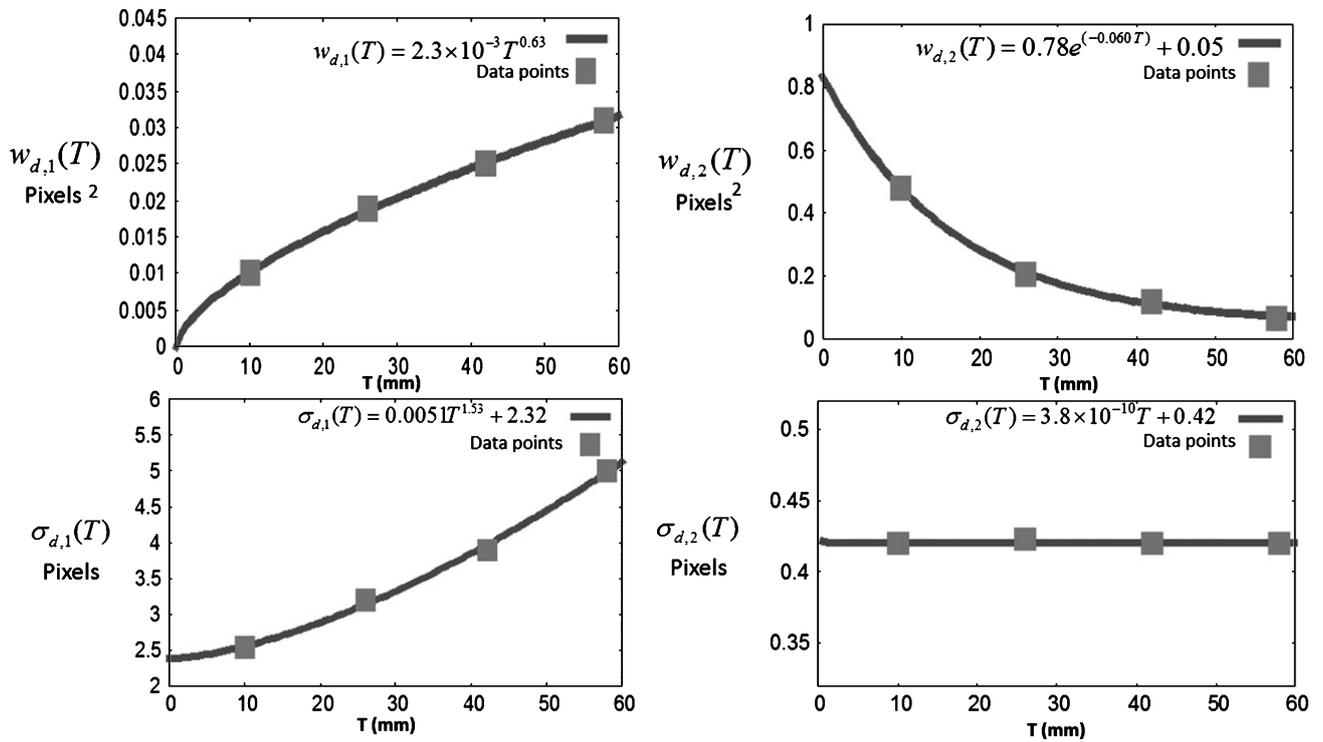


Fig. 7. Fitting parameters of the experimental detector kernels using two Gaussian with respect to the thickness for the setup in Fig. 1 b).

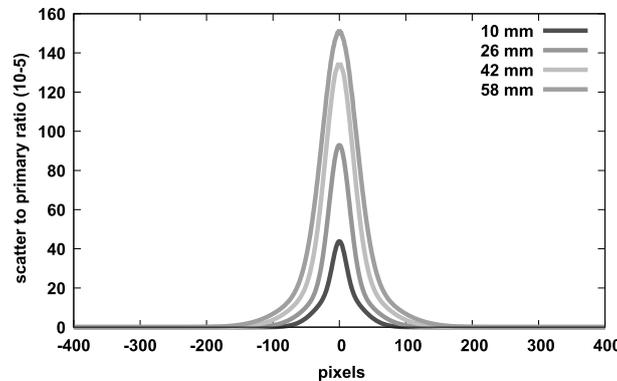


Fig. 8. Plot profile of the simulated object kernels for different thicknesses.

Table 2

Simulated kernels with CIVA: Comparison of the fitting parameters for the two slab thicknesses (10 mm and 42 mm) with the two-Gaussian model and the four-Gaussian model for combined detector and object scatter kernels obtained with CIVA. Table also displays the parameters of the object scatter kernels alone. All the values of σ s are in pixels and amplitude factors w are in pixel^2

Thickness (mm)	Model	Detector				Object			
		$w_d(1)$ $\times 10^{-3}$	$w_d(2)$ $\times 10^{-1}$	$\sigma_d(1)$	$\sigma_d(2)$ $\times 10^{-1}$	$w_o(1)$ $\times 10^{-4}$	$w_o(2)$ $\times 10^{-4}$	$\sigma_o(2)$ $\times 10^1$	$\sigma_d(2)$ $\times 10^1$
10	Two-Gaussian	0.085	4.5	2.1	4.7				
	Four-Gaussian	0.076	4.2	2.5	4.8	0.27	2.0	1.0	2.9
	Two-Gaussian					0.25	1.8	1.0	2.9
46	Two-Gaussian	1.8	1.3	4.6	4.8				
	Four-Gaussian	1.7	1.2	4.6	4.9	1	2.6	1.9	4.8
	Two-Gaussian					1	2.7	2.1	5.0

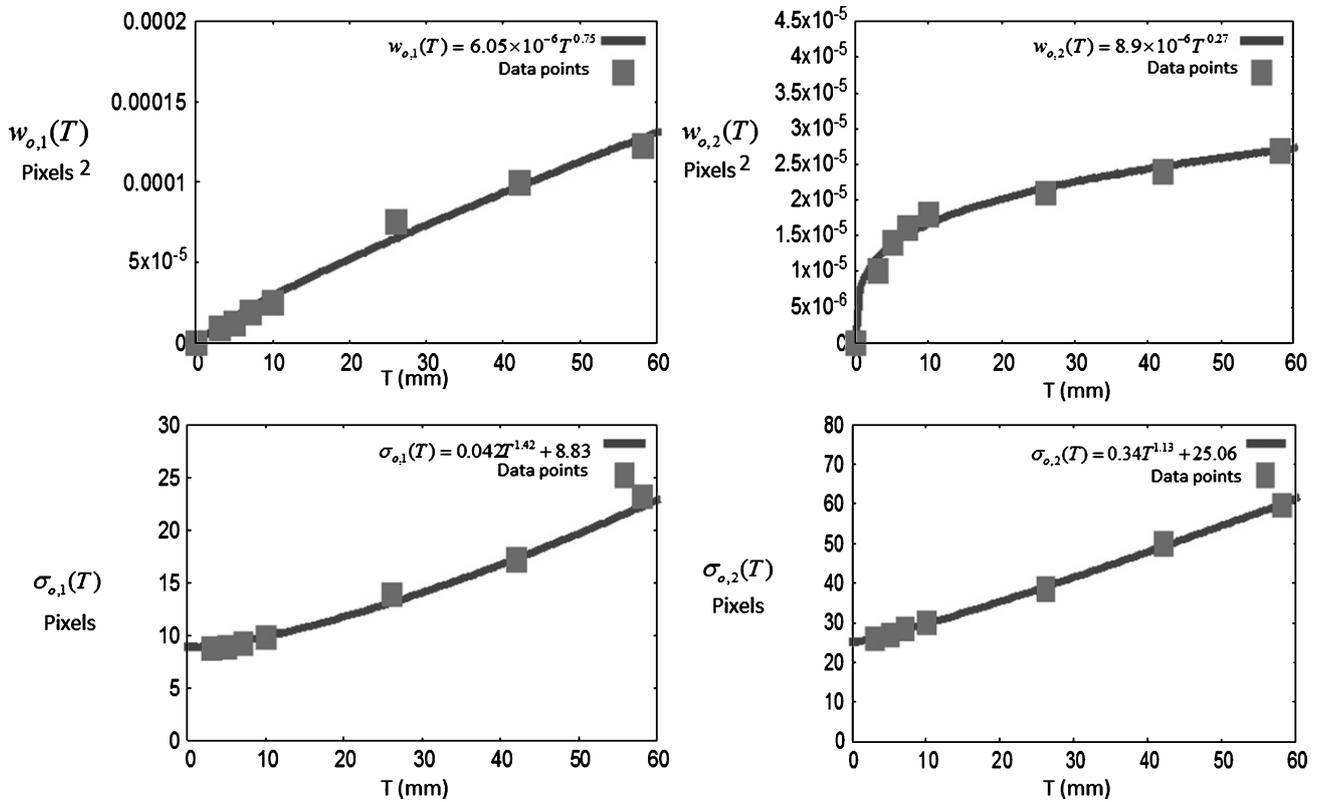


Fig. 9. Fitting parameters of the simulated object scatter kernels using the two Gaussian terms with respect to the thickness.

whole thickness range shown in Fig. 10. Figure 11 shows the plot profile of the experimental kernels derived for the setup in Fig. 1 a) for different thicknesses of aluminium slabs. The corresponding fitted parameters are plotted in Fig. 12.

4.4. Parameterisation of the kernels with respect to distance

As described in section 2.2, we propose a parameterisation of the kernels in terms of d_{OD} in order to facilitate the use of a single geometry for the calculation of the scatter kernels over the magnification range of the acquisition setup. Figure 13 shows the object scatter kernels for a 10 mm aluminium slab

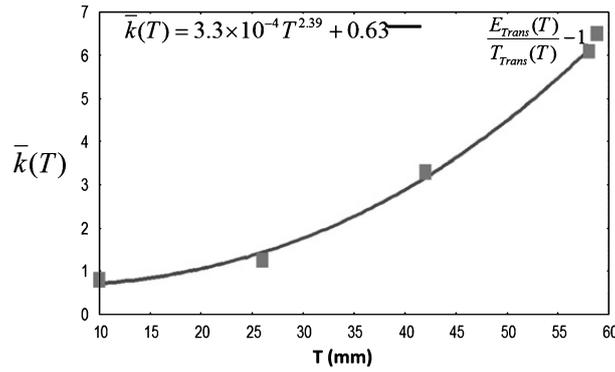


Fig. 10. Continuous map of $\bar{k}(T)$ over the thickness calculated from the experimental transmittance and the theoretical transmittance

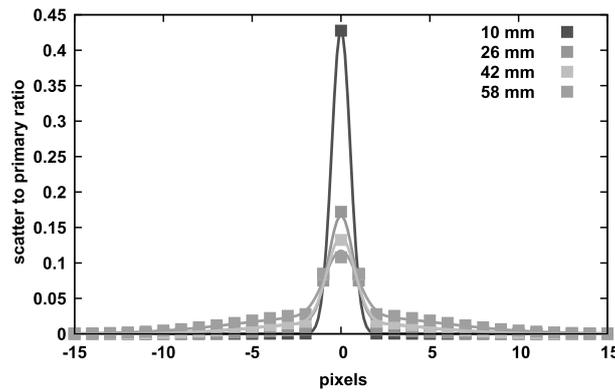


Fig. 11. Plot profile of the experimental kernels for different thicknesses for the setup in figure 1a).

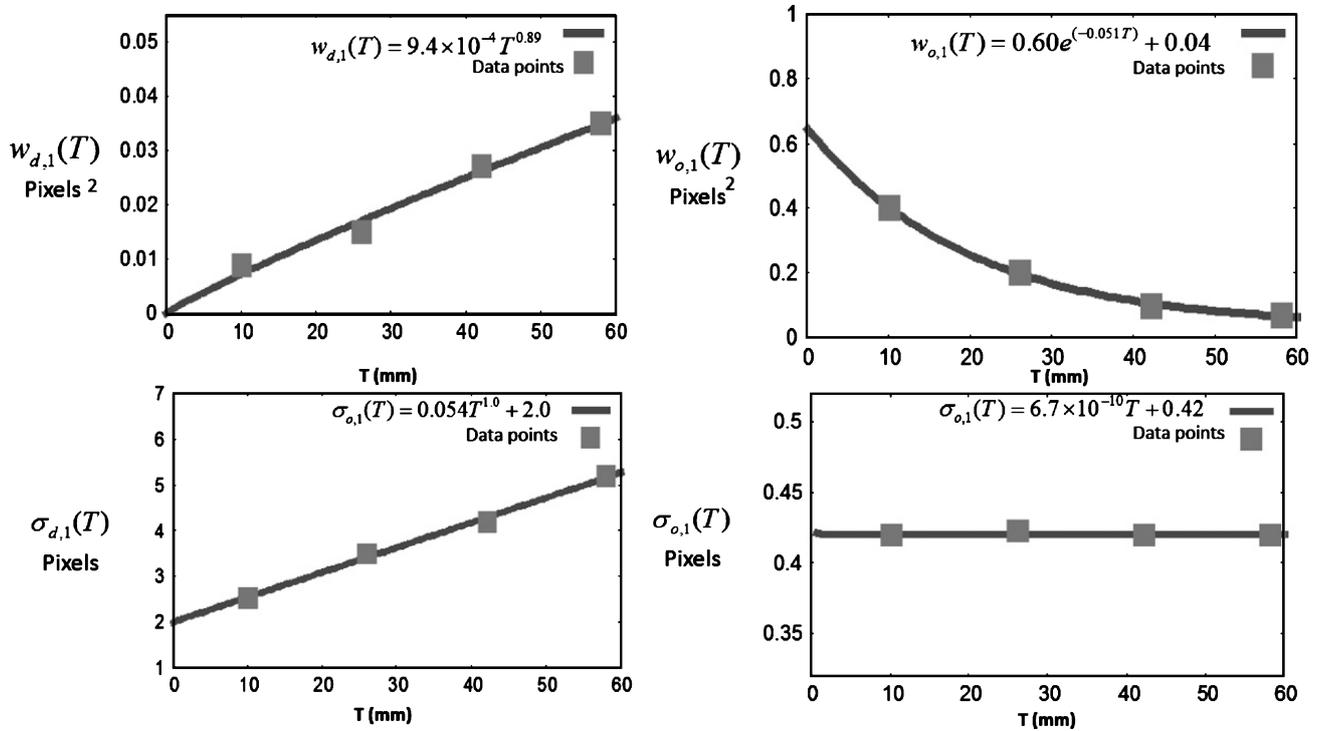


Fig. 12. Fitting parameters of the experimental detector kernels using two Gaussian terms with respect to the thickness for the setup in Fig. 1a).

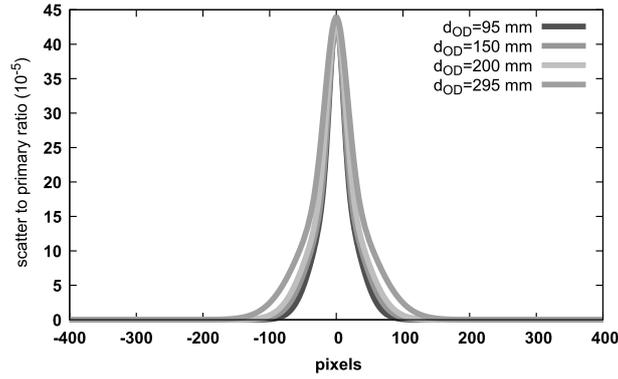


Fig. 13. Normalized object scatter kernels over different object to detector distances for the $T = 10$ mm aluminium slab simulated with CIVA.

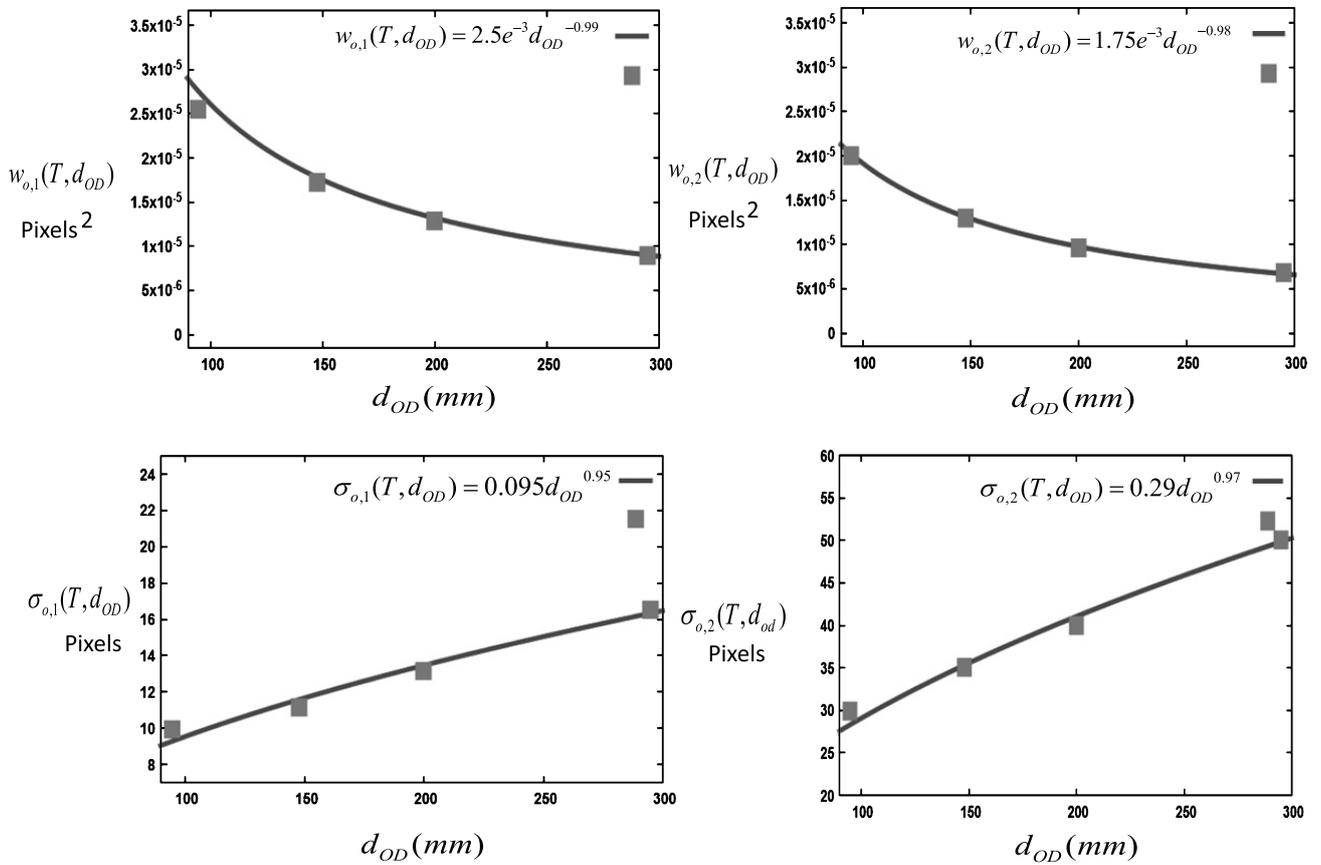


Fig. 14. Fitting of parameters of the object scatter kernel for the $T = 10$ mm slab over the object-detector distance.

for different d_{OD} . In Fig. 13, the kernels are normalized to the peak of kernel for $d_{OD} = 95$ mm.

Figure 14 gives the fitting of the parameters of the object kernels for 10 mm slab over d_{OD} . The parameters were analytically fitted in as power functions in terms of d_{OD} as given in equation 17. We used four data sets of d_{OD} to perform this parameterisation. Figure 15 shows the relative absolute error in percentage between the simulated kernels and the parameterised kernels.

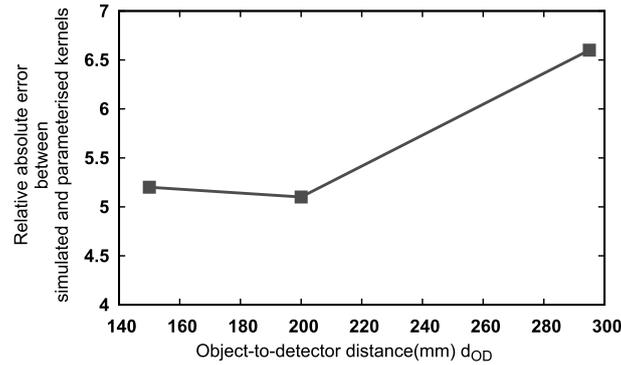


Fig. 15. Relative absolute error between the simulated kernels and the parameterised kernels for the $T = 10$ mm slab.

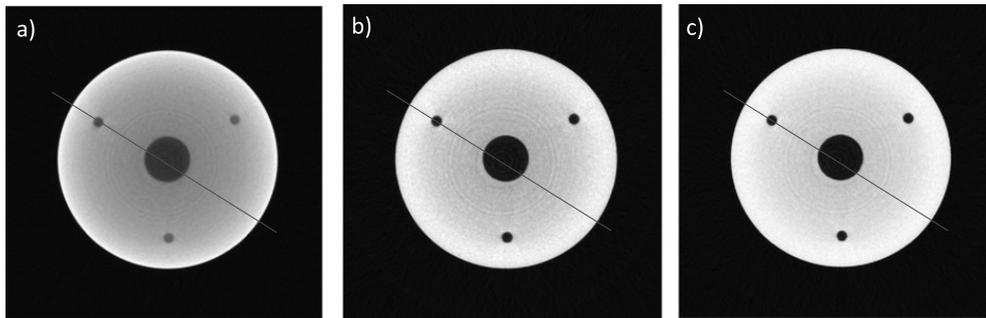


Fig. 16. Reconstruction slice with a) uncorrected projections b) scatter and beam hardening corrected projections using the two-Gaussian model c) scatter and beam hardening corrected projections using the four-Gaussian model.

4.5. Scatter correction on the aluminium cylinder

Figure 16a) shows the reconstruction obtained with the uncorrected projections. The red curve in the Fig. 17 shows the plot profile of this reconstruction with a clearly visible cupping effect. The green curve in Fig. 17 shows the result obtained with only beam hardening correction. Figure 16b) shows the reconstruction obtained after scatter and beam hardening correction using the two-Gaussian model and Fig. 16c) shows the reconstruction obtained after scatter and beam hardening correction using the four-Gaussian model.

The plot profiles of the reconstructions obtained after correction with the two-Gaussian and the four-Gaussian models are also shown in Fig. 17.

Table 3 displays the mean and the standard deviation of the reconstructed values for corrected and uncorrected data, in both air and aluminium region calculated using binary masks. Uncorrected value of 0.41 cm^{-1} for the linear attenuation coefficient of aluminium is estimated. By using the two-Gaussian model, we obtain a value of 0.55 cm^{-1} for the linear attenuation coefficient of aluminium. In the considered energy range ($E \in [64 \text{ keV}, 94 \text{ keV}]$), the value of the linear attenuation coefficient for aluminium lies between 0.5 cm^{-1} at 64 keV and 0.7 cm^{-1} at 94 keV. The relative absolute error in percentage is approximately 10% for the two-Gaussian model. Whereas, with the four-Gaussian model, we obtain a value of 0.62 cm^{-1} for the aluminium. The relative absolute error is reduced to 3.4%.

Figure 18 shows the reconstruction obtained with simulated object kernels and the parameterised object kernels with respect to object-to-detector distance in the four-Gaussian model. Figure 19 shows the plot profile of these two reconstructions.

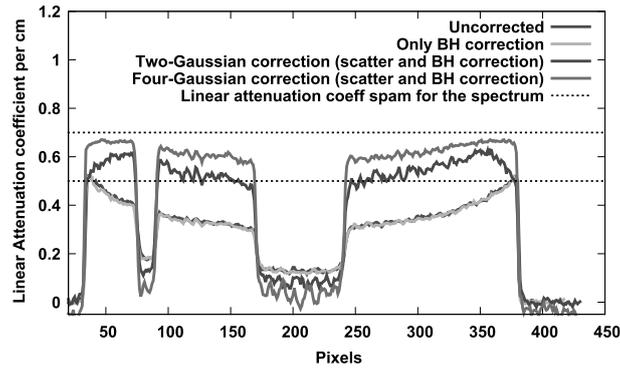


Fig. 17. The plot profiles of the corrected and uncorrected reconstructions.

Table 3
Mean and standard deviation values for aluminium and air region for uncorrected and corrected reconstruction slices

		mean (cm ⁻¹)	std. dev.
Uncorrected	air	0.132 ± 0.002	
	aluminium	0.413 ± 0.007	
Two-Gaussian correction	air	0.062 ± 0.006	
	aluminium	0.552 ± 0.005	
Four-Gaussian correction	air	0.060 ± 0.006	
	aluminium	0.622 ± 0.009	
Mean spectrum value	air	0.0001	
	aluminium	0.614	

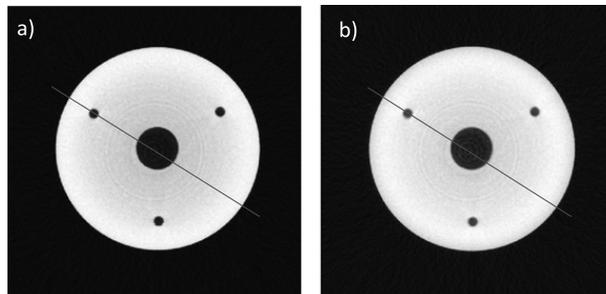


Fig. 18. Reconstruction slice with a) simulated object kernels b) parameterised object kernels.

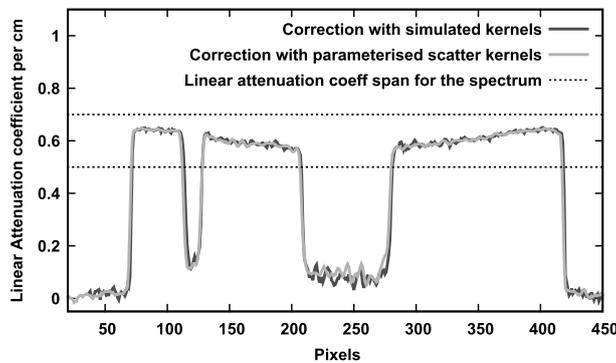


Fig. 19. The plot profiles of the corrected reconstructions with simulated object kernels and parameterised object kernels.

5. Discussion

This paper presents a combination of experiments and simulations to calculate the scatter kernels for SKS method. The simulation of detector geometry is often tricky due to the lack of sufficient information of the detector geometry. Therefore, this paper presents an approach to calculate the detector PSF using experiments which takes into account this limitation of the MC simulation. Another important result presented in this paper is the thickness dependency of the PSF of the detector. The weighting factor of the detector kernels is not a single constant, as assumed in most of the previous studies, but rather it is a function of the thickness of the object present in front of the detector. This is due to the change in the spectrum by the presence of the object thickness. This is also evident from the variation of the parameter $\sigma_{d,1}$ related to the width of the Gaussian of the detector kernel, with the thickness of the object (Fig. 7).

We have shown the comparison of a four-Gaussian model with a classical two-Gaussian model of the scatter kernels. It shows that the four-Gaussian model clearly takes into account both the contribution of the object and the detector scattering whereas in the two-Gaussian model, the object contributions are not well taken into account. This results in a better reconstruction with the four-Gaussian model as compared to the two-Gaussian model.

Moreover, with the parameterisation of kernels with respect to the object-to-detector distance, only one set of kernels for a particular magnification are sufficient to recover the scatter corrected projections acquired at different setup geometries. We notice the effect of blurring in the kernels over the increase in object detector distance. This effect is also clear in the analytical fitting of the parameters of the kernels, where the amplitude factors of the kernels decrease over object detector distance whereas the width of the two Gaussians increases as a power function of the object-to-detector distance.

The effect of beam hardening is insignificant in this case and the improvement of the cupping effect is thus limited if only the correction of beam hardening is considered. This can be explained by the fact that, with the filtration used, the X-ray spectrum mainly lies within the energy of 25 keV to 120 keV. In this energy range, the linear attenuation coefficient of aluminium is almost steady subsequently leading to a minute beam hardening effect. However, we can also point out that the still remaining cupping artifact after correction can come from not so accurate modeling of the spectrum, which in that case, may produce the remaining beam hardening effect. We also observe that in the same energy range, if a material with high Z material, is used the variation in its linear attenuation coefficient is higher due to the higher probability of the interaction of photons in photoelectric domain. Moreover, in this energy range scatter correction of multi-material object is difficult because the probability of interaction is not dominantly Compton especially for high Z . Therefore, the likelihood of interaction is not just proportional to electron density and is dependent on the atomic number of the material.

The limitations of this technique are several. First during the calibration phase, a representative sampling of the equivalent attenuation ranges must be carried out, which means that the largest traversed material thickness has to lie in the attenuation range of the calibration (see equation 13). We also observed that a finer sampling towards low attenuation might sometimes be required (example in Fig. 9). The choice of the calibration material is however not crucial, even for multi-material sample, as long as the attenuation is mainly due to Compton scattering. This later requirement is the main limitation of the proposed method since it requires a specific energy range to be valid: not too low to avoid photo electric effect and not too high to avoid pair creation. This could be an issue for cargo screening application for example.

This proposed method can also perform for the CBCT half scan mode [16], where the black-hole scatter artifacts appears mainly due to presence of patient table top. Due to the presence of the table top as a source of scatter itself, a large amount of detected scatter for views where the tabletop is parallel, or nearly parallel, to the primary x-ray beam is detected. Only half of the lateral projections

are affected due to the scatter contribution of the table top. As a result, the scatter from the table top is dependent on the angle of the projection. Therefore a weighted kernel with respect to the projection angle can be produced separately using simulations for the table top to handle the black hole artifact. Similar to the approach followed by Sun et al.[16], a hybrid kernel consisting of the sum of kernels due to object detector contribution plus a projection angle weighted kernel for table top scatter can be generated.

6. Conclusion

We presented a combination of experiments and simulations to calculate the scatter kernels for SKS method. Lack of information on the detector layout makes simulation unreliable, therefore in this paper, we presented an approach to calculate the detector PSF using experiments. Another important result presented in this paper is the thickness dependency of the PSF of the detector. The weighting factor of the detector kernels is not a single constant, as assumed in most of the previous studies, but rather it is a function of the thickness of the object present in front of the detector. This is due to the change in the spectrum by the presence of the object thickness. The parameters variations with respect to the object-detector distance are also presented, which facilitates working on different set-up geometries.

References

- [1] V.N. Hansen, W. Swindell and P.M. Evans, Extraction of primary signal from EPIDs using only forward convolution, *Med Phys* **24**(49) (1997), 1477–1484.
- [2] L. Spies, M. Ebert, B.A. Groh, B.M. Hesse and T. Bortfeld, Correction of scatter in megavoltage cone-beam CT, *Phys Med Biol* **46** (2001), 821–833.
- [3] J.S. Maltz, B. Gangadharan, S. Bose, D.H. Hristov, B.A. Faddegon, A. Paidi and A.R.B. Hashemi, Algorithm for x-ray scatter, beam-hardening, and beam profile correction in diagnostic (kilovoltage) and treatment (megavoltage) cone beam CT, *Transaction on Medical Imaging* **27**(12) (2008), 1791–1810.
- [4] M. Sun and J.M. Star-Lack, Improved scatter correction using adaptive scatter kernel superposition, *Phys Med Biol* **55**(22) (2010), 6675–6720.
- [5] J. Rinkel, L. Gerfault, F. Esteve and J.M. Dinten, A new method for x-ray scatter correction: First assessment on a cone-beam ct experimental setup, *Phys Med Biol* **52** (2007) 4633–4652.
- [6] N. Bhatia, D. Tisseur, F. Buyens and J.M. Létang, Scattering correction using continuously thickness-adapted kernels, *NDT & E* **78** (2016), 52–60.
- [7] M. Baer and M. Kachelrieß, Hybrid scatter correction for CT imaging, *Phys Med Biol* **57** (2012) 6849–6867.
- [8] W. Zhao, S. Brunner, K. Niu, S. Schafer, K. Royalty and G. Chen, Patientspecific scatter correction for at-panel detector-based cone-beam CT imaging, *Phys Med Biol* **60** (2015) 1339–1365.
- [9] H. Li, R. Mohan and X. Zhu, Scatter kernel estimation with an edge-spread function method for cone-beam computed tomography imaging, *Med Phys* **53** (2008) 6729–6748.
- [10] G. Poludniowski, P.M. Evans, A. Kavanagh and S. Webb, Removal and effects of scatter-glare in cone-beam ct with an amorphous-silicon at-panel detector, *Med Phys* **56** (2011) 1837–1851.
- [11] D. Lazos and J.F. Williamson, Impact of at panel-imager veiling glare on scatter-estimation accuracy and image quality of a commercial on-board cone-beam CT imaging system, *Med Phys* **39** (2012) 5639–5651.
- [12] E. by Chris C Shaw, Cone Beam Computed Tomography.
- [13] <http://www-civa.cea.fr/>
- [14] M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar, D.S. Zucker and K. Olsen, NIST XCOM: Photon cross sections database.
- [15] J.F. Briesmeister, MCNP-A general Monte Carlo code for neutron and photon transport.
- [16] M. Sun, T. Nagy, G. Virshup, L. Partain, M. Oelhafen and J. Star-Lack, Correction for patient table-induced scattered radiation in cone-beam computed tomography (CBCT)a, *Med Phys* **38**.

Detector Upgrade for Fast MeV X-Ray Imaging for Severe Accidents Experiments

D. Tisseur¹, D. Eck, N. Estre¹, M. Kistler¹, E. Payan, and L. Tamagno¹

Abstract—Digital X-ray imaging systems for megaelectronvolt (MeV)-range photon beams are based on a combination of a scintillator screen and either a camera or an amorphous silicon array. To limit dose rate on electronics and enhance imaging device lifetime, the scintillator screen can be mirror-coupled to the camera. Performances of such devices are a compromise between exposure time and spatial resolution. These technical characteristics are especially scintillator-dependent. In this article, we present, in the first part, a performance evaluation of six different scintillators with a 9-MeV Bremsstrahlung X-ray source. The tested scintillators are composed of one microstructured CsI:Tl scintillator, two phosphor [Gd₂O₂S (GOS)] screens, and three transparent scintillators. These scintillators present a wide range of density, thickness, and conversion efficiency. The scintillator's performance assessment is based on the combination of light output and spatial resolution. The results are helpful to guide design and engineering of high-energy imaging devices adapted to specific requirements. In the second part, imaging performance comparison is done between our current GOS screen detector and a new CsI screen detector.

Index Terms—Fast X-ray imaging, high-energy X-ray, linear accelerator (LINAC), radioscopy, scintillator.

I. INTRODUCTION

PLINIUS experimental platform [1] at the French Alternative Energies and Atomic Energy Commission (CEA) Cadarache is dedicated to the study of severe nuclear accidents with corium (corium is the material mix resulting from a nuclear core fusion). In this platform, the Krotos irradiation cell is used to study the interaction between water and liquid corium which can lead to a steam explosion. The experimental setup (see Fig. 1) is built with a radiative furnace which can produce up to 5 kg of melted corium (at 3000 °K). The corium is then released to the water section (through the tube release). The dimensions of the water test section are 200-mm internal diameter, up to 1200-mm height (the water level can be tuned), and 60-mm thickness (aluminum alloy). The corium speed in water is more than 1 m/s (depending on the experiment).

The X-ray radioscopic chain [2] is the only measurement that can provide real-time information about corium location

Manuscript received July 5, 2019; revised October 14, 2019 and October 23, 2019; accepted October 24, 2019. Date of publication May 20, 2020; date of current version July 16, 2020. This work was supported by the French Alternative Energies and Atomic Energy Commission (CEA).

The authors are with the Nuclear Measurement Laboratory (LMN) at the French Alternative Energies and Atomic Energy Commission (CEA), DEN, DTN, SMTA, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance, France (e-mail: david.tisseur@cea.fr).

Color versions of one or more of the figures in this article are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TNS.2020.2995969

0018-9499 © 2020 IEEE. Personal use is permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission.

See <https://www.ieee.org/publications/rights/index.html> for more information.

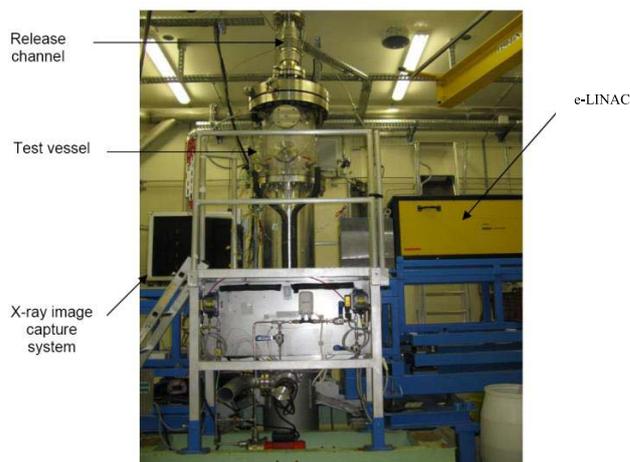


Fig. 1. View of the Krotos setup [1]. Corium falls through the release channel, then comes in the test vessel, and interacts with water. The X-ray radioscopic chain allows the study of corium location and fragmentation, steam production, and so on.

and fragmentation, steam production, and so on. Due to the corium speed (>1 m/s) and the test material attenuation (200-mm water and 60-mm aluminum), high-energy imaging is mandatory. It is based on an electron linear accelerator (e-LINAC) and a fast detector [up to 100 frames per second (fps)]. An example of such a radioscopy is shown in Fig. 2.

The acquired images can thus be analyzed and compared to simulations of corium fragmentation (experimental validation of numerical simulation tools).

As the frame rate (100 fps) and the large X-ray field of view (625×209 mm² at the test-section center and 800×267 mm² at the detector level) are the key points for such radioscopic chain, the commercial available flat panel detectors (see, e.g., Varex Imaging XRD or 4343HE series [3]) cannot be used for this type of radioscopy: 1) flat panel size is limited to 427×427 mm² and 2) flat panel read out speed is limited to 30 fps.

The aim of this research is to upgrade current Krotos imaging detector, currently built on a scintillator mirror coupled with a low-noise camera (sCMOS).

Many articles in the literature report performances of various scintillators for digital imaging in the range of classical X-ray tube energy [5]–[7] or synchrotron applications [8], [9]. Concerning imaging in megaelectronvolt (MeV) range for nondestructive testing (NDT), literature is less abundant [10]. In this article, we present, in the first part, a study of scintillator

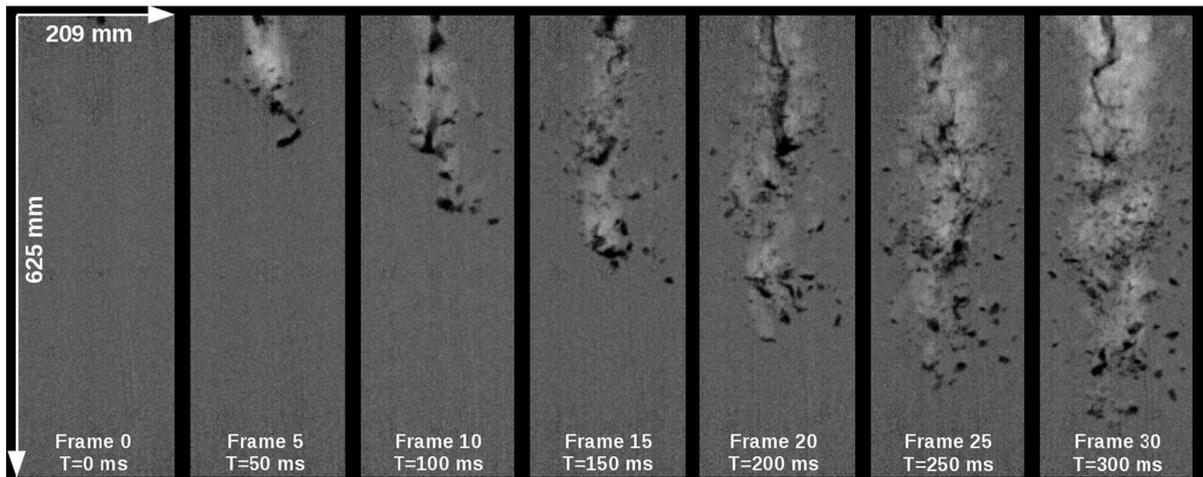


Fig. 2. Examples of acquired high-energy radiography at 100-Hz frequency. The frame size ($625 \times 209 \text{ mm}^2$) refers to the X-ray window.

imaging performance for a 9-MeV X-ray beam produced by an e-LINAC. We selected well-known phosphor screens, microstructured, single-crystal, and transparent ceramic scintillators. These tests help us to design an upgrade of our imaging detector.

We show, in the second part, an image quality comparison between our current detector based on the GOS screen and the new one based on the CsI screen in the scope of fast MeV X-ray imaging [1], [11].

II. SCINTILLATORS PERFORMANCE EVALUATION

A. Material and Methods

Tests were performed with a 9-MeV e-LINAC in the Krotos cell. The evaluated scintillators were:

- 1) Two GOS ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$) phosphor powder screens (Medex from [13] and Lanex Fast Back from [14]);
- 2) One CsI:Tl scintillator (needle structure) from [15];
- 3) Three single-crystal scintillators:
 - a) $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) from [16];
 - b) LYSO ($\text{Lu}_{2(1-x)}\text{Y}_{2x}\text{SiO}_5\text{:Ce}$) from [17];
 - c) $\text{Gd}_{0.3}\text{Lu}_{1.6}\text{Eu}_{0.1}\text{O}_3$ (GLO) from Lawrence Livermore National Laboratory [20].

These scintillators present a wide range of densities, thicknesses, and conversion efficiencies. Table I summarizes the physical and optical properties of the studied scintillators.

For corium–water interaction study in Krotos facility, image quality mainly deals with photonic noise due to the limited dose rate emitted by one single X-ray pulse ($4.5\text{-}\mu\text{s}$ length) of the LINAC (0.65 mGy/pulse at 1-m distance). At 100-Hz acquisition, each image is acquired with only one single pulse. In our study, we search for a scintillator able to have a good light yield and a spatial resolution close to 1 mm. The experimental measurement aim is to the best compromise between the light yield and the spatial resolution. Each scintillator screen is imaged by a low-noise sCMOS 2160×2560 pixel (ANDOR Zyla 5.5 [18]) camera through a 45° tilted mirror in a light-tight box. A lead block prevents damage to the camera (see Fig. 3). For these measurements, the final pixel size of

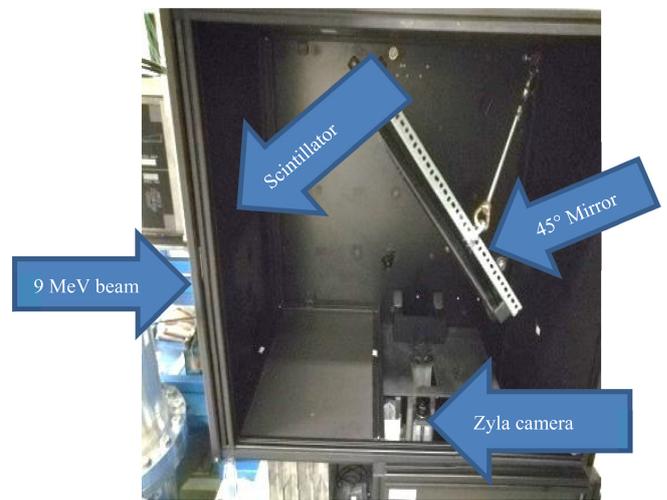


Fig. 3. Image of the inside of the detector composed of a scintillator, a 45° mirror, and a sCMOS Zyla camera.

the detector is $325 \mu\text{m}$. The average dose rate at the detector is 0.92 mGy/s .

The light output measured for each scintillator results from its stopping power (primarily determined by the density in the Compton regime), luminosity (average light yield), and optical configuration (emitter type, optical scattering, reflective, or black backing). The light output was measured via mean analog-to-digital-unit (ADU) number in a $50 \text{ pixels} \times 50 \text{ pixels}$ region of interest of the image with an exposure time of 1 s. In addition to six tested scintillation screen, a seventh Medex screen was placed in a detector corner during all the acquisitions and served as a dose monitor in order to avoid low-frequency dose fluctuation effects on results. All the light output presented here is normalized to this monitoring value. A $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ copper block placed in front of the scintillator was used for modulation transfer function (MTF) evaluation with classical edge method [21]. Edge spread function (ESF) was fit with a combination of two Gauss error functions (erf functions). Line spread function

TABLE I
PHYSICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF THE SCINTILLATOR

Scintillator	Density (g/cm ³)	Thickness (mm)	Surface density (mg/cm ²)	Average Light yield (photons/MeV)	Wavelength Peak (nm)	Emitter type	Optical index	Configuration
Medex (GOS)	4.45	0.780	347	65000	545	Lambertian		On 2 mm brass plate.
Lanex (GOS)	4.62	0.290	134	65000	545	Lambertian		See [14].
CsI:TI	4.51	2	902	54000	546	Lambertian		On 2 mm Cu plate.
BGO	7.13	3	2139	9000	480	Isotropic	2.15	Blackened surfaces
LYSO	7.25	20	14500	30000	420	Isotropic	1.82	other than exit surface.
GLO	9.10	1.58	1438	55000	589	Isotropic	1.89	

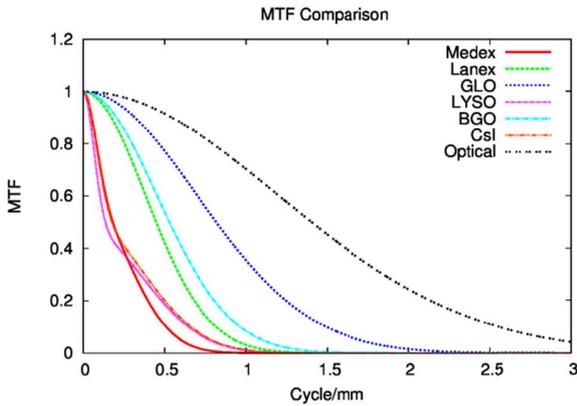


Fig. 4. MTF corresponding to the six scintillators and optical part.

(LSF) was obtained from the analytical derivative of the ESF. Then, the MTF was given by analytical LSF Fourier transform. Considering the copper block size, the source to copper block distance is 3125 – 100 = 3025 mm. With a focal spot size of 3.5 mm [full-width at half-maximum (FWHM)], the source size blur is about 0.11 mm which is negligible for this setup.

B. Results and Analysis

In order to compare the six different scintillators, LYSO was selected as the reference screen (best known light yield with ±10% uncertainty), and all as-measured light output values were normalized to LYSO light output, but are not corrected for their different thickness, density, or any other physical property. Each MTF curve for each scintillator and optical MTF has been evaluated (see Fig. 4). In order to be independent on the optical MTF, scintillators’ MTF has been corrected from the optical MTF. Spatial resolution is computed using [22] the following definition:

$$\text{Spatial resolution} = \frac{1}{2 \times \text{MTF}_{20\%}}$$

where MTF_{20%} is the number of cycles (by millimeter) for an MTF equal to 20%. Sensitivity is defined as the measured light output ratio normalized with LYSO measurement.

Table II summarizes the scintillator performance results. The highest light output was obtained with CsI. Thanks to CsI needles structure, spatial resolution (994 μm) is better than Medex (1259 μm) and LYSO (1037 μm). With the highest

TABLE II
SCINTILLATOR PERFORMANCE SUMMARY

Scintillator	Measured light output versus LYSO	Spatial resolution in μm
Medex	1	1259
Lanex	0.12	746
CsI	1.52	994
BGO	0.12	625
LYSO	1	1037
GLO	0.21	401

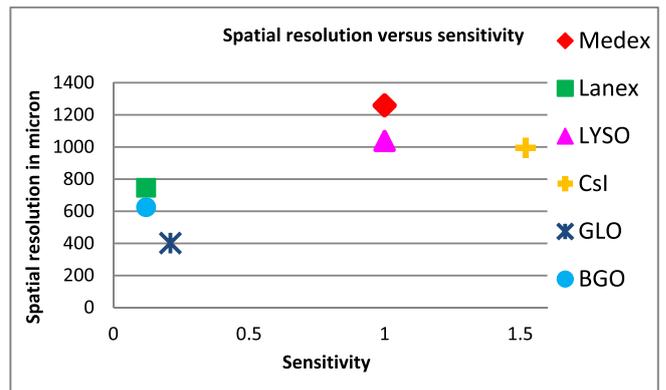


Fig. 5. Measured scintillator spatial resolution versus sensitivity.

thickness (25 mm), the LYSO scintillator has a light output comparable to Medex with a little better spatial resolution (1037 μm). The best spatial resolution is achieved with GLO (401 μm). The 1.58-mm-thick GLO scintillator was two times brighter than the 3-mm-thick BGO crystal, both prepared with black backing to eliminate scattered and back-reflected scintillation light (see Fig. 5).

To analyze our results on scintillator performance, we have to compare experimental measurements to the expected values where all the physical properties are known (validation). Then, we can extract missing or unknown characteristics for some scintillators, which is detailed below.

The measured signal (camera ADU levels) can be computed with

$$S_{\text{out}}(\text{ADU}) = \int_0^{9\text{MeV}} \varphi(E) \times \varepsilon(E) \times E_{\text{dep}}(E) dE \times g_{\text{yield}} \times g_{\text{escape}} \times g_{\text{opt.}} \times g_{\text{Q.E. camera}}(\lambda) \times g_{\text{ADU Conv}}$$

where E is the incident photon energy, $\phi(E)$ is the photon spectrum produced by the LINAC, $\varepsilon(E)$ is the stopping efficiency, and $E_{\text{dep}}(E)$ the corresponding deposited energy. These parameters are photon-energy dependent and can be computed by Monte-Carlo simulation (see below). The integral value gives the total deposited energy for a given incident number of photons.

The other parameters are not energy-dependent. The average scintillator yield, g_{yield} , is given by the manufacturers (see Table I) and corresponds to the mean amount of visible photons produced where 1 MeV is deposited in the material. A fraction of these produced photons is absorbed inside the material and then only a fraction escapes to air. This fraction is g_{escape} in the above equation. For transparent isotropic scintillators (BGO, LYSO, and GLO)

$$g_{\text{escape}} = \frac{1}{\eta^2}$$

where η^2 is the optical index (Table I). For nontransparent Lambertian emitters (Medex, Lanex, and CsI), the escape fraction is unknown and will be extracted from present measurements.

The distance between the camera and then the demagnification ratio M as well as the lens aperture $f_{\#}$ define the fraction g_{opt} of photons impacting the pixel sensor [19]. For the isotropic emitter case, g_{opt} is computed by

$$g_{\text{opt}} = \frac{1}{16f_{\#}^2(1+M)^2}$$

while for the Lambertian emitter case, the optical coupling is slightly better

$$g_{\text{opt}} = \frac{1}{1+4f_{\#}^2(1+M)^2}$$

Finally, the visible photons are converted into electrons in the pixel photodiodes with an efficiency $g_{\text{Q.E. Camera}}(\lambda)$ depending on the camera model and the visible photon wavelength λ . This quantum efficiency curve and the electron-to-ADU conversion gain, $g_{\text{ADU-Conv}} = 0.46 \text{ e}^-/\text{ADU}$, are given by the camera manufacturer [18].

In order to compute the expected sensitivity (with respect to the reference LYSO), MCNP6 [23] Monte Carlo simulations were first performed to estimate the photon spectrum, and for each scintillator, the stopping efficiency, and the average deposited energy. The simulation principle is detailed below and the results are summarized in Table III (statistical relative uncertainties are kept below 2%).

For each scintillator, N_{Total} photons are generated following the source energy spectrum. The events where the photon interacts in the scintillator and deposits a part of its energy are scored.

Then the average stopping efficiency $\bar{\varepsilon}$ (or interaction probability) is computed by

$$\bar{\varepsilon} = \frac{N_{\text{Int}}}{N_{\text{Total}}}$$

where N_{Int} is the number of photons interacting in the scintillator. The obtained results are shown in Fig. 6 for each scintillator.

TABLE III
SIMULATION RESULTS: STOPPING EFFICIENCY AND DEPOSITED ENERGY

Scintillator	Average stopping efficiency $\bar{\varepsilon}$ (%)	Average deposited energy $\overline{E_{\text{dep}}}$ (MeV)
Medex	4.02	0.44
Lanex	1.33	0.18
CsI	7.28	0.64
BGO	16.7	0.75
LYSO	56.7	1.32
GLO	11.1	0.61

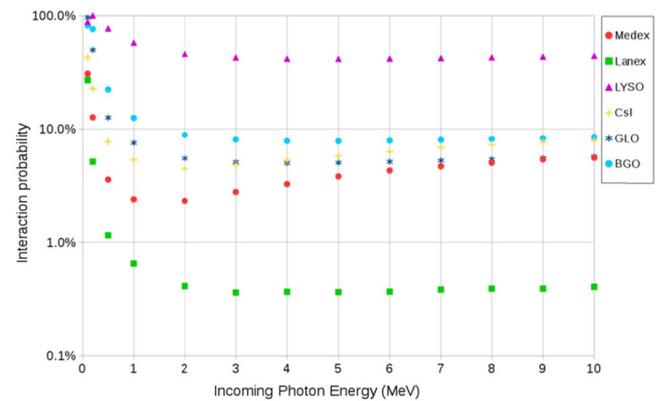


Fig. 6. Simulation results of photon interaction probability with respect to the incoming photon energy.

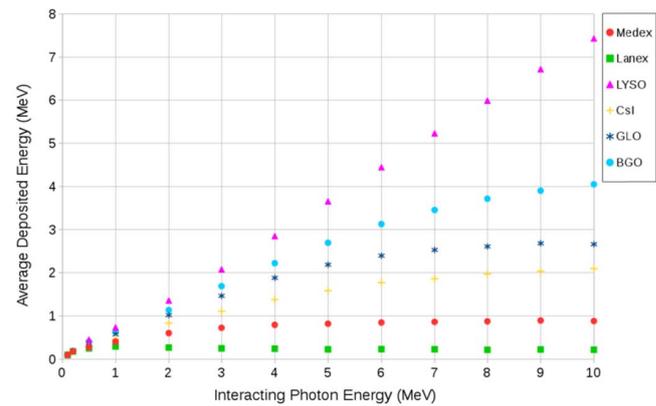


Fig. 7. Simulation results of average deposited energy with respect to the interacting photon energy.

The average deposited energy $\overline{E_{\text{dep}}}$ is also defined by

$$\overline{E_{\text{dep}}} = \frac{1}{N_{\text{Int}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{Int}}} E_{\text{dep}_i}$$

where E_{dep_i} is the energy deposited by the interacting photon i . The simulation results are shown in Fig. 7 for each scintillator.

Finally, the results are summarized in Table III, accounting for the photon energy spectrum (whose average energy is closed to 3 MeV).

Except for LYSO, stopping efficiency ranges from <1.33% (Lanex) to >16.7% (BGO). Thanks to its highest thickness, LYSO has a very high efficiency (>56%) and also the highest

TABLE IV
EXPECTED OPTICAL GAINS AND SIMULATED SENSITIVITY

Scintillator	g_{escape}	g_{opt} ($\times 10^{-4}$)	$g_{\text{Q.E. Cam}}$	Sensitivity wrt LYSO
Medex	?		0.55	?
Lanex	?	1.02	0.55	?
CsI	?		0.55	?
BGO	0.216		0.51	0.092
LYSO	0.302	0.25	0.41	1
GLO	0.28		0.59	0.383

TABLE V
COMPARISON BETWEEN MEASURED AND SIMULATED SENSITIVITY FOR
BGO, LYSO, AND GLO SCINTILLATORS

Scintillator	Measured sensitivity	Simulated sensitivity	Relative deviation (%)
BGO	0.12	0.049	-59
LYSO	1	1.09	9
GLO	0.21	0.24	13

deposited energy (>1.3 MeV). For thinner scintillators, the deposited energy ranges from 180 (Lanex) to around 750 keV (BGO).

The optical gains are then computed as described above and summarized in Table IV. The demagnification factor $M = 48.5$ and the lens aperture $f_{\#} = 1$ correspond to the experimental conditions.

The three transparent scintillators (BGO, LYSO, and GLO) act as a reference and a global least-square minimization is performed to minimize the global relative deviation (RD) between the simulation results of the three scintillators with respect to the measurements. The results of this minimization are summarized in Table V where the measured and simulated sensitivities are detailed. The RD is defined as

$$\text{RD} = \frac{\text{Simulation} - \text{Measurement}}{\text{Measurement}}.$$

The sensitivity of LYSO and GLO is in agreement within 13% with the measurements. Surprisingly, the simulation of the well-known scintillator BGO exhibits a large discrepancy (-59%) with the measurement. This behavior is not understood yet because the discrepancy is larger than the uncertainty on the light yield given for the BGO by the manufacturer (between 8000 and 10 000 ph/MeV, corresponding to a relative uncertainty close to $\pm 10\%$).

Thanks to these simulation results, the missing parameters for Lambertian emitters (Medex, Lanex, and CsI) can be evaluated by fitting for each scintillator their expected sensitivity to the experimental one. The fit parameter is named effective light-yield Y_{eff} and corresponds to the light produced and escaping the scintillator.

The results are summarized in Table VI. The associated uncertainties, coming from the results detailed in Table V, are within 15%.

Thanks to this analysis with experimental and simulated results, all the gain processes are known and could be used to simulate expected results for other scintillators' thicknesses or other camera.

TABLE VI
EVALUATED EFFECTIVE LIGHT YIELD

Scintillator	Theoretical light-yield (ph/keV)	Effective light-yield (ph/keV)
MEDEX	65	66
Lanex	65	58
CsI	54	37

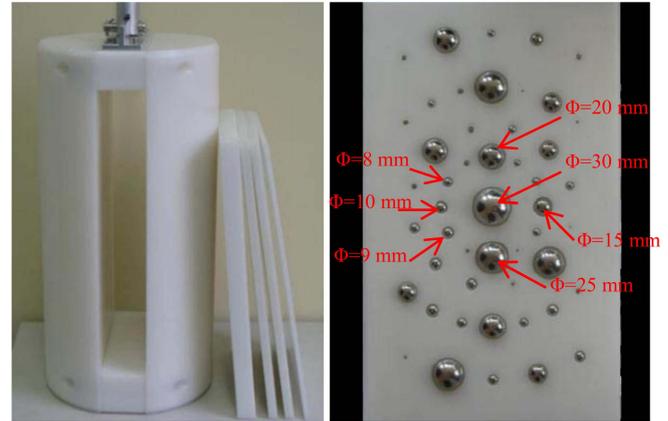


Fig. 8. Steel balls phantom. (Left) Polyethylene cylinder. (Right) Interior of the cylinder is filled either with polyethylene or with the plate containing balls with different diameters.

C. Conclusion

The aim of Krotos facility is to perform fast MeV X-ray imaging for corium–water interaction study (see [24]). As the LINAC works on a pulsed mode, one image is acquired for each $4.5\text{-}\mu\text{s}$ pulse at 100 Hz (0.65 mGy/pulse at 1 m). The image quality is then limited by the signal-to-noise ratio. In order to upgrade the current detector Medex [1] (0.78-mm thickness), the tests show that, with a 2-mm-thick CsI screen, one can reach 1.5 more signal with a better spatial resolution. Then, two CsI screens (410 mm \times 315 mm) with 2-mm thickness mounted on a 2-mm copper plate were bought at Hamamatsu.

III. PERFORMANCE COMPARISON OF THE UPDATED DETECTOR

A. Material and Methods

A phantom is used to perform image quality comparison. The phantom consists of a polyethylene cylinder of density 0.95, representing water (similar density and attenuation power), containing various steel balls of known positions and diameters (see Fig. 8), representing corium. This phantom was created originally to estimate the detection limit of the setup [25].

Medex screen size is about 267 mm (width) \times 800 mm (height). Equivalent same field of view is obtained by merging two CsI screens of 315 mm (width) \times 410 mm (height). Images are acquired on the same detector setup presented in Fig. 3 and are binned 4×4 (so the final pixel size of the detector is 1.3 mm) to increase the signal-to-noise ratio. The exposure time of each image (2 ms) was adjusted to acquire

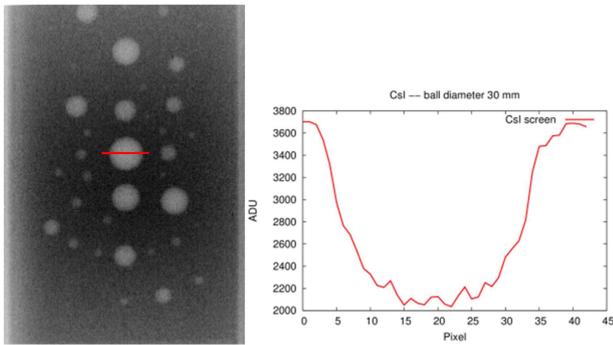


Fig. 9. (Left) Image of the steel balls phantom with a CsI screen. (Right) Intensity profile extracted along the 30-mm diameter ball.

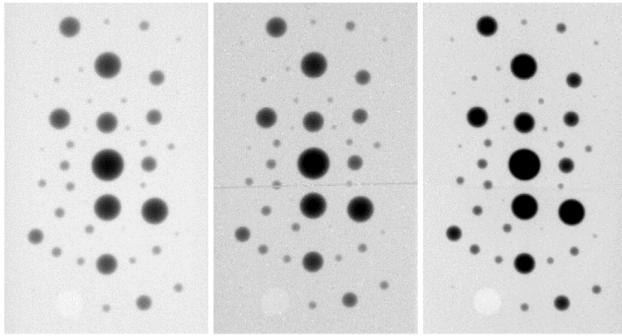


Fig. 10. (Left) Image acquired with a Medex screen. (Middle) Image acquired with CsI screens before mechanical machining (a dead zone is clearly visible due to the merging of two CsI screens). (Right) Image acquired with CsI screens after mechanical machining (the dead zone is almost invisible).

TABLE VII
IMAGE QUALITY COMPARISON

Ball diameter in mm	Contrast for CsI screen	CNR for CsI screen	Contrast for Medex screen	CNR for Medex screen	CNR_{CsI} / CNR_{Medex}
30	88.7	12.2	59.3	9.82	1.24
25	75.7	10.41	49.0	8.12	1.28
20	52.7	7.25	35.7	5.91	1.23
15	41.9	5.76	27.5	4.55	1.27
10	34.1	4.69	21.9	3.63	1.29
9	33.2	4.57	19.1	3.17	1.44
8	27.1	3.73	13.9	2.3	1.62

only one X-ray pulse of the LINAC at 100 Hz. For image contrast-to-noise ratio (CNR) comparison, an intensity profile is extracted for each image along steel balls with a diameter equal, respectively, to 8, 9, 10, 15, 20, 25, and 30 mm (see Fig. 9).

B. Results and Analysis

Images acquired with Medex and CsI screens are presented in Fig. 10. A dead zone is clearly visible due to the gap between the CsI screens. Work is under progress to limit this effect.

Fig. 11 presents the intensity profile comparison between Medex and CsI screens extracted for balls diameter, respectively, equal to 8, 9, 10, 15, 20, 25, and 30 mm.

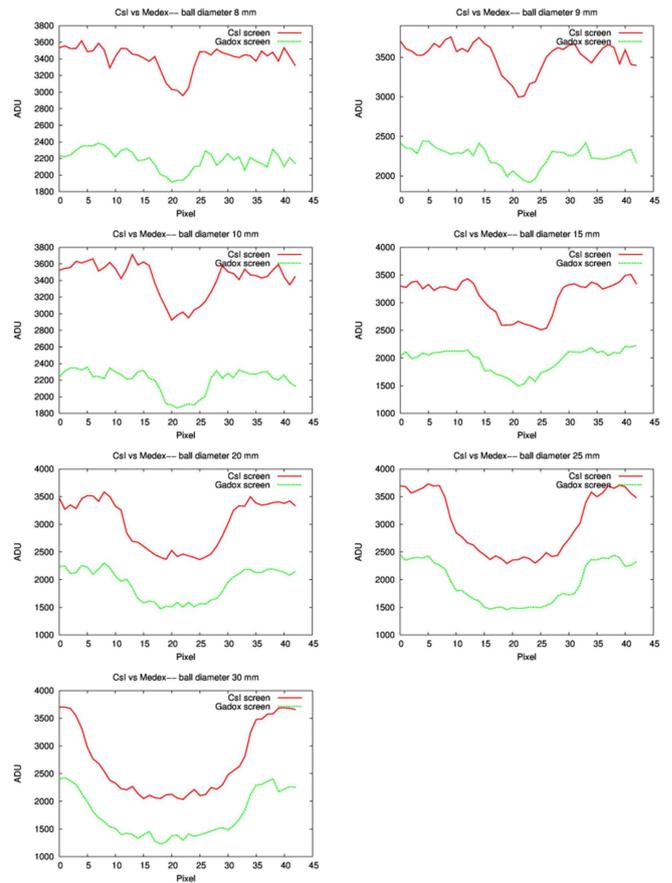


Fig. 11. Intensity profile comparison between Medex (Gadox) and CsI screens for ball diameter, respectively, equal to 8, 9, 10, 15, 20, 25, and 30 mm.

Balls' CNR can be easily extracted from the images and the results are presented in Table VII. Radiographic contrast is defined as the ADU difference between inside and outside the ball. Noise is computed as the mean ADU difference of two images acquired with a delay of 2 ms (that is to say consecutive images in the acquisition sequence) in a region of interest of 200 pixel \times 200 pixel and divided by $\sqrt{2}$. Noise is considered as homogeneous in all the phantom area, respectively, 7.27 for CsI screen and 6.04 for Medex screen.

Table VII shows that the mean value of the CNR_{CsI} -to- CNR_{Medex} ratio is about 1.34 that is very close to the theoretical value of 1.23 (square root of 1.52; see Table III).

IV. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

Imaging performances with a 9-MeV Bremsstrahlung source are studied on a wide range of scintillators including the well-known BGO [16], CsI [15], GOS [13], [14], and up-to-date scintillators, LYSO [17] and GLO [20]. The CsI scintillator presents the best performance for fast MeV X-ray radiography in Krotos facility in the scope of corium-water interaction imaging. Image quality comparison between Medex and CsI screens is obtained with a steel balls/polyethylene cylinder phantom. The first tests show that CNR is increased by a factor of 1.34 with an improvement of

the spatial resolution. This study on scintillators' performances for fast X-ray radioscopy could be useful for other problems such as radiography in shock physics experiments [26].

REFERENCES

- [1] A. Miassoedov *et al.*, "The SAFEST project: Severe accident facilities for European safety targets," in *Proc. Int. Conf. Top. Issues Nucl. Installation Saf. (IAEA)*, Vienna, Austria, Jun. 2017, p. 21.
- [2] N. Estre *et al.*, "High-energy X-ray imaging applied to non destructive characterization of large nuclear waste drums," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 62, no. 6, pp. 3104–3109, Dec. 2015.
- [3] *Varex Imaging Datasheets*. Accessed: Jun. 3, 2020. [Online]. Available: <https://www.vareximaging.com/products/security-industrial/security-industrial-flat-panel-detectors>
- [4] N. Estre, L. Berge, and E. Payan, "Fast megavoltage X-rays radioscopy," in *Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp., Med. Imag. Conf. Room-Temperature Semiconductor Detect. Workshop (NSS/MIC/RTSD)*, Oct. 2016, pp. 1–3.
- [5] S. Vedantham *et al.*, "Full breast digital mammography with an amorphous silicon-based flat panel detector: Physical characteristics of a clinical prototype," *Med. Phys.*, vol. 27, no. 3, pp. 558–567, Mar. 2000.
- [6] K.-W. Jee, L. E. Antonuk, Y. El-Mohri, and Q. Zhao, "System performance of a prototype flat-panel imager operated under mammographic conditions," *Med. Phys.*, vol. 30, no. 7, pp. 1874–1890, Jun. 2003.
- [7] M. Nikl, "Scintillation detectors for X-rays," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 4, pp. R37–R54, Apr. 2006.
- [8] A. Koch, "Lens coupled scintillating screen-CCD X-ray area detector with a high detective quantum efficiency," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.*, vol. 348, nos. 2–3, pp. 654–658, Sep. 1994.
- [9] H. Xie, G. Du, B. Deng, R. Chen, and T. Xiao, "Study of scintillator thickness optimization of lens-coupled X-ray imaging detectors," *J. Instrum.*, vol. 11, no. 3, Mar. 2016, Art. no. C03057.
- [10] S. Baker *et al.*, "Scintillator efficiency study with MeV X-rays," *Proc. SPIE*, vol. 9213, Sep. 2014, Art. no. 92130H.
- [11] C. Journeau *et al.*, "Severe accident research at the PLINIUS prototypic platform," in *Proc. ICAPP*, Seoul, South Korea, 2005, p. 1074.
- [12] D. Tisseur *et al.*, "Performance evaluation of several well-known and new scintillators for MeV X-ray imaging," in *Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imag. Conf. Proc. (NSS/MIC)*, Nov. 2018, pp. 1–3.
- [13] *Applied Scintillation Technologies Limited Changes to Scintacor Limited in 2015*. Accessed: Jun. 3, 2020. [Online]. Available: <https://scintacor.com/products/x-ray-scintillator-screens/>
- [14] Eastman Kodak Company. (2005). *Film-Screen Systems and KODAK LANEX Screen*. Accessed: Jun. 3, 2020. [Online]. Available: <https://www.carestream.com/fr/fr/medical/products/radiography/film-systems/film-solutions-for-radiology/lanex-screens>
- [15] *Hamamatsu CsI Scintillator*. Accessed: Jun. 3, 2020. [Online]. Available: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/FOS_ACS_GPXS_ALS_TXPR1024E.pdf
- [16] *BGO Saint-Gobain*. Accessed: Jun. 3, 2020. [Online]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bgo-material-data-sheet.pdf>
- [17] JT Cristal Technology. *LYSO Datasheet*. Accessed: Jun. 3, 2020. [Online]. Available: http://www.jtcrystaltech.com/en/Product/Scintillation_crystal/71.html
- [18] *Andor Zyla sCMOS Camera*. Accessed: Jun. 3, 2020. [Online]. Available: <https://andor.oxinst.com/products/scmos-camera-series/zyla-5-5-scmos>
- [19] S. Hejazi and D. P. Trauernicht, "System considerations in CCD-based X-ray imaging for digital chest radiography and digital mammography," *Med. Phys.*, vol. 24, no. 2, pp. 287–297, Feb. 1997.
- [20] N. J. Cherepy *et al.*, "Transparent ceramic scintillators for gamma spectroscopy and MeV imaging," *Proc. SPIE*, vol. 9593, pp. 95930P-1–95930P-7, Sep. 2015.
- [21] J. T. Dobbins, "Image quality metrics for digital systems," in *Handbook of Medical Imaging, Physics and Psychophysics*, vol. 1, J. Beutel, H. L. Kundel, and R. L. Van Metter, Eds. Bellingham, WA, USA: SPIE, 2000, ch. 3, pp. 161–222.
- [22] *Industrial Computed Radiography With Storage Phosphor Imaging Plates—Part 1: Classification of Systems*, Standard ISO 16371-1, 2011.
- [23] J. T. Goorley *et al.*, "Initial MCNP6 release overview-MCNP6 version 1.0," Los Alamos Nat. Lab., Los Alamos, CA, USA, LANL Rep. LA-UR-13-22934, 2013.
- [24] P. Piluso *et al.*, "Corium behaviour research at CEA Cadarache. The PLINIUS prototypic corium experimental platform," in *Proc. Int. Conf.-Nucl. Energy New Eur.*, 2002, p. 8.
- [25] C. Brayer, P. Piluso, N. Cassiaut-Louis, and D. Grishchenko, "Application of X-ray radioscopy for investigations of the 3-phase-mixture resulting from the fragmentation of a high temperature molten material jet in water," in *Proc. 8th Int. Conf. Multiphase Flow (ICMF)*, Jeju-do, South Korea, 2013.
- [26] D. Partouche-Sebban, I. Abraham, S. Lauriot, and C. Missault, "Multi-MeV flash radiography in shock physics experiments: Specific assemblages of monolithic scintillating crystals for use in CCD-based imagers," *X-Ray Opt. Instrum.*, vol. 2010, pp. 1–9, Dec. 2010, doi: 10.1155/2010/156984.

Boron Coated Straws Imaging Panel Capability for Neutron Emission Computed Tomography for Source Localization inside Radioactive Drums

Ben Mosbah¹, Eleon¹, Tisseur¹, Doghmane¹, Bakhabba¹

Abstract— The evaluation of fissile mass inside radioactive waste drums by neutron measurements is essential for radioactive waste management, nuclear safety and criticality issues. However, passive and active neutron measurements can be strongly impacted by the uncertainty on the neutron source position within the drum and by the matrix effects.

Therefore, an imaging panel proposed by Proportional Technologies Inc. and composed of seven Boron Coated Straw (BCS) detectors has been tested to localize neutron interactions, in view to reduce uncertainties associated to plutonium or uranium position inside radioactive waste drums. In a previous work, a numerical model of the imaging panel has been developed and validated from a comparison with experimental profiles obtained with a ²⁵²Cf source.

In the first section, the feasibility of neutron emission tomography by a setup composed of five extended imaging BCS panels is demonstrated by numerical Monte Carlo simulation.

The second section details the experimental validation of the neutron emission tomography.

Measurements are carried out with AmBe and ²⁵²Cf sources located inside an empty 118 L drum by rotating the BCS imaging panel around it. Afterwards, the Richardson-Lucy deconvolution algorithm is applied to provide 2D neutron source images for each angle. Finally, the 3D images are reconstructed using the RTK backprojection projection routine.

The results demonstrate the capability of the BCS imaging to provide the 3D location, i.e. axial and radial positions of one and two neutron sources. Furthermore, the first tests with this passive neutron measurement system show a satisfactory 3D reconstruction for ²⁵²Cf and AmBe sources separated by 20 cm.

Consequently, BCS imaging panels open interesting prospects to reduce the uncertainty associated to plutonium or uranium localization in neutron measurements.

Work is undergoing to assess the capability of this system for 118 L drums filled with organic and metallic matrices. Additionally, further prospects concern the performance of other deconvolution and reconstruction algorithms.

Index Terms—neutrons, emission computed tomography, Boron-Coated Straws, imaging panel, radioactive waste.

I. INTRODUCTION

THE evaluation of plutonium or uranium mass and its uncertainty, in radioactive waste drums, is a major concern for nuclear actors. Such information is a crucial criterion for nuclear safety, as well as for the waste management.

The assessment of the nuclear content of radioactive drums is performed with passive and active measurement techniques [1]. These techniques allow evaluating the mass of actinides like plutonium or uranium. Passive neutron technique provides information on even isotopes of plutonium (²⁴⁰Pu for example) whereas active neutron technique estimates the mass of fissile isotopes i.e. odd isotopes of plutonium (²³⁹Pu, ²⁴¹Pu) and uranium (²³⁵U) [2]. The uncertainty associated to the mass of nuclear material is strongly impacted by the matrix effect and the source term spatial distribution [3]. The boron-coated straw (BCS) has been already applied to the development of neutron imaging detectors for instruments requiring high spatial resolution and good neutron detection efficiency [4].

In the present work, we aim to address the need of the localization of the neutron source term inside radioactive drums. Neutron emission tomography is performed with the data measured from the BCS imaging panel, in order to get 2D mapping of the sources. This technique has been already applied by ORNL to assess spent fuel assemblies [5].

The first section describes the BCS imaging panel and the technique of neutron emission tomography used in this work. The second section reports the MCNP numerical study that aims to demonstrate the concept of proof of the method.

Finally, the third section presents the experimental setup along with data acquisition and processing. Main results are also shown and discussed.

¹M. Ben Mosbah, C. Eleon, D. Tisseur, A. Doghmane and H. Bakhabba are with the National Nuclear and Alternative Energy Commission, 13115 Saint-Paul-Lez-Durance, France (e-mail: mehdi.benmosbah@cea.fr).

II. STRUCTURE OF YOUR PAPER

A. BCS Imaging Panel

The BCS imaging panel proposed by Proportional Technology Inc. [4] is composed of seven 1" tubes, each containing seven straws, as pictured in Fig. 1. Each straw is 7.5 mm in diameter, and 1 m in active length, coated on the inside with $1 \mu\text{m}$ ^{10}B -enriched boron carbide ($^{10}\text{B}_4\text{C}$). The additional ^{10}B sensitive surface offered by the straws, allow reaching a higher neutron detection efficiency as demonstrated in ref. [3]. BCS detectors are filled with an Ar/ CO_2 counting gas at 0.7 atm. Gamma rejection of 10^{-7} is insured by Proportional Technology applying the appropriate lower threshold of 100 keV [22]. Discuss the data you acquired and how you analyzed them. Include a statistical analysis to demonstrate the limits of the data analysis.

Each detector is segmented so that a 1-cm spatial information on the location of the neutron interaction is provided. This is done by applying the relationship between the axial position (which is referred as z coordinate in the following) and the ratio of the pulse heights measured by the upper and the lower amplifiers [4]. In addition, the BCS electronics is able to identify the label (from 1 to 7) of the tube where the neutron interaction occurred.

Figure 2 is an overall view of the BCS imaging panel.



Fig. 1: Boron-Coated Straw detectors, each 7.5 mm in diameter, bundled in groups of seven, to be sealed inside 2.52 cm aluminum tubes [21].



Fig. 2: Boron Coated Straws imaging panel composed of seven detector tubes. The amplifiers 1 and 2 allow getting the ratio of pulse heights that is directly related to the position of the neutron interaction inside the tube.

B. Neutron emission computed tomography

1) Principle

The neutron emission tomography is a form of computed tomography involving the production of three-dimensional

images by the detection by detectors located at well-known angular separations of neutrons emitted by a neutron source. The aim is to build a 3D image of the investigated neutron source located inside a radioactive drum. The principle is illustrated by the scheme in Fig. 3. A raw image, composed of 7 (one per tube) * 100 pixels (1 pixel per cm, thus 100 pixels for 1 m), is acquired every 30° . Over a 360° rotation, we register twelve raw image that are merged. We performed deconvolution and finally 3D reconstruction of the deblurred images. These steps are described in details in the following sections.

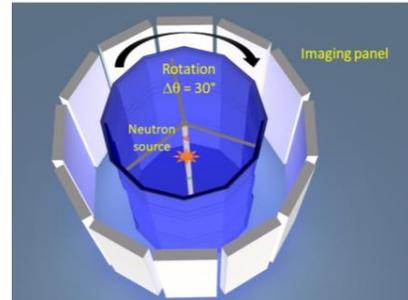


Fig. 3 : Illustration of the principle of the technique of neutron emission computed tomography. The mock-up drum in the center rotates and stops every 30° so that an image of the neutron source is acquired by the BCS imaging panel.

2) Image deconvolution

Image deconvolution (sometimes known as image deblurring) is the process of reconstructing or estimating the true image from the degraded one. In other words, the measured raw images are processed through deconvolution routines to:

- 1) Increase spatial resolution (“image deblurring”);
- 2) Optimize the useful information i.e. maximize the signal to noise ratio.

Image deblurring algorithms can be classified into two classes: spectral filtering methods and iterative methods. The information about the blur is usually given in the form of a point spread function (PSF). A PSF is an image that describes the response of an imaging system to a point object. A theoretical PSF can be obtained by calculation (MCNP simulation with a qualified numerical model) or by experimental measurements (see section IV.C). The main advantage of this approach is that the obtained PSF is noise-free [6].

The raw image h is the result of the convolution of the original image f by the pulse response of the detector: in this case, it corresponds to the point spread function (referred as to PSF function), as follows:

$$h = f * PSF \quad (1)$$

The deconvolution aims to determine the original image f , knowing the measured raw image h and the PSF function.

Among the iterative methods, we have applied the Richardson-Lucy algorithm [10, 11] to perform the deconvolution of our raw images. To do so, we used the *ImageJ* software [8, 9] that allows importing the images and processing them with the Lucy-Richardson (RL) deconvolution algorithm.

Richardson-Lucy deconvolution [10, 11] is a particularly simple and useful method appropriate for improving density estimates drawn from this type of noisy, linear measurement. Given a Poisson-noisy measurement, and a noiseless but

otherwise accurate model of the measurement process, RL deconvolution estimates the true density by an iterative procedure, improving the likelihood that the estimate is correct with every iteration. Because it improves likelihood assuming Poisson noise, RL deconvolution is more likely to be correct than methods, which ignore noise or assume a non-Poisson noise model. Actually, this deconvolution technique is usually applied in the NML (Nuclear Measurement Laboratory of CEA Cadarache, France) for X-ray imaging [16].

In addition, the choice of this method was made by comparing visually the “quality” of the deblurred image obtained with several deconvolution methods (for instance Regularized Inverse Filter, Naïve Inverse Filter, Convolution Noiseless, etc.) available in the *imageJ* software [18].

The parameters of the deconvolution, as well as the *PSF* we used for our study, will be described in section IV.

3) Image reconstruction

The tomographic reconstruction is a type of multidimensional inverse problem where the challenge is to yield an estimate of a specific system, i.e. the source inside the mock-up drum, from a finite number of projections. The projection of an object, resulting from the tomographic measurement process at a given angle $\theta=30^\circ$, is made up of a set of line integrals. A set of many such projections under different angles organized in 2D is called *sinogram*.

Practical reconstruction algorithms have been developed to implement the process of reconstruction of a 3-dimensional object from its projections. We may cite Fourier-Domain Reconstruction algorithm [12, 20], iterative Reconstruction algorithm [13], back-projection reconstruction algorithm and fan-beam reconstruction. The back-projection algorithm is applied to reconstruct the original source [7, 13, 14, 20] and deep learning reconstruction.

In the current study, we have chosen the back-projection algorithm because this method was already successfully applied in the Nuclear Measurement Laboratory (NML) of CEA Cadarache for gamma emission computed tomography experiments [16]. In practice of tomographic image reconstruction, often a stabilized and discretized version of the inverse Radon transform is used, known as the filtered back projection algorithm. The name back-projection comes from the fact that 1D projection needs to be filtered by 1D Radon kernel (back-projected), in order to obtain a 2D signal. reconstruction using back-projection. This technique allows better resolution than interpolation method described above. However, it induces greater noise because the filter is prone to amplify high-frequency content [13].

As a first approximation, we assumed that its performance should not be impacted by the fact that we are dealing with neutrons data instead of gamma ones.

Furthermore, for practical reasons, it seemed interesting to apply such a ready-to-use technique to our data.

III. MCNP STUDY

A. Measurement system design

The main objective of this section is to demonstrate the feasibility of the neutron emission computed tomography technique applied to our measurement system composed of BCS imaging panels. This demonstration is carried out through Monte Carlo calculations with the MCNP 6.1 particle transport code [17]. The idea is to test the concept, with the design presented in this section. It is not necessarily the final design, but we assume that it remains sufficiently representative of the reality.

In a previous work [3], the MCNP numerical model of a measurement station made of several BCS imaging panel has been built. The validation of the numerical model was done through MCNP versus experiments comparisons. Discrepancies do not exceed 20 %, therefore the MCNP model can be considered reliable for future exploitation. Further details on these results can be found in ref. [3].

As it was clearly specified in the previous section, we will have to measure as many projections as necessary to cover 360° of the mockup drum. Consequently, fulfilling this criterion requires many detectors, that is to say a large number of BCS imaging panels or sufficient angle steps for the measurement.

The first task consists on designing a neutron measurement station. The detection solid angle of the imaging panels should cover all the volume of the drum. We propose the design presented in *Fig. 4*.

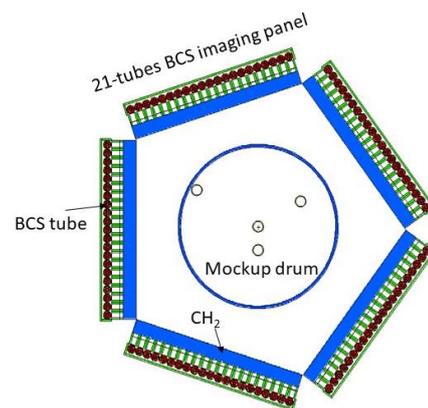


Fig. 4: View of the MCNP model of the BCS imaging panel measurement system. Five imaging panels, each composed of 21 BCS tubes, surround the mockup drum. The polyethylene blocks (in blue) moderate the neutrons to ensure their capture by the ^{10}B of the BCS detectors (in red). The green part is a B_4C grid for preliminary study purposes. However, this option was not retained in the final design.

Five BCS imaging panels composed “virtually” of 21 tubes (they are as large as three “real” BCS imaging panels) surround the mockup drum. They are disposed at equal distance from the center of the drum. The theoretical spatial responses of the system (i.e. neutron counting rates versus axial position and tube labels, see [3]) are calculated with the MCNP code. They are determined with the *F4* card weighted with $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ reaction rate. The calculation is performed every 1 cm along the Z axis and for each tube label, so that five count rate 2D maps composed of $21 * 100$ pixels are obtained. Then, the data files are merged and prepared to undergo deconvolution and reconstruction by following the methods described in sections II.B.2 and II.B.3.

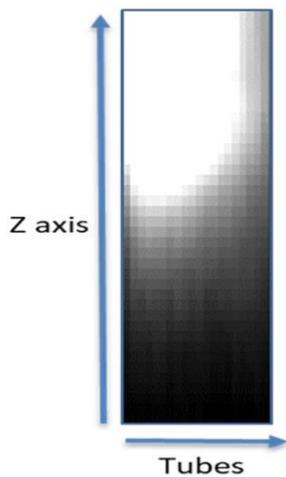


Fig. 5 : Example of MCNP calculated 21×100 pixels image. This image corresponds to one BCS imaging panel shown in Fig. 4. Neutron count rate is determined for each pixel of the image.

B. MCNP Simulation of neutron emission computed tomography

This section presents the results for four study configurations: three of them concern one single neutron ^{252}Cf source and the last corresponds to two sources configuration (^{252}Cf and AmBe).

1) Single neutron source

Calculations of the five $\{21 \times 100\}$ pixels images (see section III.1) have been performed for three single source configurations. The ^{252}Cf is located on the Z-axis of the mockup drum. It was placed at three heights H in the drum: 20, 50 and 64 cm. The origin is located at the bottom of the mockup drum. The PSF (Point Spread Function) chosen for this algorithm is a calculated image of a punctual source placed in the center of the drum.

Raw images are deblurred via Richardson-Lucy deconvolution algorithm available with DeconvolutionLab2 *ImagJ* plugin [18] (see II.B.2). Afterwards, the reconstruction is processed, thanks to the backprojection technique (see II.B.3), by using the RTK (Reconstruction toolkit) backprojection routine [19].

The positions of the source on the Z-axis, as well as, the 3D reconstructed images are shown in Fig. 6.

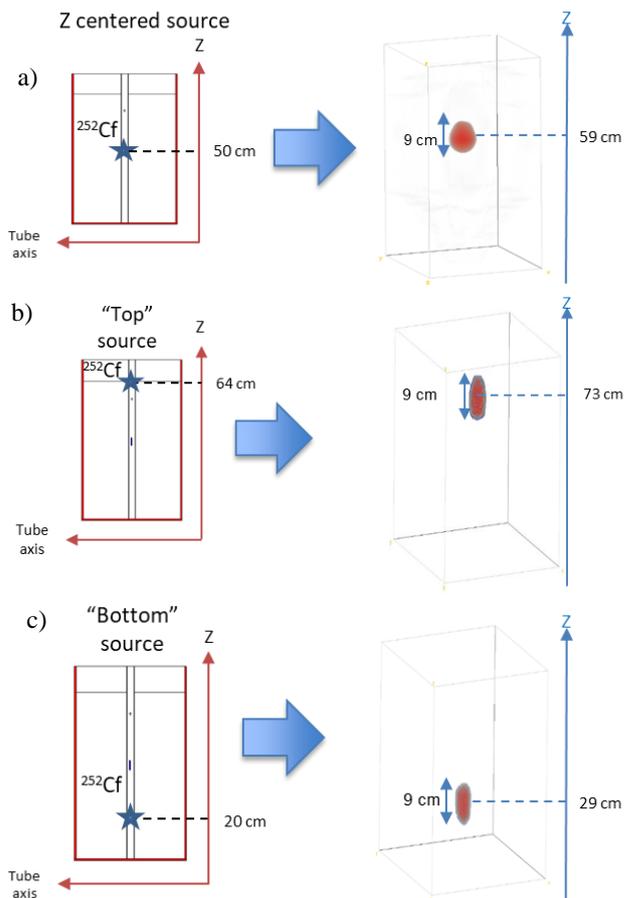


Fig. 6 : ^{252}Cf source centered on Z-axis (a), on the top (b) and in the bottom (c) of the mockup drum (left side) and their corresponding reconstructed images (right side).

We observe that the positions of the source are reproduced correctly, even if there is a shift of +9 cm between the predicted positions and the real ones. This can be explained by a bias of 9 cm of the coordinate origin of the Z-axis. The length of the reconstructed source, projected on Z-axis, is about 9 cm.

2) Two neutron sources

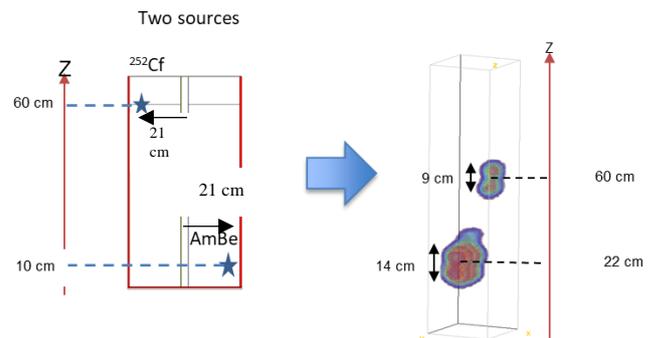


Fig. 7 : Test with ^{252}Cf and AmBe sources. They are diametrically opposite (radius equal to 21 cm) and located at $Z=10$ and $Z=60$ cm.

Fig. 7 illustrates the study of the two sources configuration. We used ^{252}Cf and AmBe sources diametrically opposite and located at the top and bottom, respectively, of the mock-up drum. The locations of the reconstructed ^{252}Cf and AmBe sources are $Z=60$ cm and $Z=22$ cm and their “apparent” longitudinal extent are about 9 cm and 14 cm respectively. These last values should be considered with carefulness since they give only a semi-quantitative idea of the shape of the sources.

IV. EXPERIMENTAL ASSAY

A. Experimental setup

Fig. 8 shows the experimental setup as well as a screenshot of the acquisition software provided by *Proportional technology*. The 118 L mock-up drum contains no matrix. Its height is 72 cm and its radius 43 cm. The cylindrical channels located inside the drum allow vertical and radial ($R=7, 14$ and 21 cm from the center) positioning of the sources. The mock-up drum is rotated every 30° (see Fig. 3) by using a rotating plate. A 7.5×25 cm polyethylene block, placed in front of the imaging panel slow down neutrons to ease their detection by the BCS detectors. Another one is placed behind the imaging panel to reduce the unwanted contribution of room-scattered neutrons.

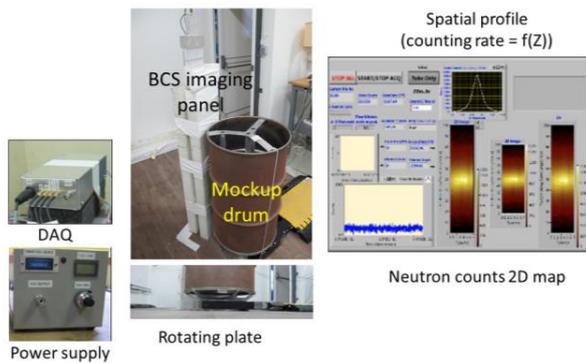


Fig. 8 : Experimental setup showing the 118 L mock-up drum, the acquisition system, the power supply (left) as well as the Proportional Technology Software (right).

B. Data acquisition

The Proportional Technology acquisition software (Fig. 8) displays the live neutron count rates versus Z -coordinate, as well as a live 2D map of the detected events as a function of both Z -coordinate and tube label. Acquisition information like measurement time, total neutron count, as well as a histogram of the count rates versus time.

Measured data are stored and can be exported in *ASCII* mode for further processing. They consist on {7 (number of tubes) per 100 (total neutron count per cm along Z -axis)} tables of neutrons. The exported data are then processed to build the reconstructed images of the neutron sources, as it is described in section II.B.

C. One source configuration

We intend to assess the capability of the imaging system to provide the 3D image of a single ^{252}Cf neutron source (neutron emission about 2×10^5 n.s $^{-2}$ at the date of the experimental test ; active diameter 3.18 mm) inside the mock-up drum.

The source was placed at 20 and 50 cm from the top of the mock-up drum. The acquisition time is 10 min per 30° (total of 2 hours for all angle positions). All 12 raw images are merged. The Richardson-Lucy, which PSF input file corresponds to a centered source image, has been used for the deconvolution of these data. We have to point out that the acquisition time of the PSF image is one hour in order to get sufficient statistics. This is required to process the deconvolution in a proper manner. Then, the final 3D image is obtained by applying the RTK reconstruction routine.

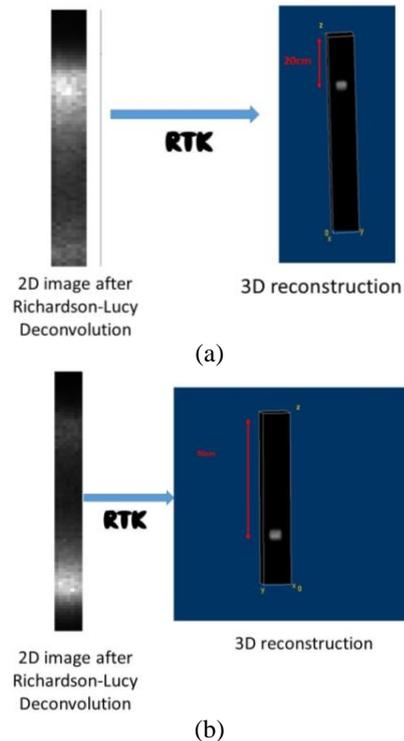


Fig. 9 : Deblurred image (left side) and RTK reconstructed 3D images of a ^{252}Cf located at 20 cm (a) and 50 cm (b) from the top of the mock-up drum.

Fig. 9 provides the images obtained after processing the raw images by the Richardson-Lucy deconvolution and the final reconstructed images for both axial positions considered here.

For both cases, the predicted axial positions reconstructed images are consistent with the real positions within 5 cm.

D. Two sources configuration

1) Two centered neutron sources on the Z -axis

In this part, we evaluate the capability of the imaging system to reconstruct of a ^{252}Cf and an AmBe (alpha activity of ^{241}Am : 3.7 GBq; height 17.4 mm and diameter 19.2 mm) sources placed on the Z -axis centered in the mock-up drum, at a distance of 30 cm from each other (see Fig. 10 (a)). Their emission rate is about 2×10^5 n/s each. The acquisition time is 2 hours. Fig.

10(b) provides the 2D profile along the Z-axis (count rate versus axial position) obtained after deconvolution.

As it was the case in section IV.C., the PSF file used for the deconvolution step corresponds to a 2D image of a centered ^{252}Cf neutron source.

Fig. 10 (b) provides the raw 2D image, the intermediate deblurred image, as well as the final 3D image obtained by the RTK reconstruction. We observe that the reconstructed sources are located on the Z axis and are separated by 36 cm, which is a quite good agreement with the real distance of 30 cm. At this step, the neutron emission tomography gives satisfactory results with 2D located on the same vertical axis. The next step consists to assess the capability of the system to handle two neutron sources located at diametrically opposed positions.

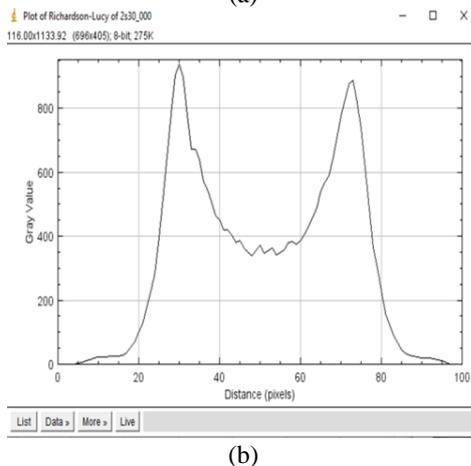
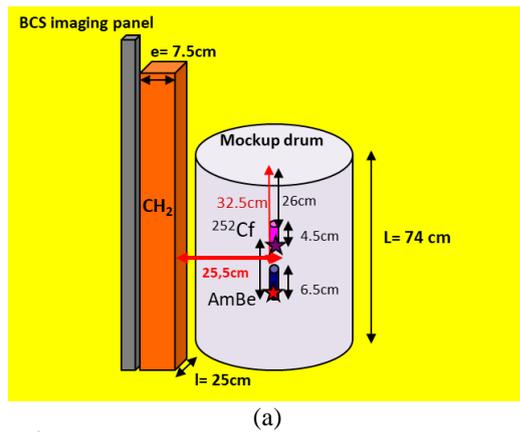


Fig. 10 : (a) Sketch of the experimental setup dedicated to the ^{252}Cf and AmBe sources separated by 30 cm of distance. (b) 2D profile along the Z-axis (count rate versus axial position) obtained after deconvolution.

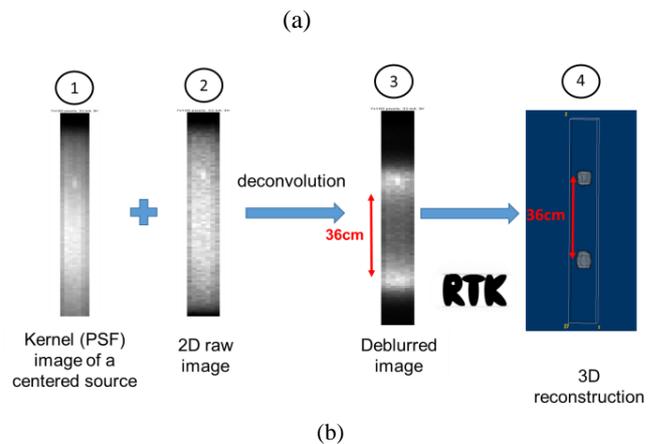
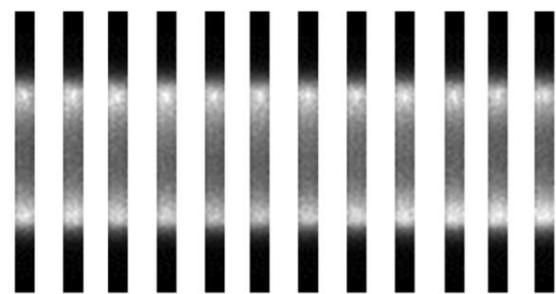


Fig. 11 : (a) Sinogram consisting of 12 deblurred raw images (b) Main steps of the reconstruction: 1) Kernel 2D image of a centered ^{252}Cf source used for the Richardson-Lucy deconvolution algorithm. 2) 2D raw images (12 merged) projections obtained after 120 min acquisition. 3) Deblurred 2D merged image. 4) Final 3D image showing two sources separated by 36 cm after reconstruction.

2) Two neutron sources at opposite radial positions

As a first step, we tested the BCS imaging panel placed in its initial vertical position. It was not capable to discriminate the two neutron sources placed at opposite radial positions. The images show that the signals of both sources are superimposed and it was not possible to identify each source even after deconvolution being processed.

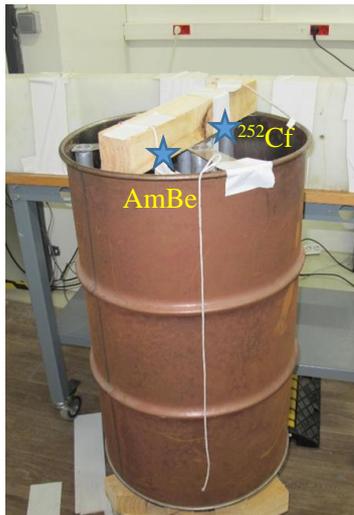
Consequently, we decided to perform the measurements with the imaging panel placed in the horizontal position, so that it will fully cover the volume enclosing the neutron sources in the mock-up drum.

Fig. 12.a depicts the new experimental setup. The performance of the system was studied for diametrically opposite ^{252}Cf and AmBe sources separated by, respectively, 40, 30 and finally 20 cm. Fig. 12.b displays the deblurred images and the RTK reconstructed images. In this configuration, we were not able to get a 3D image but just 2D image. This could be explained by the fact there were not enough angular projections to get sufficient spatial information. Nevertheless, we managed to evaluate the distance between the neutron sources.

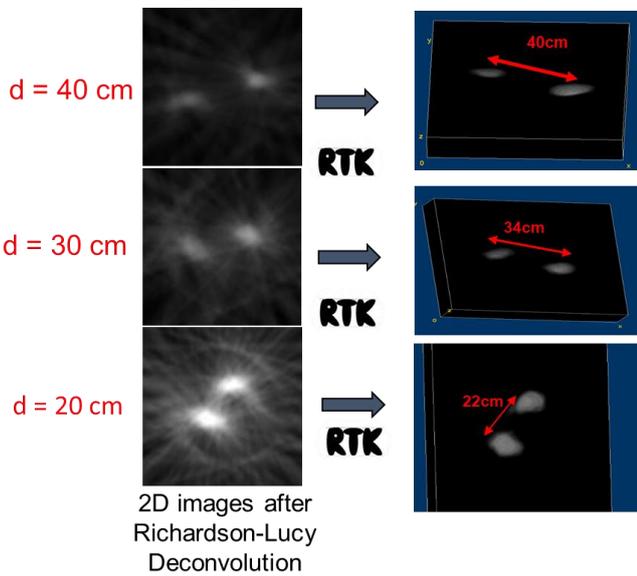
One can note that for:

- $d = 40$ cm, the sources are correctly reconstructed and the distance between them is estimated to be 40 cm.
- $d = 30$ cm, the sources are correctly reconstructed and the distance between them is estimated to be 34 cm.

- $d = 20$ cm, it was always possible to distinguish both neutron sources and the estimated distance between them is 22 cm.



(a)



(b)

Fig. 12 : (a) Picture of the experimental setup devoted to the assessment of two neutron sources placed at opposite radial positions. The BCS imaging panel is used in the horizontal orientation in order to optimize the discrimination between the two sources (blue stars). (b) Deblurred 2D images (left) reconstructed images by RTK algorithm (right) for distances of 20, 30 and 40 cm separating the two neutron sources.

Below $d = 20$ cm, the spatial resolution of the system was not sufficient to separate the two neutron sources. To improve the capability of the system for diametrically opposite sources, we will consider in a future work, to reduce the angular step so that much more information is acquired on the spatial distribution of the sources.

V. CONCLUSION

The reliable and efficient management of radioactive waste requires a comprehensive knowledge of their nuclear content.

The determination of the mass of nuclear material more precisely that of the actinides of interest like plutonium or uranium is a major concern for the nuclear actors to enhance the radiation protection of workers and to reduce criticality risks. Beyond gamma spectrometry and imaging, passive and active neutron measurement techniques are carried out to characterize these neutron-emitting nuclei.

Since the uncertainty associated to this mass is strongly influenced by the term source localization, a significant need for the spatial characterization of the term source has emerged. To address this challenge, we propose in this work to study the capability of the measurement system based on the Boron-Coated Straws imaging panel, developed by Proportional Technology Inc., to process the technique of neutron emission tomography, in order to get 2D or even 3D images of neutron sources inside an empty mock-up drum.

For both the numerical and experimental steps, raw images undergo deconvolution by the Richardson-Lucy method than are treated with the backprojection reconstruction routine (RTK). These algorithms and methods are classically applied for the technique of gamma emission tomography.

The numerical study conducted with Monte Carlo particle transport code MCNP, demonstrates the preliminary feasibility of this method by showing satisfactory results for the 1-source and 2-sources configurations.

The experimental assessment provide a set of very interesting results, spanning from 1-source configuration to more complex 2-sources configurations (two sources aligned on the same centered vertical axis and diametrically opposite sources).

For the single neutron source configuration, the BCS imaging panel was capable to reconstruct its 3D image and to estimate correctly its axial position within 5 cm.

For the two sources aligned on the centered vertical axis, the BCS imaging system provided correct 3D images and gave a good estimation of the distance separating them (34 instead of 30 cm).

For the sources situated in diametrically opposite positions, the results show that the BCS imaging system provide valid 2D images with quite good estimations of the distance between them down to a 20 cm of spatial separation.

One of the major prospects for this work is to assess the performance of our system for different types of matrices (organic, metallic, mixed, with densities ranging from 0.1 to 1.4) enclosing the neutron sources inside the mock-up drum.

The methodology presented in this work, combining image deconvolution and reconstruction, is a first approach applied to a simple spatial distribution of sources. We suspect that it will probably not perform well enough for configurations that are more complex. Hence, we will be considering an important algorithmic development (for instance using machine learning, deep learning approaches with calculated database) because we will need specific tools and methods devoted to the physics associated to the neutron measurement techniques applied to the characterization of nuclear wastes.

Finally, we intend to study the applicability of this method for the Differential Die-Away technique (DDT).

REFERENCES

- [1] B. Perot et al., "The characterization of radioactive waste: a critical review of techniques implemented or under development at CEA, France." EPJ Nuclear Sci. Technol. 4, 3 (2018).
- [2] R. Antoni et al., "Reduction of the uncertainty due to fissile clusters in radioactive waste characterization with the differential die-away technique," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Accel., Spectrometers, Detect. Associated Equip., vol. 895, pp. 144–149, Jul. 2018.
- [3] C. Eleon et al., "Boron-Coated Straws Imaging Panel Capability for Passive and Active Neutron Measurements of Radioactive Waste Drums", IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol. 67, No. 9, September 2020, p 2096-2104.
- [4] J. L. Lacy, L. Sun, C. S. Martin, A. Athanasiades, and T. D. Lyons, "One meter square high rate neutron imaging panel based on boron straws," in Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec., vol. 1, Oct. 2009, pp. 1117–1121.
- [5] P.A Hausladen, A.S. Iyengar, L. Fabris, J. Yang and J. Hu. "A Design Study of the parallel-slit ring collimator for fast neutron emission tomography of spent fuel." Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, USA, Tech. Rep. ORNL/SPR-2018/975, Sept. 2018.
- [6] D. Boulfelfel et al. "Three-Dimensional Restoration of Single Photon Emission Computed Tomography Images." in IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 41, No. 5, October 1994, p 1746-1754.
- [7] M. Cortesi et al. "Concept of a novel fast neutron imaging detector based on THGEM for fan-beam tomography applications ». Journal of Instrumentation, Volume 7, February 2012 (C02056).
- [8] *ImageJ*, image processing software available at : <https://imagej.nih.gov/ij/download.html>, Version 1.53e. Accessed September 2021.
- [9] Schneider, C. A., Rasband, W. S., & Eliceiri, K. W. (2012). "NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis". Nature Methods, 9(7), 671–675. doi:10.1038/nmeth.2089
- [10] William Hadley Richardson, "Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration." J. Opt. Soc. Am. 62, 55-59 (1972).
- [11] Lucy, L. B. "An iterative technique for the rectification of observed distributions." in Astronomical Journal, Vol. 79, p. 745 (1974).
- [12] R. M. Mersereau and A. V. Oppenheim, "Digital reconstruction of multidimensional signals from their projections," in Proceedings of the IEEE, vol. 62, no. 10, pp. 1319-1338, Oct. 1974, doi: 10.1109/PROC.1974.9625.
- [13] D. Dudgeon and R. M. Mersereau. "Multidimensional Digital Signal Processing". Englewood Cliffs, NJ, USA. Prentice-Hall. 1984.
- [14] Berthold K.P. Horn. "Fan-beam reconstruction methods." Proceedings of the IEEE, Vol. 67, N°12, December 1979, p 1616-1623.
- [15] L.A. Feldkamp, L.C. Davis, J.W.Kress, "Practical Cone-Beam Algorithm", Journal of the Optical society of America, Vol 10 No 6 pp 612- 619, June 1984.
- [16] D. Tisseur, N. Bhatia, N. Estre, L. Berge, D. Eck, E. Payan, "Evaluation of a scattering correction method for high energy tomography", ANIMMA 2017, International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications, 19-23 June, Liège, Belgium.
- [17] T. Goorley et al., "Initial MCNP6 release overview," Nucl. Technol., vol. 180, no. 3, pp. 298–315, Dec. 2012.
- [18] D. Sage, L. Donati, F. Soulez, D. Fortun, G. Schmit, A. Seitz, R. Guiet, C. Vonesch, M. Unser, DeconvolutionLab2 : An Open-Source Software for Deconvolution Microscopy Methods-Image Processing for Biologists, vol. 115, 2017.
- [19] Rit, S., Vila Oliva, M., Brousmiche, S., Labarbe, R., Sarrut, D., & Sharp, G. C. (2014). "The Reconstruction Toolkit (RTK), an open-source cone-beam CT reconstruction toolkit based on the Insight Toolkit (ITK)". Journal of Physics: Conference Series, 489, 012079. doi:10.1088/1742-6596/489/1/012079.
- [20] Cai, M., Byrne, M., Archibald-Heeren, B., Metcalfe, P., Rosenfeld, A., & Wang, Y. (2020). "Decoupling of bowtie and object effects for beam hardening and scatter artefact reduction in iterative cone-beam CT". Physical and Engineering Sciences in Medicine, 43(4), 1161–1170. doi:10.1007/s13246-020-00918-8.
- [21] Proportional Technology Inc. [Online]: <https://proportionaltech.myshopify.com/>. Accessed September 2021.
- [22] Ehlers G., Athanasiades A. Sun L., Martin C.S., Regmi M. and Lacy J.F. (2020) "Performance tests of boron-coated straw detectors with thermal and cold neutron beams"., "Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, Accel., Spectrometers, Detect. Associated Equip., vol. 953, 163238, Dec. 2019.