

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FERHAT ABBAS – SETIF 1

THESE

Présentée à la Faculté des Sciences
Département de Physique
Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

OPTION : Physique Nucléaire

Par

Naziha BENASKEUR Ep. HACHOUF

THEME

**ANALYSE QUANTITATIVE EXPERIMENTALE ET
THEORIQUE DE LA TRANSMISSION NEUTRONIQUE A
TRAVERS LES MATERIAUX DE BLINDAGE**

Soutenue le : 23/10/2014

Devant le jury :

Z. CHAOUI
A. BOUCENNA
A. SEGHOOR
M. ABBACI
F. KHARFI

Professeur
Professeur
Directeur de Recherche
Maître de Recherche A
Maître de Conférences A

UFA Sétif 1
UFA Sétif 1
CRNA - Alger
COMENA - Alger
UFA Sétif 1

Président
Rapporteur
Examineur
Examineur
Invité

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein de la Division des Techniques et Applications Nucléaires (DTAN) du Centre de Recherche Nucléaire de Birine (CRNB).

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude au Professeur [A. Boucenna](#), de l'Université Ferhat Abbas de Sétif, pour avoir accepté de m'encadrer pour la réalisation de cette thèse de Doctorat en Science et m'avoir dirigé durant la période de réalisation de ce travail.

Je remercie, sincèrement, Monsieur [A. Kerris](#), Directeur Général du Centre de Recherche Nucléaire de Birine (CRNB) et Monsieur [M. Salhi](#), Chef de la Division des Techniques et Applications Nucléaires (DTAN), pour leur aide dans la réalisation de ce travail au niveau du CRNB.

Je remercie également Professeur [Z. Chaoui](#) pour l'honneur qu'il me fait d'avoir accepté de présider le jury de soutenance. Je tiens aussi à exprimer mes remerciements les plus sincères également aux membres du jury, Docteur [A. Seghour](#) et Docteur [M. Abbaci](#), qui ont bien voulu évaluer ce travail.

Je remercie Docteur [F. Kharfi](#) pour m'avoir initiée à la recherche dans le domaine d'imagerie neutronique et pour avoir dirigé mon travail de thèse. Ses conseils avisés, sa disponibilité, son dynamisme et sa patience pour la recherche ont contribué à l'épanouissement de ce travail.

Je remercie vivement Docteur [H. Mazrou](#), Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, pour la mise en disponibilité l'utilisation du code MCNP sous sa licence .

Je remercie chaleureusement tous les membres de la Division DTAN et plus particulièrement Monsieur [M. Hachouf](#) et [O. Dendene](#) pour leur aide précieuse et leur sollicitude.

En fin, je n'oublie pas de remercier toute ma famille et surtout mes enfants : [Yakoub abd-Ettoueb](#), [Asmaa](#) et [Ahmed Anis](#) pour leur patience durant la réalisation de ce travail.

Sommaire

Sommaire

Liste des figures	iii
Liste des tableaux	vi
Introduction Générale	1
Chapitre 1 : Reconstruction d'image en tomographie neutronique à transmission	4
1.1 Introduction	4
1.2 Problématique de la reconstruction tomographique	4
1.3 Principe de la tomographie neutronique à transmission	6
1.4 Système de détection tomographique	7
1.5 Méthodes de reconstruction d'image en tomographie	11
1.5.1 Méthodes analytiques	12
1.5.1.1 Transformée de Radon	15
1.5.1.2 Méthode de Rétroprojection Simple	15
1.5.1.3 Méthode de Rétroprojection Filtrée	17
1.5.1.3.1 Transformée de Fourier	18
1.5.1.3.2 Théorème de la Coupe Centrale de Fourier	18
1.5.1.3.3 Méthode de Rétroprojection Filtrée	21
1.5.1.4 Filtrés utilisés	24
1.5.2 Méthodes itératives	26
1.5.2.1 Modélisation de la projection	28
1.5.2.2 Principaux algorithmes itératifs	29
Chapitre 2 : Effet de durcissement énergétique du faisceau	31
2.1 Introduction	31
2.2 Effet de durcissement du faisceau	31
2.3 Influence de durcissement du faisceau sur les données de projection	34
2.4 Influence de durcissement du faisceau sur la reconstruction	39
2.5 Méthodes de corrections utilisées	42
2.5.1 Filtration physique	43
2.5.2 System double énergie	43
2.5.3 Linéarisation	43
2.6 Effet de bruit de fond	44
2.7 Autres sources d'erreurs	47
Chapitre 3 : Caractérisation de la transmission neutronique et reconstruction tomographique: mesures expérimentales et simulations MCNP	48
3.1 Introduction	48
3.2 Mesure de la transmission neutronique de l'acier inox boraté	48
3.2.1 Prédiction théorique	48
3.2.2 Procédure expérimentale et dispositif utilisé	51
3.2.3 Résultats expérimentaux	54
3.3 Calcul MCNP de la transmission neutronique à travers divers matériaux	57
3.3.1 Code de transport MCNP	57
3.3.2 Procédure du calcul MCNP	58
3.3.2.1 Source de neutrons	59
3.3.2.2 Détecteur	60

3.3.2.3 Paramètres d'input MCNP	61
3.3.3 Résultats de calcul de la transmission par MCNP	62
3.4 Simulation MCNP du spectre énergétique et son décalage	65
3.5 Simulation MCNP des projections tomographiques	66
3.6 Géométrie et modèle de détection	71
3.7 Reconstruction des images 2D par MatLab	72
 Chapitre 4 : Procédures d'analyse, de traitement et de correction des artefacts dus au durcissement du faisceau	 77
4.1 Introduction	77
4.2 Détermination analytique du décalage en énergie	77
4.2.1 1 ^{ère} Approche : Considération d'une dépendance en $1/E$ de la section efficace ...	78
4.2.2 2 ^{ème} Approche : Dépendance en $1/\sqrt{E}$ de la section efficace	80
4.3 Procédure de correction proposée	84
4.4 Correction des données de projections	90
4.5 Images reconstruites après correction des projections	90
 Conclusion Générale	 96
 Bibliographie	 98

Liste des figures et des tableaux

Liste des figures

Figure 1.01 : Représentation de l'effet du bruit de fond	5
Figure 1.02 : 2 projections : plusieurs solutions possibles	6
Figure 1.03 : Principe de la tomographie à transmission	7
Figure 1.04 : Système typique de tomographie neutronique	9
Figure 1.05 : Variation du niveau de gris moyen en fonction du temps d'exposition pour divers type de scintillateurs [12]	10
Figure 1.06 : Projection tomographique selon un angle θ	13
Figure 1.07 : Transformation de coordonnées à partir de (x, y) à (θ, t) [16]	14
Figure 1.08 : Processus de rétroprojection simple	16
Figure 1.09 : Résultat de la reconstruction 2D d'un objet et génération d'artefacts en forme d'étoile dans le processus de rétroprojection simple: (A) image originale, (B) 1 projection (C) 3 projections (D) 4 projections (E) 16 projections (F) 32 projections (G) 64 projections [5]	17
Figure 1.10 : Théorème de la coupe centrale de Fourier (TCC) reliant la transformée de Fourier d'une projection à la transformée de Fourier d'un objet le long d'une ligne radiale [16]	20
Figure 1.11 : Collection des projections de l'objet à un nombre d'angles donnant des estimations de la transformée de Fourier de l'objet le long des lignes radiales [16]	21
Figure 1.12 : Sinogrammes correspondant aux deux objets (1) et (2)	22
Figure 1.13 : Quelques filtres de reconstruction utilisés pour une fréquence de coupure égale à 1	25
Figure 1.14 : Projection et rétroprojection	28
Figure 2.01 : Illustration de l'effet de durcissement du faisceau de rayons X traversant de l'aluminium de diverses épaisseurs [27]	32
Figure 2.02 : Spectre de neutron thermique typique mesuré à FRM I*, et la dépendance de la longueur d'onde du coefficient d'atténuation de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat [30]	33
Figure 2.03 : Spectre de neutrons thermiques (NEUTRA-PSI**) avant et après la transmission à travers différentes épaisseurs d'acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) [30]	33
Figure 2.04 : Représentation de la fonction $\ln(G_0/G_d(x, y)) = f(d)$, dans le cas d'un faisceau monochromatique, pour deux alliages d'acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat) et 304B4 (1 mass.%B-nat)	36
Figure 2.05 : Section efficace microscopique de la réaction ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ [34]	37
Figure 2.06 : Variation des énergies des particules produites de la réaction ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ en fonction de l'énergie du neutron incident	37

Figure 2.07 : Variation du niveau de gris en fonction de l'épaisseur des absorbants en acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat) et 304B4 (1 mass.%B-nat) pour un faisceau polychromatique	38
Figure 2.08 : Représentation de la fonction $\ln(G_0/G_d(x, y)) = f(d)$, dans le cas d'un faisceau polychromatique, pour deux alliages différents d'acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat) et 304B4 (1 mass.%B-nat)	39
Figure 2.09 : Analyse tomographique d'une tige en acier inox boraté ($\Sigma_{t,th}=12,7\text{cm}^{-1}$) d'un diamètre de 1 cm; sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (gauche), après correction (droite) et les lignes de profil correspondantes [29]	41
Figure 2.10 : Contribution du bruit de fond et limite de détection [6]	46
Figure 3.01 : Evolution théorique de la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat	50
Figure 3.02 : Evolution de la section efficace macroscopique en fonction de l'énergie du neutron	51
Figure 3.03 : Dispositif expérimental utilisé	53
Figure 3.04 : Evolution théorique et expérimentale de la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur des plaques de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat	55
Figure 3.05 : Comparaison entre les sections efficaces macroscopique prédite théoriquement, mesurées expérimentalement et celles calculées en utilisant l'équation (3.10) pour l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat	55
Figure 3.06 : Evolution des données de projections en fonction de l'épaisseur pour les deux cas réel (a) et idéal (b)	57
Figure 3.07 : Distribution Maxwellienne du spectre énergétique des neutrons	59
Figure 3.08 : Objet simulé	61
Figure 3.09 : Comparaison entre les sections efficaces prédite théoriquement, mesurées expérimentalement et simulées par MCNP pour l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat	63
Figure 3.10 : Comparaison entre les sections efficaces macroscopique prédites ou tabulées et celles simulées par MCNP pour différents matériaux	64
Figure 3.11 : Simulation MCNP du décalage en énergie du spectre maxwellien des neutrons traversant une épaisseur de 1,096 cm de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat	66
Figure 3.12 : Visualisation d'une coupe XY des géométries des trois configurations étudiées	67
Figure 3.13 : Visualisation 3D des géométries des trois configurations étudiées	67
Figure 3.14 : Données de projections simulées par MCNP pour les trois fantômes définis (1), (2) et (3)	69
Figure 3.15 : Comparaison des données de projections simulées par MCNP avec celles déterminées pour le cas idéal avec une atténuation exponentielle pour les trois fantômes (1), (2) et (3)	70

Figure 3.16 : Evolution de $\ln(I_0/I)$ en fonction de l'épaisseur, pour un cylindre plein et homogène (fantôme (1)), dans les deux cas idéal et simulé par MCNP (sans correction)	71
Figure 3.17 : Modèle de géométrie et de détection pour le cas du fantôme (1)	72
Figure 3.18 : Modèle de géométrie et de détection pour le cas des deux fantômes (2) et (3) ...	72
Figure 3.19 : Sinogrammes regroupant les données de projections établies pour le cas idéal sous différents angles θ pour les trois fantômes (1), (2) et (3)	74
Figure 3.20 : Sinogrammes regroupant les données de projections simulées par MCNP, sans correction de l'effet de durcissement du faisceau, sous différents angles θ pour les trois fantômes (1), (2) et (3)	74
Figure 3.21 : Images reconstruites pour un cylindre plein et homogène en acier inox boraté, fantôme (1), sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé) (a), cas idéal (b) et les lignes de profil correspondantes	76
Figure 3.22 : Images reconstruites pour deux cylindres incorporés, fantôme (2), sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé) (a), cas idéal (b) et les lignes de profil correspondantes	76
Figure 3.23 : Images reconstruites pour deux cylindres incorporés, fantôme (3), sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé) (a), cas idéal (b) et les lignes de profil correspondantes	76
Figure 4.01 : Variation du décalage en énergie calculé analytiquement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon 1 ^{ère} Approche	80
Figure 4.02 : Variation du décalage en énergie calculé analytiquement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour les deux approches en utilisant les données expérimentales et de simulation	82
Figure 4.03 : Evolution de l'écart entre les décalages énergétiques calculés en fonction de l'épaisseur pour les données expérimentales (approche 1 et 2)	83
Figure 4.04 : Evolution de l'écart entre les décalages énergétiques calculés en fonction de l'épaisseur pour les données de simulations (approche 1 et 2)	83
Figure 4.05 : Variation du paramètre de proportionnalité α_1 en fonction de l'épaisseur	87
Figure 4.06 : Variation de la section efficace macroscopique simulée par MCNP, mesurée expérimentalement, prédite et celle calculée en utilisant l'équation (4.23) pour un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat), en fonction de l'épaisseur	88
Figure 4.07 : Variation du paramètre de proportionnalité α_2 en fonction de l'épaisseur	89
Figure 4.08 : Variation de la section efficace macroscopique simulée par MCNP, mesurée expérimentalement, prédite et celle calculée en utilisant l'équation (4.30) pour un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat), en fonction de l'épaisseur	90
Figure 4.09 : Comparaison des données de projections obtenues par simulation MCNP sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé), après correction 1 ^{ère} et 2 ^{ème} approche avec celles déterminées pour le cas idéal pour les trois fantômes (1), (2) et (3)	91

Figure 4.10 : Images reconstruites pour le fantôme (1) sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (a), cas idéal (b), après correction 1 ^{ère} approche (c), 2 ^{ème} approche (d) et les lignes de profil correspondantes	93
Figure 4.11 : Images reconstruites pour le fantôme (2) sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (a), cas idéal (b), après correction 1 ^{ère} approche (c), 2 ^{ème} approche (d) et les lignes de profil correspondantes	94
Figure 4.12 : Images reconstruites pour le fantôme (3) sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (a), cas idéal (b), après correction 1 ^{ère} approche (c), 2 ^{ème} approche (d) et les lignes de profil correspondantes	95

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Différents filtres utilisés	25
Tableau 3.1 : Valeurs de la section efficace macroscopique calculées (304B7 et 304B4) et tabulées (B et SS304)	50
Tableau 3.2 : Propriétés et composants du système d'imagerie neutronique utilisé	52
Tableau 3.3 : Résultats de la transmission neutronique (Tr) et de la section efficace macroscopique (Σ) obtenues pour un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) en fonction de l'épaisseur	54
Tableau 3.4 : Paramètres standards choisis et utilisés pour les calculs MCNP	62

Introduction Générale

Introduction Générale

La tomographie est une technique de création d'image par section. Ce mot vient de deux racines grecques : **tomos** signifiant « coupe » ou bien « couche », et **graphie** signifiant « écrire ». L'objectif de la Tomographie est la détermination de la structure interne d'un objet dont on a un ensemble de vues, ou de projections radiographiques. La médecine, est à l'origine du développement et des premières applications des techniques tomographiques. Dans l'industrie, ces techniques sont utilisées en Contrôle Non Destructif (CND) pour l'examen de soudure et de matériaux composites par exemple, ou encore pour la surveillance de structures sensibles comme celles des centrales nucléaires.

A l'origine de la méthode de reconstruction d'image d'objet à partir de ses projections (Tomographie) se trouvent les travaux de Radon sur la détermination des fonctions à partir de leurs intégrales selon certaines directions (1917). En 1956 Bracewell a démontré la relation entre la transformée de Fourier et la transformée de Radon qui est à l'origine de l'algorithme de reconstruction d'image par la méthode de rétroprojection filtrée (FBP). Ce n'est qu'en 1963 que les premières applications de la tomographie médicale ont été effectuées moyennant les rayons X. Les principaux résultats de l'époque sont dus à Kuhn pour l'obtention des premières images tomographiques par rétroprojection simple et Cormack pour l'application des travaux de Radon aux acquisitions par rayons X. A partir de 1970 les premières images de tomodensitométrie furent publiées et commence la mise au point des premiers scanners X. Les neutrons ainsi que d'autres rayonnements et particules furent, par la suite, exploités comme projectiles d'exploration pour le développement de plusieurs techniques de tomographie. Les principales techniques, actuellement utilisées dans divers domaines de l'industrie et de la science, sont: la tomographie aux neutrons, la tomographie aux électrons (microscope électronique), la tomographie par résonance magnétique nucléaire et la tomographie par émission de positrons (PET : Positron Emission Tomography) [1].

La tomographie neutronique a acquis beaucoup d'importance dans les installations nucléaires pour des applications scientifiques et industrielles [2-4]. En effet, la description géométrique détaillée des objets et l'établissement 3D de leurs structures internes font le sujet prioritaire dans l'utilisation de la tomographie neutronique.

Il existe deux types de tomographie ; la tomographie par transmission et la tomographie par émission [5]. Dans le premier cas le rayonnement transmis par l'objet est utilisé pour reconstruire ainsi une cartographie 3D des coefficients d'atténuation du milieu traversé. Dans

le deuxième cas l'objet devient un émetteur qui rayonne soit naturellement, comme les plasmas thermiques, soit après l'injection d'un traceur radioactif comme dans le cas de l'imagerie médicale. Les mesures effectuées correspondent à l'intégrale de l'activité le long des lignes de projections, en tenant compte de l'atténuation. On peut reconstruire ainsi une cartographie 3D de la distribution de l'activité présente dans l'objet. Dans notre travail, nous nous sommes intéressés au premier cas.

Les calculs de transport neutronique ont montré que les transmissions neutroniques estimées à partir des sections efficaces moyennes d'atténuation ne reflètent pas le comportement réel d'un matériau fortement absorbant envers le faisceau neutronique qui le traverse, et ce par comparaison avec les matériaux faiblement ou moyennement absorbants. D'autre part, pour le cas des techniques d'exploration et de caractérisation de la matière par transmission neutronique, plus particulièrement en imagerie, il a été aussi constaté que l'effet de durcissement du spectre contribue dans la génération d'erreurs sur les données de mesure et qui nécessitent d'être corrigées pour une bonne reconstruction d'image 2D ou 3D. Ce dernier effet peut être défini, dans certaines conditions et circonstances appropriées, comme une augmentation de la contribution des hautes énergies dans le faisceau neutronique transmis à travers la matière. Quand un faisceau de neutrons polyénergétiques traverse un matériau fortement absorbant, les neutrons de basses énergies sont absorbés facilement ; le coefficient d'atténuation linéaire diminue généralement avec l'augmentation de l'énergie des neutrons. Cela cause un décalage de l'énergie moyenne du faisceau transmis vers les hautes énergies et donc une élévation de la transmission neutronique aux profondeurs de l'échantillon étudié. Cet effet a lieu surtout dans les matériaux fortement absorbants aux neutrons. Ainsi, la première raison est l'absorption des neutrons de basses énergies dans les premières couches du matériau absorbant, de telle façon que le faisceau restant devient plus riche en neutrons de hautes énergies. En conséquence, le reste du matériau n'atténue pas les neutrons comme dans les premières couches [6]. La deuxième raison est les collisions inélastiques des neutrons avec les matériaux qui causent également un décalage du spectre neutronique [1].

Le but de notre travail est l'analyse appropriée des données de transmission neutronique et l'établissement des caractéristiques de l'atténuation neutronique des matériaux fortement absorbants aux neutrons. A la lumière des résultats obtenus, des modèles théoriques seront construits au moyen de codes de calcul pour l'interprétation des données de mesures et la proposition de procédures de correction de ces données de mesures pour des cas d'applications pratiques.

Les principaux défis de ce travail se présentent dans la caractérisation de la transmission des neutrons à travers des matériaux fortement absorbants, comme l'acier inox boraté, et la mise en évidence du durcissement du faisceau qui les traverse. Il est aussi question de vérifier l'influence de l'effet de ce durcissement du faisceau sur l'image reconstruite par tomographie neutronique pour des objets à base de ce matériau.

Le présent manuscrit est organisé en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons une synthèse sur des recherches bibliographique concernant : la reconstruction d'image en tomographie neutronique à transmission, la problématique de la reconstruction, le principe et le système de détection tomographique, les méthodes et algorithmes de reconstruction ainsi que la reconstruction 3D d'image en tomographie neutronique par la méthode de rétroprojection filtrée. L'effet de durcissement du faisceau neutronique et son impact sur la qualité, la méthode de linéarisation des niveaux de gris et l'interprétation du produit final de la reconstruction d'image sont présentés dans le deuxième chapitre. Dans ce même chapitre, nous présentons aussi les méthodes utilisées pour la correction de cet effet et l'effet de bruit de fond qui peut influencer la qualité d'image reconstruite en tomographie. Dans le troisième chapitre, nous commençons par la présentation de la procédure expérimentale utilisée pour la mesure de la transmission neutronique à travers des matériaux fortement absorbants pour la mise en évidence expérimentale de l'effet de durcissement du faisceau neutronique (Beam Hardening). En deuxième lieu, nous décrivons le travail de simulation Monte-Carlo par le code MCNP effectué pour l'étude et la correction de ce phénomène. Ce code permet de traiter un nombre important de configurations pour des temps de calcul raisonnables et une précision satisfaisante. Ici, nous avons simulé la transmission neutronique à travers des matériaux fortement, moyennement et faiblement absorbants aux neutrons. Les résultats de simulation, ont été utilisés pour la reconstruction 2D d'image par la méthode de rétroprojection filtrée. Le quatrième chapitre est consacré à notre contribution dans ce domaine par la proposition de nouvelles approches analytiques de correction de l'effet de durcissement du faisceau neutronique. Ainsi, nous présentons les procédures d'analyse, de traitement et de correction des artefacts d'images dus au durcissement du faisceau en tomographie neutronique à transmission. Ces procédures permettent l'ajustement des projections initiales en termes de niveaux de gris et, par conséquent, l'obtention d'un résultat de reconstruction plus approprié à la structure de l'objet examiné. Finalement, nous présentons une conclusion générale résumant les principaux résultats obtenus dans le cadre de cette thèse de doctorat.

Chapitre 1

*Reconstruction d'image en
tomographie neutronique à
transmission*

Chapitre 1

Reconstruction d'image en tomographie neutronique à transmission

1.1 Introduction

La reconstruction tomographique est un sujet de nature inverse mal posée. Ceci introduit des difficultés pendant la détermination de l'image recherchée. L'obtention d'images à partir de plusieurs projections nécessite une étape de reconstruction. Les méthodes de reconstruction en tomographie sont fondées sur la transformée de Radon. C'est une transformée mathématique qui permet la reconstruction exacte d'un objet à partir d'une infinité de projections. Les méthodes de reconstruction peuvent s'appuyer sur une représentation continue de l'espace (coupe centrale, transformée de Fourier, rétroprojection filtrée), mais certaines, comme les méthodes itératives (algébriques), s'appuient sur une représentation discrète de l'espace. Ces méthodes sont décrites à la fin de ce chapitre.

1.2 Problématique de la reconstruction tomographique

Comme la tomographie se base sur des mesures indirectes des paramètres d'intérêt caractérisant l'objet à examiner, l'estimation de la distribution 3D de ces paramètres à partir des projections 2D mesurées est une tâche complexe [5]. Cette complexité provient aussi du caractère mal posé de ce problème de reconstruction : les mêmes effets peuvent provenir de causes différentes. La résolution exacte et directe étant difficile ce qui rend le problème inverse mal posé.

La problématique inverse constitue une thématique extrêmement vaste, présente dans de nombreux domaines qui peuvent être très différents les uns des autres : astronomie, géophysique, thermique ou encore imagerie, et c'est à cette dernière thématique que nous nous sommes intéressés dans ce travail de thèse.

La résolution du problème inverse passe en général par une étape initiale de modélisation du phénomène, dite problème direct qui décrit comment les paramètres du modèle se traduisent en effets observables expérimentalement [5].

Dans le domaine d'imagerie, le problème direct consiste à déterminer l'image de l'objet étudié alors que le problème inverse consiste à identifier et caractériser l'objet quantitativement et qualitativement à partir de son image. La résolution du problème inverse va permettre de reconstruire soit une simple image, soit une cartographie du paramètre d'intérêt pour une section interne de l'objet.

Plus particulièrement en tomographie, la résolution du problème inverse est difficile à cause des trois principales contraintes suivantes :

1. **Bruit de fond** : un bruit de fond est tout ce qui peut venir dégrader une image lors de son acquisition. Il s'ajoute aux observations expérimentales et vient entacher les données expérimentales et génère des instabilités de la solution. De plus, l'intensité de ce bruit est amplifiée par la méthode de reconstruction, ce qui ne permet pas de déterminer la solution physique exacte (figure 1.01). Il entraîne des difficultés inévitables dans la reconstruction ; il est possible de n'avoir aucune solution [7]. C'est une des raisons que l'on caractérise la tomographie comme un problème mal posé.

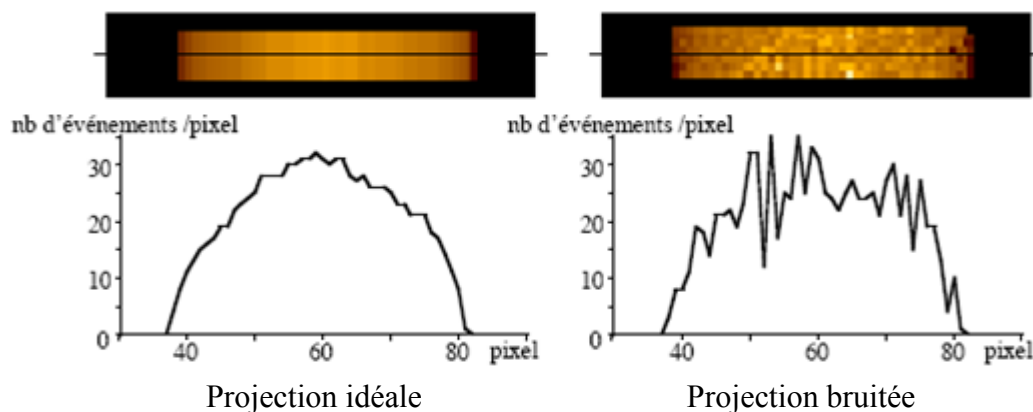


Figure 1.01 : Représentation de l'effet du bruit de fond.

De plus, la qualité d'image dépend strictement du niveau de bruit de fond venant de la contribution des neutrons diffusés ou des rayons gamma. Ce bruit doit être minimisé le plus que possible.

2. **Manque d'information** : le procédé d'imagerie consiste à projeter l'objet suivant une direction donnée, l'image obtenue est automatiquement « lissée » dans le sens où la projection d'un objet contient toujours moins d'informations que l'objet lui-même [7]. Cette perte d'information est caractéristique de la solution du problème direct en imagerie. Elle peut avoir des conséquences importantes lorsque l'on souhaite procéder

au problème inverse correspondant. Par exemple, il se peut que deux objets, ou plus, distincts, se retrouvent confondus et possèdent donc la même image (figure 1.02). Si on considère maintenant le problème inverse, l'objectif est de déterminer l'objet correspondant à une image donnée. Si on est en présence d'une image qui correspond à la superposition de deux objets distincts, alors la solution du problème inverse n'est pas unique. Pour l'unicité de la solution il s'agit d'une infinité de projections.

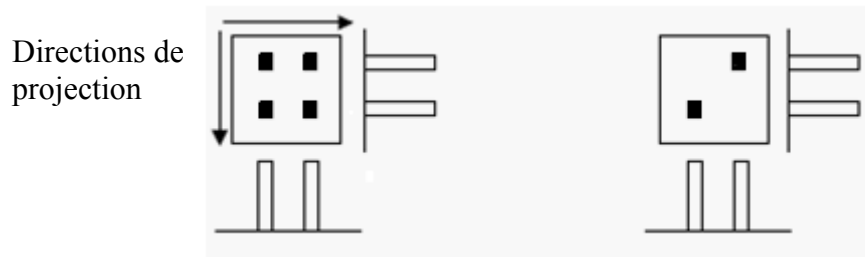


Figure 1.02 : 2 projections : plusieurs solutions possibles.

- 3. Instabilité de la solution:** le bruit de fond et les biais (diffusion, atténuation, etc) conduisent à des données incohérentes: de petits écarts sur les données de projections peuvent provoquer des écarts importants sur les coupes reconstruites (solution instable).

L'effet de durcissement du spectre figure parmi les causes qui rendent la solution déterminée du problème inverse non précise (erronée). Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à ce point par la proposition des méthodes et procédures pour sa caractérisation et la correction de l'image finale.

1.3 Principe de la tomographie neutronique à transmission

La tomographie à transmission consiste à reconstruire une image de la structure interne d'un objet en deux (2D) ou trois dimensions (3D) sans découper matériellement cet objet, et ce, à partir des projections radiographiques obtenues sur plusieurs angles (θ) d'incidence du faisceau d'exploration (figure 1.03) [8]. Elle se base sur le principe physique de l'atténuation d'un faisceau neutronique traversant un milieu. Ainsi, la mesure par des détecteurs spécifiques de ce flux "atténué" permet d'obtenir la carte d'atténuation grâce à des méthodes de reconstruction. Cette technique de tomographie permet de mesurer indirectement les paramètres relatifs à l'objet.

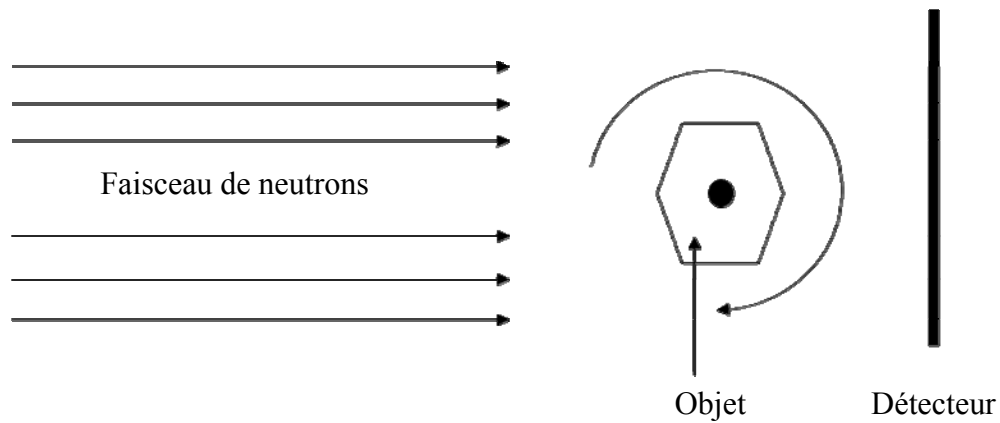


Figure 1.03 : Principe de la tomographie à transmission.

Un faisceau de neutrons thermiques est dirigé sur l'objet à étudier. Les diverses parties de ce dernier, selon leur composition, modifient le faisceau en diffusant ou en absorbant des neutrons. Au contact du détecteur, le faisceau de neutrons aura alors une distribution d'intensité représentative de la structure interne de l'objet. Cette distribution sera enregistrée sous forme d'image à deux dimensions. Cette image reproduit les variations spatiales de l'atténuation par l'échantillon et permet donc de visualiser la localisation des éléments absorbeur ou diffuseur. Pour la prise des projections nécessaires aux différents angles, l'objet pivote autour d'un axe (rotation).

La réduction d'intensité du faisceau traversant un milieu absorbant se délabre exponentiellement avec le coefficient d'atténuation et l'épaisseur de l'objet. Elle obéit à la loi universelle d'atténuation de Beer-Lambert qui s'écrit sous forme d'intégrale :

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(- \int_l \mu(x, y) ds\right) \quad (1.1)$$

où $\mu(x, y)$ représente le coefficient d'atténuation linéaire du matériau à un point (x, y) . ds représente l'élément différentiel sur la trajectoire l . I_0 et I sont les intensités des faisceaux incident et transmis respectivement.

1.4 Système de détection tomographique

Le système de détection utilisé en tomographie neutronique est similaire à celui de la méthode de neutronographie dynamique. En tomographie neutronique, l'objet est projeté en plusieurs lignes de projection suivant différentes coupes [9]. La reconstruction d'image peut se faire en 2D à partir des lignes de projections ou en 3D à partir des projections complètes

aux différents angles. Le nombre de lignes de projection ou de coupes dépend de la résolution du détecteur [8]. Chaque mesure de pixel (niveau de gris) sur la ligne de projection représente une ligne d'intégral du coefficient d'atténuation neutronique suivant le chemin par lequel les neutrons ont contribué à ce pixel [9].

Pour cette technique d'imagerie, un système de détection spécifique permettant d'obtenir des images tomographiques a été installé au niveau de la source du faisceau neutronique. La figure 1.04 présente un schéma synoptique des composants de base d'un système de tomographie par neutron où l'image est prise par une caméra CCD (Charged Coupled Device). Il se compose des parties suivantes [3] :

- ✓ **Source de neutrons:** elle envoie des neutrons vers l'objet à examiner,
- ✓ **Table tournante :** un moyen destiné à faire tourner l'objet autour d'un axe de rotation à une vitesse de rotation présélectionnée,
- ✓ **Système détecteur:** mesure l'intensité de neutrons qui parviennent à quitter l'objet. Il comprend un écran scintillateur sensible aux neutrons, une caméra CCD à balayage lent refroidie et un miroir pour réfléchir la lumière émise par le scintillateur vers la caméra CCD,
- ✓ **Stations d'acquisition et de contrôle :** nécessaire pour coordonner le fonctionnement de la caméra CCD et la rotation de l'objet.

Pour des investigations de tomographie neutronique exigeant une précision quantitative élevée aussi bien que pour des applications de neutronographie, un détecteur de neutronographie basé sur une caméra CCD a été développé [1]. Son mécanisme de détection fonctionne de la manière suivante : le faisceau de neutrons atteint l'écran scintillateur sensible après avoir traverser l'échantillon [10]. La lumière émise de l'écran scintillateur est réfléchiée vers la caméra par un miroir, pour éviter le positionnement de la caméra dans le faisceau neutronique direct qui peut l'endommager, et focalisée sur la caméra CCD par un objectif. Ces composants sont placés ensemble dans une boîte de protection à la lumière avec de composants de blindage pour protéger la caméra CCD contre les neutrons et les rayonnements. La caméra CCD est reliée à un ordinateur pour la lecture et le stockage des données de projections et pour reconstruire et traiter les données d'image digitalisées obtenues avec ce dispositif d'imagerie.

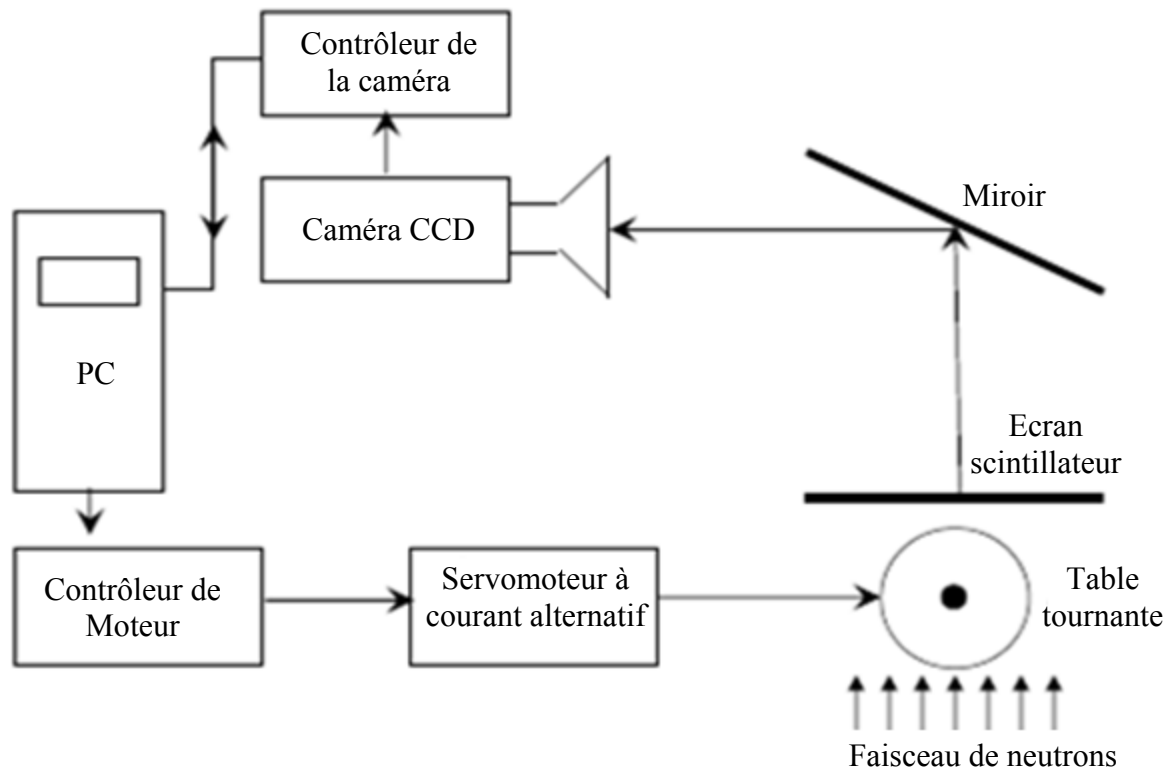


Figure 1.04 : Système typique de tomographie neutronique.

Avec des améliorations de l'électronique et des composants digitaux, des détecteurs d'imagerie neutronique ont été développés autour des caméras CCD modernes montrant une résolution spatiale dans la gamme d'environ 200 μm [11, 12]. Par ailleurs, l'amélioration de la résolution des caméras CCD devient l'objectif de plusieurs travaux de recherche. Actuellement, une résolution de l'ordre de 72 μm pour un scintillateur $^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$ est atteinte [10, 13].

Pour comparer l'efficacité et la linéarité de l'ensemble détecteur et caméra CCD, dépendant du choix du scintillateur, des séries de mesures à faisceau ouvert (mesures sans échantillon entre la sortie du collimateur et le détecteur) pour différentes durées d'exposition pour chaque scintillateur ont été faites [12]. La figure 1.05 montre une bonne linéarité de ce moyen d'imagerie indépendant du type de scintillateur choisi ; Bicron ($^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$), Kasei Optonics, Levy-Hill ($^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$) et NE 427 ($^6\text{LiF-ZnS(Cu)}$). Les petites déviations observées de l'évolution linéaire du niveau de gris moyen avec la durée d'exposition sont très probablement dues aux petites fluctuations de flux neutronique. En outre, cette figure montre

que le détecteur a la meilleure efficacité dans le cas où l'écran scintillateur est Levy-Hill ou NE [12]. Le mécanisme de détection est gouverné par cette réaction :

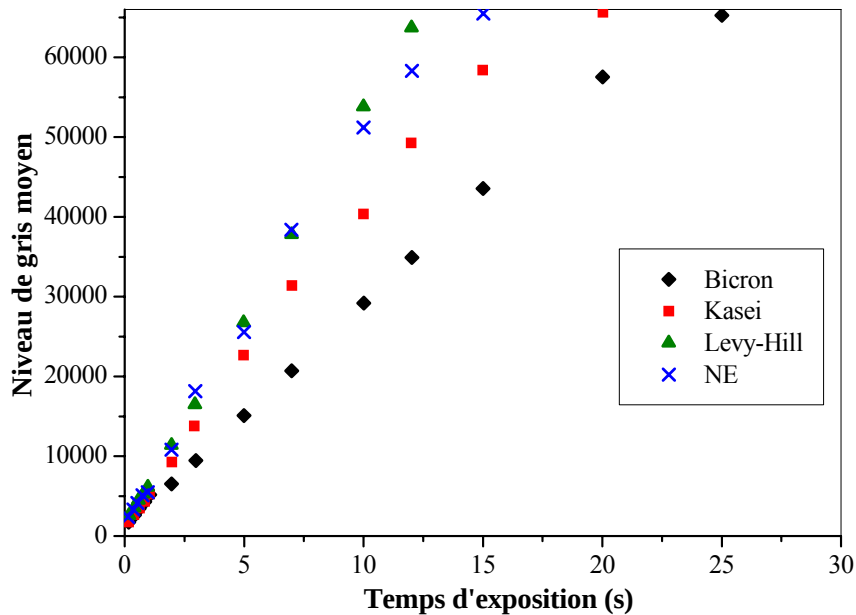
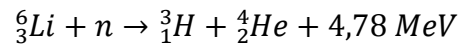


Figure 1.05 : Variation du niveau de gris moyen en fonction du temps d'exposition pour divers type de scintillateurs [12].

Généralement, dans le but d'obtenir les projections nécessaires, l'objet est soumis à l'action du faisceau neutronique sur une table tournante. Le système de tomographie assisté par ordinateur fonctionne de la manière suivante [1] :

1. L'objet est fixé sur une table tournante. L'angle de départ est 0° ,
2. La première projection ($\theta = 0^\circ$) est réalisée en exposant l'objet au faisceau de neutrons pendant une durée d'acquisition bien déterminée,
3. L'acquisition de la première projection, par la caméra CCD, se fait on-line pendant cette durée d'acquisition,
4. A la fin de la première projection, le contrôleur arrête le fonctionnement de la caméra. La première projection est stockée sous forme digitale,
5. Grâce à un système composé d'un moteur, d'un servomoteur et d'un contrôleur, la table tourne jusqu'au deuxième angle de projection,

6. De la même façon, l'acquisition d'image reprend et la deuxième projection est prise puis stockée. Ainsi, toutes les projections sont prises et stockées jusqu'à la dernière.

Erreurs augmentant le taux de comptage [8] :

- **La diffusion de neutrons dans l'échantillon :** les neutrons diffusés par l'échantillon heurtent le détecteur et provoquent une intensité supplémentaire.
- **La production de rayons gamma dans le porte échantillon :** les rayons gamma, produits dans l'aluminium lorsque les neutrons sont absorbés, peuvent causer un bruit de fond supplémentaire sur le scintillateur.
- **La production de rayons gamma dans le détecteur :** lorsque le faisceau de neutrons frappe les parois d'aluminium de la boîte, le scintillateur, le miroir ou le Beam-stop derrière le détecteur, des rayons gamma seront produits. Pour éviter ces rayons un Beam-stop en lithium est utilisé. Pour minimiser l'intensité gamma venant de la boîte d'aluminium, le scintillateur et le miroir, le scintillateur doit être construit avec des matériaux émettant une faible intensité de rayons gamma. Le miroir et les parois de la boîte doivent être aussi minces que possible.

Ces effets ont des contributions spécifiques aux intensités mesurées [8] :

- **Fluctuation de l'intensité du faisceau :** un changement dans l'intensité du faisceau provoquerait un déplacement parallèle de la courbe selon un facteur constant.
- **Relever des erreurs :** de fortes fluctuations des valeurs du niveau de gris sont trouvées même dans des régions où l'on prévoit une intensité constante. Les causes de cette situation sont le bruit de fond et les fluctuations statistiques du flux neutronique ainsi que les sources d'erreur mentionnés précédemment.

1.5 Méthodes de reconstruction d'image en tomographie

Pour remonter les informations précises et parfois spécifiques sur la structure interne de l'objet, il faut faire appel à des algorithmes de reconstruction tomographique qui permettent, à partir des signaux détectés sous différentes incidences angulaires, d'estimer la distribution tridimensionnelle des paramètres physiques tels que le facteur d'atténuation. Les algorithmes de reconstruction sont habituellement regroupés en deux classes [14]. Les méthodes analytiques sont basées sur l'inversion de la transformée de Radon, alors que les méthodes algébriques (itératifs) utilisent une représentation discrète du problème direct.

1.5.1 Méthodes analytiques

Les méthodes analytiques se fondent sur une description des images et des mesures par des fonctions continues et sur une modélisation des paramètres physiques par des opérateurs fonctionnels. Ils sont d'un intérêt particulier lorsque l'opérateur inverse peut être exprimé sous la forme d'une formule d'inversion explicite ou une succession de ces formules. Leur implémentation numérique conduit à des algorithmes dans lesquels les images sont directement calculées à partir des mesures en une seule étape [14].

L'implémentation algorithmique de ces méthodes analytiques s'appuie sur une discrétisation de la formule d'inversion. L'analyse numérique emploie principalement le filtrage, la rétroprojection, et les opérations d'addition, ainsi que les transformées de Fourier discrètes. La nécessité d'accélérer le calcul conduit aux adaptations des algorithmes à l'architecture du matériel informatique, à l'utilisation des opérateurs numériques efficaces comme la transformée de Fourier rapide et à la simplification des calculs par réarrangement à d'autres géométries, par exemple [14]. L'algorithme qui est actuellement utilisé dans presque toutes les applications de tomographie à faisceau parallèle est l'algorithme de rétroprojection filtrée FBP (Filtered Back Projection) qui produit de bons résultats avec une qualité d'image acceptable [15, 16]. Cet algorithme a été démontré être extrêmement précis [16] et se basant sur le théorème de la coupe centrale de Fourier.

Le problème de la reconstruction d'image est d'obtenir la fonction représentative d'objet $f(x, y)$ à partir des données acquises, $P_\theta(t)$. Cette fonction est décrite aussi par la distribution des coefficients d'atténuation linéaire $\mu(x, y)$ à l'intérieur de l'échantillon, suivant une ligne et une direction donnée, qui se représente sur l'image radiographique 2D en terme de densité optique ou bien de niveau de gris (figure 1.06).

L'intensité du faisceau émergeant de l'objet est normalisée par rapport à l'intensité du faisceau mesurée sans échantillon. En tomographie neutronique, généralement, la source et le détecteur sont fixes et l'objet tourne pour la prise des projections nécessaires [17]. La valeur du logarithme du rapport d'intensités, I et I_0 , aux différentes positions (t) à un angle (θ) est donnée par :

$$P_\theta(t) = \ln \frac{I_0}{I} = + \int_l \mu(x, y) ds \quad (1.2)$$

Cette fonction décrit les projections tomographiques $P_\theta(t)$ d'un objet qui sont obtenues lors d'un passage de faisceau de rayonnements (neutrons, rayons X ou rayons gamma) par

l'objet. Elles sont prises à des intervalles de temps égaux et à un certain angle θ de projection variant généralement de 0 à 180° avec un pas constant. Le faisceau transmis porte des informations représentatives de la structure interne de l'objet. Ces informations sont traduites par l'observation des différences de distribution d'intensité (variation en noircissement) sur l'image radiographiques 2D à niveau de gris digitalisé en plusieurs lignes de pixels.

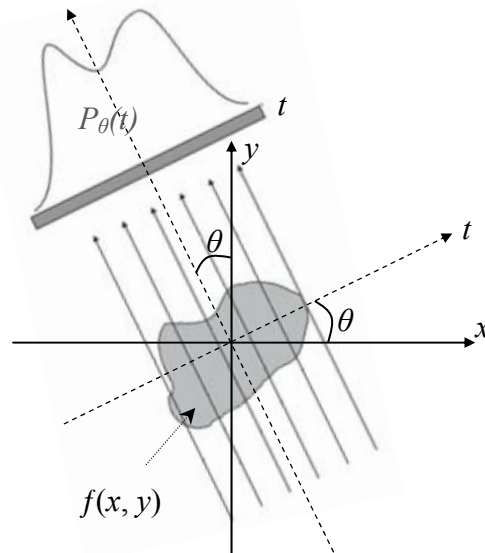


Figure 1.06 : Projection tomographique selon un angle θ .

Le système de coordonnées défini dans la figure 1.07 sera utilisé pour décrire les lignes d'intégrales et les projections. Dans cet exemple, l'objet est représenté par une fonction bidimensionnelle $f(x, y)$ et chaque ligne d'intégral par les paramètres (θ, t) . L'équation d'un rayon qui se propage à travers l'objet avec un angle d'incidence θ est une ligne de projection t passant par l'origine qui est donnée par :

$$t = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (1.3)$$

Cette relation est utilisée pour définir la projection $P_\theta(t)$ donnée par la fonction (1.2).

Après la détection des neutrons transmis à différents angles, on peut récupérer l'image de la coupe transversale d'un objet à partir des données de projection. Le cas le plus simple, pour la reconstruction de cette image à partir des données de projection, est lorsque le faisceau neutronique est parallèle [17]. Dans ce cas, chaque point de l'image radiographique contient les informations de l'atténuation à l'intérieur de l'objet intégrée le long du trajet du faisceau neutronique correspondant.

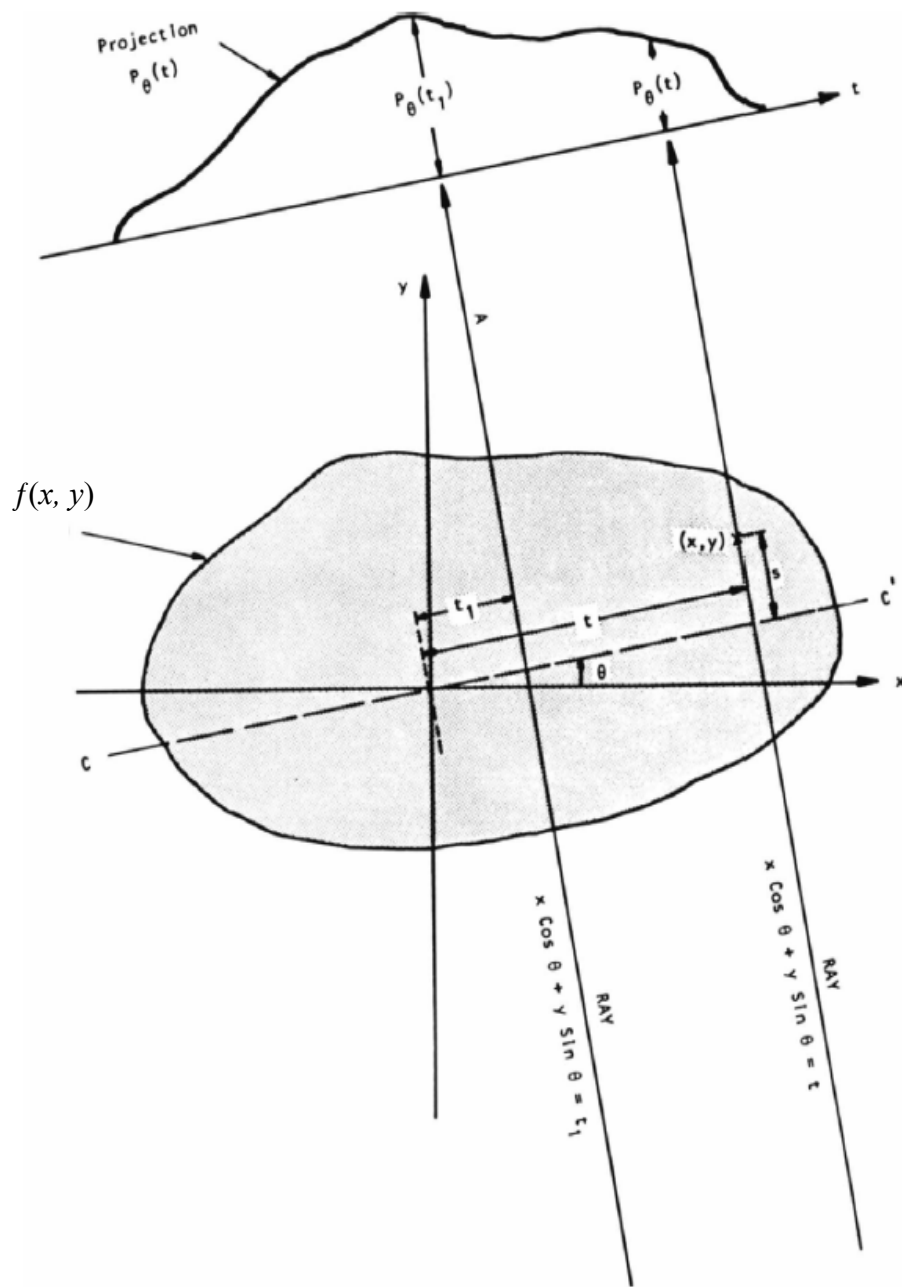


Figure 1.07 : Transformation de coordonnées à partir de (x, y) à (θ, t) [16].

Pour une géométrie parallèle, il est possible de répartir le problème d'une reconstruction tridimensionnelle, à partir de projections bidimensionnelles, en une série de reconstruction de portions de l'objet à deux dimensions à partir des lignes de projections unidimensionnelles [18]. Pour la reconstruction d'image plusieurs méthodes ont été proposées. Ces méthodes sont basées sur la transformée de Radon.

1.5.1.1 Transformée de Radon

Pendant la reconstruction nous nous intéressons à la définition ou à la détermination de la fonction $\mu(x, y)$. Sa détermination mathématique est basée sur la transformée de Radon [19]. La transformée de Radon établit la possibilité de reconstituer une fonction réelle à deux variables $f(x, y)$, qu'on assimilera à une image à l'aide de toutes ses projections selon des droites concourantes [20]. La transformée de Radon est donc la formulation mathématique d'une projection. Par suite, il est possible de déterminer une fonction inconnue à partir de ses intégrales selon certaines directions.

Supposons que l'objet sous investigation a seulement un point avec une atténuation significative. Dans la ligne de projection unidimensionnelle une diminution de l'intensité sera visible sur la zone de l'objet ce qui signifie une augmentation de l'atténuation [18].

Si le support de la fonction $\mu(x, y)$ est tel que toutes les intégrales peuvent être mesurées par le détecteur, alors les projections parallèles $P_\theta(t)$ sont données, en fonction de l'impulsion de Dirac δ , par l'équation suivante :

$$P_\theta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - t) dx dy \quad (1.4)$$

Cette fonction est connue comme la transformée de Radon de la fonction $\mu(x, y)$ pour une projection parallèle. L'équation (1.4) est l'équation principale pour tous les systèmes tomographiques. Radon a mentionné que, si un nombre suffisant de projections à partir des différents angles est disponible, on peut reconstruire l'image de la carte d'atténuation à partir de cette fonction [18]. La fonction δ garantie que seuls les points obéissants à l'équation (1.3) contribueront à la projection $P_\theta(t)$.

En conséquence, la détermination de la fonction $\mu(x, y)$ de l'image reconstruite, en coordonnées polaires, consiste à calculer l'inverse de la transformée de Radon. Cette inversion est basée sur le Théorème de la Coupe Centrale (TCC).

La transformée inverse de Radon consiste à filtrer toutes les projections et à les propager sur toute l'image dans la même direction où elles avaient été projetées ; d'où le terme « reconstruction par rétroprojection filtrée » [19, 20].

1.5.1.2 Méthode de Rétroprojection Simple

La méthode la plus simple pour reconstruire un objet à partir de ses projections est de projeter en sens inverse - rétroprojeter - la valeur de chaque projection $P_\theta(t)$ sur le plan de

reconstruction. Pour un angle donné, la valeur de $P_\theta(t)$ est assignée à tous les pixels qui se trouvent le long de la ligne d'intégration. On somme ensuite la totalité des contributions issues de toutes les projections. Ainsi, la superposition linéaire de toutes les rétroprojections forme l'image reconstruite. La figure 1.08 schématise le processus de rétroprojection sur deux angles de vision perpendiculaires.

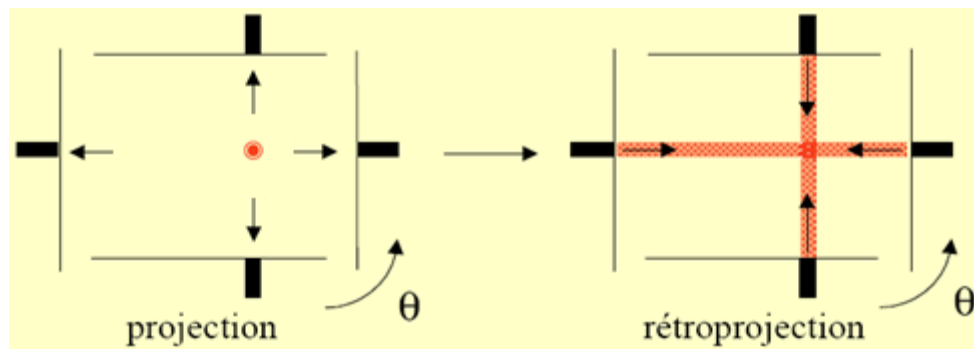


Figure 1.08 : Processus de rétroprojection simple.

L'opération de rétroprojection peut être formalisée selon l'équation (1.5) où $f(x, y)$ constitue la fonction de distribution reconstruite après une rétroprojection simple :

$$f(x, y) = \int_0^\pi P_\theta(t) d\theta \quad (1.5)$$

Pour chaque projection $P_\theta(t)$ la valeur d'atténuation sera rétroprojetée dans le domaine de la reconstruction. Après quelques rotations, la position du point d'atténuation peut être localisée à l'intérieur de l'image reconstruite. En augmentant le nombre de projections à partir de différents points de vue, cette localisation devient de plus en plus bien définie et plus les artefacts en forme d'étoiles seront minimisés [5]. Ceci est illustré dans la figure 1.09.

En conséquence, l'utilisation de plusieurs projections est favorisée pour une bonne reconstruction des objets si l'algorithme de rétroprojection simple est utilisé. Les mauvais comptages ou intensités mènent à une augmentation des fluctuations statistiques qui seront amplifiées. Par conséquent, un des problèmes dans l'analyse des objets est sa reconstruction à partir de quelques projections. De plus, on observe que l'image reconstruite G , par simple rétroprojection, n'est pas parfaitement identique à l'image initiale A , figure 1.09. Par suite, la rétroprojection doit alors être modifiée de façon à permettre l'élimination des artefacts en étoile. Pour cela, on ajoute une étape de filtrage des projections avant reconstruction; on applique donc une rétroprojection filtrée (FBP).

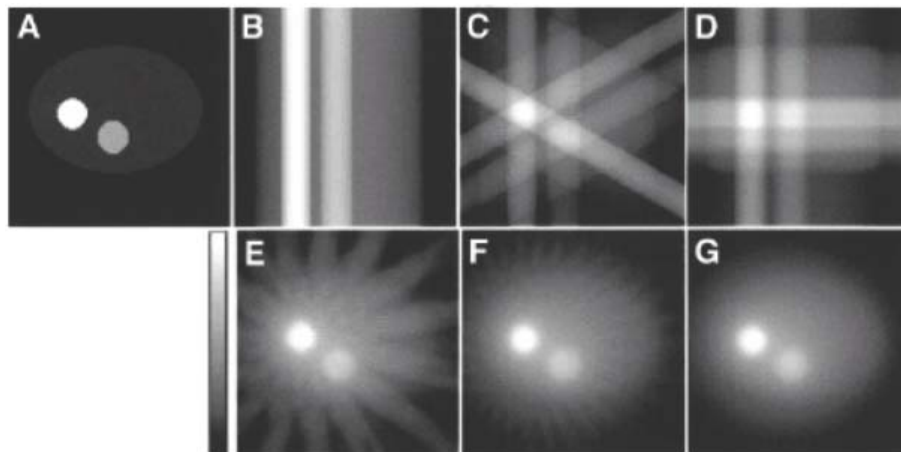


Figure 1.09 : Résultat de la reconstruction 2D d'un objet et génération d'artefacts en forme d'étoile dans le processus de rétroprojection simple: (A) image originale, (B) 1 projection (C) 3 projections (D) 4 projections (E) 16 projections (F) 32 projections (G) 64 projections [5].

La reconstruction ainsi obtenue, par cette méthode qui n'est donc pas exacte, a un intérêt historique puisque c'était la première méthode qui a été utilisée. Elle avait l'avantage de pouvoir être mise en œuvre de manière analogique.

Limites et Inconvénients

1. Cette méthode suppose que le faisceau incident soit monochromatique et infiniment fin, ce qui n'est pas le cas en réalité,
2. Elle ne tient pas compte du durcissement du faisceau ni du phénomène de diffusion,
3. Une autre limite est liée aux acquisitions où les données sont incomplètes. On peut obtenir des projections seulement pour un nombre fini d'angles.
4. Les données sont généralement bruitées et cette reconstruction ne tient pas compte de ça,
5. La rétroprojection génère des artefacts en étoile dans l'image reconstruite.

1.5.1.3 Méthode de Rétroprojection Filtrée

La méthode la plus utilisée pour la reconstruction tomographique 2D est la rétroprojection filtrée. Cette dernière, comme indique son nom, introduit une étape de filtrage et se base sur l'utilisation de la transformée de Fourier d'une image. Nous allons donc commencer par rappeler les principes mathématiques de la transformée de Fourier avant de décrire la méthode de rétroprojection Filtrée.

1.5.1.3.1 Transformée de Fourier

La transformée de Fourier est une généralisation de la série de Fourier appliquée aux signaux non périodiques [21], elle est une fonction intégrable d'où la transformée de Fourier d'une fonction spatiale $f(x)$ ou temporelle $f(t)$ est donnée sous la forme :

$$F(v) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i2\pi vx} dx \quad (1.6)$$

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

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(v) e^{i2\pi vx} dv \quad (1.7)$$

La variable v est appelée fréquence spatiale.

Il est possible d'appliquer la transformée de Fourier (TF) à une image, autrement dit à une fonction $f(x, y)$ [5, 22]. C'est la transformée de Fourier bidimensionnelle (2D) dont l'expression est donnée par l'équation (1.8). On commence par effectuer la transformée de Fourier de chaque ligne de l'image puis, à partir du résultat obtenu, on l'applique à nouveau colonne par colonne. On obtient ainsi une transformée de Fourier bidimensionnelle qui présente alors deux fréquences spatiales u et v , une pour chaque direction de l'espace :

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx \right) dy \quad (1.8)$$

1.5.1.3.2 Théorème de la Coupe Centrale de Fourier

Le théorème de la coupe centrale de Fourier (TCC) joue un rôle fondamental ; il relie les données de Radon à un profil radial dans l'espace de Fourier [18]. L'énoncé de ce théorème est le suivant: *La transformée de Fourier (TF) de la projection $P_{\theta}(t)$ correspondant à la fonction d'objet $\mu(x, y)$ contient les valeurs de cette dernière fonction suivant la ligne de projection d'angle θ à travers l'origine de l'espace de Fourier [1].* Ceci veut dire que la transformée de Fourier monodimensionnelle d'une projection parallèle par rapport à un axe est égal à une tranche de la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'objet original. Un simple rétro-transformation (transformée inverse) de la transformée de Fourier bidimensionnelle peut permettre la reconstruction 2D d'une couche de l'objet [1, 18]. Nous commençons par la définition de la transformée de Fourier bidimensionnelle du coefficient d'atténuation :

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (1.9)$$

De même, la définition de la transformée de Fourier de la projection, $P_\theta(t)$, à un angle θ :

$$S_\theta(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_\theta(t) e^{-i2\pi\omega t} dt \quad (1.10)$$

L'exemple le plus simple du théorème de la coupe centrale de Fourier est donné pour une projection à $\theta = 0$. Considérons d'abord la transformée de Fourier de l'objet le long d'une ligne dans le domaine fréquentiel donnée par $v = 0$. La transformée de Fourier intégrale est maintenant simplifiée en :

$$F(u, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi ux} dx dy \quad (1.11)$$

Mais, comme le facteur de phase n'est plus dépendant de y , l'intégrale peut être divisée en deux parties :

$$F(u, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dy \right] e^{-i2\pi ux} dx \quad (1.12)$$

Le terme entre parenthèses est redéfini comme l'équation d'une projection le long de lignes de constante x :

$$P_{\theta=0}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) dy \quad (1.13)$$

En le substituant dans l'équation (1.12), nous trouvons :

$$F(u, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\theta=0}(x) e^{-i2\pi ux} dx \quad (1.14)$$

Cette équation représente la transformée de Fourier monodimensionnelle (1D) de la projection $P_{\theta=0}$. Ainsi, la relation suivante entre la projection verticale et la transformée en 2D de la fonction de l'objet est obtenue :

$$F(u, 0) = S_{\theta=0}(u) \quad (1.15)$$

En d'autres termes, la transformée de Fourier des projections verticales d'une image est le profil radial horizontal de la transformation de Fourier à deux dimensions de l'image [18]. L'équation (1.15) représente la forme la plus simple du théorème de tranche de Fourier. Cette relation peut être généralisée pour toute orientation de projection. De la nature de la transformée de Fourier, si une image $\mu(x, y)$ est tournée par un angle θ par rapport à l'axe x , la transformée de Fourier $F(u, v)$ sera proportionnellement tournée par le même angle par rapport à l'axe u (figure 1.10). Par conséquent, la transformation de Fourier d'une projection

le long des lignes qui font un angle $\theta + 90^\circ$ par rapport à l'axe x représente la transformée de Fourier de l'image le long de la ligne radiale qui fait un angle θ .

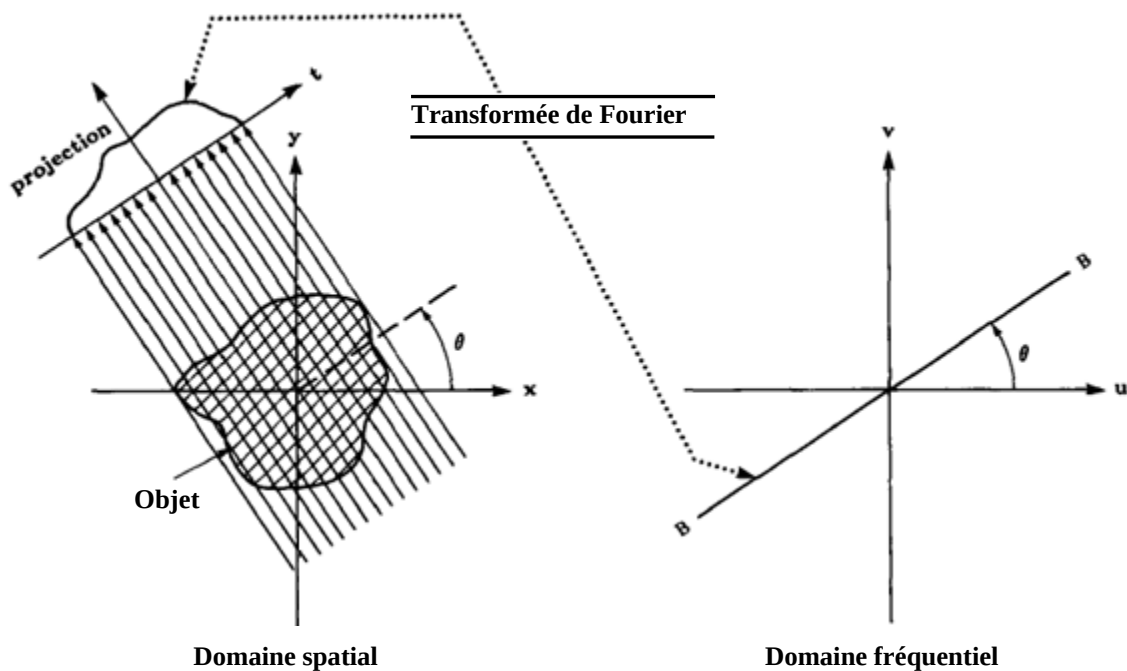


Figure 1.10 : Théorème de la coupe centrale de Fourier (TCC) reliant la transformée de Fourier d'une projection à la transformée de Fourier d'un objet le long d'une ligne radiale [16].

L'équation (1.10) peut être transformée au système de coordonnées (x, y) en utilisant la relation (1.3), le résultat devient :

$$S_\theta(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mu(x, y) e^{-i2\pi\omega(x \cos\theta + y \sin\theta)} dx dy \quad (1.16)$$

Cette équation représente maintenant la transformée de Fourier bidimensionnelle à une fréquence spatiale de $(u = \omega \cos\theta, v = \omega \sin\theta)$ où :

$$S_\theta(\omega) = F(u, v) = F(\omega \cos\theta, \omega \sin\theta) \quad (1.17)$$

Cette équation est la base de la tomographie à un faisceau parallèle et prouve le théorème de tranche de Fourier. Ce résultat indique qu'en tenant des projections d'une fonction d'objet à des angles $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_k$ et la transformation de Fourier de chacune d'elles, les valeurs de $F(u, v)$ peuvent être déterminées sur des lignes radiales comme le montre la figure 1.10.

Si un nombre infini de projections est pris, ensuite, $F(u, v)$ doit être connue pour tous les points du plan uv . Dans la pratique, seul un nombre fini de projections peut être pris. Dans ce cas, il est clair que la fonction $F(u, v)$ est seulement connue le long d'un nombre fini de lignes radiales, comme il est montré dans la figure 1.11.

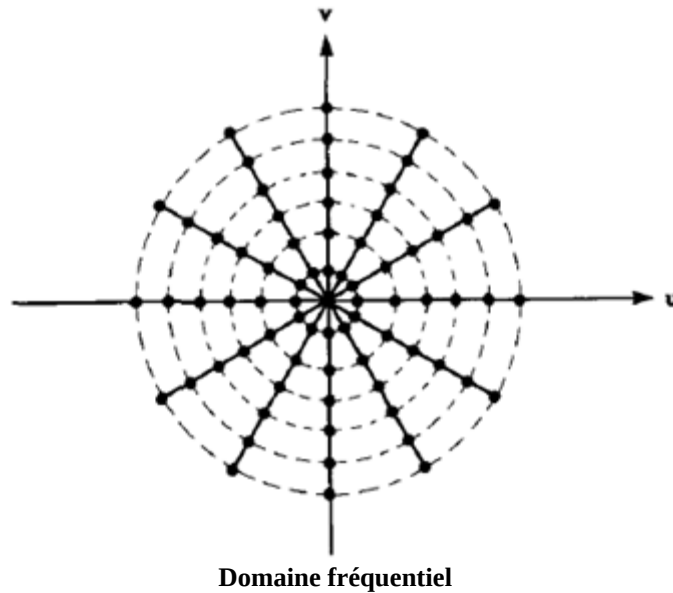


Figure 1.11 : Collection des projections de l'objet à un nombre d'angles donnant des estimations de la transformée de Fourier de l'objet le long des lignes radiales [16].

Limites et Inconvénients

1. Il faut, dans ce cas, continuer idéalement à réaliser un nombre illimité de projections pour que la fonction f soit connue (reconstruite) en tout point (x, y) ce qui n'est pas possible en pratique (cas discret),
2. Cette méthode, appelée inversion directe, nécessite d'effectuer autant de transformées de Fourier 1D que d'angles de projection, et une transformée de Fourier inverse 2D ce qui n'est pas aussi facile.

1.5.1.3.3 Méthode de Rétroprojection Filtrée

La rétroprojection filtrée est une méthode analytique standard de l'inversion de la transformée de radon employée depuis de nombreuses années et qui exige peu de ressources informatiques. Cette méthode est restée pendant longtemps la méthode analytique la plus couramment utilisée en imagerie

Pendant le processus de la reconstruction d'image par la méthode FBP, les données de projection enregistrées à partir de différents angles sont traitées ensemble sous forme d'un sinogramme [5]. Le sinogramme est le signal issu d'une coupe horizontale (transversale) vue sous différents angles de projection θ . Il contient les mêmes informations que les projections. Ils ne diffèrent que par l'organisation avec laquelle les informations sont représentées. La projection contient des informations relatives à toutes les coupes, mais pour une incidence angulaire unique. Par suite, chaque configuration ou géométrie aura un sinogramme spécifique. Par exemple, pour les deux coupes présentées précédemment dans la figure 1.02, malgré qu'ils aient des projections similaires pour les angles 0° et 90° , la différence est bien claire sur leurs sinogrammes qui sont présentés sur la figure 1.12. Les résultats sont réalisés à l'aide du logiciel MatLab.

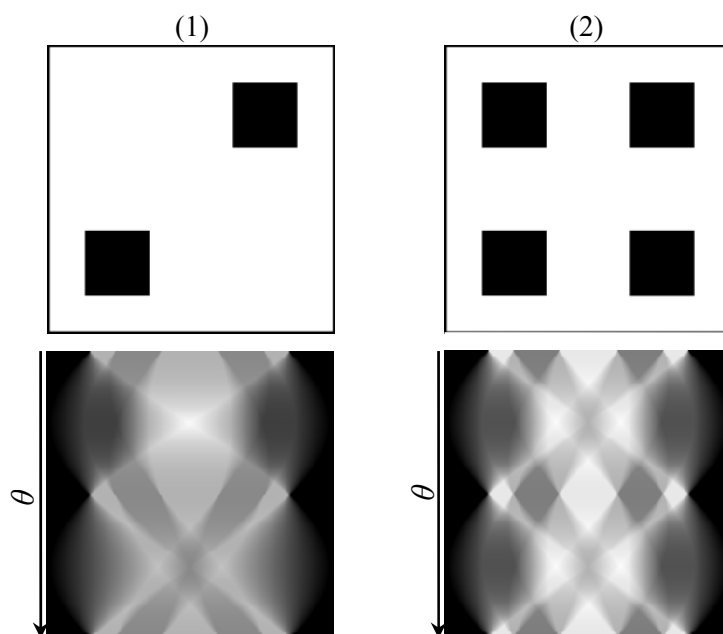


Figure 1.12 : Sinogrammes correspondant aux deux objets (1) et (2).

L'algorithme de rétroprojection filtrée est dérivé de manière plus rigoureuse à l'aide du théorème de la coupe centrale de Fourier [18]. Rappelant la formule de la transformée de Fourier inverse, la fonction de l'objet $\mu(x, y)$, peut être exprimée comme suite :

$$\mu(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{i2\pi(ux+vy)} du dv \quad (1.18)$$

Le changement du système de coordonnées rectangulaires dans le domaine fréquentiel, (u, v) , pour un système de coordonnées polaires, (ω, θ) , en faisant les substitutions

$u = \omega \cos \theta$ et $v = \omega \sin \theta$ et en suite par changement des différentielles en utilisant $du dv = \omega d\omega d\theta$ l'équation (1.18) s'écrit :

$$\mu(x, y) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) e^{i2\pi\omega(x \cos \theta + y \sin \theta)} \omega d\omega d\theta \quad (1.19)$$

Cette intégrale peut être divisée en deux parties en considérant θ de 0 à π et de π à 2π :

$$F(\omega \cos(\theta + \pi), \omega \sin(\theta + \pi)) = F(-\omega \cos \theta, -\omega \sin \theta) \quad (1.20)$$

L'équation (1.19) peut s'écrire, en utilisant l'équation (1.3) par :

$$\mu(x, y) = \int_0^\pi \left[\int_{-\infty}^\infty F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta) |\omega| e^{i2\pi\omega t} d\omega \right] d\theta \quad (1.21)$$

Si la transformée de Fourier de la projection à un angle θ , $S_\theta(\omega)$, est substituée dans la transformée de Fourier bidimensionnelle $F(\omega \cos \theta, \omega \sin \theta)$, l'équation suivante est obtenue :

$$\mu(x, y) = \int_0^\pi \left[\int_{-\infty}^\infty S_\theta(\omega) |\omega| e^{i2\pi\omega t} d\omega \right] d\theta \quad (1.22)$$

L'intégrale entre crochets peut être considérée comme étant la transformée de Fourier inverse de $S_\theta(\omega)$. Cependant, on remarque qu'elle est multipliée par la fonction $|\omega|$ qui est une fonction de filtrage spéciale dans le domaine fréquentiel. L'intégrale peut être exprimée comme :

$$\mu(x, y) = \int_0^\pi Q_\theta(t) d\theta \quad (1.23)$$

où

$$Q_\theta(t) = \int_{-\infty}^\infty S_\theta(\omega) |\omega| e^{i2\pi\omega t} d\omega = \mathcal{F}^{-1}\{S_\theta(\omega) |\omega|\} \quad (1.24)$$

Cette estimation de $\mu(x, y)$, donnée par la transformée de Fourier des données de projection $S_\theta(\omega)$, a une forme simple. L'équation (1.24) représente une opération de filtrage, où la réponse en fréquence du filtre est donnée par $|\omega|$. Selon l'équation (1.10), il est connu que $S_\theta(\omega)$ est la transformation de Fourier monodimensionnelle de $P_\theta(t)$ et ainsi :

$$Q_\theta(t) = P_\theta(t) \otimes h(t) \quad (1.25)$$

avec $h(t)$ une fonction de filtrage, définie comme :

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1}\{|\omega|\} \quad (1.26)$$

Par conséquent $Q_\theta(t)$ est appelée une « projection filtrée ». Les projections obtenues pour différents angles θ sont ensuite ajoutées pour former l'estimation de $\mu(x, y)$. L'équation (1.23) exprime que chaque projection filtrée Q_θ doit être rétroprojetée. Pour chaque point (x, y) dans le plan de l'image correspond une valeur de t pour un angle donnée de θ , et la projection filtrée, Q_θ contribue par sa valeur t dans la reconstruction. En outre, la projection filtrée, Q_θ , fera la même contribution à la reconstruction à tous les points le long d'une ligne. Par conséquent, on peut dire que dans le processus de reconstruction, chaque projection filtrée est rétroprojetée sur le plan de l'image. Le filtre, défini dans l'équation (1.26) représente un filtre d'inversion idéal dans l'espace fréquentiel.

Avantages et Limites

1. Cette méthode est la méthode la moins lourde en calcul et donc la plus utilisée.
2. En pratique, le filtrage est souvent effectué par un filtre passe-bas, ce qui permet de limiter le bruit de fond, mais détériore la résolution spatiale. Il y a donc un compromis à trouver entre résolution spatiale et bruit.

1.5.1.4 Filtres utilisés

La rétroprojection filtrée (FBP) évite complètement le recours au calcul de la transformée de Fourier par l'exécution de toutes les opérations dans l'espace réel [8]. Un filtrage doit être appliqué aux données de projection. Cette opération dans l'espace de Fourier correspond à la multiplication des données de la transformée de Fourier par la valeur absolue de ω que l'on appelle filtre rampe.

Le filtre rampe est un filtre idéal ; son application en reconstruction tomographique produit une meilleure résolution spatiale mais une amplification très importante du bruit de fond et des hautes fréquences [15]. Il amplifie les hautes fréquences pour lesquelles le rapport signal - bruit est le plus faible. Son application élimine progressivement les artéfacts en étoiles laissés par les autres projections lors de l'opération de rétroprojection. Ce filtre peut être limité à une fréquence de coupure ω_c est appelé ainsi le filtre Ram-Lak (Ramachandran et Lakshminarayanan). Généralement les fréquences au dessus de ω_c sont entachées d'erreur à cause du bruit [23].

Pour obtenir de bons résultats de reconstruction, on multiplie, généralement, le filtre rampe par un autre type de fenêtre. Les fenêtres les plus utilisées, dans la reconstruction par tomographique, sont résumées sur le tableau 1.1 où ω est la fréquence spatial de l'image et ω_c

est la fréquence de coupure (cut-off) au dessus de laquelle les fréquences sont atténuées. Ces fenêtres $G(\omega)$ sont indispensables pour l'élimination des hautes fréquences qui constituent le bruit de fond de l'image de l'objet [1, 23]. Le produit de multiplication $|\omega|G(\omega)$ pour une fréquence de coupure égale à 1 est montré sur la figure 1.13.

Tableau 1.1 : Différents filtres utilisés.

Filtre	Fenêtre de pondération		
Rampe	$ \omega $		
Hann	$G(\omega) = \begin{cases} 0,5 \cdot (1 + \cos(\pi\omega/\omega_c)) \\ 0 \end{cases}$	si si	$ \omega < \omega_c$ ailleurs
Hamming	$G(\omega) = \begin{cases} 0,54 + 0,46 \cdot \cos(\pi\omega/\omega_c) \\ 0 \end{cases}$	si si	$ \omega < \omega_c$ ailleurs
Shepp & Logan	$G(\omega) = \begin{cases} (\sin(\pi\omega/2\omega_c))/(\pi\omega/2\omega_c) \\ 0 \end{cases}$	si si	$ \omega < \omega_c$ ailleurs
Butterworth	$G(\omega) = \begin{cases} [1 + (\omega/\omega_c)^{2n}]^{-1} \\ 0 \end{cases}$	si si	$ \omega < \omega_c$ ailleurs
Cosine	$G(\omega) = \begin{cases} \cos(\pi\omega/2\omega_c) \\ 0 \end{cases}$	si si	$ \omega < \omega_c$ ailleurs

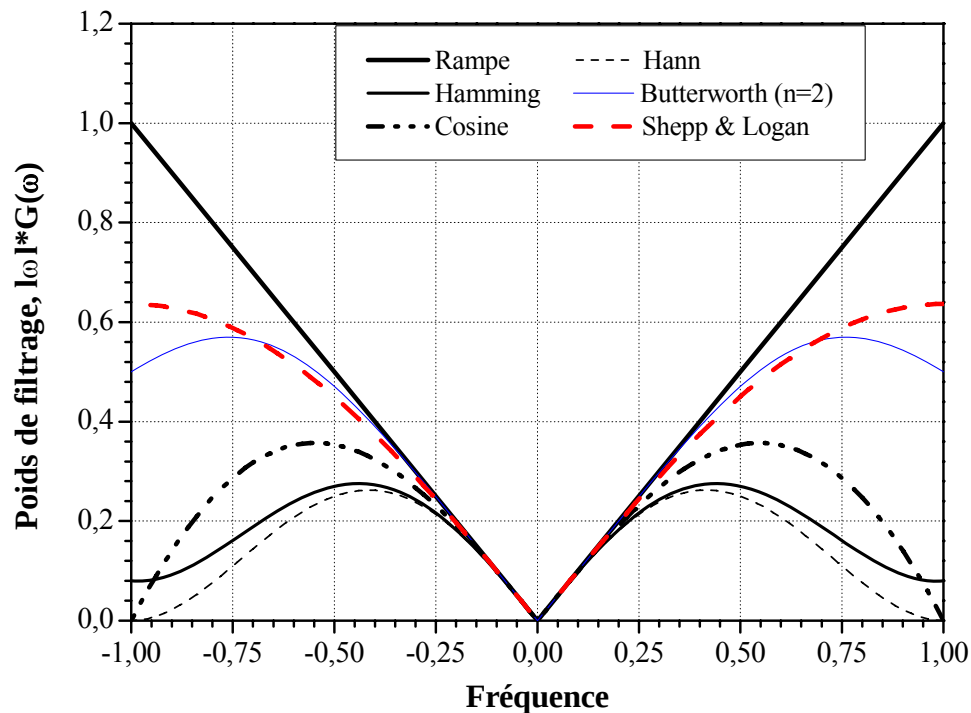


Figure 1.13 : Quelques filtres de reconstruction utilisés pour une fréquence de coupure égale à 1.

L'utilisation de l'une des fenêtres de lissage comme Hann, Hamming ou Shepp-Logan supprime les plus hautes fréquences spatiales et réduit ces artefacts [23]. Plus la fréquence de coupure est basse, plus le filtre est lissant [15]. De plus, le filtre Shepp-Logan est moins lissant et préserve une haute résolution [24]. Le filtre de Butterworth dépend de deux paramètres : la fréquence de coupure (ω_c) et l'ordre du filtre (n) qui détermine la rapidité de décroissance dans les hautes fréquences. Il préserve les moyennes fréquences et donc la résolution d'image [15, 24]. Le filtre Shepp-Logan peut être adapté, bien précisément, à un filtre Butterworth avec des paramètres appropriés [24].

Les filtres numériques de lissage tels que Ram-Lak et Shepp-Logan sont les plus utilisés [23]. Le filtrage lissant peut être appliqué de quatre façons différentes [15] :

1. Multiplication du filtre rampe par un filtre lissant lors de la phase de reconstruction.
2. Filtrage préalable de l'image projection par un filtre lissant 2D puis reconstruction par le filtre rampe.
3. Reconstruction par un filtre rampe puis filtrage des coupes par un filtre lissant 2D.
4. Reconstruction par un filtre rampe puis filtrage du volume reconstruit par un filtre lissant 3D.

La transformée de radon nécessite une interpolation des données au moment de la reconstruction. Ainsi, plusieurs types d'interpolation sont utilisés dans la rétroprojection filtrée [23]. Les options disponibles sous le logiciel MatLab sont *nearest*, *linear*, *spline* et *cubic*. Les deux premiers types d'interpolation sont les plus utilisables.

1.5.2 Méthodes itératives

Dans ces méthodes, la résolution du problème de reconstruction est exprimée sous une forme discrète, via la résolution d'un système matriciel décrivant le processus de projections (équation (1.27)) et ne fait plus référence à la transformée de Radon, d'où le nom de méthodes « algébrique » est souvent utilisé.

$$p = R.f \quad (1.27)$$

L'image à reconstruire est constituée d'un nombre " k " de pixels regroupé sous forme d'un vecteur image " f " dont les valeurs " f_k " sont inconnues. L'ensemble des valeurs des raies de projections (dexels) « detector element » est arrangé en un vecteur de projections " p ". De

même, ces projections sont naturellement discrètes et formées d'un nombre " l " de « dexels » dont les valeurs " p_l " sont connues puisqu'elles correspondent aux mesures dans chaque raie de projection. Pendant la reconstruction d'image par la méthode itérative, l'hypothèse utilisée est simple : *chacune des valeurs détectées dans un dexel est une combinaison linéaire des valeurs des pixels à reconstruire* [25]. La valeur d'une projection en un point vaut alors :

$$p_l = \sum_{k=1}^n R_{lk} f_k \quad (1.28)$$

Les coefficients qui caractérisent la contribution de chaque pixel à chaque raie de projection peuvent être déterminés et stockés dans la matrice " R ". Le système de projection s'écrit dans le cas d'une image à " n^2 " pixels et à " n " directions de projections de " n " dexels de la manière suivante [25] :

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & \dots & \dots & \dots & r_{1n} \\ \vdots & \ddots & & & \\ \vdots & & \ddots & & \\ \vdots & & & \ddots & \\ r_{n1} & \dots & \dots & \dots & r_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_n \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

Ceci exprime physiquement le fait que ce que l'on détecte (p) est le résultat des valeurs (f) de l'image que l'on cherche, soumise à l'opération de projection décrite par l'opérateur de projection (matrice R) [25]. A travers cette modélisation du processus de projection, on cherche, en pratique, à trouver " f " en fonction de " p " en résolvant le problème inverse $f = R^{-1}.p$. A cause de la taille de ce système d'équations, cette résolution ne peut se faire que par itérations successives [26]. La figure 1.14 représente un exemple de projection et de rétroprojection.

La résolution du problème inverse consiste à la recherche d'une solution f minimisant la distance $d(p, R.f)$, p et R étant connus [25]. Il s'agit de partir d'une estimation arbitraire de l'image solution et de procéder schématiquement selon un principe d'essai et d'erreur. Chaque estimation successive est projetée à nouveau et le résultat est comparé aux projections mesurées.

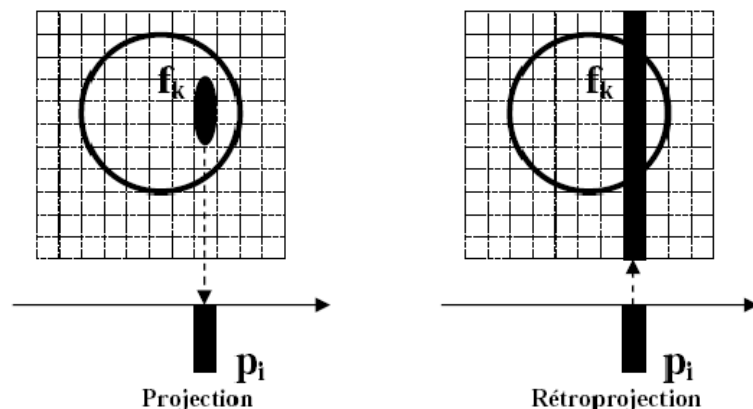


Figure 1.14 : Projection et rétroprojection.

Ces méthodes conduisent à reconstruire progressivement des fréquences croissantes de l'image solution. Les images reconstruites après les premières itérations deviennent très lissées à cause de la prédominance des basses fréquences dans la structure interne de l'objet. Plus les itérations progressent plus les hautes fréquences (détails et bruit de fond) sont représentées.

Les images produites à chaque itération se rapprochent progressivement de l'image solution. Cependant, à partir d'un certain nombre d'itérations, les processus se mettent à diverger : les solutions proposées par l'algorithme s'éloignent de la solution exacte sous l'influence du bruit de fond. Pour éviter ce problème, on impose une contrainte sur le processus de reconstruction et ce, en choisissant, par exemple, d'interrompre le processus après un certain nombre d'itérations [25]. Ceci revient à utiliser un filtre passe bas comme pour le cas de la rétroprojection filtrée.

1.5.2.1 Modélisation de la projection

La détermination des coefficients r_{lk} de la matrice de projection R permet de modéliser le processus de projection dont les issues sont les données de l'acquisition. Cette opération nécessite des considérations géométriques et physiques. Dans la méthode itérative de reconstruction la modélisation touche les points suivants :

A. Modélisation de la distribution de l'intensité du pixel

Cette modélisation est nécessaire pour la spécification des conditions de projections des pixels de l'image [25]. Elle est basée sur l'évaluation de la contribution d'un pixel donné dans la raie de projection. Sachant que le modèle exact (parfait) et le plus compliqué à traiter consiste à considérer des pixels carrés (modèle uniforme) dont la contribution à un dixel est

proportionnelle à la surface d'intersection entre la raie de projection et le pixel considéré. D'autres modèles plus simples, indépendants de la direction de projection, sont aussi envisageables tels que le modèle de Dirac où l'on considère que toute l'intensité est concentrée au centre du pixel. Ainsi, toute l'intensité contribue à la raie si et seulement si celle-ci passe par le pixel. Un autre modèle existant se présente comme un compromis entre les deux modèles précédents, c'est le modèle du disque concave. Il consiste à considérer l'intensité comme étant limitée par un disque inclus dans le pixel et répartie de telle sorte que sa projection soit rectangulaire quelque soit la direction de projection [25].

B. Modélisation géométrique de l'opérateur de projection

Pour un modèle choisi de distribution d'intensité, la détermination des différents coefficients de la matrice R , représentant la contribution géométrique de chaque pixel à la raie considérée, nécessite de tenir compte du nombre de projections et de leurs répartitions angulaires ainsi que du type de collimation en parallèle ou en éventail. Si, par exemple, le modèle de distribution de l'intensité est celui de Dirac, le pixel d'indice k est traversé par une raie p_l , engendre un coefficient r_{lk} égal un 1; si ce n'est pas le cas, il est nul. Dans le cas d'un modèle compliqué, les valeurs des coefficients ne sont plus obligatoirement entières mais gardent la même signification physique de contribution du pixel à la raie considérée.

C. Modélisation physique de l'opérateur de projection

L'intérêt important des méthodes itératives est la possibilité d'inclure des considérations physiques telles que la perte de résolution en profondeur, l'atténuation et la diffusion dans le calcul des coefficients de l'opérateur de projection. Cette modélisation est basée sur la distance entre la position du pixel et le détecteur. Un pixel situé loin du détecteur verra sa contribution géométrique à la raie de projection diminuée par rapport à un autre plus proche. Par cette modélisation, l'atténuation sera prise en compte dans l'image résultante de la reconstruction tomographique.

1.5.2.2 Principaux algorithmes itératifs

De nombreux algorithmes ont été développés pour les méthodes itératives de reconstruction tomographique. Les principaux algorithmes sont : Algebraic Reconstruction Technique (ART), Simultaneous Iterative Reconstruction Technique (SIRT), Iterative Least

Squared Technique (ILST), etc. Actuellement, les algorithmes les plus utilisés sont : l'algorithme Espérance-Maximisation "EM" et celui du Gradient Conjugué "GC".

A. Algorithme Espérance-Maximisation

C'est l'algorithme le plus utilisé depuis son développement par Lange et Carson [25]. L'avantage principal de cet algorithme est la conservation du nombre de coups à chaque itération. Par ailleurs, sa forme multiplicative lui confère une contrainte de positivité, ce qui implique une convergence plus lente que les algorithmes additifs. La formule de cet algorithme est la suivante :

$$f^{n+1} = f^n R^t \frac{p}{R f^n} \quad (1.30)$$

où n représente le numéro de l'itération considérée. Le terme au dénominateur est la projection de l'image estimée à l'itération précédente (f^n). p est la projection mesurée. Leur rapport est donc une estimation de l'erreur sur la solution à l'itération n . R^t est l'opérateur de rétroprojection (matrice transposée de R). Le résultat de cette rétroprojection corrige multiplicativement l'estimation précédente (f^n) pour obtenir la nouvelle image à l'itération $n+1$ (f^{n+1}). La solution est toujours positive ou nul si f^0 est positif.

B. Algorithme du Gradient Conjugué

C'est un algorithme qui est aussi fréquemment employé parce qu'il converge rapidement. Il est basé sur une méthode de descente classique. Sa formule de mise à jour itérative peut être donnée par [26] :

$$f^{n+1} = f^n + \alpha^n d^n \quad (1.31)$$

On peut constater que la correction n'est pas multiplicative comme pour l'EM, mais additive.

Cette formule est constituée d'une direction de descente " d " et d'une vitesse de descente " α " qui sont recalculées d'une manière conjuguée à chaque itération et ce, pour optimiser la vitesse de convergence [25]. A travers ce processus, l'erreur se minimise progressivement entre les projections mesurées et celles calculées. Cette erreur est donnée par :

$$e = \|p - Rf\|^2 \quad (1.32)$$

Chapitre 2

Effet de durcissement énergétique du faisceau

Chapitre 2

Effet de durcissement énergétique du faisceau

2.1 Introduction

Une radiographie idéale aux neutrons, utilisée pour la quantification et la reconstruction tomographique 3D d'image, devrait être une image de transmission qui obéit exactement à la loi exponentielle d'atténuation avec un faisceau de neutrons monoénergétique.

Il y a plusieurs raisons pour lesquelles cette condition n'est pas satisfaite pour les matériaux fortement absorbants aux neutrons dans le cas d'un spectre polyénergétique. La raison principale de cette déviation est due essentiellement à l'effet de durcissement du faisceau neutronique. Cet effet est devenu l'objectif de plusieurs travaux de recherche scientifique dans le monde. Dans ce chapitre, nous exposons l'origine de l'effet de durcissement du faisceau neutronique. Ensuite, nous présentons l'influence de cet effet sur les données de projection et ainsi sur le produit final de reconstruction avec la méthode de la rétroprojection filtrée puis les différentes méthodes de correction utilisées dans la littérature.

Une autre raison pour laquelle cette déviation est observée sur la transmission est discutée dans ce chapitre tel que l'effet du bruit de fond ainsi que la méthode de sa correction ou élimination.

2.2 Effet de durcissement du faisceau

L'effet de durcissement du faisceau (Beam Hardening) a été mis en évidence tout d'abord pour l'atténuation des rayons X à travers la matière (figure 2.01) [27]. Pour des faisceaux de rayons X polyénergétique utilisés dans le domaine de Contrôle Non Destructif (CND), le spectre de la source devient plus dur, quand le faisceau traverse l'objet, parce que des photons de basses énergies sont atténués plus fortement. Les travaux réalisés dans ce domaine montrent que l'énergie moyenne du faisceau transmis augmente avec l'épaisseur traversée. Cet effet s'appelle le durcissement du faisceau et, s'il n'est pas corrigé, provoque des artefacts, c.-à-d. erreurs observables en volume reconstruit.

Cet effet peut être défini par le décalage du spectre de neutrons (Shift) vers la région de plus haute énergie après avoir traversé un matériau absorbant. Ce phénomène est la cause

principale pour l'augmentation de la transmission neutronique mesurée à travers des matériaux fortement absorbants aux neutrons [6, 28, 29]. Parce que, généralement, les neutrons de basses énergies sont atténués plus facilement que les neutrons de hautes énergies et peuvent complètement être absorbés par une épaisseur limitée d'échantillon. Par suite, le spectre a tendance à se déplacer vers les hautes énergies. Ce phénomène produit des artefacts dans les images reconstruites.

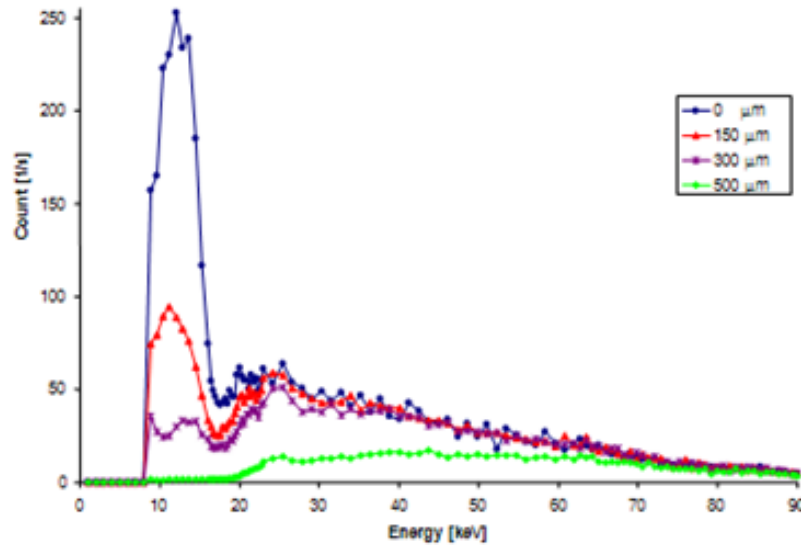


Figure 2.01 : Illustration de l'effet de durcissement du faisceau de rayons X traversant de l'aluminium de diverses épaisseurs [27].

Cet effet a lieu dans les matériaux fortement absorbants, tels que le bore, où la probabilité d'absorption de neutrons dépend fortement de l'énergie et montre un comportement proportionnel à λ (λ est la longueur d'onde), voir la figure 2.02 (l'intensité du flux de neutrons thermiques est exprimée en unité arbitraire (u.a.)) [30]. On remarque l'augmentation de la probabilité d'absorption de neutrons en fonction de λ . Donc cette probabilité est inversement proportionnelle à l'énergie de neutrons ($\sigma \propto 1/E$).

En conséquent, l'énergie moyenne des neutrons transmis à travers un tel matériau sera plus élevée qu'avant la pénétration. Parce que la probabilité d'absorption de neutrons, et par suite la détection dans le scintillateur radiographique, est dépendante de l'énergie, le durcissement du faisceau provoque une déviation de l'atténuation des neutrons, estimée quantitativement, dans les alliages d'acier inox boraté. La dépendance de cet effet de l'épaisseur traversée dans l'échantillon a été étudiée par un modèle Monte-Carlo simple, où la transmission des neutrons a été simulée à travers différentes épaisseurs d'acier inox boraté

[30]. Pour la définition de matériau dans la simulation, un mélange homogène de bore et d'acier inox a été utilisé. Le décalage des spectres de transmission pour diverses épaisseurs d'acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) est représenté sur la figure 2.03.

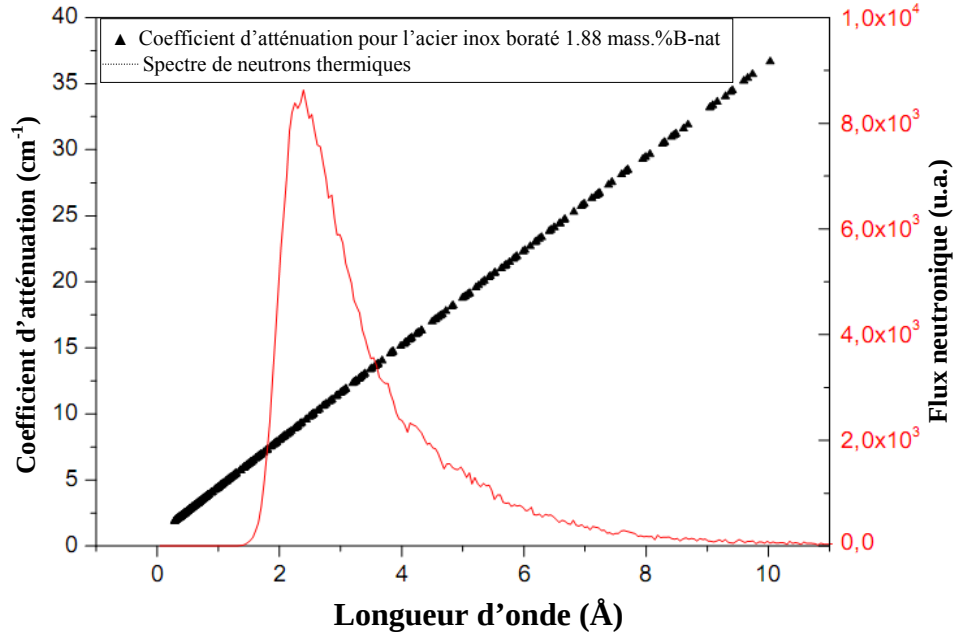


Figure 2.02 : Spectre de neutrons thermiques mesuré à FRM-I*, et la dépendance de la longueur d'onde du coefficient d'atténuation de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat [30].

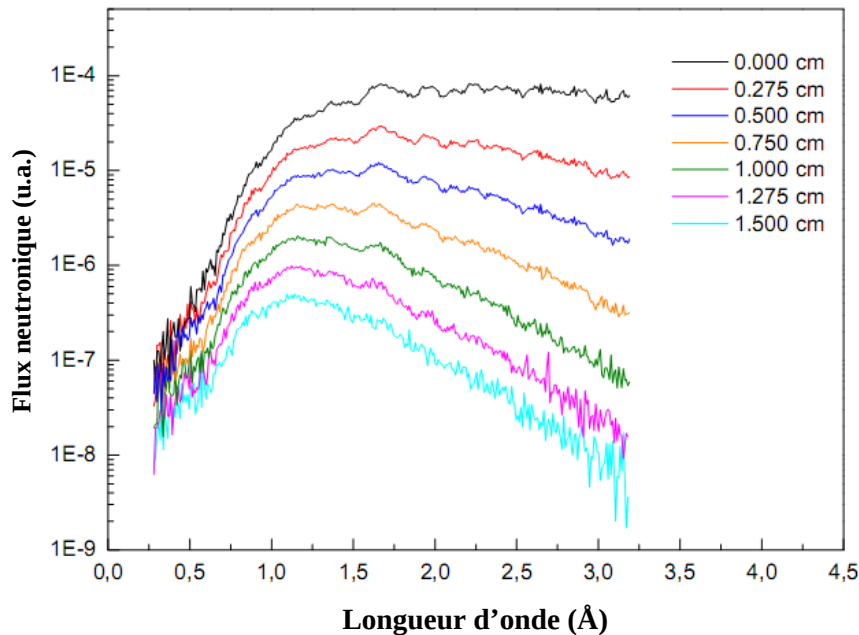


Figure 2.03 : Spectre de neutrons thermiques (NEUTRA-PSI**) avant et après la transmission à travers différentes épaisseurs d'acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) [30].

* FRM-I : high-Flux Reactor at Munich

** NEUTRA-PSI : NEUtron Transmission RAdiography in Paul Scherrer Institut.

À partir de la diminution de la section efficace avec l'augmentation de l'énergie des neutrons, l'effet de durcissement du faisceau est prévu, c.-à-d. le coefficient d'atténuation diminue en fonction de l'épaisseur d'échantillon en raison d'augmentation de la proportion des neutrons de hautes énergies dans le faisceau neutronique transmis à travers la matière [31].

La raison principale de cet effet est l'absorption des neutrons de basses énergies dans les premières couches du matériau absorbant, de telle façon que le flux restant devient plus riche en neutrons de hautes énergies. Par conséquent, le reste du matériau n'atténue pas les neutrons comme dans les premières couches. Ainsi, le coefficient d'atténuation diminue avec l'augmentation de l'épaisseur du matériau. Une autre raison est la déviation de la loi exponentielle de transmission, à cause principalement des collisions inélastiques de neutrons avec les matériaux fortement absorbants qui cause également un décalage du spectre [1]. En conséquence, l'énergie moyenne des neutrons transmis par un tel matériau sera plus haute qu'avant la pénétration.

Le mécanisme responsable de ce décalage que nous avons pris en considération est la variation de la section efficace macroscopique en fonction de l'épaisseur qui est aussi liée à la diffusion (σ_s) et l'absorption (σ_a) des neutrons. La contribution du processus d'interaction de la diffusion pour le cas des matériaux fortement absorbants aux neutrons, tels que le bore ($\sigma_a/\sigma_s \approx 200$ pour les neutrons thermiques), peut être négligé du fait qu'il contribue peu dans l'atténuation des neutrons. Par suite, l'absorption neutronique devient le responsable principale du décalage en énergie.

2.3 Influence de durcissement du faisceau sur les données de projection

En radiographie, le niveau de gris, dans chaque pixel de l'image radiographique, est proportionnel à l'intensité de la lumière produite dans le scintillateur. En conséquence, le niveau de gris est directement proportionnel à l'intensité du faisceau de neutrons au niveau du scintillateur ($^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$). Si le faisceau de neutrons est monochromatique, on peut écrire l'évolution du niveau de gris pour un temps t de formation de l'image comme suite [32] :

$$G(x, y) = \gamma \int_0^t I(x, y) dt + cst \quad (2.1)$$

Avec, $G(x, y)$ et $I(x, y)$ sont respectivement le niveau de gris et l'intensité du faisceau neutronique au point (x, y) de l'image. γ est une constante de proportionnalité liée à l'écran

scintillateur (épaisseur, concentration du ^6Li , section efficace d'interaction du neutron avec le ^6Li et l'efficacité du scintillateur) et à la caméra CCD (sensibilité et gain d'amplification de signal). La constante cst est due au signal du bruit de fond. Elle est peut être éliminée par soustraction de l'image bruit.

Par substitution de l'équation d'atténuation universelle de Beer-Lambert $I(x, y) = I_0 \exp\left(-\int_l \mu(x, y) ds\right)$ (1.1) dans l'équation (2.1), en considérant I_0 invariable dans le temps, on trouve :

$$G_d(x, y) = \gamma I_0 t \exp\left(-\int_l \mu(x, y) ds\right) = G_0 \exp\left(-\int_l \mu(x, y) ds\right) \quad (2.2)$$

Où, G_0 est le niveau de gris mesuré, pour le cas du faisceau direct, sans échantillon et sans bruit de fond. Pour un coefficient d'atténuation moyen sur l'épaisseur d on a :

$$G_d(x, y) = G_0 \exp(-\mu(x, y)d) \quad (2.3)$$

$$\frac{G_0}{G_d(x, y)} = \exp(+\mu(x, y)d) \quad (2.4)$$

$$\ln\left(\frac{G_0}{G_d(x, y)}\right) = \mu(x, y)d \quad (2.5)$$

En traçant la courbe $\ln\left(\frac{G_0}{G_d(x, y)}\right) = f(d)$ on trouve qu'elle est une droite, figure 2.04, sa pente représente le coefficient d'atténuation des neutrons μ au point de mesure (x, y) . Donc, on obtient une bonne linéarité de l'évolution des données de projection avec l'épaisseur de l'objet traversé, par exemple, l'acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat) et 304B4 (1 mass.%B-nat). La composition de ces deux matériaux sera présentée dans le chapitre 3.

Pour un faisceau polychromatique contenant les trois composantes des neutrons (thermique, épithermique et rapide), chaque énergie a son propre coefficient d'atténuation $\mu(x, y, E)$, le niveau de gris d'un pixel donné est donc dû à la contribution de toutes les énergies du spectre, chacune selon son intensité et sa constante $\gamma(E)$. Les équations (2.1) et (2.2) deviennent :

$$G(x, y) = \int_0^t \int_0^\infty \gamma(E) I(x, y, E) dE dt + cst \quad (2.6)$$

$$G_d(x, y) = t \int_0^\infty \gamma(E) I_0(E) \exp(-\mu(x, y, E)d) dE \quad (2.7)$$

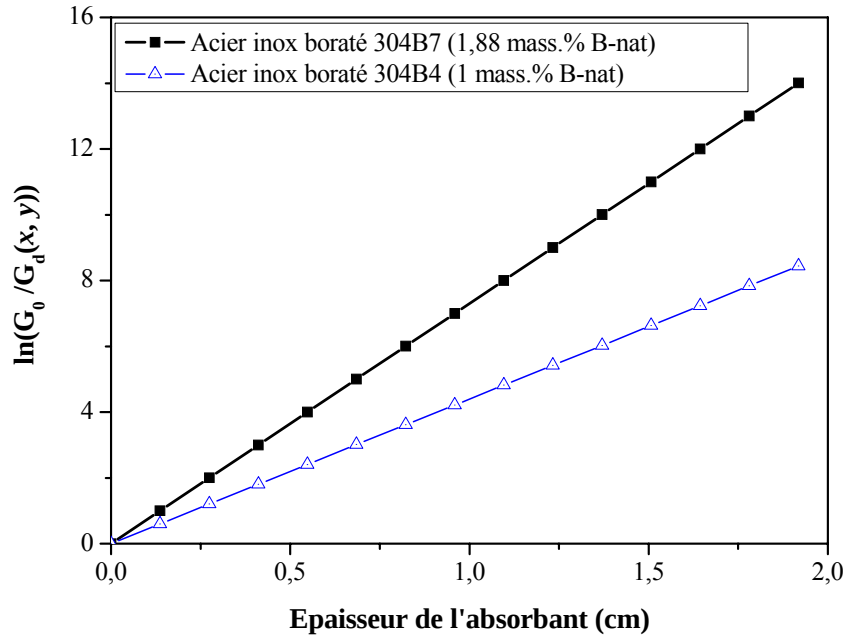


Figure 2.04 : Représentation de la fonction $\ln(G_0/G_d(x, y)) = f(d)$, dans le cas d'un faisceau monochromatique, pour deux alliages d'acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat) et 304B4 (1 mass.%B-nat).

En considérant que le spectre du flux de neutrons à la sortie du canal, contenant des neutrons thermiques et épithermiques, peut être représenté par :

$$I_0(E) = \begin{cases} I_{th} \frac{E}{(kT)^2} e^{-E/kT}, & E \leq E_{th} \\ I_{epi} \frac{1}{E}, & E > E_{th} \end{cases} \quad (2.8)$$

où I_{th} et I_{epi} sont respectivement les intensités des faisceaux thermique et épi-thermique, $E_{th} = 0,2$ eV est l'énergie limite entre les deux composantes, $kT = 0,0253$ eV représente l'énergie d'équilibre thermique des neutrons avec le milieu modérateur à la température ambiante [33].

La constante de proportionnalité $\gamma(E)$ dépend de la lumière produite par le scintillateur, donc, du nombre des particules chargées 4He et 3H produites par la réaction $^6Li(n, t)^4He$ et de leurs énergies. Du fait, que cette dernière réaction n'est presque possible qu'avec les neutrons de basses énergies, on peut alors montrer que les énergies des particules produites sont presque invariables avec l'énergie du neutron incident ($E_{3H} = 2,73$ MeV, $E_{4He} = 2,05$ MeV). L'évolution de la section efficace microscopique de la réaction $^6Li(n, t)^4He$, en fonction de l'énergie du neutron incident, est représentée sur la figure 2.05 [34].

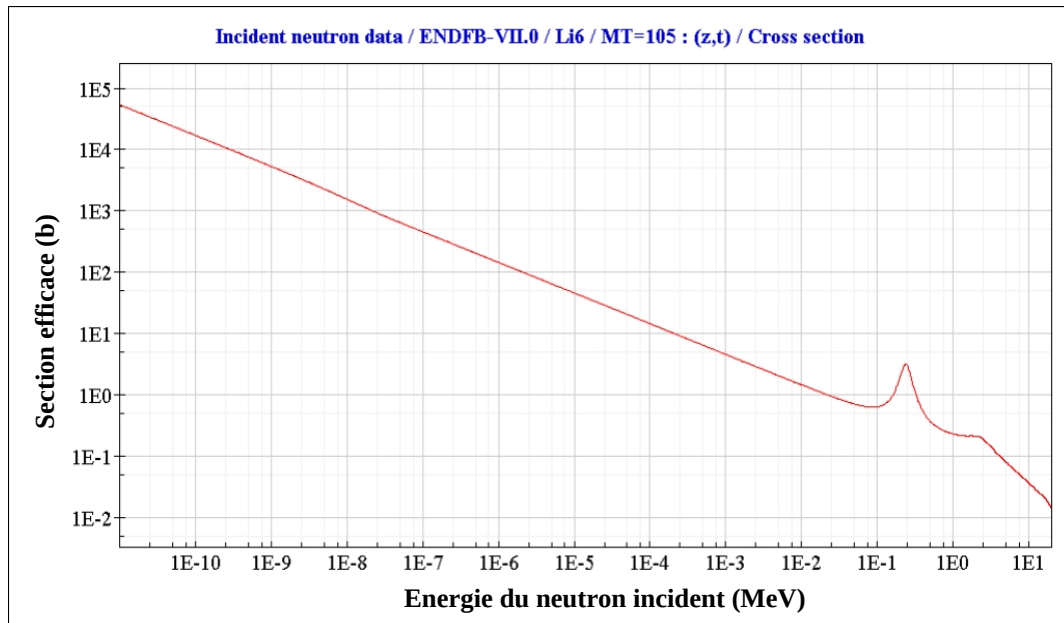


Figure 2.05 : Section efficace microscopique de la réaction ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ [34].

A partir de la cinématique de la réaction ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$, la variation des énergies des deux produits de la réaction, en fonction de l'énergie du neutron incident, est très négligeable de telle sorte qu'elle peut être considérée constante, figure 2.06.

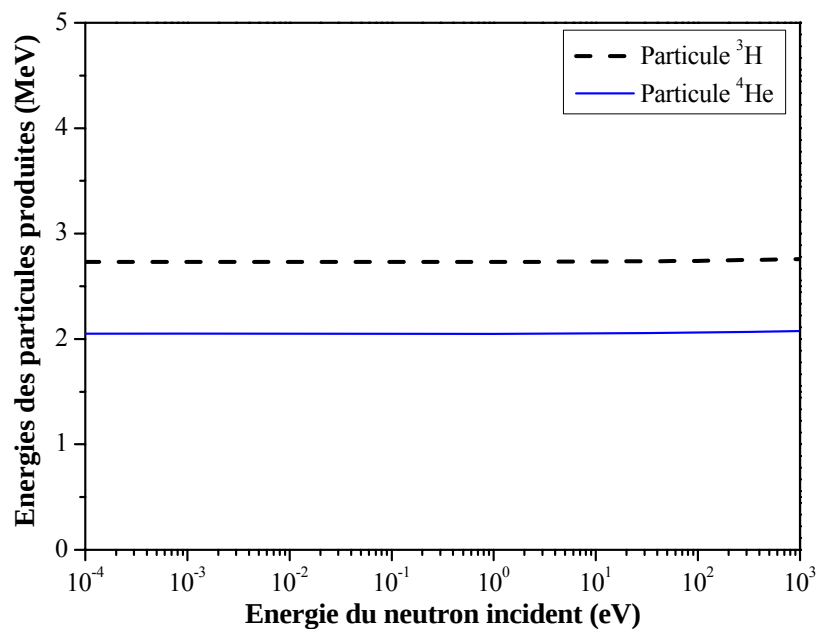


Figure 2.06 : Variation des énergies des particules produites de la réaction ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

Alors la constante $\gamma(E)$ est directement proportionnelle à la section efficace microscopique du scintillateur. Donc :

$$\gamma(E) \propto \sigma_{\epsilon_{Li(n,t)}^4He}(E) \quad (2.9)$$

D'où :

$$\gamma(E) \approx \frac{c}{\sqrt{E}}, \quad E \leq 10^3 \text{ eV} \quad (2.10)$$

où, c est une constante indépendante de l'énergie du neutron.

Le niveau de gris de l'image radiographique peut donc s'écrire par :

$$\frac{G_d(x,y)}{G_0} = \frac{\int_0^\infty \frac{I_0(E)}{\sqrt{E}} \exp(-\mu(x, y, E)d) dE}{\int_0^\infty \frac{I_0(E)}{\sqrt{E}} dE} \quad (2.11)$$

Cette dernière fonction est représentée dans la figure 2.07. Cette courbe montre la variation du niveau de gris de l'image radiographique en fonction de l'épaisseur du matériau absorbant tels que l'acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.% B-nat) et 304B4 (1 mass.% B-nat).

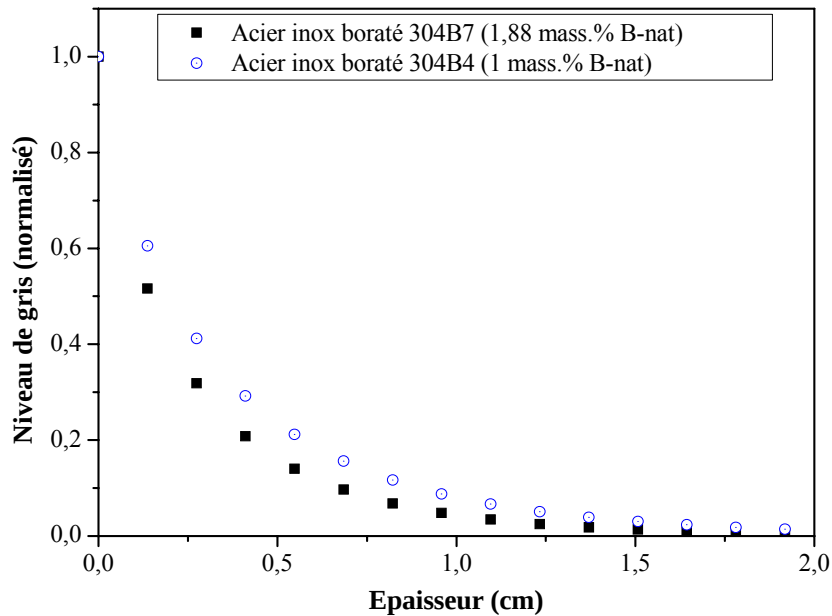


Figure 2.07 : Variation du niveau de gris en fonction de l'épaisseur des absorbants en acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.% B-nat) et 304B4 (1 mass.% B-nat) pour un faisceau polychromatique.

Sur la figure 2.08, nous avons représenté la courbe de la fonction $\ln(G_0/G_d(x, y)) = f(d)$, pour les deux différents matériaux d'acier inox boraté, pour le faisceau polychromatique considéré dans l'équation (2.8). La courbe montre une variation non linéaire de $\ln(G_0/G_d)$ en fonction de l'épaisseur. Par suite, le coefficient d'atténuation n'est pas constant surtout dans les premières couches du matériau étudié. Cette évolution est liée principalement à la contribution de l'effet de durcissement du faisceau neutronique.

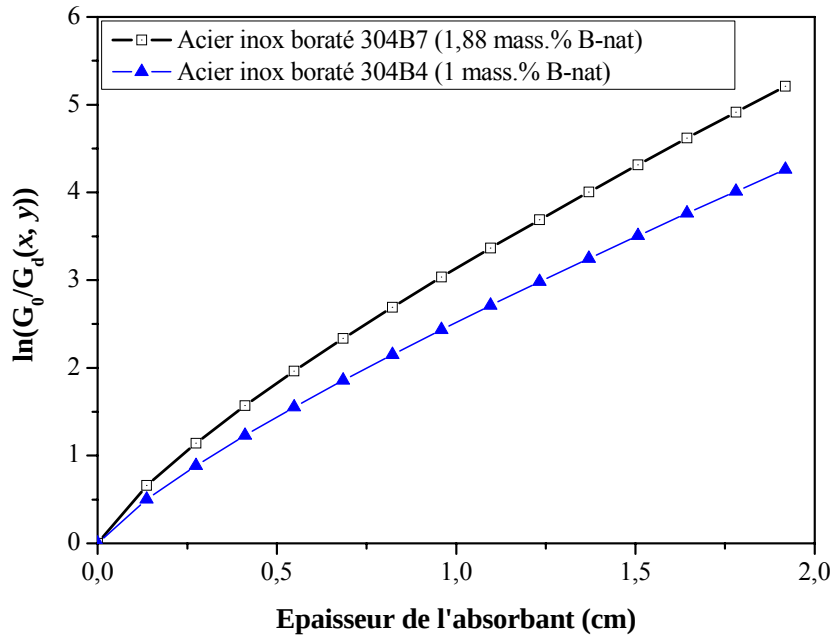


Figure 2.08 : Représentation de la fonction $\ln(G_0/G_d(x, y)) = f(d)$, dans le cas d'un faisceau polychromatique, pour deux alliages différents d'acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat) et 304B4 (1 mass.%B-nat).

2.4 Influence de durcissement du faisceau sur la reconstruction

Le durcissement du faisceau est le générateur des artefacts le plus courant en tomographie (reconstruction des images). Son effet dans les images tomographique se manifeste par un rehaussement de la distribution du coefficient d'atténuation sur les bords des objets par rapport au centre [35]. Cet artefact est dû à l'augmentation de l'énergie moyenne du faisceau neutronique ou de rayons X, le durcissement, lorsqu'il traverse un objet. En effet, les neutrons d'énergies plus basses vont statistiquement disparaître plus vite que les neutrons de plus hautes énergies. Cet artefact est donc directement lié à la nature polychromatique du faisceau neutronique incident

D'autre part, la plupart des algorithmes de reconstruction utilisés dans la tomographie ne tiennent pas compte de la dépendance énergétique de la section efficace ou du coefficient d'atténuation, ce qui mène à l'apparition des artefacts dans l'image reconstruite. Le durcissement du faisceau introduit des artefacts tels qu'une coupe (cupping) où la couche extérieure de l'échantillon reconstruite, devenue claire et montre un coefficient d'atténuation plus élevé que la partie intérieure [35]. De plus, cet effet peut ajouter des artefacts sous forme des filets (stries) sur les images reconstruites. Ces artefacts compliquent, considérablement, l'interprétation des données résultantes. Donc, il est très important de compenser les effets non linéaires résultants des différentes caractéristiques d'atténuation et de détection. Cet effet nécessite d'être considéré avec prudence, lors de l'analyse des images tomographique, puisqu'il modifie les valeurs d'atténuation de l'objet en fonction de l'épaisseur. En plus, la précision de la mesure des coefficients d'atténuation dépend beaucoup de la qualité de l'image et en particulier de durcissement du faisceau et du domaine énergétique dans lequel on effectue la mesure.

Dans le domaine d'imagerie neutronique et dans le but d'une analyse quantitative et visualisation 3D de la distribution de l'isotope B-10 dans les alliages d'acier inox boraté, l'effet de durcissement du spectre neutronique sur le résultat de reconstruction a fait l'objet d'un travail réalisé par Zawisky et al [29]. Ils ont analysé une tige en acier inox enrichi en bore ($^{10}\text{B}/\text{B} = 97,4 \text{ mass.}\%$) avec 1 cm de diamètre ($\Sigma_{t,th} = 12,7 \text{ cm}^{-1}$). Ils ont observé une région brillante (lumineuse) indiquant de grandes sections efficaces macroscopiques (figure 2.09). De plus, une forte non linéarité est observée, sur le profil de niveau de gris d'une ligne à travers l'image reconstruite de l'échantillon, et provoquée par l'effet de durcissement du faisceau. Après la correction de l'effet de durcissement du faisceau, l'homogénéité de la distribution de la section efficace macroscopique totale est fortement améliorée.

Pour la correction de cet effet, ils ont considéré que le spectre énergétique des neutrons incidents est d'une forme Gaussienne de longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda}$ [29]. En suite, il a été vérifié que l'effet de durcissement du faisceau peut être corrigé par un terme exponentiel. Cette correction dépend de la largeur Gaussienne $\delta\lambda$, de la composition et de la géométrie de l'échantillon.

$$T_{eff} \simeq \exp\left(-\frac{\bar{\lambda}}{\lambda_{th}} \int_{ray} \Sigma_{t,th}(x, y, z) ds\right) \times \exp\left(-\frac{\delta\lambda}{2\lambda_{th}} \int_{ray} \Sigma_{t,th}(x, y, z) ds\right)^2 \quad (2.13)$$

où λ_{th} est la longueur d'onde thermique moyenne (1,8 Å).

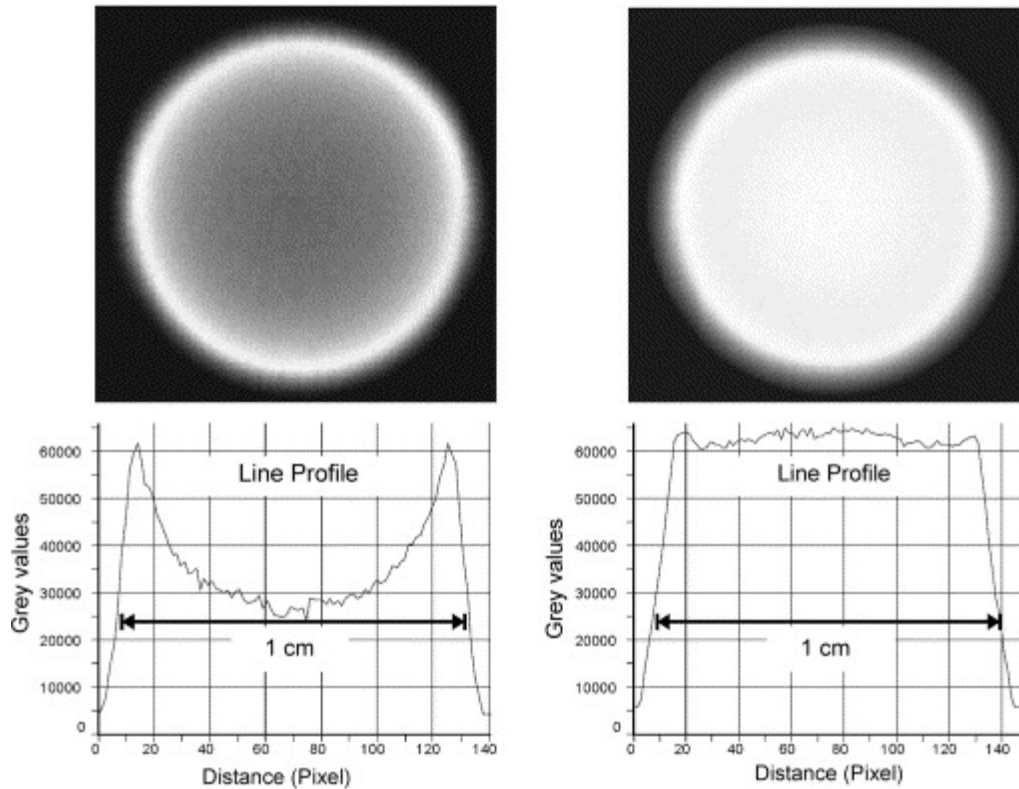


Figure 2.09 : Analyse tomographique d'une tige en acier inox boraté ($\Sigma_{t,th}=12,7\text{cm}^{-1}$) d'un diamètre de 1 cm; sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (gauche), après correction (droite) et les lignes de profil correspondantes [29].

Le contraste dans les images tomographique est formé par la différence en atténuation des neutrons à travers la matière entre les différentes zones de l'objet à examiner. En théorie, une relation linéaire entre le niveau de gris et l'épaisseur de l'objet traversé n'est possible qu'avec un faisceau monochromatique. Ce type de faisceau ne peut être obtenu qu'avec un synchrotron (sélecteur de vitesse). Avec les sources conventionnelles, comme celles utilisées en imagerie médicale, biomédicale ou industrielle, le faisceau de rayons X est polychromatique. Même chose pour les sources de neutrons ; pour obtenir une intensité considérable et utilisable dans la tomographie à transmission il faut un faisceau polychromatique. Il n'y a donc pas de relation simple entre le niveau de gris et l'épaisseur du matériau étudié. Ce type de faisceau implique de surcroît des artefacts pouvant induire des variations de niveau de gris, ce qui peut compliquer encore plus la relation entre le niveau de gris et l'épaisseur du matériau étudié.

2.5 Méthodes de corrections utilisées

Après la découverte de cet effet, plusieurs méthodes de correction ont été proposées et devenues l'objectif de certains travaux scientifiques qui s'intéressent à l'imagerie neutronique ou par rayons X.

La majorité des travaux de recherches scientifiques au moyen de cette technique exigent des données quantitatives. Cependant, l'exactitude des valeurs reconstruites par CT (Computed Tomography) suppose que l'atténuation du faisceau incident est exponentiellement liée à l'épaisseur de l'objet (la loi de Beer-Lambert). Cette relation n'est plus faisable dans le cas des matériaux fortement absorbant exposés à un faisceau polychromatique à cause de l'effet de durcissement du faisceau. Par conséquent, les niveaux de gris dans les images de projection ne sont pas proportionnels à l'épaisseur de l'objet, causant ainsi des bords clairs dans l'image reconstruite [29, 31].

Indépendamment de ces aspects visuels, des problèmes quantitatifs peuvent survenir. Le durcissement du faisceau rend l'interprétation quantitative des images difficile. Ceci complique les mesures du calibrage, de la densité, et de la résolution. En conséquence, les mêmes matériaux peuvent avoir différentes valeurs de niveau de gris selon le matériau environnant, qui est connu comme artefact de densité environnemental. Par conséquent, le rapport non linéaire entre l'atténuation et l'épaisseur de l'objet rend l'interprétation quantitative des images très difficile [18].

La correction de l'effet de durcissement du faisceau est très importante pour l'interprétation des images tomographique. Pour obtenir une atténuation totale du faisceau neutronique polychromatique à travers l'objet, on doit estimer l'atténuation totale du faisceau neutronique monochromatique par les mêmes parties de l'objet étudié qui sont suffisamment précises pour la reconstruction 2D [8, 36].

L'importance du problème de correction de l'effet de durcissement du faisceau en tomographie est reflétée par le grand nombre de publications qui ont été réalisées sur ce sujet [29, 31, 37 - 44]. La majorité de ces travaux scientifiques se sont intéressés aux sources des rayons X dans le domaine médical. L'extension a été faite après pour le cas de l'imagerie neutronique (Tomographie). Il y a trois catégories des méthodes de correction de durcissement du faisceau ; la filtration physique, le système double énergie [18, 39, 40] et la correction algorithmique qui est connue aussi par la méthode de linéarisation [37, 41, 43, 44].

2.5.1 Filtration physique

Le filtrage est la méthode la plus connue pour réduire l'effet de durcissement du faisceau [42]. En plaçant un filtre entre la source et l'objet, tel qu'une plaque mince en aluminium, les rayons X de basse énergie sont atténués. De cette façon un faisceau plus dur, monochromatique, est présenté à l'objet.

Dans le cas d'utilisation d'une source neutronique, la technique de filtration devient très compliquée. L'inconvénient principal de cette technique est la diminution du rapport signal-bruit suite à la réduction du flux. Si le filtre n'est pas assez épais, l'effet de durcissement du faisceau reste existant [18]. La filtration physique pré-durcissement du spectre réduit ainsi l'effet de durcissement du faisceau. De plus, la limitation de la gamme d'énergie des neutrons réduit l'intensité du flux incident, ceci n'est pas applicable souvent en raison de prolongation de la durée d'exposition [31].

2.5.2 System double énergie

La Dual-CT ou double énergie est une technique pour obtenir essentiellement l'information dépendante de l'énergie complète dans un système CT en employant deux bandes d'énergie différentes [18, 39, 40]. La méthode commence par la représentation du coefficient d'atténuation, pour chaque énergie, par un nombre restreint de constantes qui sont indépendantes de l'énergie.

Deux faisceaux monoénergétiques, à deux énergies différentes, permettent alors de reconstruire les données avec la réduction de l'effet de durcissement du faisceau [18]. Ceci implique, cependant, la nécessité de deux sources de rayonnement et deux détecteurs. Cette méthode est qualifiée d'être une bonne technique de correction mais elle est compliquée et sensible au bruit de fond.

2.5.3 Linéarisation

La méthode de correction bien connue est la technique de linéarisation. Elle utilise une fonction de correction pour transformer les données de projection polychromatique en des données de projection monochromatique. Habituellement, pour dériver cette fonction, un objet référence est adapté et mesuré [37]. L'utilisation de cette méthode dans la correction de l'effet de durcissement du faisceau se présente par le tracé de la projection polychromatique p_p à son correspondante projection monochromatique p_m [43]:

$$p_m = f(p_p) \quad (2.14)$$

où f est la fonction de cartographie.

Par suite, la relation non linéaire mesurée est ajustée avec des fonctions polynômiales [18, 44]. Pour seulement des petits artefacts de durcissement du faisceau, qu'on peut les observer par exemple dans des études médicales des tissus mous, un ajustement polynômial du second degré est suffisant. Cependant, pour des artefacts plus sévères, comme dans les matériaux plus denses, des fonctions polynômiales de huit degrés ou plus sont exigées. Cette procédure de linéarisation, utilisant des ajustements polynômiaux, donne une bonne méthode de correction mais n'a aucun fond physique. En outre, le degré des polynômes, qui dépend de l'atténuation du matériel, devrait être statistiquement examiné.

L'avantage principal d'un algorithme de reconstruction est que les effets physiques, tels que le durcissement du faisceau, peuvent être incorporés dans les valeurs de projection en avance. De cette manière, l'effet de durcissement du faisceau est pris en compte pendant la reconstruction, ce qui entraîne une réduction des artefacts.

La plupart des méthodes mentionnées précédemment exigent la connaissance préalable de l'objet étudié. Cependant, la composition des échantillons hétérogènes provenant de différents domaines de recherche scientifique sont souvent inconnues. En conséquence, il n'y a aucune information disponible sur la quantité de matériaux présents dans l'échantillon à examiner, ni sur les coefficients d'atténuation linéaires de ces matériaux dépendants de l'énergie.

Toutefois avec une certaine expérience, les utilisateurs de la tomographie parviennent sans trop de mal, dans de bonnes conditions, à l'aide d'un traitement d'image approprié, à obtenir des images de bonnes qualités.

Si le spectre de la source n'est pas exactement connu, le durcissement du faisceau sera toujours un artefact très difficile à corriger d'une manière indépendante du matériau.

2.6 Effet de bruit de fond

L'étude quantitative de l'effet de la distance objet - détecteur, sur la transmission des neutrons à travers le matériau, montre l'effet de diffusion des neutrons sur les données de projection, et indique que le procédé d'atténuation ne peut pas être décrit entièrement en tenant compte seulement le durcissement du faisceau.

Nous avons supposé que la contribution du bruit de fond (background) aux mesures de transmission est principalement due aux neutrons diffusés et également aux équipements expérimentaux tels que le détecteur par exemple. De plus, le bruit de fond est accessible dans les résultats de mesures pour des épaisseurs plus grandes de l'échantillon, où le signal des neutrons transmis est négligeable [6]. Le bruit de fond devient dominant après la limite de détection. Il y a également un bruit de fond constant provenant des équipements électroniques, mais cette contribution peut être corrigée pendant le traitement d'images comme il est donné dans l'équation (2.15) [6].

$$Tr = \frac{I_s - I_b}{I_o - I_b} = \frac{S - D}{O - D} = \exp(-\Sigma_{Acier boraté} d) \quad (2.15)$$

où:

- I_s : intensité du faisceau neutronique après atténuation par échantillon,
- I_b : intensité due au bruit de fond (background),
- I_o : intensité neutronique du faisceau directe sans échantillon (open beam),
- S, D et O sont les niveaux de gris correspondants,
- d : épaisseur de l'échantillon.

Comme le niveau exact du bruit de fond lié aux équipements est inconnu, nous ne pouvons pas effectuer une simulation fiable. Si l'échantillon étudié n'influence pas la distribution spatiale du bruit de fond, l'intensité du bruit de fond I_{BG} peut être considérée proportionnelle à l'intensité du flux initiale I_0 comme dans l'équation (2.16) où k est un coefficient proportionnel représentant le facteur de contribution du bruit de fond sur les installations expérimentales [6].

$$I_{BG} = k \cdot I_0 \quad (2.16)$$

Par suite, la transmission de neutrons est obtenue par l'utilisation de l'expression suivante :

$$\frac{I_{exp}}{I_{0,exp}} = \frac{I + k \cdot I_0}{I_0 + k \cdot I_0} \quad (2.17)$$

où I_0 et I sont les flux neutroniques incident et transmis respectivement.

Dans le cas d'un absorbant plus épais, l'intensité de neutrons transmise sera très petite ($I \approx 0$) et donne directement les conditions aux limites :

$$\frac{I_{exp}}{I_{0,exp}} = \frac{k}{1+k} \quad \text{à } I \approx 0 \quad (2.18)$$

Ceci signifie qu'il y a une limite d'épaisseur pour les matériaux fortement absorbants, et au-dessus de cette limite, nous pouvons mesurer seulement le bruit de fond; pas de transmission de neutron à travers le matériau. Donc, le coefficient d'atténuation pour un matériau plus épais peut être obtenu en utilisant l'équation suivante :

$$\Sigma(d) = -\frac{1}{d} \cdot \ln\left(\frac{k}{1+k}\right) \quad (2.19)$$

Cette expression a été utilisée comme une fonction de fit à travers les points expérimentaux en variant le coefficient de proportionnalité k .

Cette hypothèse a été appliquée aux données mesurées [6], et des contributions rigoureuses du bruit de fond dans les installations de neutronographie ont été déterminées à 2% pour NR II-ATI (Neutron Radiography station II at the Atominsitut-Vienne), 5% pour NEUTRA-PSI à l'aide de l'équation (2.19). Dans ce cas, une limite de détection du système de neutronographie peut être défini où le signal mesuré est toujours supérieur au niveau du bruit de fond ; elle se détermine en considérant l'intersection des valeurs mesurées avec la fonction de fit de la contribution du bruit de fond [6]. Dans ce cas, un seuil de détection peut être défini lorsque le signal mesuré se rapproche du niveau du bruit de fond. Le meilleur accord a été trouvé pour $k = 0,05$, où la courbe obtenue s'accord très bien aux points correspondant à des épaisseurs du matériau plus grandes que 1,0 cm, figure 2.10 [6].

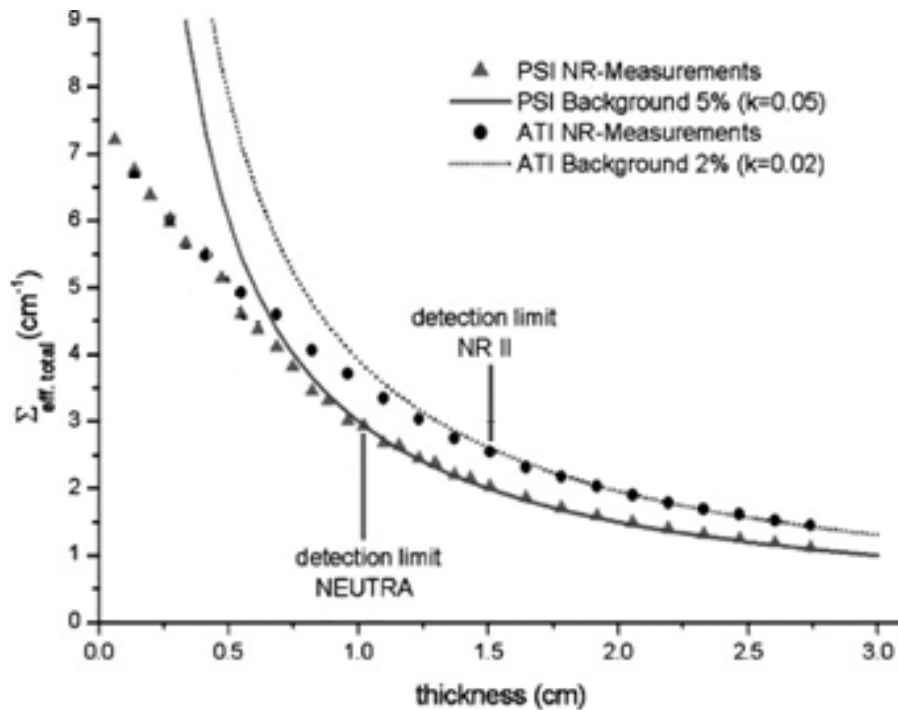


Figure 2.10 : Contribution du bruit de fond et limite de détection [6].

2.7 Autres sources d'erreurs

Il existe d'autre source d'erreurs qui peuvent influencer sur la qualité de l'image reconstruite. Donc, il est parfois utile de prendre en considération quelques sources d'erreurs comme l'efficacité de détection de la caméra et le bruit de lecture de la caméra qui est, généralement, proportionnel à la racine du temps d'intégration d'image. Les erreurs dues à l'inhomogénéité de l'écran scintillateur ainsi que le bruit induit par les neutrons diffusés par l'échantillon nécessitent d'être parfois considérés malgré qu'elles soient, généralement, négligeables [1].

On peut conclure de cette courte étude que, pendant la transmission des neutrons à travers des matériaux fortement absorbants, la contribution des effets secondaires comme le durcissement du faisceau et le bruit de fond sont très importants et doivent être pris en compte par des considérations théoriques et de simulations. Ceci est très important pour des calculs de blindage. L'acier inox boraté est utilisé également pour la conception et la réalisation des matériaux placés autour des réacteurs nucléaires. Dans ce cas, les calculs théoriques de blindage seront incertains si le coefficient d'atténuation de l'un des matériaux constitutifs est erroné. Par conséquent, ce genre de simulation Monte Carlo est obligatoire pour les projections mesurées expérimentalement avec un niveau de fiabilité élevé.

En fin, une correction analytique, qui peut être appliquée seulement pour les objets qui ont une simple géométrie, a été développée pour les facteurs d'influences négatives tels que le bruit de fond et le durcissement de faisceau dans l'étude des matériaux absorbants.

Chapitre 3

Caractérisation de la transmission

neutronique et reconstruction

tomographique: mesures

expérimentales et simulations

MCNP

Chapitre 3

Caractérisation de la transmission neutronique et reconstruction tomographique: mesures expérimentales et simulations MCNP

3.1 Introduction

L'acier inox boraté est un matériau de blindage important. Il est utilisé pour le stockage à long terme du combustible nucléaire usé ou dans l'arrangement et le confinement des déchets nucléaire. Par conséquent, il est important de définir quantitativement ses caractéristiques d'atténuation des neutrons en fonction de l'épaisseur à l'aide des méthodes expérimentales. En raison de la haute section efficace d'absorption neutronique du bore, la radiographie neutronique est un outil puissant pour l'étude de l'homogénéité de distribution du bore dans les métaux boratés. A cause des différences observées entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques concernant les propriétés d'atténuation de l'acier inox boraté, des simulations Monte Carlo (MCNP5 code) ont été réalisées pour une meilleure compréhension et interprétation du processus de transmission neutronique en prenant en compte l'effet de durcissement du faisceau. Les simulations MCNP peuvent être utilisées pour estimer ainsi la contribution quantitative de l'effet de durcissement du faisceau neutronique sur la qualité d'image reconstruite par la méthode de rétroprojection filtrée (FBP).

L'importance de l'utilisation du code MCNP est la possibilité de modélisation 3D du système étudié. Ce qui permet d'avoir une bonne estimation aux conditions réelles d'un essai expérimental.

3.2 Mesure de la transmission neutronique de l'acier inox boraté

3.2.1 Prédiction théorique

La transmission neutronique à travers un acier inox boraté peut être calculée en utilisant la loi d'atténuation exponentielle simple (loi de Beer-Lambert équation (1.1)) :

$$Tr = \frac{I}{I_0} = \exp(-\Sigma_{Acier\ boraté} d) \quad (3.1)$$

où le coefficient d'atténuation, ou la section efficace macroscopique $\Sigma_{Acier\ boraté}$, est estimé en considérant le matériau comme un mélange homogène de bore et d'acier inox 304 à une énergie thermique des neutrons de 0,025 eV. Dans ces conditions, le coefficient d'atténuation total doit être calculé en utilisant l'équation suivante:

$$\Sigma_{Acier\ boraté} = \Sigma_{Tot} = \sum_i N_i \sigma_i \quad (3.2)$$

avec N_i et σ_i sont respectivement le nombre de noyaux par unité de volume et la section efficace microscopique totale d'interaction du neutron avec l'élément i (somme de toutes les sections efficaces de tous les modes d'interaction ; absorption et diffusion) [45, 46], d'où :

$$N_i = c_i \frac{\rho_{Tot} \mathcal{N}_{av}}{A_i} \quad (3.3)$$

où c_i et A_i sont respectivement la concentration massique et la masse molaire de l'élément i , ρ_{Tot} est la densité massique totale du mélange (g/cm³), $\mathcal{N}_{av}$ est le nombre d'Avogadro.

Par substituons de l'équation (3.3) dans l'équation (3.2) on trouve :

$$\Sigma_{Acier\ boraté} = \sum_i c_i \frac{\rho_{Tot} \mathcal{N}_{av}}{A_i} \sigma_i \quad (3.4)$$

$$\Sigma_{Acier\ boraté} = c_B \frac{\rho_{Tot} \mathcal{N}_{av}}{A_B} \sigma_B + \sum_i^{Acier} c_i \frac{\rho_{Tot} \mathcal{N}_{av}}{A_i} \sigma_i \quad (3.5)$$

$$\Sigma_{Acier\ boraté} = c_B \frac{\rho_{Tot} \mathcal{N}_{av}}{A_B} \sigma_B + c_{Acier} \sum_i^{Acier} \frac{c_i}{c_{Acier}} \frac{\rho_{Tot} \mathcal{N}_{av}}{A_i} \sigma_i \quad (3.6)$$

$$\Sigma_{Acier\ boraté} = c_B \frac{\rho_{Tot}}{\rho_B} \Sigma_B + c_{Acier} \frac{\rho_{Tot}}{\rho_{Acier}} \Sigma_{Acier} \quad (3.7)$$

où c_{Acier} et c_B sont respectivement la concentration massique de l'acier et du bore dans l'échantillon d'acier inox boraté. ρ_{Acier} et ρ_B sont respectivement les densités massiques de l'acier et du bore.

Avec l'utilisation de cette dernière équation (3.7), nous avons calculé la section efficace macroscopique pour l'acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat). Pour la comparaison, nous avons calculé cette section efficace pour un autre matériau fortement absorbant tel que l'acier inox boraté 304B4 (1 mass.%B-nat). Les résultats obtenus et les données utilisées dans

le calcul sont présentés sur le tableau 3.1. Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs trouvées dans la littérature [6, 29].

Tableau 3.1 : Valeurs de la section efficace macroscopique calculées (304B7 et 304B4) et tabulées (B et SS304).

Echantillon	Σ (cm ⁻¹)	Densité massique (g/cm ³)
304B7	7,297	7,74
304B4	4,444	7,81
B	99,4 [45, 47]	2,34
Acier inox (SS304)	1,14 [47]	7,9

Après la détermination de la valeur de la section efficace macroscopique de l'acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat), en utilisant l'équation (3.1), nous avons établi l'évolution théorique de la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur de l'échantillon (figure 3.01). Nous avons remarqué que la transmission neutronique diminue exponentiellement avec l'épaisseur de l'objet étudié.

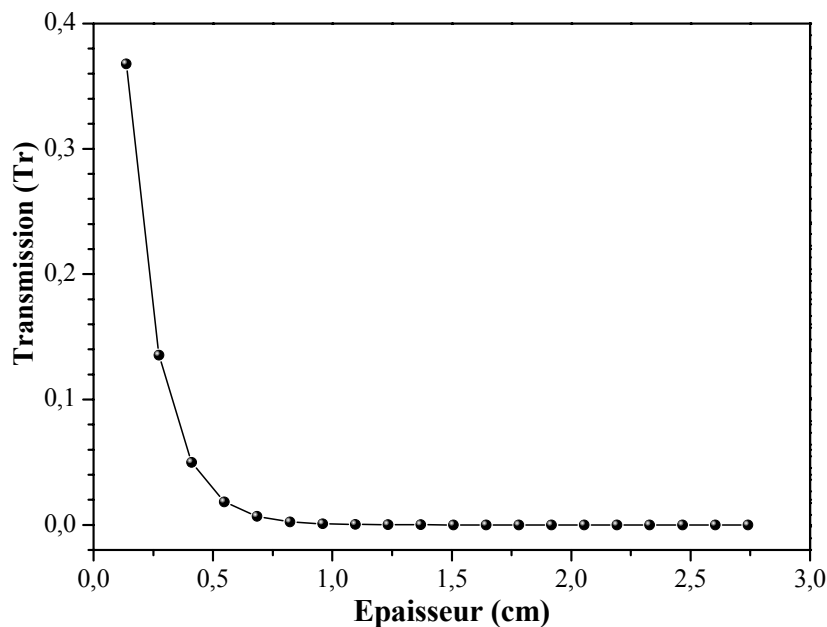


Figure 3.01 : Evolution théorique de la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat.

Puisque toutes les sections efficaces microscopiques dépendent de l'énergie E du neutron, donc, Σ en dépend aussi. Dans ce travail, on a établi l'évolution des sections

efficaces macroscopiques de deux matériaux d'acier inox boraté (304B7, 304B4) et l'acier inox SS304 (0 mass.%B-nat), en fonction de l'énergie du neutron (figure 3.02), en exploitant les bases de données, ENDFB-VII-0 pour les éléments : Mn, P, S, Si, Cr, Ni, N, Co, Fe et B et JEFF-3.0A pour le carbone.

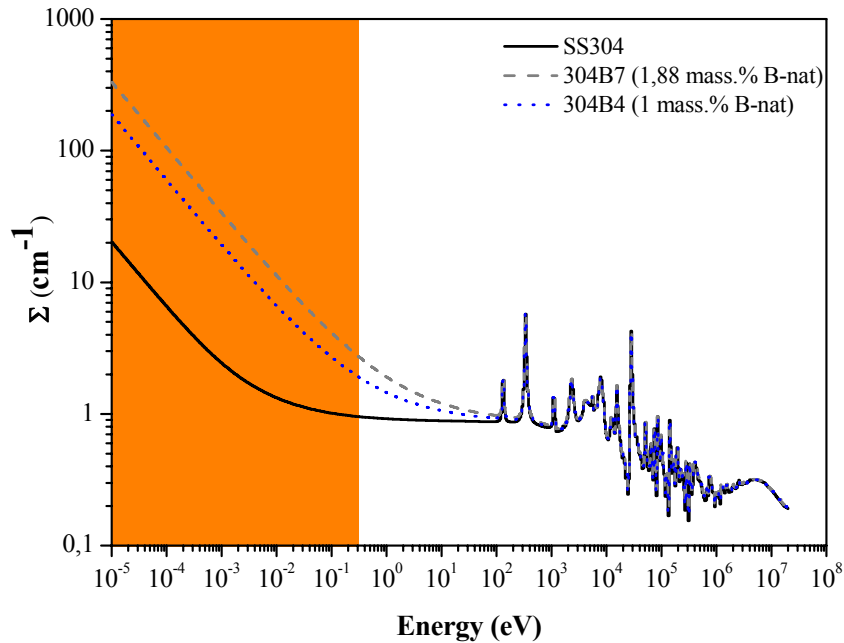


Figure 3.02 : Evolution de la section efficace macroscopique en fonction de l'énergie du neutron.

3.2.2 Procédure expérimentale et dispositif utilisé

Les données de la transmission neutronique sont établies à partir des images neutronographiques digitalisées obtenues autour de l'installation de la tomographie neutronique de l'Institut d'Atomique de Vienne, Autriche (ATI). Un système d'imagerie neutronique composé d'une caméra CCD à 16 bits, d'un écran scintillateur type $^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$ et d'un miroir en aluminium utilisé pour la réflexion d'image. L'efficacité quantique de la caméra CCD utilisée est de 90%.

Il est très important de mentionner que, parce que l'intensité du faisceau neutronique au niveau de l'échantillon est relativement faible ($1,3\text{E}+5 \text{ n/cm}^2.\text{s}$), le scintillateur $^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$ d'épaisseur de 0,4 mm est utilisé pour assurer une efficacité de détection de neutrons élevée et ce bien que la résolution spatiale est fortement affectée (400 μm - 500 μm). Par conséquent, on peut supposer une probabilité de détection uniforme dans la gamme de neutrons thermiques [29]. D'autre part, le décalage en énergie du spectre neutronique est encore dans la région des énergies thermiques. De plus, l'efficacité de détection en énergie du scintillateur

est indirectement prise en compte dans les valeurs induites du niveau de gris. Pour toutes ces raisons, la sensibilité en énergie du scintillateur n'est pas examinée séparément dans notre approche et modèle. Les propriétés et les composants de ce système sont présentés dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 : Propriétés et composants du système d'imagerie neutronique utilisé.

Scintillateur sensible au neutron	Levy Hill: 0,4 mm thick $^6\text{LiF-ZnS(Ag)}$
Efficacité de détection des neutrons	Très haut (~90%)
Caméra CCD	Astrocam slow scan liquid nitrogen cooling
Chip de la caméra	- Surface sensible: 12,3x12,3 mm ² - Nombre de pixel: 512x512 pixels - Taille du pixel : 24x24 μm^2
Efficacité Quantique (EQ) *	Jusqu'à 90% (with standard AR coating)
Digitalisation	Numérisation 16 bits avec 65536 niveaux de gris
Linéarité	Très bonne
Lentilles	- Nikon NOKT 58 mm F1.2 - Nikon NOKT 180 mm F2.8 - Nikon NOKT 105 mm F2.0
Miroir	2 mm d'épaisseur de verre couvert d'aluminium et de TiO_2

(*) L'efficacité quantique (QE) de la caméra est la réponse aux différentes longueurs d'ondes de la lumière. Elle caractérise la fraction des photons qui seront convertis en électrons [1].

La contribution de l'effet du bruit de fond sur les résultats de mesure est très importante surtout pour des épaisseurs plus grandes du matériau étudié où le signal des neutrons transmis est très faible [6, 30]. Ce bruit de fond est souvent provenant des équipements électroniques [6], mais cette contribution peut être corrigée pendant le traitement d'image en utilisant la relation (2.15).

Les images digitales sont enregistrées sur un PC lié au système de détection. La mesure des niveaux de gris sur ces images, qui correspond aux intensités de faisceau incident, transmis ou de bruit de fond, est faite à l'aide du logiciel Image Pro-plus en analysant le même nombre de pixels de chaque image collectée dans une même zone d'échantillonnage.

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure 3.03. La transmission neutronique à travers chaque épaisseur des plaques a été calculée en utilisant la fonction

(2.15). Le coefficient d'atténuation correspondant à l'épaisseur du matériau est obtenu en utilisant l'expression suivante:

$$\Sigma_{Acier\ boraté} = -\frac{1}{d} \ln(Tr) \quad (3.8)$$

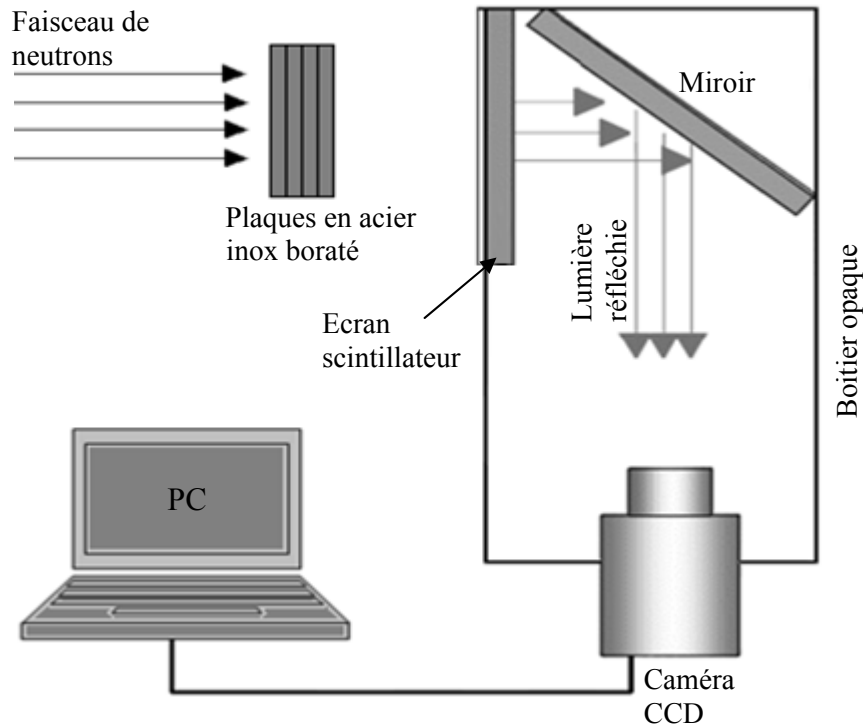


Figure 3.03 : Dispositif expérimental utilisé.

Pour la détermination de la transmission neutronique, le procédé expérimental proposé comprend la combinaison de niveaux de gris du pixel mesurés sur les images radiographiques des échantillons. Trois mesures de niveaux de gris sont nécessaires pour obtenir une valeur de transmission neutronique précise. La première mesure est sur la zone de l'image d'échantillon, la deuxième mesure est sur la zone d'image correspondante au faisceau de neutrons directe (sans échantillon) et la troisième mesure est sur la zone d'image correspondante au bruit de fond (obturateur de faisceau). Afin d'étudier la transmission des neutrons en fonction de l'épaisseur de l'échantillon, vingt (20) plaques d'acier inox boraté a été préparé et utilisé. Chaque plaque a une épaisseur de 0,137 cm. L'incrémentation de l'épaisseur est effectuée en ajoutant à chaque fois une plaque. Ainsi, l'épaisseur varie de 0,137 cm à 2,74 cm avec un pas régulier de 0,137 cm.

3.2.3 Résultats expérimentaux

Les valeurs de la transmission neutronique et de la section efficace macroscopique obtenues, à partir des données expérimentales, sont reportées sur le tableau (3.3) où les résultats de la caractérisation de la transmission neutronique à travers l'échantillon étudié en fonction de l'épaisseur sont représentés sur la figure 3.04.

Tableau 3.3 : Résultats de la transmission neutronique (Tr) et de la section efficace macroscopique (Σ) obtenues pour un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) en fonction de l'épaisseur.

Epaisseur (cm)	Tr	ΔTr	Σ (cm ⁻¹)	$\Delta \Sigma$ (cm ⁻¹)	Epaisseur (cm)	Tr	ΔTr	Σ (cm ⁻¹)	$\Delta \Sigma$ (cm ⁻¹)
0,137	0,4021	0,0109	6,65	0,15	1,507	0,0214	0,0033	2,55	0,1
0,274	0,1932	0,0080	6,00	0,13	1,644	0,0210	0,0045	2,35	0,13
0,411	0,1065	0,0085	5,45	0,18	1,781	0,0199	0,0018	2,20	0,05
0,548	0,0682	0,0044	4,90	0,11	1,918	0,0196	0,0057	2,05	0,15
0,685	0,0428	0,0031	4,60	0,1	2,055	0,0202	0,0062	1,90	0,15
0,822	0,0330	0,0034	4,15	0,12	2,192	0,0216	0,0095	1,75	0,2
0,959	0,0288	0,0042	3,70	0,15	2,329	0,0214	0,0095	1,65	0,19
1,096	0,0254	0,0057	3,35	0,2	2,466	0,0193	0,0081	1,60	0,17
1,233	0,0233	0,0027	3,05	0,09	2,603	0,0202	0,0089	1,50	0,17
1,370	0,0231	0,0032	2,75	0,1	2,740	0,0188	0,0078	1,45	0,15

Nous remarquons que le matériau étudié devient de plus en plus résistant à la transmission neutronique et pour une épaisseur supérieure ou égale à 1 cm il devient presque opaque aux neutrons ($Tr \approx 0,02$).

Pour voir la forme générale de la variation de la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur des plaques en acier inox boraté, 1,88 mass.%B-nat, nous avons extrait une expression analytique sur les résultats de mesure trouvés. Un fit exponentiel a été appliqué aux données de mesure dont le facteur de régression est aux environs de 1 (0,99866). L'expression trouvée est comme suit :

$$Tr = (0,971 \pm 0,008) \exp((-6,5 \pm 0,1)d) + (0,024 \pm 0,002) \quad (3.9)$$

Suite à cette équation nous avons redéterminé expérimentalement la variation de la section efficace macroscopique ($\Sigma_{Acier \text{ boraté}}$) en fonction de l'épaisseur (d). En utilisant la relation (3.8), elle sera de la forme suivante :

$$\Sigma_{Acier \text{ boraté}} = - \frac{\ln[(0,971 \pm 0,008) \exp((-6,5 \pm 0,1)d) + (0,024 \pm 0,002)]}{d} \quad (3.10)$$

Les valeurs de $\Sigma_{\text{Acier boraté}}$ obtenues expérimentalement en utilisant l'équation (3.8), prédite (équation 3.7) et celles calculées à l'aide de l'équation (3.10) sont présentées sur la figure 3.05.

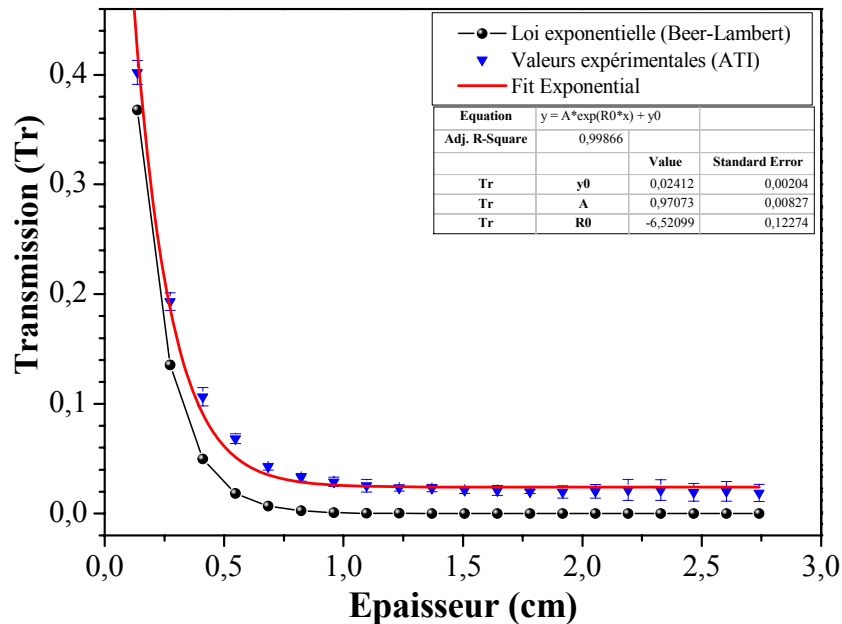


Figure 3.04 : Evolution théorique et expérimentale de la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur des plaques de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat.

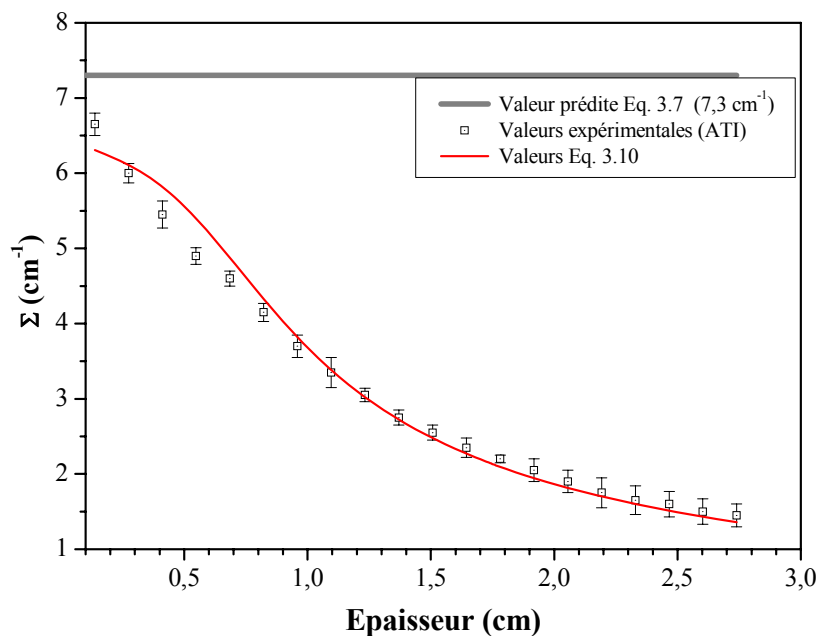


Figure 3.05 : Comparaison entre les sections efficaces macroscopique prédite théoriquement, mesurées expérimentalement et celles calculées en utilisant l'équation (3.10) pour l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat.

Sur la figure 3.05, nous observons un bon accord entre les valeurs de la section efficace macroscopique obtenues expérimentalement en utilisant l'équation (3.8) et celles calculées à l'aide de l'équation (3.10).

Le désaccord entre les valeurs prédites (équation 3.7) et mesurées expérimentalement, nous a permis de conclure que le modèle simple d'atténuation exponentielle n'est pas applicable dans ce cas. L'écart est lié principalement à la contribution des effets secondaires tels que le durcissement du faisceau neutronique. Cet effet dépend principalement de l'épaisseur du matériau et la concentration du bore dans l'acier inox.

Ces différences observées entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques, concernant les propriétés d'atténuation de l'acier inox boraté, ont été signalées dans plusieurs travaux scientifiques [6, 30, 48].

Ainsi, les résultats expérimentaux de la transmission neutronique nous ont permis de constater que la valeur de la section efficace macroscopique est de l'ordre de $6,65 \text{ cm}^{-1}$ pour l'épaisseur minimale utilisée (0,137 cm). Elle diminue en augmentant l'épaisseur et cette diminution est due à la variation des sections efficaces microscopiques totales des constituants de l'absorbant en fonction de l'énergie des neutrons (du spectre énergétique des neutrons incidents). C'est l'effet de décalage en énergie du spectre neutronique vers les hautes énergies. Ceci est défini par l'effet de durcissement du faisceau. En principe, la section efficace macroscopique ne devrait pas varier avec l'augmentation de l'épaisseur.

Pour la comparaison et la visualisation de l'impact de l'effet de durcissement du faisceau sur l'évolution des données de projection, nous avons rassemblé les données obtenues expérimentalement, pour un cas réel, sous forme d'un escalier de 8 pas d'épaisseurs de 0,137 cm (figure 3.06), et celles calculées théoriquement, pour un cas idéal, avec l'utilisation de la loi d'atténuation exponentielle (équation 3.1). L'évolution des données de projections en fonction de l'épaisseur est présentée sur la figure 3.06 en utilisant l'équation (2.5). Cette figure nous a permis de remarquer un écart important entre les niveaux de gris des deux cas idéal et réel.

En fin, il est essentiel de prendre en considération non seulement la grandeur quantitative du faisceau neutronique (intensité du flux), mais aussi la grandeur qualitative définie par le spectre énergétique du faisceau incident.

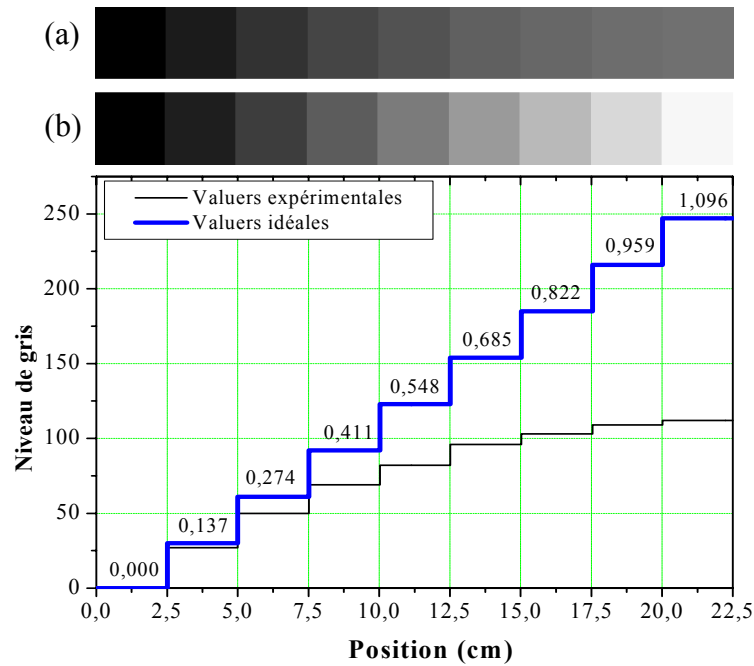


Figure 3.06 : Evolution des données de projections en fonction de l'épaisseur pour les deux cas réel (a) et idéal (b).

Les études quantitatives ont été également possibles avec des simulations MCNP, version 5. Pour la mise en évidence et l'estimation de la contribution de l'effet de durcissement du faisceau sur des paramètres physiques mesurés à partir des valeurs de la transmission neutronique et la qualité d'image reconstruite par la méthode de rétroprojection filtrée (FBP), des simulations numériques à l'aide de code Monte Carlo sont réalisées. La comparaison entre les résultats trouvés par simulation et les résultats obtenus expérimentalement est présentée dans la partie suivante.

3.3 Calcul MCNP de la transmission neutronique à travers divers matériaux

3.3.1 Code de transport MCNP

Le code MCNP est un code Monte-Carlo N-Particules utilisé pour le transport des neutrons, photons, électrons ou neutrons/électrons/photons couplés [49]. Ce code de calcul est développé par le Laboratoire National de Los Alamos (Los Alamos National Laboratory). Il est très largement utilisé par la communauté scientifique pour des calculs de modélisation dans les disciplines relevant de la physique nucléaire.

Ce code de calcul, basé sur la méthode de Monte Carlo, se propose de suivre l'histoire de chaque particule depuis une source d'émission jusqu'à sa disparition, par fuite ou par absorption lors d'une réaction, afin de déterminer des grandeurs statistiques à partir de grand nombre d'événements (nombre d'histoires) ainsi engendré. A chaque interaction d'une particule d'énergie donnée, le type de réaction considéré est tiré au hasard avec une probabilité dépendant des sections efficaces des réactions possibles. Le code permet alors de simuler le transport des neutrons à partir de données nucléaires (sections efficaces d'interactions particule-noyau) disponibles sous forme de bibliothèques de sections efficaces évaluées (Evaluated Nuclear Data File, ENDF) [49].

Le code traite des configurations tridimensionnelles de matériaux enfermés dans des cellules délimitées par des surfaces prédéfinies. Il utilise des données nucléaires précises et étendues. Pour les neutrons, dans une évolution de section efficace donnée (par exemple, ENDF/B-VI), toutes les réactions sont prises en compte [49].

3.3.2 Procédures du calcul MCNP

Les principales particularités du MCNP sont la description complète et efficace de source générale, de surface et des résultats obtenus dans le fichier output. Son utilisation requiert un fichier d'entrée décrivant :

- spécification de la géométrie en trois dimensions de la configuration étudiée,
- description des matériaux employés et sélection des évaluations de données nucléaires adéquates (exp : choix des sections efficaces à employer),
- localisation et caractérisation physiques et géométriques des sources de particules (nature, spectre en énergie, direction de tir, probabilités d'émission, ...),
- type de réponses ou de comptages désirés (tallies demandés)
- toute méthode de réduction de variance à utiliser pour améliorer l'efficacité de calcul.

Pour simuler le flux transmis à travers un objet étudié, certains paramètres d'approximations et de simplifications sont considérés. En effet, la source de neutrons incidents est considérée d'une forme plane. Un nombre d'histoires d'ordre de $10E+7$ et un mode neutron sont utilisés. Les comptages par MCNP sont normalisés par particule source et sont inscrits dans le fichier de sortie (output) avec un deuxième nombre R qui est l'erreur relative estimée. Nous avons utilisé des comptages de type détecteur point (tallies F5) où la

quantité d'erreur relative R doit être inférieure à 0,05 afin de fournir des intervalles de confiance fiables.

3.3.2.1 Source de neutrons

La source neutronique est caractérisée, dans le fichier input, par son spectre, direction du neutron et taille. Le code MCNP permet de spécifier la distribution énergétique des particules émises par une table discrète (données expérimentales) ou par une expression analytique (spectre Maxwellien, etc...). Dans notre simulation, la source est définie comme un faisceau parallèle de neutrons thermiques polyénergétique. La direction de propagation est prise perpendiculairement au plan détecteur. La taille du plan de la source est définie de telle sorte qu'elle ne peut pas être deux fois plus grande que la taille de l'échantillon afin d'épargner le temps de calcul [50].

La distribution énergétique des neutrons, au niveau de l'installation de Tomographie de l'Institut d'Atomique de Vienne, Autriche (ATI), après la modération dans le bloc de graphite du canal thermique peut être rapprochée ou représentée mathématiquement par une distribution Maxwellienne [1, 6].

$$\Phi(E) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (3.11)$$

où K est la constante de Boltzmann ($8,61734 \times 10^{-5}$ eV) et T est la température du milieu. Sur la figure 3.07 nous avons présenté la distribution Maxwellienne du spectre énergétique des neutrons utilisé dans le fichier input MCNP.

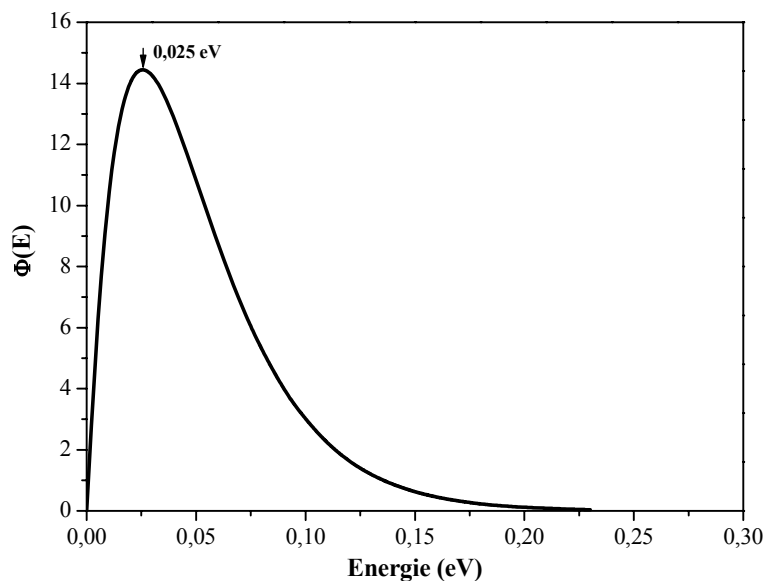


Figure 3.07 : Distribution Maxwellienne du spectre énergétique des neutrons.

3.3.2.2 Détecteur

Plusieurs types d'estimateurs (tallies) définis dans le code MCNP peuvent être utilisés pour le comptage du nombre des neutrons transmis à travers un objet étudié. Le choix s'effectue selon le résultat qu'on souhaite obtenir. Habituellement, l'estimateur le plus utilisé et adapté pour la détermination du flux transmis à chaque pixels est celui qui donne une estimation du flux neutronique arrivant en un point de l'espace, appelé détecteur point (tallies F5) [6, 30, 50]. Pour simplifier la description de ce type d'estimateur, on suppose que les calculs sont effectués dans un milieu uniforme. Supposant une particule d'énergie E et de poids W d'une source isotrope est libérée à une distance (r) d'un détecteur point. La théorie méthodologique des rayons impose que la contribution $\delta\Phi$ à la fluence de particules en un détecteur point est donnée par :

$$\delta\Phi = \frac{W}{4\pi r^2} e^{-\mu(E)r} \quad (3.12)$$

où $\mu(E)$ est le coefficient linéaire d'interaction des particules d'énergie E et r est la distance entre le site d'interaction des particules et le détecteur point. Notant que $1/4\pi$ par stéradian est la distribution angulaire d'une source point isotrope.

Généralement, le faisceau neutronique polyénergétique traversant l'objet est compté par plusieurs détecteurs points (F5) distribués uniformément sur le plan de détection où se forme l'image [30]. Les comptages obtenus dans le fichier output sont normalisés par particule source. Le code MCNP a été exécuté, jusqu'à environ $10E+7$ histoires des particules incidentes, sur le mode neutron pendant plusieurs heures, afin d'obtenir une erreur R ou incertitude relative inférieure à 5%.

Le signal obtenu dans les mesures de radiographie peut être considéré comme le résultat de superposition de deux mécanisme différents d'interaction entre les neutrons et l'objet à étudier [6, 30, 50]. Le flux neutronique après l'interaction peut être divisé en deux composantes ; les neutrons qui atteignent le détecteur après avoir été diffusés dans l'échantillon ($\Phi_{Collided}$) et les neutrons qui pénètrent, d'une épaisseur d , dans l'échantillon sans y avoir interagis ($\Phi_{Uncollided}$). Par suite, nous avons calculé les données de la transmission neutronique en utilisant l'expression suivante [6] :

$$Tr = \frac{\Phi_{Collided}(d) + \Phi_{Uncollided}(d)}{\Phi_0} \quad (3.13)$$

3.3.2.3 Paramètre d'input MCNP

Pour les calculs MCNP de la transmission neutronique, le modèle d'objet considéré est décrit par sa densité et sa composition exacte. Nous avons utilisé une valeur de $7,74 \text{ g/cm}^3$ pour la densité massique de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat en supposant que la distribution du bore est uniforme dans des plaques de $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$ (figure 3.08). Cette valeur de densité est une valeur nominale stipulée pour un acier inox (SS304) boraté d'une composition allant de 1,75 à 2,25 mass.%B-nat (UNS S30467 – type 304B7) [28, 51]. De plus, nous avons considéré que le bore naturel contient deux isotopes B-10 et B-11 avec les abondances 18,5 et 81,5 % respectivement [6, 28]. L'espace autour de l'objet modélisé est considéré rempli d'air sec sous pression normale et à la température ambiante.

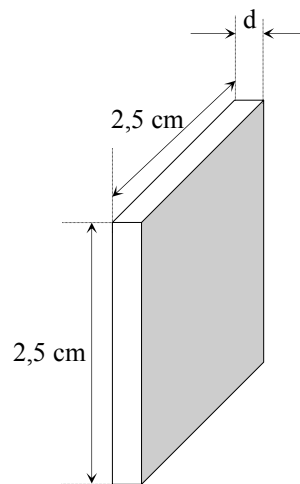


Figure 3.08 : Objet simulé.

Sur le tableau 3.4 nous avons résumé les choix des paramètres relatifs aux matériaux prépondérants concernant la composition et la densité.

Concernant le choix des sections efficaces d'interaction avec les neutrons, il y a plusieurs bases de données de sections efficaces. Elles ont été établies à partir de mesures, et de calculs, suivant des modèles généralement acceptables pour les physiciens ; il s'agit de bases de données évaluées. Notons qu'on s'intéresse aux sections efficaces déterminées à la température ambiante à 293,6K car, généralement, les mesures de la tomographie sont faites en dehors du canal d'irradiation. Pour cela, nous avons utilisé la bibliothèque des sections efficaces énergie-continue basée sur l'approximation des données stockées dans la base de données endf60 source B-VI.

Tableau 3.4 : Paramètres standards choisis et utilisés pour les calculs MCNP.

Matériau	Composition (fraction massique %)		Densité massique (g/cm ³)
✓ UNS S30467 - type 304B7 (1,75 – 2,25 mass.%B-nat)	C (0,08)	Ni (13,5)	7,74 (304B7)
	Mn (2,0)	N (0,10)	
	P (0,045)	Co (0,2)	
✓ UNS S30464 - type 304B4 (1 – 1,24 mass.%B-nat)	S (0,03)	B (Variable)	7,81 (304B4)
	Si (0,75)	Fe (Balance)	
	Cr (19,0)		
Acier inox type 304 (SS304)	C (0,08)	Cr (19,0)	7,9
	Mn (2,0)	Ni (9,25)	
	P (0,045)	N (0,10)	
	S (0,03)	Fe (68,745)	
	Si (0,75)		
Cu	Cu (100)		8,96
Al	Al (100)		2,7
Air	N (75,5636)	O (23,1475)	1,205E-3
	Ar (1,2889)		

3.3.2 Résultats de calcul de la transmission par MCNP

Dans la partie de simulation, la transmission neutronique des mêmes plaques, composées d'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat avec le même incrément d'épaisseur, est calculée en utilisant le code MCNP. Les résultats de la section efficace macroscopique en fonction de l'épaisseur de ce matériau sont présentés sur la figure 3.09. Pour la comparaison nous avons ajouté les valeurs, de la section efficace macroscopique, obtenues expérimentalement et celle calculée théoriquement avec l'équation (3.7).

On remarque bien que, les valeurs mesurées et simulées sont en bon accord d'où on peut conclure que l'effet de durcissement du faisceau neutronique est bien pris en considération dans le calcul de transport neutronique à l'aide du code MCNP.

Cependant, un écart apprécié, en fonction de l'épaisseur, a été observé entre ces valeurs et celle prédite (7,3 cm⁻¹). Il s'agrandit lorsque l'épaisseur augmente. Cet écart est dû principalement à l'effet de durcissement du faisceau neutronique.

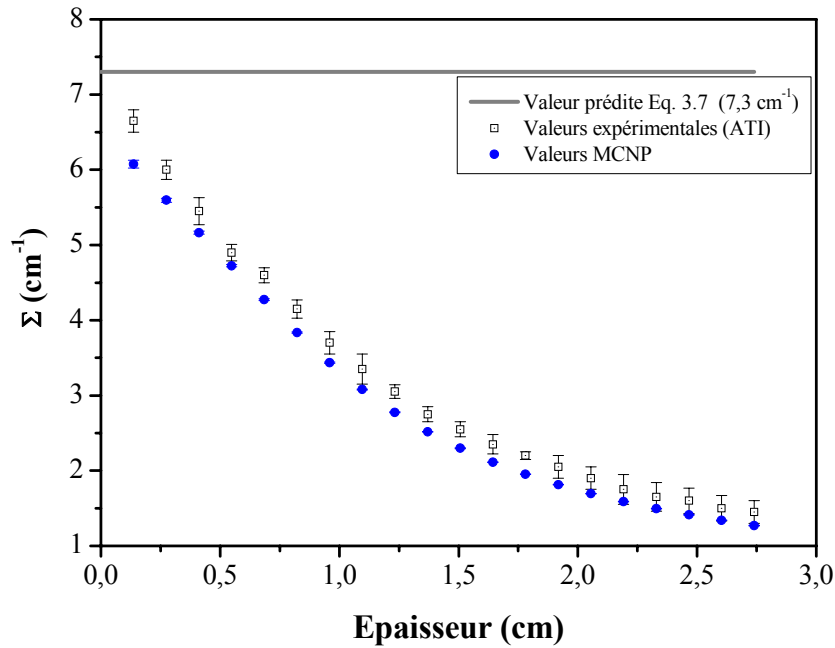


Figure 3.09 : Comparaison entre les sections efficaces prédites théoriquement, mesurées expérimentalement et simulées par MCNP pour l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat.

Les échantillons étudiés ont une taille de grain micrométrique et peuvent donc être considérés homogènes dans la simulation MCNP. La microstructure de l'échantillon ne peut pas être visualisée par le système d'imagerie neutronique utilisé parce que la résolution spatiale du système est limitée à 400 μm et ainsi aucun effet sur les mesures du niveau de gris ne sera observable.

Des matériaux faiblement et moyennement absorbants aux neutrons ont été aussi étudiés pour des fins de comparaison. Par suite, nous avons simulé la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur pour les échantillons d'aluminium (Al), de cuivre (Cu) et d'acier inox (SS304), avec un pas d'épaisseur de l'ordre de 0,25 cm.

De plus, pour étudier la relation entre la quantité ou la concentration du bore et le durcissement du faisceau neutronique nous avons simulé la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur, pour des plaques en acier inox boraté de 1 mass.%B-nat avec un pas d'épaisseur de l'ordre de 0,137 cm.

Nous avons basé notre procédure de travail sur les deux étapes suivantes :

- La détermination des sections efficaces macroscopiques effectives en fonction de l'épaisseur pour les différents échantillons ;
- La comparaison de ces sections efficaces macroscopiques mesurées avec ceux prédites théoriquement ou tabulées.

Les résultats, de l'évolution de la section efficace macroscopique en fonction de l'épaisseur, obtenus par simulation pour les différents matériaux étudiés sont représentés sur la figure 3.10. A des fins de comparaison, nous avons ajouté les valeurs de la section efficace macroscopique prédites théoriquement pour les deux alliages d'acier inox boraté (304B7 et 304B4) ainsi que celles tabulées pour l'acier inox (SS304) [47], l'aluminium (Al) et le cuivre (Cu) [45, 47].

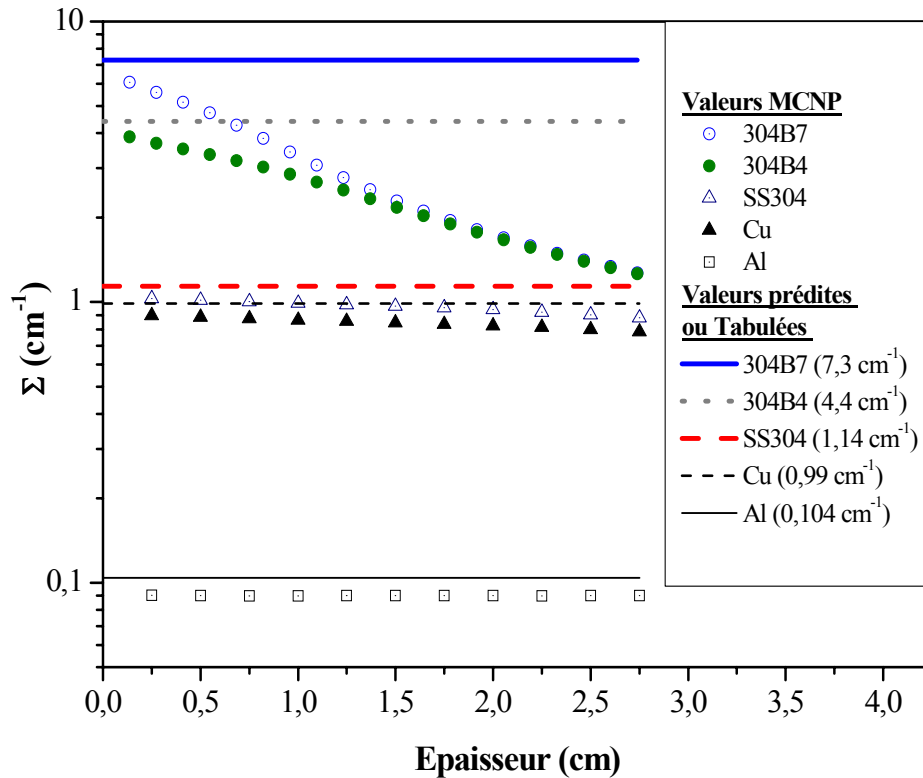


Figure 3.10 : Comparaison entre les sections efficaces macroscopique prédites ou tabulées et celles simulées par MCNP pour différents matériaux.

L'analyse de ces résultats montre qu'il y a une déviation par rapport aux valeurs tabulées. Elle est négligeable pour le cas de l'aluminium et faible pour le cas des échantillons en acier inox (SS304) et en cuivre. Par suite, nous concluons que l'utilisation de la loi d'atténuation exponentielle, équation (3.1), dans l'étude de la transmission neutronique en fonction de l'épaisseur n'est faisable que pour les matériaux faiblement et moyennement absorbants aux neutrons avec un peu de réserves pour ces derniers.

Par contre, l'effet de durcissement du faisceau neutronique apparaît bien est considérable dans les deux matériaux fortement absorbants, 304B4 (1 mass.%B-nat) et 304B7 (1,88 mass.%B-nat). A partir d'une certaine épaisseur ($>1,37 \text{ cm}$) l'atténuation de ces

deux matériaux devient du même ordre de grandeur. En termes de contraste ou de niveau de gris, qui dépendra de facteurs d'atténuation, ces deux matériaux ne seront pas discernables sur une même image radiographique. Dans tous les résultats obtenus par simulation MCNP les erreurs obtenues sur les valeurs de la section efficace macroscopique sont très négligeables.

En conséquence, les matériaux absorbants, tels que le bore, causent un fort effet de durcissement du flux, qui devient dominant avec l'augmentation de l'épaisseur du matériau. C'est l'une des raisons pour laquelle les sections efficaces macroscopiques effectives diminuent brusquement.

Pour confirmer ce résultat, nous avons essayé de déterminer par simulation le décalage en énergie entre le spectre avant et après l'objet. C'est l'objectif de la partie suivante.

3.4 Simulation MCNP du spectre énergétique et son décalage

La simulation du spectre énergétique nécessite l'introduction de la carte E0 dans l'input MCNP utilisé précédemment dans le calcul de la transmission neutronique. Cette carte définit les énergies que nous pouvons simuler leurs intensités transmises et par suite tout le spectre transmis.

Sur la figure 3.11, nous avons présenté les trois spectres énergétiques ; incident, détecté sans échantillon et celui transmis à travers une plaque en acier inox boraté 304B7 (1,88 mass.%B-nat) pour une épaisseur de l'ordre de 1,096 cm. Nous avons trouvé un bon accord entre le spectre incident, entré dans le fichier input de code MCNP, et le spectre simulé sans échantillon. Ce résultat confirme que la géométrie de fichier input décrite dans les simulations MCNP utilisées est correcte. D'autre part, la comparaison entre le spectre incident et le spectre transmis montre que le spectre énergétique se durcit (décalé) de 0,035 eV. Ainsi, le décalage en énergie du spectre vers les hautes énergies a été mis en évidence.

L'interprétation principale de ce décalage est l'absorption ou l'atténuation des neutrons de faible énergie dans les premières couches. Ce décalage du spectre vers les hautes énergies, avec l'augmentation de l'épaisseur du matériau, montre que le matériau absorbant provoque un fort effet de durcissement du faisceau, ce qui apparaît comme une décroissance exponentielle dans les valeurs (mesurées et simulées) des sections efficaces macroscopiques totales. Cela signifie que l'effet de durcissement du faisceau a été pris en compte dans les données mesurées et simulées.

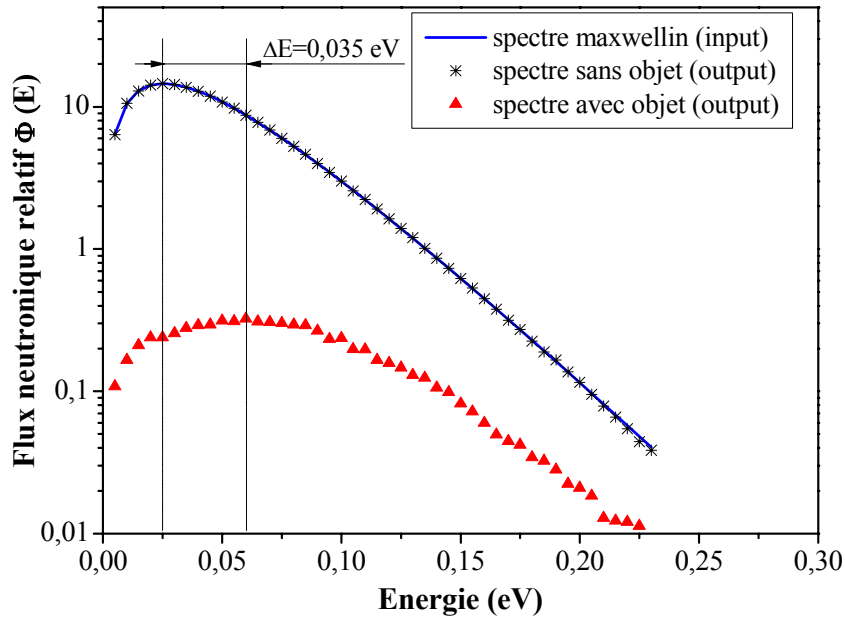


Figure 3.11 : Simulation MCNP du décalage en énergie du spectre maxwellien des neutrons traversant une épaisseur de 1,096 cm de l'acier inox boraté 1,88 mass.%B-nat.

3.5 Simulation MCNP des projections tomographiques

Le but principal de cette étude est de continuer l'analyse quantitative et la visualisation 3D de l'effet de durcissement du faisceau neutronique dans un objet cylindrique en acier inox boraté. Certainement, la tomographie neutronique est la seule méthode qui est capable d'analyser la distribution des éléments absorbants dans la matière [6]. La reconstruction d'image 3D est basée sur l'algorithme FBP (Filtered Back Projection) qui permet d'obtenir de bons résultats avec une qualité d'image acceptable [15, 16]. Plusieurs projections sont préférées pour réduire les artefacts qui apparaissent pendant la reconstruction avec FBP. Pour la génération des données nécessaires de projection, le code MCNP est utilisé. Les images reconstruites des objets simulés sont obtenues en utilisant la méthode de rétroprojection filtrée (FBP) à l'aide du logiciel MatLab.

Pour étudier l'effet de durcissement du faisceau sur l'image 2D reconstruite, trois fantômes sont considérés dans le travail de simulation MCNP :

- **Fantôme (1)** : un cylindre plein et homogène, de 2 cm de diamètre, composé d'acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat),

- **Fantôme (2)** : Deux cylindres incorporés l'un dans l'autre : l'interne est un acier inox boraté (1 mass.%B-nat) de 1 cm de diamètre et le second est un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) de 2 cm de diamètre externe,
- **Fantôme (3)** : Deux cylindres incorporés l'un dans l'autre : l'interne est un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) de 1 cm de diamètre et le second est un acier inox boraté (1 mass.%B-nat) de 2 cm de diamètre externe.

Sur les figures 3.12 et 3.13, nous avons représenté la visualisation 2D d'une coupe XY et la visualisation 3D, en utilisant le mode (Dynamic 3D Display), des trois configurations géométriques étudiées par simulation MCNP.

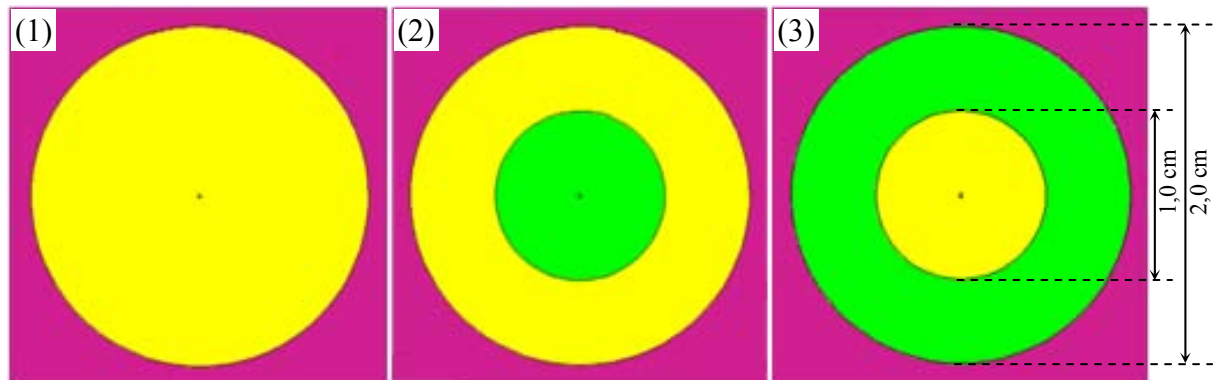


Figure 3.12 : Visualisation d'une coupe XY des géométries des trois configurations étudiées.

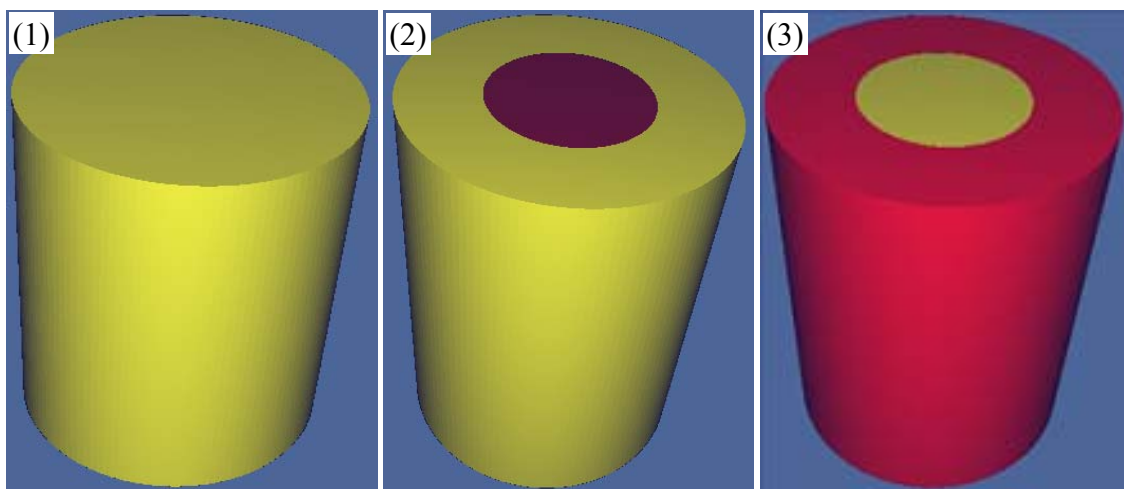


Figure 3.13 : Visualisation 3D des géométries des trois configurations étudiées.

Les données de projection doivent être collectées sur de nombreux angles par rotation de l'échantillon étudié. Comme nos échantillons sont symétriques, toutes les données de projection sont semblables et ont le même profil. La figure 3.14 représente les données relatives au profil de projection des neutrons transmis ($\ln(I_0/I)$) générés par le code MCNP, consistant aux trois fantômes (1), (2) et (3) définis précédemment. Ces résultats montrent que le code de transport MCNP peut réussir à simuler les données de projection. Nous avons observé, aussi, que la séparation entre la zone qui contient un seul matériau et celle qui contient deux matériaux différents pour les deux fantômes (2) et (3) devient très difficile. C'est pour ça que nous avons ajouté des figures à l'intérieur pour mieux visualiser le changement de l'allure. Une petite anomalie est apparue entre les deux zones (indiquées par des flèches).

Visant une analyse comparative entre les profils de projections obtenus par simulation et ceux obtenus théoriquement en utilisant la loi de Beer-Lambert qui présente le cas idéal, figure 3.15, nous avons constaté une grande différence entre les deux profils (cas idéal et cas simulé) pour chaque configuration. Cette différence est due principalement à l'effet de durcissement du faisceau neutronique.

Sur la figure 3.16, nous avons représenté l'évolution des données relatives au profil de projection en fonction de l'épaisseur, pour un cylindre plein et homogène (fantôme (1)), pour les deux cas, idéal et simulé (sans correction). Dans le premier cas, nous constatons une évolution linéaire en fonction de l'épaisseur. Par contre, dans le deuxième cas, le plus proche au cas simulé, nous observons une évolution non linéaire en fonction de l'épaisseur. Ceci est dû à l'effet de durcissement du faisceau neutronique qui donne des évolutions fausses du coefficient d'atténuation et donc des résultats de reconstruction incorrects.

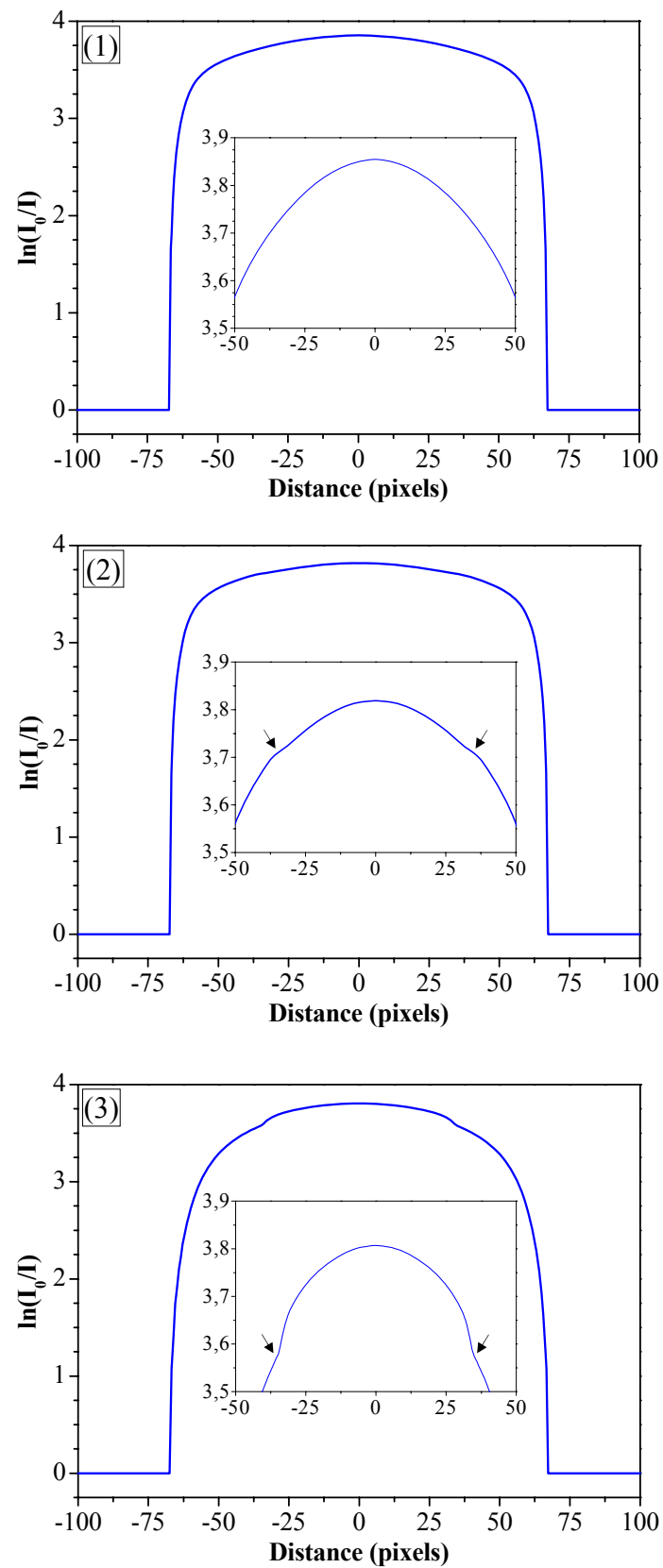


Figure 3.14 : Données de projections simulées par MCNP pour les trois fantômes définis (1), (2) et (3).

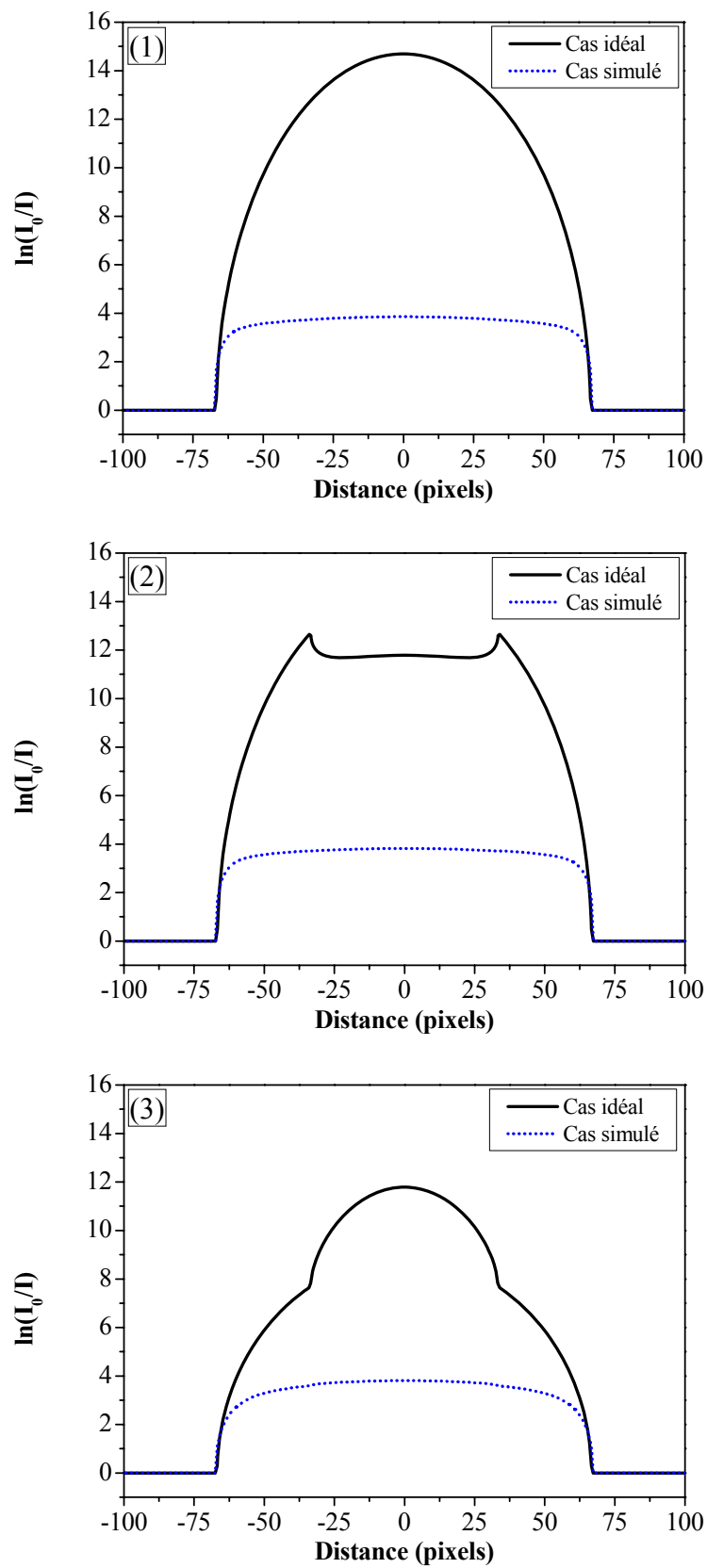


Figure 3.15 : Comparaison des données de projections simulées par MCNP avec celles déterminées pour le cas idéal avec une atténuation exponentielle pour les trois fantômes (1), (2) et (3).

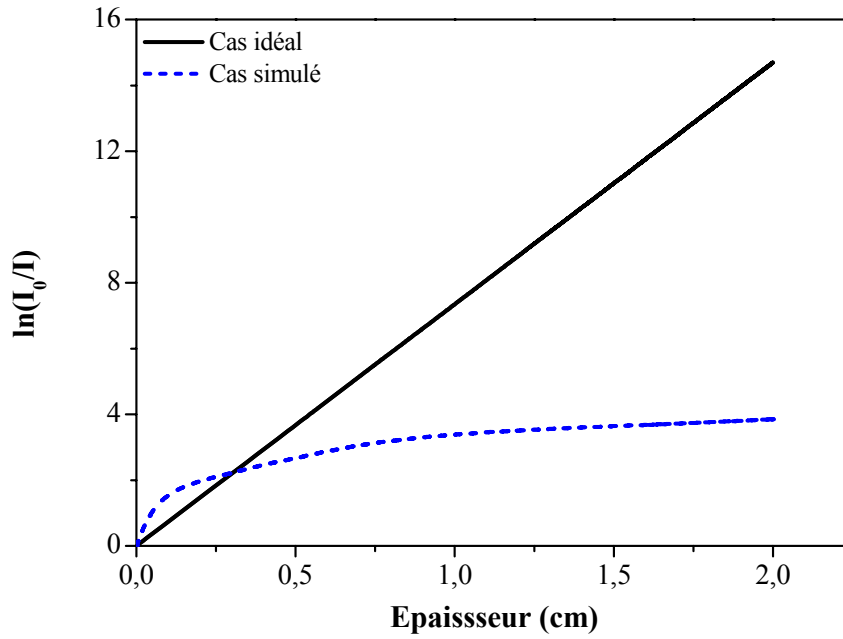


Figure 3.16 : Evolution de $\ln(I_0/I)$ en fonction de l'épaisseur, pour un cylindre plein et homogène (fantôme (1)), dans les deux cas idéal et simulé par MCNP (sans correction).

3.6 Géométrie et modèle de détection

La reconstruction d'image 2D, à partir des projections collectées, nécessite la détermination de l'épaisseur exacte (d) traversée par les neutrons détectés à la position y du détecteur. La géométrie et la détection pour un cylindre homogène (fantôme (1) - figure 3.17) et deux cylindres incorporés (fantômes (2) et (3) - figure 3.18) sont modélisées respectivement par l'équation de la distance parcourue (d) suivante en fonction de la position du détecteur (y) et le rayon du cylindre (R):

$$d = 2 * \sqrt{R^2 - y^2}, R = 2cm, \quad (3.14)$$

$$d_1 = 2 * \sqrt{R_1^2 - y^2}, d_2 = \left(2 * \sqrt{R_2^2 - y^2} \right) - d_1, d_1 + d_2 = d, \quad (3.15)$$

$$R_1 = 1cm, \quad R_2 = 2 cm.$$

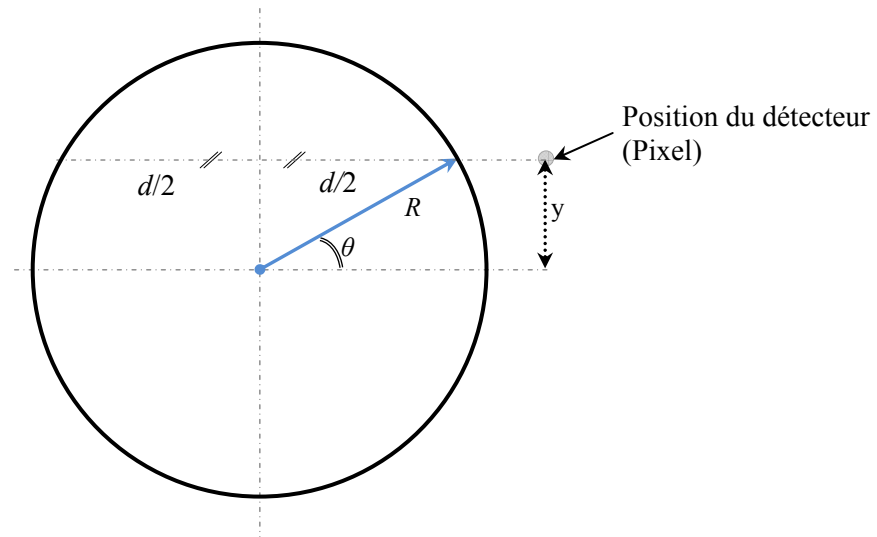


Figure 3.17 : Modèle de géométrie et de détection pour le cas du fantôme (1).

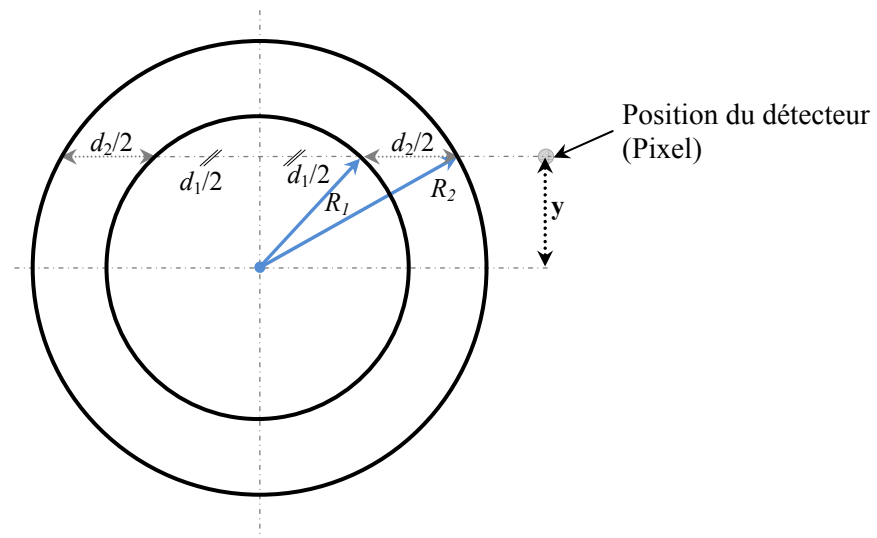


Figure 3.18 : Modèle de géométrie et de détection pour le cas des deux fantômes (2) et (3).

3.7 Reconstruction des images 2D par MatLab

Après la mise en évidence de l'effet de durcissement du faisceau pour le cas de l'acier inox boraté, nous avons étudié son impact sur le résultat de la reconstruction d'image en tomographie neutronique. Les trois fantômes décrits précédemment ont été projetés en utilisant les données de transmission neutronique obtenues par simulation MCNP. Les images 2D sont reconstruites par la méthode de rétroprojection filtrée (FBP) en utilisant le logiciel MatLab, sans correction de l'effet de durcissement du faisceau, et sont comparées à celles

reconstruites en utilisant les données de projections calculées dans le cas idéal d'un faisceau monochromatique.

Dans la reconstruction d'image, 180 projections ont été considérées et un filtre Shepp-Logan a été utilisé. Les données de projection simulées à partir de différents angles sont traitées ensemble afin d'obtenir une reconstruction tomographique des échantillons. Pour cela, des sinogrammes ont été considérés. Ils indiquent les raies détectées d'une coupe horizontale sous différents angles de projection θ . Sur la figure 3.19, nous avons présenté les sinogrammes spécifiques correspondants aux trois fantômes étudiés pour le cas idéal. Une différence bien claire a été constatée entre les trois sinogrammes due à la diversité de ces trois fantômes. Sur la figure 3.19 (1), le niveau de gris augmente régulièrement jusqu'au centre de l'image qui correspond à l'épaisseur maximum de l'échantillon (fantôme (1)) ce qui traduit la forme cylindrique homogène de l'échantillon étudié.

Sur les figures 3.19 (2) et 3.19 (3), nous avons constaté deux régions de noircissement. L'apparition de ces deux régions de niveau de gris concentrique reflète bien l'existence de deux cylindres à base de matériaux en acier inox boraté de différent enrichissement. La région la plus claire correspond au matériau le plus absorbant aux neutrons. Les bandes noires correspondent au faisceau direct (sans objet).

La figure 3.20 présente les trois sinogrammes regroupant les données de projection simulées par MCNP sans correction de l'effet de durcissement du faisceau. L'évolution du niveau de gris dans la figure 3.20 (1) du fantôme (1) n'indique pas que l'échantillon est d'une forme cylindrique homogène. Sur les figures 3.20 (2) et 3.20 (3) des fantômes (2) et (3), la distinction entre les deux cylindres incorporés, composés de deux matériaux différents, est impossible. Ainsi, l'utilisation de ces sinogrammes pour la reconstruction d'image et l'interprétation quantitative et qualitative des résultats de reconstruction sont fausses (erronées).

Les résultats de reconstruction sont présentés sur les figures 3.21, 3.22 et 3.23. A partir de ces résultats, nous observons que les images reconstruites, des fantômes étudiés, ont une distribution non uniforme de niveaux de gris. Ceci est dû à l'effet de durcissement du faisceau qui donne des évolutions fausses du coefficient d'atténuation et donc des résultats de reconstruction incorrects ou non interprétable.

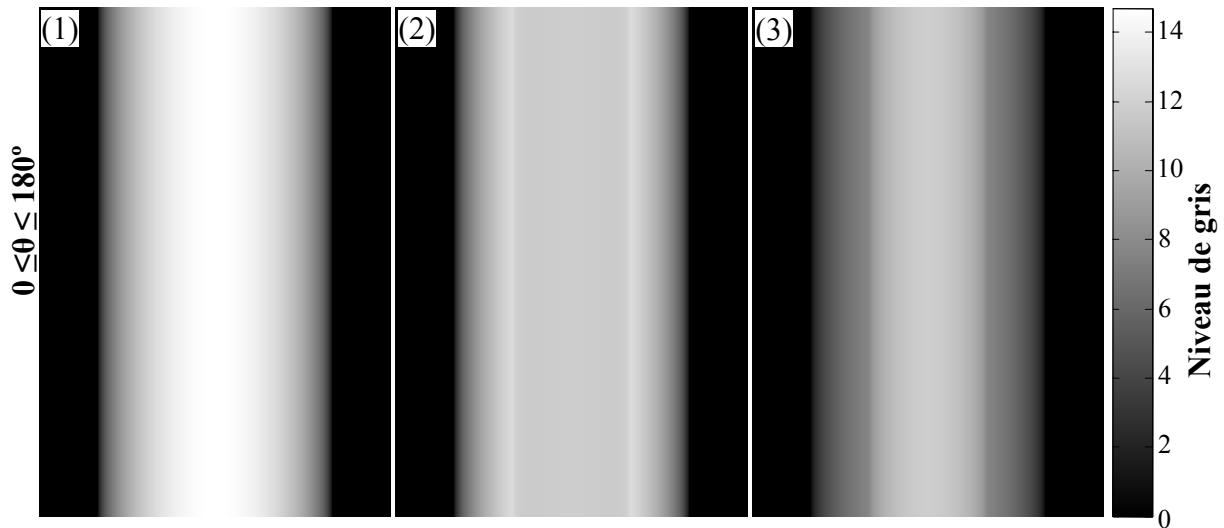


Figure 3.19 : Sinogrammes regroupant les données de projections établies pour le cas idéal sous différents angles θ pour les trois fantômes (1), (2) et (3).

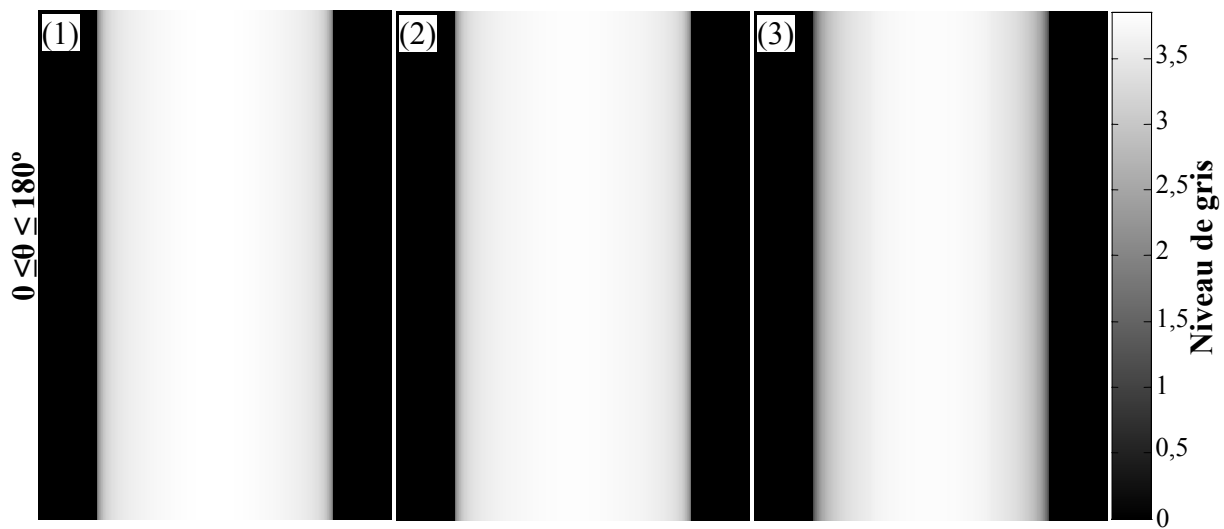


Figure 3.20 : Sinogrammes regroupant les données de projections simulées par MCNP, sans correction de l'effet de durcissement du faisceau, sous différents angles θ pour les trois fantômes (1), (2) et (3).

Il est clair, selon les deux figures 3.22 (a) et 3.23 (a) que, sans correction de cet effet, nous ne pouvons pas distinguer entre deux cylindres incorporés. Ainsi, le durcissement du faisceau rend l'interprétation qualitative et quantitative des images obtenues fautive. De plus, les mêmes matériaux peuvent être représentés par différentes valeurs de niveau de gris sous l'effet de la matière environnante, ce qui conduit à une confusion connue sous le nom de l'artefact de densité de l'environnement.

La comparaison des résultats obtenus sans correction de l'effet de durcissement du faisceau avec ceux du cas idéal, nous a permis de constater qu'il y a des défauts d'uniformité (la non uniformité). Donc, il est possible de calculer les défauts d'uniformité pour une coupe, ainsi que pour l'ensemble du volume de l'objet. Les images reconstruites reproduisent la variation spatiale de l'atténuation par l'échantillon qui permet de visualiser la localisation des éléments absorbants.

Pour une analyse quantitative de l'effet de durcissement du faisceau sur les valeurs de niveau de gris, le logiciel Image Pro-plus a été utilisé pour la mesure directe du niveau de gris après la sélection d'une ligne appropriée et cela pour obtenir une valeur moyenne significative. Pour faciliter la comparaison entre les valeurs des niveaux de gris mesurées pour le cas idéal et celui du cas simulé, nous avons dessiné les deux lignes de profil sur la même figure pour chaque fantôme (figures 3.21-3.23). Nous avons observé que le niveau de gris maximum 255 correspond au milieu le plus absorbant qui est l'acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat) qui a une section efficace macroscopique de l'ordre de $7,3 \text{ cm}^{-1}$.

Cette étude permet de conclure que les déviations dans les estimations des niveaux de gris constatées sont dues à la polychromaticité du faisceau neutronique incident et par conséquent à l'effet de durcissement du faisceau.

La résolution de tous les problèmes dus au durcissement du faisceau s'avère primordiale pour une bonne reconstruction. Elle se base sur la détermination d'une procédure de correction bien adaptée. Le quatrième chapitre est consacré à cette correction et aux procédures que nous avons développées à cet effet.

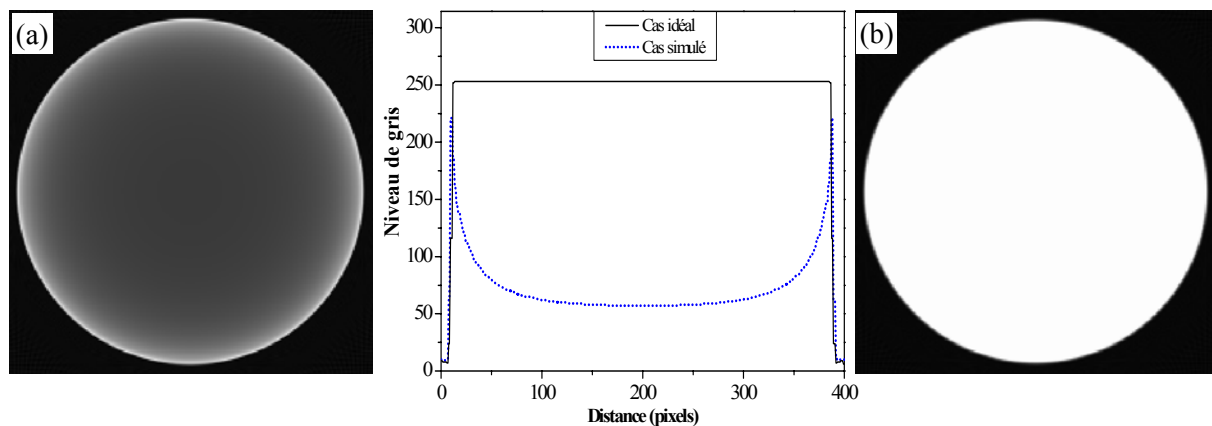


Figure 3.21 : Images reconstruites pour un cylindre plein et homogène en acier inox boraté, fantôme (1), sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé) (a), cas idéal (b) et les lignes de profil correspondantes.

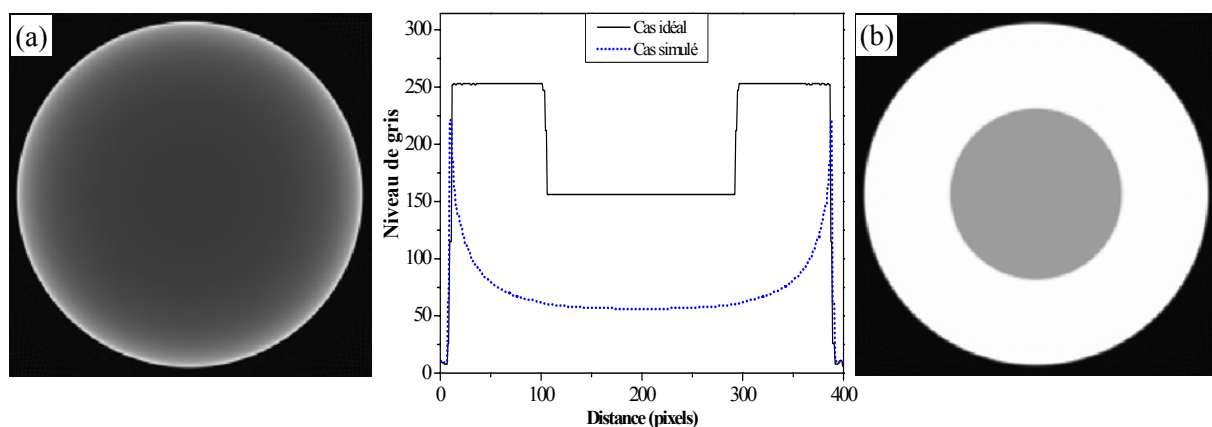


Figure 3.22 : Images reconstruites pour deux cylindres incorporés, fantôme (2), sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé) (a), cas idéal (b) et les lignes de profil correspondantes.

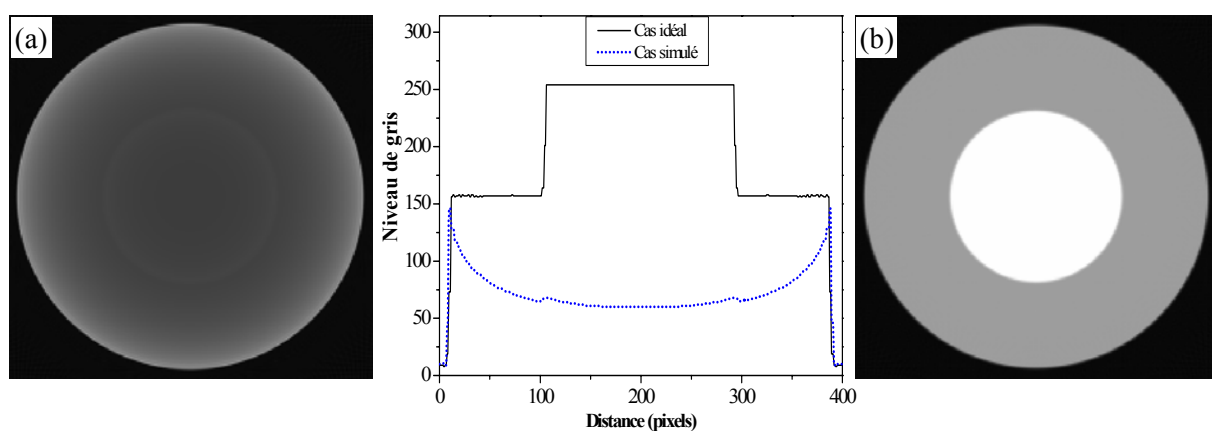


Figure 3.23 : Images reconstruites pour deux cylindres incorporés, fantôme (3), sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé) (a), cas idéal (b) et les lignes de profil correspondantes.

Chapitre 4

*Procédures d'analyse, de traitement
et de correction des artefacts dus au
durcissement du faisceau.*

Chapitre 4

Procédures d'analyse, de traitement et de correction des artefacts dus au durcissement du faisceau

4.1 Introduction

Après la mise en évidence de l'effet de durcissement du faisceau neutronique par simulation MCNP du processus de projection tomographique par transmission neutronique d'échantillons cylindriques à base d'acier inox boraté et la visualisation de son impact sur les images reconstruites par la méthode FBP, figures 3.21 à 3.23, la correction des erreurs générées par cet effet sur les données de mesure s'avère nécessaire pour une bonne exploitation et une interprétation correcte des données à partir des images reconstruites. Pour cela, nous avons proposé, dans ce qui suit, deux approches analytiques, basées sur deux approximations faites sur l'évolution de la section efficace macroscopique neutronique (Σ) en fonction de l'énergie, pour la détermination du décalage en énergie du spectre neutronique. En deuxième lieu et sur la base des résultats de ces calculs analytiques, nous avons développé une procédure efficace pour la correction des erreurs de mesure dues au durcissement du spectre et résoudre ainsi le problème de la validité d'utilisation de ces données en reconstruction tomographique. L'efficacité de cette procédure est démontrée par son application pour la correction d'images de reconstruction tomographique de fantômes dont la composition et la géométrie sont bien connues et qui sont à base de matériaux qui sujettes à l'effet de durcissement du spectre en transmission neutronique. Les projections utilisées, ici, sont simulées par le code MCNP.

4.2 Détermination analytique du décalage en énergie

Tout d'abord, il est à signaler que pour le cas du bore (B), qui est un fort absorbant, la dépendance de Σ en fonction de l'énergie (E) doit être prise en considération. Notons que, généralement, dans le calcul de l'atténuation neutronique, l'approximation de la section efficace d'atténuation, qui est fonction de l'énergie, par la valeur de la section efficace effective moyenne (tabulée) pour $E_{th} = 0,025$ eV pour le cas des neutrons thermiques est valable et donne de bons résultats lorsqu'il s'agit d'un matériau qui présente une atténuation faible ou moyenne. Pour notre échantillon d'acier inox boraté, l'atténuation étant très forte

dans les premières couches de l'échantillon et par conséquent le flux (pic à 0,025 eV) décroît rapidement en intensité de telle façon que la dépendance de Σ en fonction de l'énergie ne peut être ni négligée ni moyennée. Selon cette dépendance, les neutrons de basses énergies disparaissent plus rapidement par atténuation par rapport à ceux de hautes énergies du fait que Σ est inversement proportionnelle à E [1]. Dans ce travail, nous allons considérer deux approximations de la dépendance de la section efficace (Σ) en fonction de l'énergie (E) dans la gamme des énergies thermiques d'intérêt applicable à notre tomographie. La première, donnée par (4.1), est une approximation valable surtout pour une gamme d'énergie proche de la partie thermique mais peu utilisée. La deuxième, donnée par (4.2), est celle communément et largement utilisée dans l'évaluation théorique des sections efficaces:

$$- \quad \Sigma(E) = \Sigma_{th} \cdot E_{th} / E \quad (4.1)$$

$$- \quad \Sigma(E) = \Sigma_{th} \cdot \sqrt{E_{th}} / \sqrt{E} \quad (4.2)$$

A partir de ces deux approximations, nous avons déterminé analytiquement les décalages en énergie du spectre en fonction de l'épaisseur du matériau étudié pour chaque cas d'approximation. Une comparaison des résultats obtenus sur les décalages en énergies pour ces deux cas d'approximation est aussi faite. Finalement, il est question de proposer une procédure de correction des données de projections basée sur les expressions analytiques des décalages en énergie obtenues. Dans cette procédure, nous proposons de recalculer des données de transmission effectives conformes au principe de la reconstruction tomographique à partir des données de transmission réelles mesurées. Dans cette procédure une connaissance à priori sur la composition et la géométrie de l'objet est nécessaire.

4.2.1 1^{ère} Approche: Considération d'une dépendance en $1/E$ de la section efficace

Afin d'estimer le décalage en énergie, une approche analytique est développée. Cette approche est établie sur la base d'une approximation basée sur une dépendance en $1/E$ de la section efficace macroscopique ($\Sigma(E) = \Sigma_{th} \cdot E_{th} / E$) qui s'avère bonne pour certains types de matériaux comme le bore et pour des neutrons de faibles énergies (neutrons thermiques). Ici, Σ_{th} est la section efficace macroscopique totale correspondante à l'énergie moyenne des neutrons thermique ($E_{th} = 0,025$ eV). Une distribution Maxwellienne (3.11) est considérée pour le faisceau neutronique incident $\Phi_0(E)$. L'injection de cette dépendance dans la loi d'évolution du faisceau transmis $\Phi_t(E)$ en fonction de l'épaisseur d (4.3), permet de déterminer le décalage en énergie ($\Delta E_{BH} = E_{BH} - E_{th}$) en fonction de l'épaisseur (d) par la

résolution de l'équation (4.4). La solution de (4.4) est donnée par l'expression (4.5). Le décalage en énergie est alors donné par l'équation (4.6).

$$\Phi_t(E) = \Phi_0(E) \exp(-\Sigma(E) \cdot d) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{\Sigma_{th} E_{th}}{E} \cdot d\right) \quad (4.3)$$

$$\frac{d}{dE} \left[\frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{\Sigma_{th} E_{th}}{E} \cdot d\right) \right] = 0 \quad (4.4)$$

$$E_{BH} = \frac{kT}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4 \Sigma_{th} E_{th} d}{kT}} \right) \quad (4.5)$$

$$\Delta E_{BH1} = E_{BH} - E_{th} = \frac{kT}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4 \Sigma_{th} E_{th} d}{kT}} \right) - 0,0250 \quad (4.6)$$

Où:

- k : constante de Boltzmann (8,61734E-5 eV/K),
- $\phi_0(E)$: flux neutronique incident,
- $\phi_t(E)$: flux neutronique transmis,
- E_{BH} : énergie du neutron la plus probable après le décalage en énergie du spectre,
- E_{th} : énergie moyenne des neutrons thermiques (0,0250 eV),
- T : température absolue (K).

A partir de cette relation analytique (4.6) et les données de transmission neutronique obtenues expérimentalement et par simulation MCNP, nous avons déterminé et comparé quantitativement les décalages en énergies du spectre neutronique. Les résultats du calcul de ΔE en fonction de l'épaisseur et la comparaison entre l'expérimental et la simulation sont présentés sur la figure 4.01.

Nous constatons sur la figure 4.01 que le décalage en énergie augmente rapidement dans les premières couches et se stabilise au environ de 0,038 eV après une épaisseur parcourue supérieur à 1,096 cm. Les valeurs obtenues expérimentalement et par simulation MCNP sont proches. Pour l'épaisseur de 1,096 cm, le décalage du spectre neutronique obtenu pour les données expérimentales est de l'ordre de 0,037 eV. Cette valeur est en bon accord avec celle obtenue (0,035 eV) par calcul MCNP global du spectre transmis en considérant un spectre neutronique Maxwellien dans l'input (voir, figure 3.11).

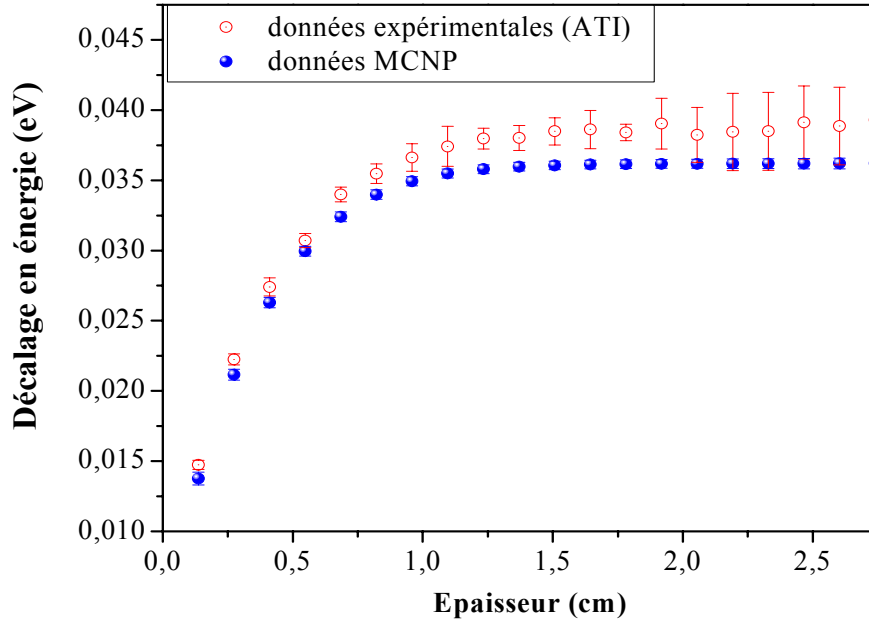


Figure 4.01 : Variation du décalage en énergie calculé analytiquement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon 1^{ère} approche.

4.2.2 2^{ème} Approche: Dépendance en $1/\sqrt{E}$ de la section efficace

Aux faibles énergies (neutrons thermiques), il est admis que $\sigma(E)$ varie en fonction de $1/\sqrt{E}$ (ou $1/v$) [45]. Cette dépendance ($\Sigma(E) = \Sigma_{th} \cdot \sqrt{E_{th}}/\sqrt{E}$) est largement utilisée dans les modèles d'évaluation des sections efficaces. En effet, la section efficace d'absorption de l'isotope B-10 évaluée et présentée dans les plus importantes bibliothèques de sections efficaces (ENDF, JNDL,...) dépend fortement de l'énergie des neutrons et suit cette loi de dépendance en $1/v$ (v : vitesse) [1, 28].

De la même façon que dans la première approche, cette dépendance de la section efficace en fonction de l'énergie est injectée dans l'expression d'atténuation du faisceau neutronique en fonction de l'épaisseur, ce qui se traduit par l'équation (4.7) :

$$\Phi_t(E) = \Phi_0(E) \exp(-\Sigma(E) \cdot d) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{\Sigma_{th}\sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E}} \cdot d\right) \quad (4.7)$$

Pour le calcul de la dépendance en épaisseur du décalage en énergie ($\Delta E_{BH} = E_{BH} - E_{th}$), on résout tout d'abord l'équation suivante ($d[\Phi_t(E)]/dE = 0$) :

$$\frac{d}{dE} [\Phi_t(E)] = \frac{d}{dE} \left[\frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{\Sigma_{th}\sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E}} \cdot d\right) \right] = 0 \quad (4.8)$$

$$1 - \frac{E}{kT} + \frac{1}{2} \frac{\Sigma_{th} \sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E}} \cdot d = 0 \quad (4.9)$$

Par la multiplication de cette équation par le terme $-kT \cdot E / \sqrt{E}$, (4.9) prendra la forme suivante :

$$E\sqrt{E} - kT \cdot \sqrt{E} - \frac{kT}{2} \Sigma_{th} \sqrt{E_{th}} \cdot d = 0 \quad (4.10)$$

Si on introduit un changement de variable $X = \sqrt{E}$ dans (4.10), on aura :

$$X^3 - kT \cdot X - \frac{kT}{2} \Sigma_{th} \sqrt{E_{th}} \cdot d = 0 \quad (4.11)$$

Cette dernière équation de troisième degré est de type :

$$X^3 + p \cdot X + q = 0, \text{ avec } p = -kT \text{ et } q = -\frac{kT}{2} \Sigma_{th} \sqrt{E_{th}} \cdot d \quad (4.12)$$

Gardan (mathématicien italien du 16ème siècle) a trouvé, à condition que $(p/3)^3 + (q/2)^2$ soit positif, une solution pour cette équation donnée par:

$$X = \sqrt{E} = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}} + \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}} \quad (4.13)$$

La condition de Gardan est vérifiée dans notre cas, d'où :

$$E_{BH} = \left[\sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}} + \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}} \right]^2 \quad (4.14)$$

Et ainsi, le décalage en énergie pour cette deuxième approche est donné par l'équation suivante :

$$\Delta E_{BH2} = E_{BH} - E_{th} = \left[\sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}} + \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}} \right]^2 - 0,0250 \quad (4.15)$$

A partir de cette relation analytique (4.15) et des données de transmission neutronique obtenues expérimentalement et par simulation, nous avons déterminé et comparé quantitativement les décalages en énergies du spectre neutronique avec ceux obtenus pour les données de simulation MCNP et les données expérimentales dans la première approche.

Pour la comparaison entre les décalages en énergie obtenus pour les données expérimentales et pour les données de simulation MCNP, les résultats du calcul de ΔE en fonction de l'épaisseur pour les deux approches sont présentés sur la figure 4.02.

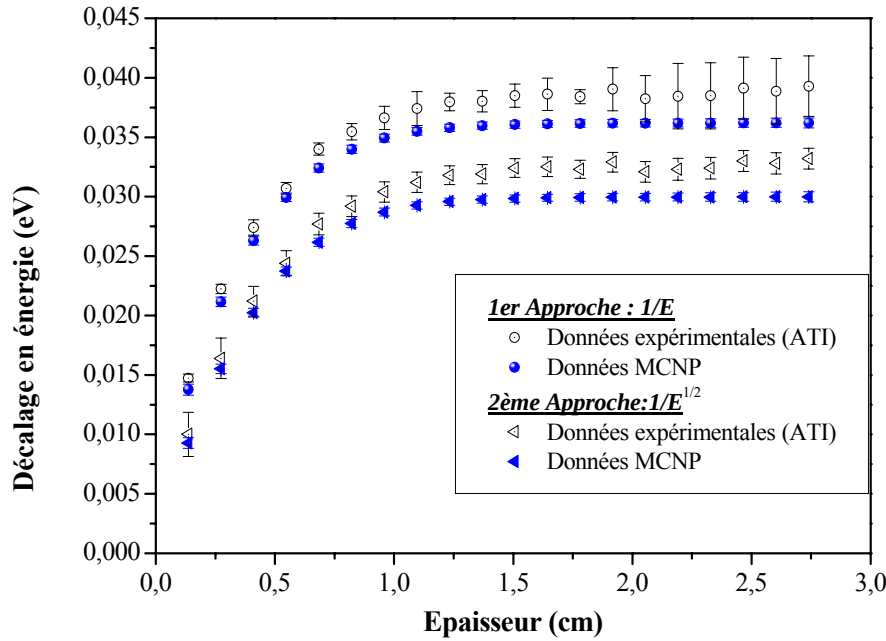


Figure 4.02 : Variation du décalage en énergie calculé analytiquement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour les deux approches en utilisant les données expérimentales et de simulation.

Sur la figure 4.02, on constate que le décalage en énergie (ΔE_{BH2}) déterminé par la deuxième approche est relativement inférieur à celui de la première approche (ΔE_{BH1}). Pour comparer les deux approches, on a tout d'abord calculé les écarts ($\Delta E_r = \Delta E_{BH1} - \Delta E_{BH2}$) entre les décalages énergétiques déterminés pour les données expérimentales (figure 4.03) et aussi pour les données simulées (figure 4.04). On constate que l'écart entre les décalages d'origine expérimental ou de simulation des deux approches est régulier (constant à partir du 3^{ème} point). Ces écarts sont faibles et de même ordre ($\approx 0,0061$ eV). Par conséquent, nous pouvons conclure que les deux approches proposées sont bonnes.

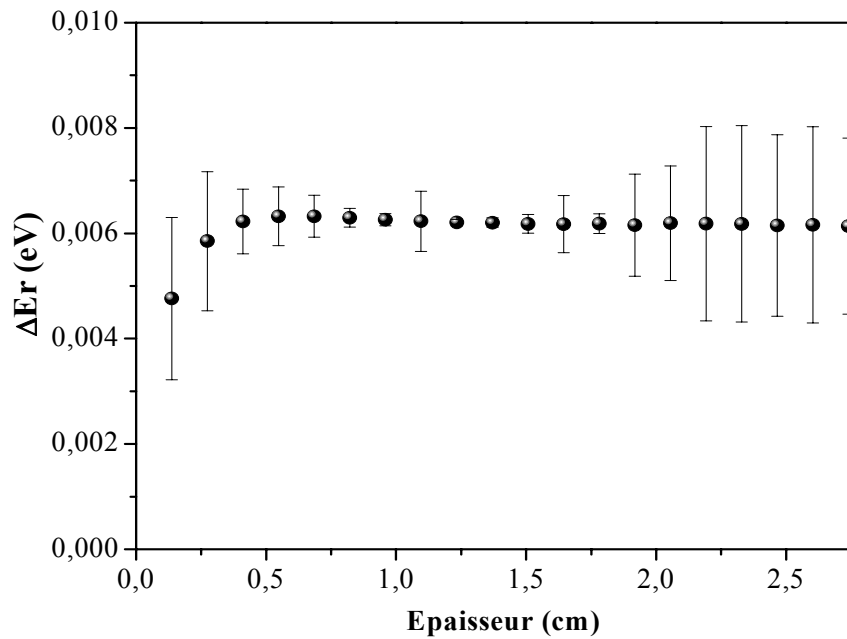


Figure 4.03 : Evolution de l'écart entre les décalages énergétiques calculés en fonction de l'épaisseur pour les données expérimentales (approche 1 et 2).

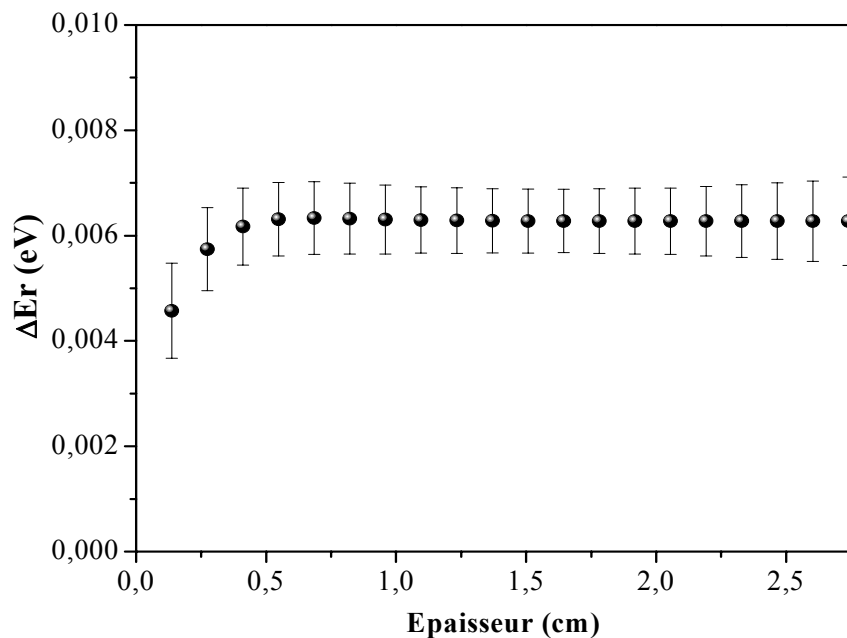


Figure 4.04 : Evolution de l'écart entre les décalages énergétiques calculés en fonction de l'épaisseur pour les données de simulations (approche 1 et 2).

4.3 Procédure de correction proposée

Sur la base de la détermination analytique du décalage en énergie, on propose des procédures de correction de l'effet de durcissement du faisceau. En effet, la section efficace microscopique totale de l'isotope B-10 dépend fortement de l'énergie des neutrons ce qui conduit à une diminution effective de la section efficace macroscopique $\Sigma_{Acier\ boraté}$ lors du décalage en énergie du spectre (faisceau) en fonction de l'épaisseur traversée [29, 48, 52].

En tomographie informatisée (CT : Computed Tomography), il y a deux types de mesure nécessaires durant le processus de projection: la mesure de calibration sans objet (I_0) et la mesure avec objet en position (I).

La modélisation de la transmission par une intégrale sur une ligne droite repose en premier lieu sur l'hypothèse que le faisceau incident est monochromatique. Dans le cas d'un faisceau neutronique parallèle monoénergétique d'intensité (I_{0m}) avec une énergie de neutrons $\bar{E}$ et une paire fixe source-détecteur, l'intensité du faisceau transmis à travers l'objet (I_m) est calculée à l'aide de la loi exponentielle de Beer-Lambert donnée par (1.1):

$$I_m = I_{0m} \exp \left[- \int_l \mu(x, y, \bar{E}) ds \right] \quad (4.16)$$

où $\mu(x, y, \bar{E})$ est la distribution du coefficient d'atténuation linéaire de la matière traversée au point (x, y) le long de la trajectoire l dans la coupe en fonction de l'énergie $\bar{E}$.

Par conséquent, la ligne de projection monochromatique peut être exprimée par l'expression suivante:

$$P_m = -\ln \left(\frac{I_m}{I_{0m}} \right) = \int_l \mu(x, y, \bar{E}) ds \quad (4.17)$$

Dans la pratique, le faisceau neutronique utilisé dans la radiographie ou la tomographie neutronique n'est pas monoénergétique, la reconstruction d'image 2D est effectuée en considérant la distribution $\mu(x, y, E)$. Pour un faisceau neutronique polychromatique (polyénergétique) le coefficient d'atténuation dépend de l'énergie E . Le processus de formation d'image dépend ainsi du spectre énergétique du faisceau neutronique incident. Ainsi, l'équation (4.16) n'est plus valide. Et si on n'introduit pas une correction, des artefacts rigoureux apparaîtront dans la reconstruction effectuée sur la base de l'équation (4.17) [41]. Pour les corriger, en tenant compte de la nature polychromatique du faisceau neutronique, la ligne de projection polyénergétique peut être donnée par [44]:

$$P_p = -\ln\left(\frac{I_p}{I_{op}}\right) = -\ln\left[\int_0^\infty P(E)\exp\left(-\int_l \mu(x, y, E)ds\right)dE\right] \quad (4.18)$$

où :

- I_{op} : mesure de calibration (sans échantillon) ;
- I_p : mesure avec échantillon ;
- l : trajectoire ou chemin de projection;
- $P(E)$: probabilité de détection d'un neutron d'énergie E ,
- $\mu(x, y, E)$: coefficient d'atténuation neutronique à deux dimensions qui est aussi noté par $\Sigma(x, y, E)$.

Ici ; il faut faire attention de ne pas oublier que les données de projection obtenues par (4.18) sont d'origine polychromatique P_p , alors la procédure de reconstruction basée sur la méthode FBP nécessite des données de projection monochromatique P_m . Dans le cas polychromatique, le durcissement du faisceau peut apparaître en provoquant la génération et l'utilisation de faux coefficients d'atténuation $\mu(x, y)$ dans la tomographie informatisée (CT). Ceci se manifestera par le masquage de plages de densités réelles ou par un gradient fictif sur la distribution des niveaux de gris dans l'image de l'objet [44].

Généralement, pour la correction de durcissement du faisceau neutronique, les projections polyénergétiques doivent être recalculées (corrigées et ajustées) en utilisant les connaissances à priori sur la géométrie d'objet, les caractéristiques du matériau étudié ainsi que sur le spectre neutronique $\Phi(E)$ utilisé. Plusieurs techniques de correction ont été proposées pour la tomographie depuis ses premières applications. La technique basée sur la linéarisation et l'amélioration des données de projection est utilisée dans ce travail. Il s'agit de l'établissement de la relation entre le parcours de propagation à travers l'échantillon et l'intensité atténuée correspondante et ce, au moyen de différents algorithmes d'estimation [40, 53-59].

La ligne caractéristique est déterminée en effectuant une mesure de référence avec la superposition d'une ou plusieurs plaques du même matériau de l'échantillon étudié avec les mêmes conditions (acier inox boraté). Cette méthode est facilement appliquée, si l'objet testé est composé d'un matériau ou de deux matériaux au plus, distribué d'une manière homogène. L'extension de cette méthode à des géométries et compositions plus complexes nécessite la définition d'un bon modèle. Dans ce contexte les autres étapes de correction de durcissement du faisceau décrites dans ce travail restent les mêmes. Dans ce travail, nous proposons

l'identification d'un paramètre de proportionnalité α qui dépend de l'épaisseur afin d'être utilisé pour la correction des projections polyénergétiques avant la reconstruction de l'image 2D.

La procédure proposée pour la correction des niveaux de gris faussement générés et observés, en raison de l'effet de durcissement du faisceau indésirable, est basée sur l'analyse des données obtenues grâce à la caractérisation expérimentale de la transmission neutronique à travers des échantillons d'acier inox boraté. En effet, la correction de durcissement du faisceau dépend étroitement du décalage en énergie ΔE_{BH} , de la composition et la géométrie de l'échantillon. Pour la tomographie neutronique, il y a quelques procédures de correction proposées dans la littérature. Certaines sont très limitées, mais d'autres sont convenables et permettent d'obtenir des résultats acceptables dans la reconstruction d'image [8, 36]. L'approche analytique que nous proposons est basée sur un réajustement des niveaux de gris dans les projections originales avant d'entamer l'étape de rétroprojection et de reconstruction 3D d'image. Pour la mise au point de cette méthode, on a commencé par la considération d'une transmission neutronique effective, ce qui correspond à une section efficace macroscopique effective Σ_{eff1} (première approche), qui est donnée par:

$$\Sigma_{eff1} = \frac{E_{th} \cdot \Sigma_{th}}{E_{eff1}} = \frac{E_{th} \cdot \Sigma_{th}}{E_{th} + \Delta E_{eff1}} \quad (4.19)$$

Ici, nous avons supposé que le décalage de l'énergie efficace est lié au décalage induit par le durcissement du faisceau observé par la relation suivante :

$$\Delta E_{eff1} = \alpha_1 \Delta E_{BH1} \quad (4.20)$$

Où, α_1 est un paramètre de proportionnalité dépendant de l'épaisseur. Après la substitution de l'équation (4.20) dans l'équation (4.19), le paramètre α_1 prend l'expression :

$$\alpha_1 = \frac{\frac{E_{th} \cdot \Sigma_{th}}{\Sigma_{eff1}} - E_{th}}{\Delta E_{BH1}} = \frac{E_{th} \cdot (\Sigma_{th} - \Sigma_{eff1})}{\Sigma_{eff1} \Delta E_{BH1}} \quad (4.21)$$

La variation de α_1 en fonction de l'épaisseur (d) est représentée sur la figure 4.05. Il est clair que le paramètre de proportionnalité (α_1) a une dépendance linéaire avec l'épaisseur:

$$\alpha_1 = (-0,17 \pm 0,05) + (0,98 \pm 0,03) d \quad (4.22)$$

Par conséquent, la section efficace macroscopique effective est donnée par:

$$\Sigma_{eff1} = \frac{E_{th} \Sigma_{th}}{E_{th} + \alpha_1 \Delta E_{BH1}} \quad (4.23)$$

Ainsi, la formule de la transmission neutronique effective devient:

$$T_{eff1} \cong \exp \left(- \frac{E_{th}}{E_{th} + \alpha_1 \Delta E_{BH1}} \Sigma_{th} d \right) \quad (4.24)$$

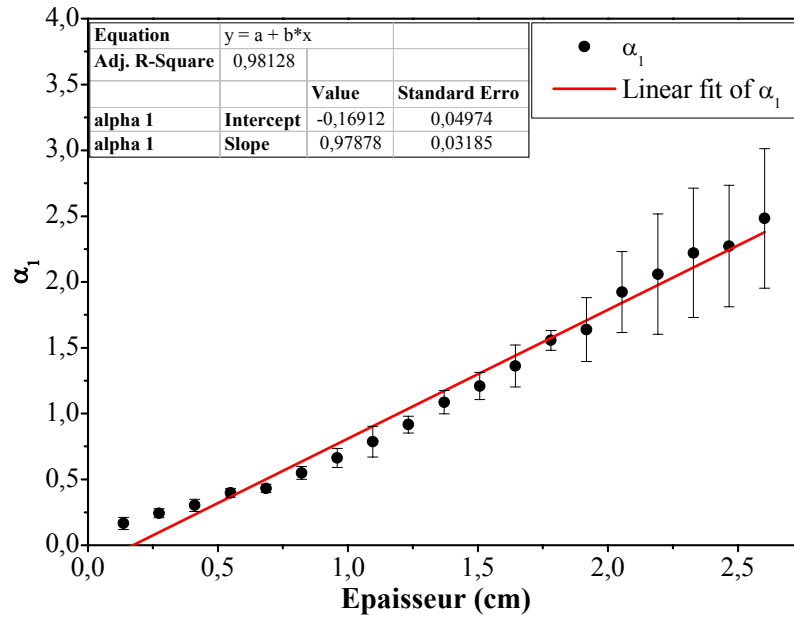


Figure 4.05 : Variation du paramètre de proportionnalité α_l en fonction de l'épaisseur.

Puis, l'équation de correction de projection est donnée par:

$$\bar{P} \cong P_p + \frac{\alpha_1 \Delta E_{BH1}}{E_{th} + \alpha_1 \Delta E_{BH1}} \Sigma_{th} d \quad (4.25)$$

Pour montrer l'efficacité de cette procédure de correction proposée sur les valeurs de la section efficace macroscopique, nous avons recalculé ces dernières valeurs. La figure 4.06 représente une comparaison des valeurs de la section efficace macroscopique ; simulée par MCNP, mesurée expérimentalement et prédite théoriquement à l'aide de l'équation (3.7), ainsi que celle calculée en utilisant l'équation (4.23) pour un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat), en fonction de l'épaisseur. Un bon accord entre les valeurs expérimentales et de simulations avec celle calculée à l'aide de l'équation de correction est obtenue. Ceci prouve l'efficacité de cette procédure.

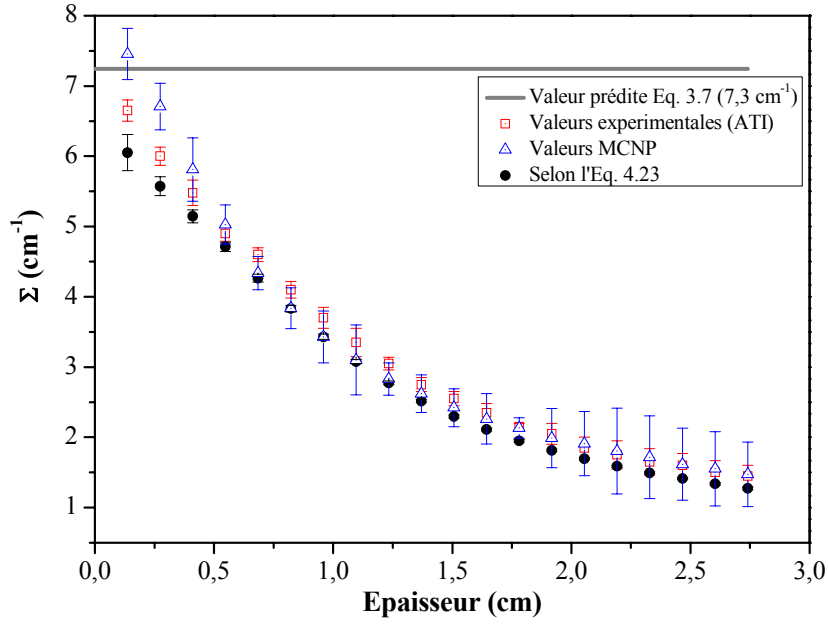


Figure 4.06 : Variation de la section efficace macroscopique simulée par MCNP, mesurée expérimentalement, prédite et celle calculée en utilisant l'équation (4.23) pour un acier inox boraté (1,88 mass.%B-nat), en fonction de l'épaisseur.

Dans le cas où l'on considère que la section efficace macroscopique est proportionnelle à $1/\sqrt{E}$ (deuxième approche), la section efficace macroscopique effective devient :

$$\Sigma_{eff2} = \frac{\Sigma_{th}\sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E_{eff2}}} = \frac{\Sigma_{th}\sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E_{th} + \Delta E_{eff2}}} \quad (4.26)$$

De même, nous avons aussi supposé que l'écart d'énergie effective est lié à l'écart en énergie dû au durcissement du flux par la relation suivante :

$$\Delta E_{eff2} = \alpha_2 \Delta E_{BH2} \quad (4.27)$$

α_2 est le paramètre de proportionnalité qui devient :

$$\alpha_2 = \frac{E_{th}(\Sigma_{th}^2 - \Sigma_{eff2}^2)}{\Sigma_{eff2}^2 \Delta E_{BH2}} \quad (4.28)$$

La variation de ce facteur en fonction de l'épaisseur (d) est représentée sur la figure 4.07. Ce facteur a une dépendance polynomiale du deuxième degré en fonction de l'épaisseur:

$$\alpha_2 = (2,83 \pm 0,14)d^2 - (0,9 \pm 0,4)d + (0,7 \pm 0,2) \quad (4.29)$$

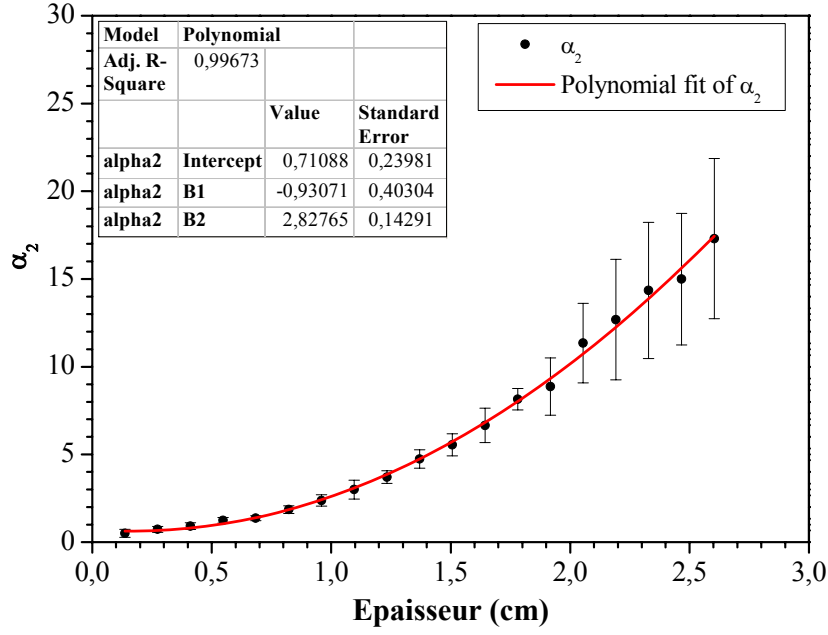


Figure 4.07 : Variation du paramètre de proportionnalité α_2 en fonction de l'épaisseur.

Par conséquent, la section efficace macroscopique effective est donnée par :

$$\Sigma_{eff2} = \frac{\Sigma_{th}\sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E_{th} + \alpha_2 \Delta E_{BH2}}} \quad (4.30)$$

Ainsi, la formule de la transmission neutronique effective est donnée par :

$$T_{eff2} \cong \exp\left(-\frac{\Sigma_{th}\sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E_{th} + \alpha_2 \Delta E_{BH2}}} d\right) \quad (4.31)$$

Alors, l'équation de correction de la projection devient :

$$\bar{P} \cong P_p + \left(1 - \frac{\sqrt{E_{th}}}{\sqrt{E_{th} + \alpha_2 \Delta E_{BH2}}}\right) \Sigma_{th} d \quad (4.32)$$

Sur la figure 4.08, nous avons représenté l'évolution de la section efficace macroscopique; simulée par MCNP, mesurée expérimentalement et prédite théoriquement, ainsi que celle calculée en utilisant l'équation de correction (4.30) pour l'acier inox boraté 304B7 en fonction de l'épaisseur. Sur cette figure, nous constatons que l'effet de durcissement du faisceau sur la section efficace macroscopique est considéré dans l'équation (4.30). Ainsi, nous concluons que cette approche est aussi très efficace pour la correction de l'effet de durcissement du spectre sur les projections.

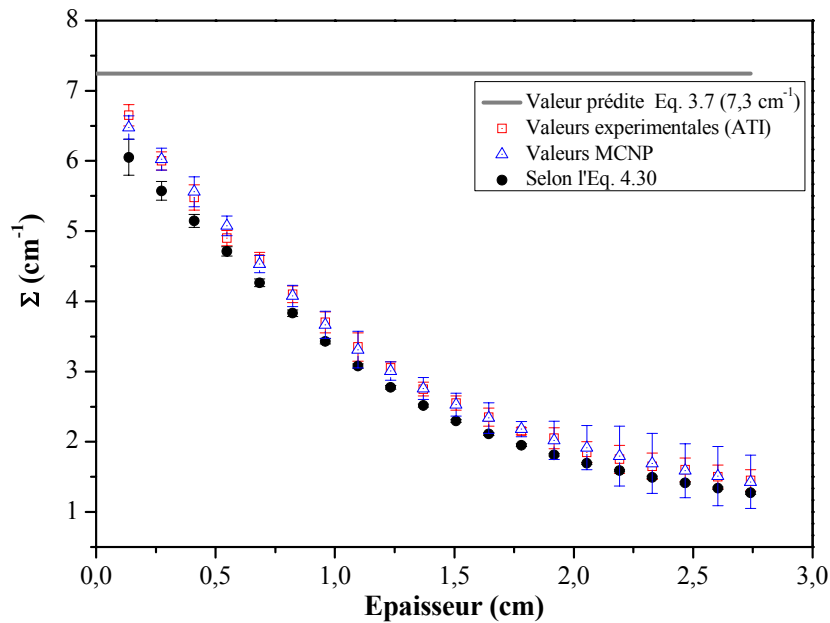


Figure 4.08 : Variation de la section efficace macroscopique simulée par MCNP, mesurée expérimentalement, prédite et celle calculée en utilisant l'équation (4.30) pour un acier inox boraté (1,88 mass.% B-nat), en fonction de l'épaisseur.

4.4 Correction des données de projections

Sur les figures 4.09(1), (2) et (3) nous représentons les résultats de l'application des formules de correction analytique proposée (4.25) et (4.32) sur les données de projections obtenues par simulation MCNP pour les trois fantômes étudiés. Nous constatons que les données de projections obtenues après la correction deviennent du même ordre de grandeurs que les données obtenues théoriquement en utilisant la loi de Beer-Lambert qui présente le cas idéal. La correction de ces projections permet ainsi la résolution et l'élimination de tous les problèmes liés à l'effet de durcissement du faisceau tels que le problème de la distribution non uniforme des niveaux de gris, artefacts de densités de l'environnement et la distinction entre deux matériaux de différentes densités. Tout ceci se manifeste clairement sur les images 2D reconstruites, des fantômes étudiés, par la méthode FBP.

4.5 Images reconstruites après correction des projections

Les résultats de correction de l'effet de durcissement du faisceau pour les trois fantômes étudiés sont représentés sur les figures 4.10(c), 4.11(c) et 4.12(c) en utilisant la première approche, et les figures 4.10(d), 4.11(d) et 4.12(d) en utilisant la deuxième approche.

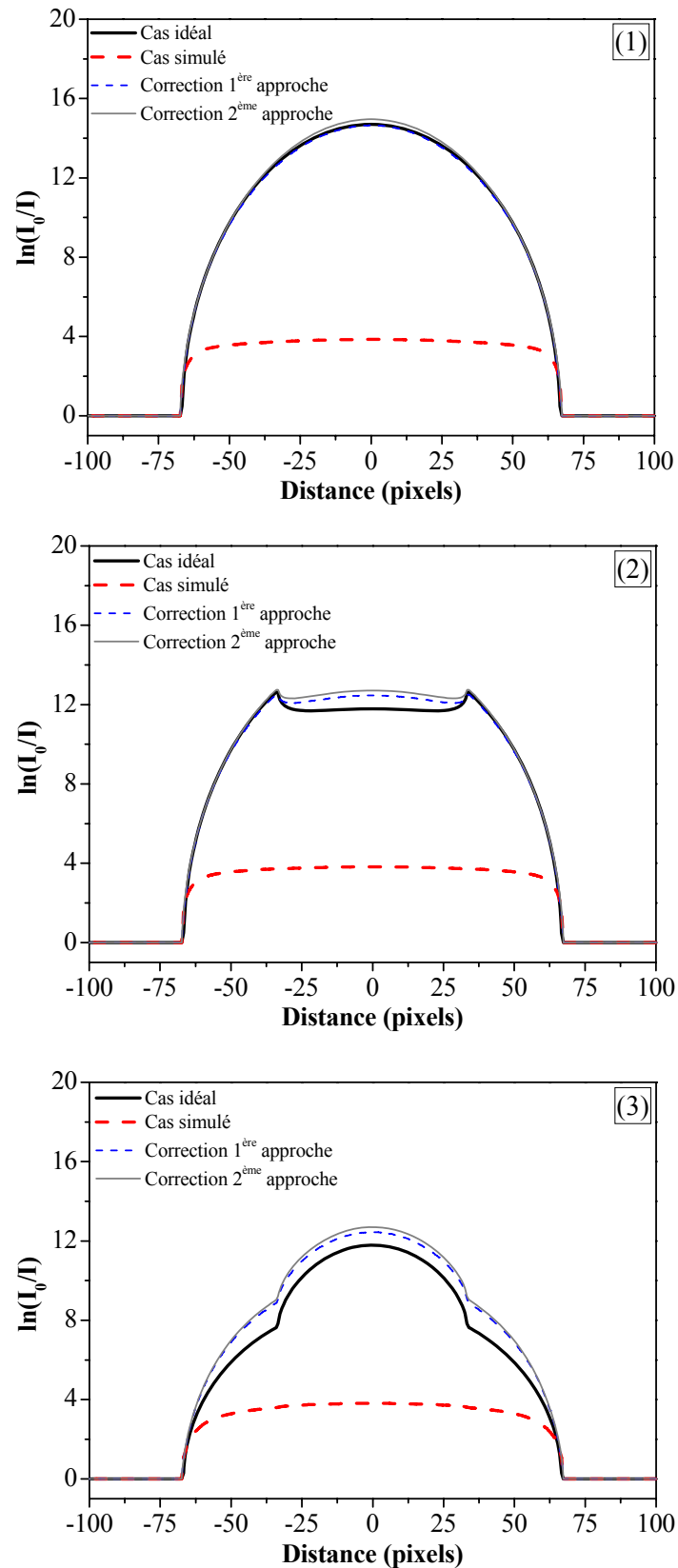


Figure 4.09 : Comparaison des données de projections obtenues par simulation MCNP sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (cas simulé), après correction 1^{ère} et 2^{ème} approche avec celles déterminées pour le cas idéal pour les trois fantômes (1), (2) et (3).

L'application de cette procédure de correction rend le fantôme (1) plus homogène en termes de niveaux de gris et les cylindres incorporés (embedded) du fantôme (2) et (3) facilement discernables. Au vu des résultats obtenus, la procédure de correction de l'effet de durcissement du faisceau proposée peut être considérée comme une procédure bien adéquate. Par ailleurs, il est important de mentionner que l'image d'un cylindre rempli d'un seul matériau fortement absorbant ($7,3 \text{ cm}^{-1}$), après la correction de l'effet de durcissement du faisceau neutronique, permet d'évaluer l'uniformité de la concentration du bore dans la coupe et par suite dans tout le volume. L'exploitation de cette dernière application de l'image reconstruite trouve de nombreux usages dans la caractérisation des matériaux contenant des éléments fortement absorbants aux neutrons.

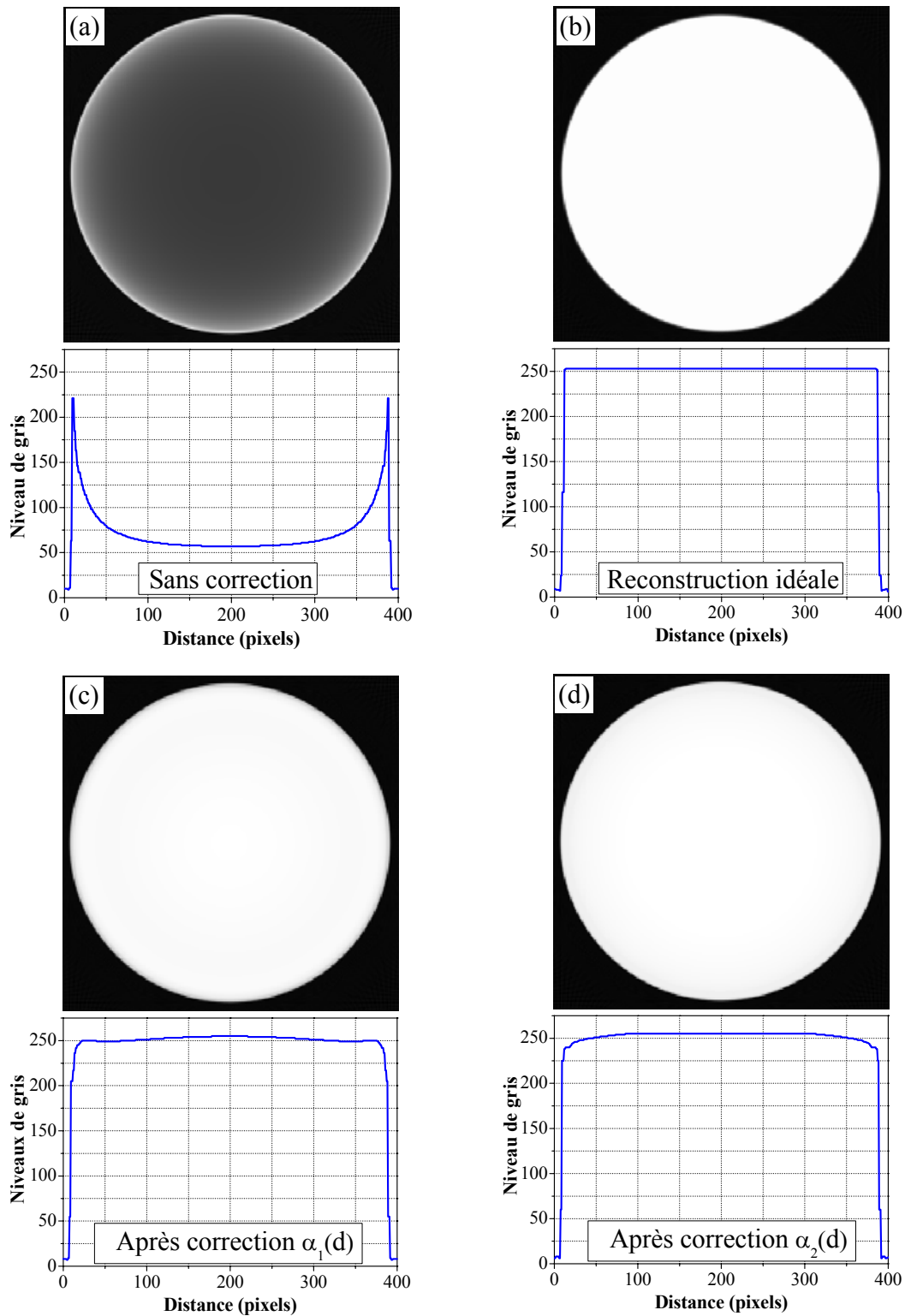


Figure 4.10 : Images reconstruites pour le fantôme (1) sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (a), cas idéal (b), après correction 1^{ère} approche (c), 2^{ème} approche (d) et les lignes de profil correspondantes.

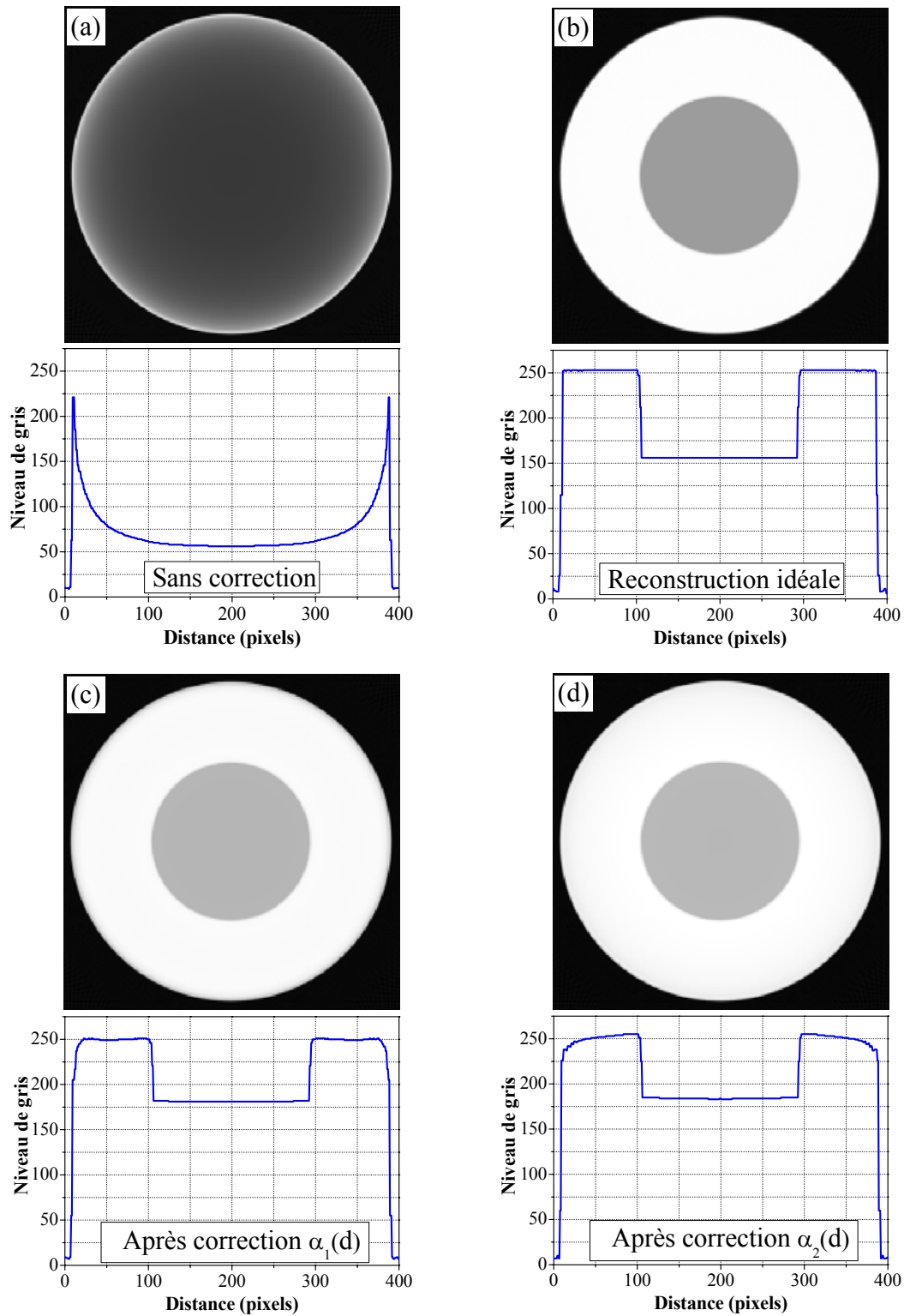


Figure 4.11 : Images reconstruites pour le fantôme (2) sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (a), cas idéal (b), après correction 1^{ère} approche (c), 2^{ème} approche (d) et les lignes de profil correspondantes.

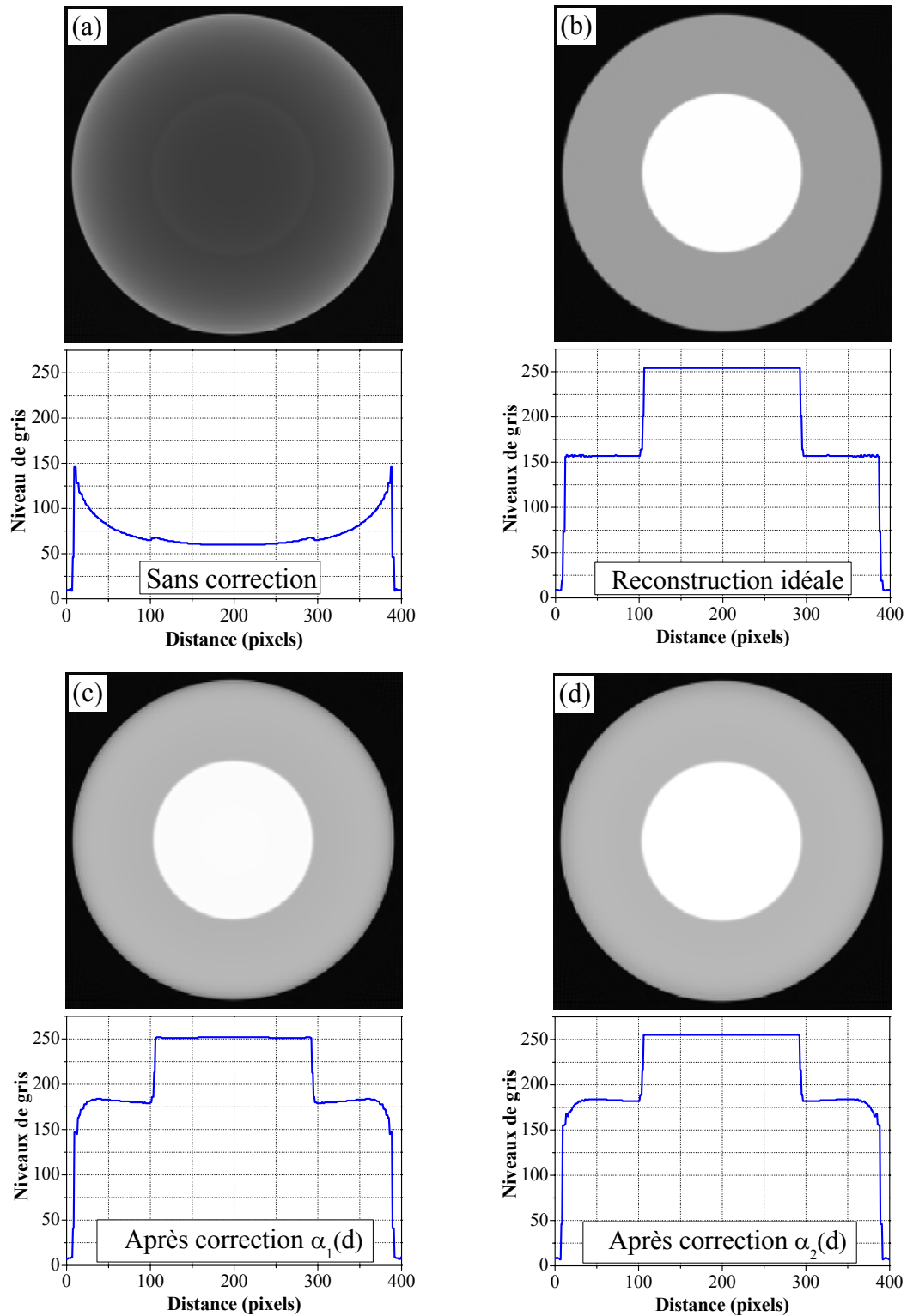


Figure 4.12 : Images reconstruites pour le fantôme (3) sans correction de l'effet de durcissement du faisceau (a), cas idéal (b), après correction 1^{ère} approche (c), 2^{ème} approche (d) et les lignes de profil correspondantes.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

La tomographie neutronique à transmission est une technique d'analyse non-destructive de la structure interne d'un objet en deux ou trois dimensions. Plusieurs applications, dans les domaines de la science et de l'industrie ont été développées jusqu'à présent, justifiant sa réputation. Comme pour le cas des rayons X, l'effet de durcissement du spectre influence considérablement la qualité de l'image reconstruite pour les matériaux fortement absorbants comme les matériaux de blindage (shielding).

Dans ce travail, la procédure expérimentale et les approches analytiques développées se sont avérées bien adaptées pour la mise en évidence de cet effet, sa caractérisation et son traitement en tomographie neutronique à transmission. Les mesures de transmission neutronique réalisées sont de bonne qualité. Nous avons constaté une déviation appréciable de la section efficace macroscopique pour les matériaux fortement absorbants en comparaison avec la valeur prédite théoriquement qui ne varie pas en fonction de l'épaisseur. D'autre part, il a été vérifié que les reconstructions d'images réalisées à partir des coefficients d'atténuation linéaires ($\Sigma(\text{cm}^{-1})$), tirés expérimentalement à partir des projections obtenues, ne reflètent pas avec précision les parties de l'objet qui est à base de matériaux fortement absorbants par rapport aux matériaux faiblement ou moyennement absorbants. La cause de la déviation observée est l'absorption des neutrons de basses énergies dans les premières couches du matériau absorbant de telle façon que le flux restant devient plus riche en neutrons de hautes énergies. Par conséquent, le reste du matériau n'atténue pas les neutrons comme dans les premières couches. Cet effet de durcissement du faisceau rend donc l'interprétation quantitative des images reconstruites très difficile parce qu'il modifie le coefficient d'atténuation linéaire pour un matériau fortement absorbant en fonction de l'épaisseur et nous met dans le cas comme s'il s'agit de plusieurs matériaux. En effet, cet effet rend la relation entre le facteur d'atténuation et l'épaisseur de l'objet non linéaire comme pour le cas du matériau étudié « acier inox boraté ». Dans les reconstructions réalisées sans correction de l'effet de durcissement du spectre, plusieurs valeurs de niveau de gris ont été attribuées sur l'image reconstruite pour le même matériau d'acier inox boraté. Par suite, les données de mesure ont été estimées et corrigées pour l'élimination des artefacts observées sur les images reconstruites.

Dans ce travail, les simulations Monte Carlo (MCNP5) réalisées ont permis une meilleure compréhension et interprétation du processus de transmission neutronique et l'effet

de durcissement du faisceau en tomographie neutronique à transmission. Les simulations MCNP ont été utilisées pour estimer la contribution quantitative de l'effet de durcissement du faisceau neutronique dans l'image reconstruite par la méthode de rétroprojection (FBP) pour pouvoir la corriger. Comme pour le cas des mesures expérimentales, l'effet de durcissement du spectre (faisceau) a été aussi bien mis en évidence par la simulation MCNP des sections efficaces d'atténuation en fonction de l'épaisseur pour le cas d'un matériau fortement absorbant aux neutrons tel que l'acier inox enrichi au bore. Sur la base d'une approche analytique et par combinaison des résultats expérimentaux et de simulation, un décalage vers les hautes énergies de $\sim 0,036\text{eV}$ du spectre neutronique pour une épaisseur de $1,096\text{cm}$ a été déterminé.

La simulation a aussi confirmé que le durcissement du faisceau affecte considérablement l'image reconstruite, puisqu'elle induit l'utilisation de coefficients d'atténuation inappropriés pour un matériau fortement absorbant lorsque l'épaisseur devient importante. Par conséquent, il est très important de procéder à la correction des projections de transmission en termes de niveaux de gris. Ainsi, une procédure de correction des erreurs pour la résolution du problème de quantification en tomographie neutronique, liés à l'effet de durcissement du spectre, a été développée et proposée dans ce travail. En conséquence, l'application de la procédure proposée a permis de réajuster les coefficients d'atténuation et par conséquent les niveaux de gris ce qui a permis la reconstruction d'une image de bonne qualité qui reflète la structure interne et la composition de l'objet quelque soit la nature des matériaux de structure.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] F. Kharfi, *Inspection des matériaux, Reconstruction 3D et Traitement Numérique d'images en Tomographie Neutronique*. Thèse de Doctorat, Université Ferhat Abbas-Setif, Algérie, 2009.
- [2] M. N. Dawson, *Applications of neutron radiography and tomography*. Ph. D. Thesis, University of Leeds, 2008.
- [3] W. J. Richards, M. R. Gibbons, K. C. Shields, *Neutron tomography developments and applications*. Appl. Radiat. Isotopes. 61, 551 - 559, 2004.
- [4] P. Vontobel, E. H. Lehmann, R. Hassanein, G. Frei, *Neutron tomography: method and applications*. Physica B. 385, 475 - 480, 2006.
- [5] J. Benech, *Spécificité de la mise en œuvre de la tomographie dans le domaine de l'ARC électrique – validité en imagerie médicale*. Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2008.
- [6] M. Bastürk, *Material inspections with low energy neutrons and 3D image reconstruction*. Ph. D. Thesis, TU-Vienna, Austria, Nr.9800103, 2003.
- [7] J. M. Rocchisani, *la tomographie*. Centre Hospitalier Universitaire (CHU) de Bobigny, 1993.
- [8] M. Schneider, *Studies for Neutron Tomography at the Institute Laue-Langevin*. Ph. D. Thesis, Institute of Physics Heidelberg, University of Heidelberg, 2001.
- [9] B. Schillinger, *Neutron Tomography*. Paul Scherrer Institute, Summer School on Neutron Scattering, 2000.
- [10] N. Kardjilov, M. Dawson, A. Hilger, I. Manke, M. Strobl, D. Penumadu, F. H. Kim, F. Garcia-Moreno, J. Banhart,, *A highly adaptive detector system for high resolution neutron imaging*. Nucl. Instrum. Meth. A651 (1), 95 - 99, 2011.
- [11] H. Pleinert, E. Lehmann and S. Körner, *Design of a new CCD-camera neutron radiography detector*. Nucl. Instrum. Meth. A399, 382 - 390, 1997.
- [12] S. Koerner, E. Lehmann and P. Vontobel, *Design and optimization of a CCD-neutron radiography detector*. Nucl. Instrum. Meth. A454, 158 - 164, 2000.
- [13] C. Tötze, I. Manke, A. Hilger, G. Choinka, N. Kardjilov et al. *Large area high resolution neutron imaging detector for fuel cell research*. J. Power Sources. 196, 4631 - 4637, 2011.
- [14] P. Grangeat, *Tomography*. John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, USA, 2009.
- [15] F. Dubois, *Reconstruction des images tomographiques par rétroprojection filtrée*. Rev. ACOMEN. Vol.4 (2), 92 - 99, 1998.
- [16] A. C. Kak, M. Slaney, *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. IEEE Press. New York, 1988.
- [17] E. H. Lehmann, P. Vontobel, R. Hassanein, *Neutron tomography as tool for applied research and technical inspection*. Solid State Phys. 45, 389 - 405, 2005.
- [18] E. Van de Castele, *Model-based approach for beam hardening correction and resolution measurements in microtomography*. Ph. D. Thesis, University Antwerpen, 2004.

- [19] P. Toft, *The Radon Transform: Theory and Implementation*. Ph. D. Thesis, Department of Mathematical Modelling, Section for Digital Signal Processing, Technical University of Denmark, 1996.
- [20] D. B. Pougaza, *Simulation des images tomographiques : formation et reconstruction d'images*. Thèse de Master, Université Cergy-Pontoise, 2008.
- [21] R. Bekka, *Fondements du traitement du signal*. 2^{ème} Edition Revue et Augmentée, Théorie du signal O P U, Alger, 1998.
- [22] H. Ouamara, *Comparaison de la micro-tomodensitométrie par comptage de photons et par intégration de charges avec le dispositif d'irradiation PIXSCAN*. Thèse de Doctorat, Aix-Marseille Université, 2013.
- [23] M. Servières, *Reconstruction Tomographique Mojette*. Ph. D. Thesis, Université de Nantes. Ecole centrale de Nantes - ECN, 2005.
- [24] M. Lyra and A. Ploussi, *Filtering in SPECT Image Reconstruction*. Int. J. Biomed. Imaging. doi:10.1155 / 2011/693795. 1 - 14, 2011.
- [25] J. Darcourt, P.M. Koulibaly, O. Migneco, *Méthodes itératives de reconstruction*. Rev. ACOMEN. Vol.4 (2), 100-107, 1998.
- [26] I. Buvat, *Reconstruction Tomographique*. IMNC – UMR 8165 CNRS, Orsay, 2011.
- [27] R. A. Brooks, G. D. Chiro, *Beam Hardening in X-ray reconstructive tomography*. Phys. Med. Biol. 21(3), 390 - 398, 1976.
- [28] M. Bastürk, J. Arzmann, W. Jerlich, N. Kardjilov, E. Lehmann and M. Zawisky, *Analysis of neutron attenuation in boron-alloyed stainless steel with neutron radiography and JEN-3 Gauge*. J. Nucl. Mater. 341, 189 - 200, 2005.
- [29] M. Zawisky, M. Bastürk, J. Rehacek, Z. Hradil, *Neutron Tomographic investigations of boron-alloyed steels*. J. Nucl. Mater. 327, 188 - 193, 2004.
- [30] N. Kardjilov, *Further developments and applications of radiography and tomography with thermal and cold neutrons*. Ph. D. Thesis, Technical University of Munich, 2003.
- [31] R. K. Hassanein, *Correction methods for the quantitative evaluation of thermal neutron tomography*. Ph. D. Thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich. DISS. ETH NO. 16809, 2006.
- [32] M. Lferde, *Détecteurs solides de traces et neutronographie*. Thèse de Doctorat, Clermont-Ferrand II France, 1983.
- [33] A. Seghour, F. Z. Seghour, B. Saichi, *Neutron distribution in a reactor exit channel by neutron-charged particle converter and CR-39*. Nucl. Instrum. Meth. A589, 66 - 71, 2008.
- [34] Nuclear Energy Agency, *A Java-based Nuclear Data Display Program*. JANIS 3.0, OECD/NEA Data Bank, Paris, 2007.
- [35] A. Marchadier, *Analyses d'images de tomographie X chez le petit animal : applications aux études de phénotypage ex vivo et in vivo*. Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 2011.
- [36] M. Bastürk, *Radiography Investigation and Monte Carlo Simulation of Boron- alloyed Steel*. Proceeding of the 7th World Conference on Neutron Radiography Proceeding, Rome-Italy, 15 - 21 September, 2002.

- [37] S. Kasperl and P. Vontobel, *Application of an iterative artefact reduction method to neutron tomography*. Nucl. Instrum. Meth. A542, 392 - 398, 2005.
- [38] F. Jian, L. Hongnian, *Beam-hardening correction method based on original sinogram for X-CT*. Nucl. Instrum. Meth. A556, 379 - 385, 2006.
- [39] E. Van de Casteele, *A bimodal energy model for correction beam hardening artefacts in X-ray tomography*. IEEE 57 - 58, 2003.
- [40] E. Van de Casteele, D. Van Dyck, J. Sijbers, E. Raman, *A model-based correction method for beam hardening artefacts in X-ray microtomography*. J. X-Ray Sci. Technol. Vol.12 (1) 43 - 57, 2004.
- [41] L. Brabant, E. Pauwels, M. Dierick, D. Van Loo, M. A. Boone, L. Van Hoorebeke, *A novel beam hardening correction method requiring no prior knowledge, incorporated in an iterative reconstruction algorithm*. NDT&E Int. (51) 68 - 73, 2012.
- [42] R. J. Jennings. *A method for comparing beam hardening filter materials for diagnostic radiology*. Med. Phys. Vol.15 (4): 588 - 599, 1988.
- [43] H. Gao, L. Zhang, Z. Chen, Y. Xing, J. Cheng and Y. Yang, *Application of X-ray CT to liquid security inspection: System analysis and beam hardening correction*. Nucl. Instrum. Meth. A579, 395 - 399, 2007.
- [44] K. Ramakrishna, K. Muralidhar, P. Munshi, *Beam hardening in simulated X-ray tomography*. NDT&E Int. (39) 449 - 457, 2006.
- [45] J. Bussac and P. Reuss, *Traité de Neutronique*. 2ème Edition, Hermann, 1985.
- [46] T. Jevremovic, *Nuclear Principles in Engineering*. 2nd Edition, Springer Science Business Media, ISBN 978-0-387-85607-0, New York, 2009.
- [47] R. F. Fleming, *Neutron Self-shielding factors for simple geometries*. Appl. Radiat. Isotopes. Vol.33, 1263 - 1268, 1982.
- [48] M. Zawisky, M. Bastürk, R. Derntl, F. Dubus, E. Lehmann, P. Vontobel, *Non-destructive 10B analysis in neutron transmission experiments*. Appl. Radiat. Isotopes. 61(4), 517 - 523, 2004.
- [49] J. F. Briesmeister, *MCNP a General Monte Carlo N-Particle Transport code*. Vols 1-4, Version 5, 2003.
- [50] M. H. Hassan, *Point Scattered Function (PScF) for fast neutron radiography*. Nucl. Instrum. Meth. B267, 2545 - 2549, 2009.
- [51] D. A. Thomas, *Material Composition and Number Densities for neutronics Calculations*. CRWMS/M&O, ML033530027, 1996.
- [52] F. Kharfi, M. Bastürk, A. Boucenna, *Characterization of weak, fair and strong neutron absorbing materials by means of neutron transmission: beam hardening effect*. Nucl. Instrum. Meth. A565, 416 - 422, 2006.
- [53] P. Hammersberg, M. Mangard, *Correction for beam hardening artefacts in computerised tomography*. J. X-Ray Sci. Technol. Vol.8 (1), 75 - 93, 1998.
- [54] J. G. T. Herman, *Correction for beam hardening in computed tomography*. Phys. Med. Biol. Vol.24 (1), 81-106, 1979.

- [55] P. M. Joseph, C. Ruth, *A method for simultaneous correction of spectrum hardening artefacts in CT images containing both bone and iodine*. Med. Phys. Vol.24 (10), 1629 - 1634, 1997.
- [56] M. Kachelrieß, K. Sourbelle, W. A. Kalender, *Empirical cupping correction: A first-order raw data pre-correction for cone-beam computed tomography*. Med. Phys. Vol.33 (5), 1269 - 1274, 2006.
- [57] M. Krumm, S. Kasperl, M. Franz, *Reducing Non-linear Artifacts of Multi-material Objects in Industrial 3D Computed Tomography*. NDT&E Int. Vol.41 (4), 242 - 251, 2008.
- [58] O. Nalcioglu, R. Y. Lou, *Post-reconstruction Method for Beam Hardening in Computerised Tomography*. Phys. Med. Biol. Vol.24 (2), 330 – 340, 1979.
- [59] E. A. Olson, K. S. Han, D. J. Pisano, *CT reprojection polychromaticity correction for three attenuators*. IEEE T. Nucl. Sci. Vol.39 (1) 3628 - 3640, 1981.

Résumé :

L'objectif principal de ce travail est la caractérisation de la transmission neutronique et l'analyse appropriée des données d'atténuation neutronique des matériaux fortement absorbants aux neutrons. Ceci, est pour la mise en évidence de l'effet du durcissement du spectre (Beam Hardening) et son influence sur un calcul de blindage ainsi que sa contribution dans la génération d'erreurs dans la reconstruction d'image en tomographie neutronique à transmission.

Dans ce travail, nous proposons la caractérisation spectrométrique et la modélisation, analytique ou à travers des codes de calcul appropriés, de la transmission neutronique à travers des matériaux de blindage. Des matériaux faiblement et moyennement absorbant sont aussi étudiés à des fins de comparaison. A la lumière des résultats obtenus, des modèles théoriques ont été construits au moyen de codes de calcul pour l'interprétation des données de mesures. Des procédures de correction des données de mesure par transmission neutronique ont été développées pour remédier aux effets néfastes du durcissement du spectre en tomographie neutronique à transmission.

Mots-clés : Neutrons, transmission neutronique, durcissement du spectre, spectrométrie neutronique.

Abstract:

The main objective of this work is the proper analysis of neutron transmission data and establishing the characteristics of the neutron attenuation of strong absorbing materials. This is to highlight the effect of beam hardening and its influence on the shielding calculation and its contribution in generating errors in the reconstruction of neutron transmission tomography image.

In this work, we propose the spectrometric characterization and modeling of the neutron transmission of strong absorbing materials through experimental, analytical and Monte-Carlo calculation by appropriate codes. Weak and fair absorber materials have been studied for comparison purposes. On light of the obtained results, theoretical models are constructed using calculation codes for the measured data interpretation. Procedures for correcting measured data by neutron transmission have been developed to remedy to beam hardening effects errors in neutron transmission tomography.

Keywords: Neutrons, neutron transmission, Beam Hardening, neutron spectrometry.

ملخص:

الهدف الرئيسي لهذا العمل هو تحديد الخصائص للنفاذ النيتروني و التحليل المناسب لمعطيات التوهين النيتروني في مواد قوية الامتصاص للنيترونات. و هذا، من أجل إثبات وجود مفعول التصلب الطيفي و تأثيره في حساب التدرج بالإضافة إلى المساهمة في توليد أخطاء في إعادة بناء الصور في التوموغرافيا النيترونية بالنفاذ.

في هذا العمل، نقترح الوصف الطيفي و نمذجة، تحليلية أو من خلال برامج حسابية مناسبة للنفاذ النيتروني من خلال مواد التدرج. كما تمت دراسة مواد ضعيفة و متوسطة الامتصاص لغرض المقارنة. في ضوء النتائج المحصلة، شيدنا نماذج نظرية باستخدام برامج حسابية لتفسير معطيات القياس. ثم طورنا إجراءات لتصحيح معطيات القياس عن طريق النفاذ النيتروني من أجل معالجة الآثار الجانبية للتصلب الطيفي في التصوير التوموغرافي النيتروني بالنفاذ.

كلمات مفتاحية: نيترونات ، نفاذ نيتروني، تصلب طيفي، مطيافية نيترونية.