

ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE PHYSIQUE
INSTITUT PLURIDISCIPLINAIRE HUBERT CURIEN

THÈSE

présentée par :

Pierre GILLET

soutenue le : 07 Décembre 2018

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline : Physique

**Validation d'un dosimètre patient temps
réel basé sur fibre optique pour la
tomodensitométrie X à l'aide de
simulations Monte Carlo**

THÈSE dirigée par :

EL BITAR Ziad

Chargé de recherche, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien

RAPPORTEURS :

MOREL Christian

Professeur, université d'Aix-Marseille

BORDY Jean-Marc

Directeur de recherche, Commissariat à l'Énergie Atomique

AUTRES MEMBRES DU JURY :

BAUDOT Jérôme

Professeur, université de Strasbourg

FINCK Christian

Chargé de recherche, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien

MUNIER Mélodie

Présidente, Fibermetrix

Remerciements

Ce mémoire est le résultat de trois années de recherche au cours desquelles j'ai rencontré de nombreuses personnes, qui ont contribué de près ou de loin à mon travail. Je souhaite remercier chaleureusement chacune d'entre elles.

Tout d'abord, je tiens à remercier FiberMetriX pour m'avoir permis de faire cette thèse et pour leur accueil, et en particulier Mélodie Munier, qui m'a guidé durant ce long projet.

Je remercie également Ziad El Bitar, mon directeur de thèse, pour ses conseils et sa disponibilité tout au long de ces trois années.

Je remercie aussi tous les membres du jury qui me font l'honneur de bien vouloir juger la qualité de mon travail.

Je me dois également de remercier Sebastien Perlongo qui m'a permis d'avoir un accès régulier et peu contraignant pour effectuer mes mesures.

Ces trois années n'auraient pas été les mêmes sans les équipes des groupes RAMSES et DESIS que je souhaite évidemment remercier, et en particulier Nicolas Arbor pour ses conseils, Nicolas Spanier pour nos longues discussions vidéoludiques, Thomas Deschler pour m'avoir fait découvrir

les bars Strasbourgeois et ce dès mon arrivé, Lena Mouawad pour nos nombreuses discussions dont le sens n'était pas toujours très clair, Halima Elazhar qui a bien voulu partager mon bureau pendant trois ans, ainsi que Mattias, Emilien, Rodolphe, Youbba, Addil, Séverine et Eric.

Je remercie également Anh-thu, Sylvia et Emilie qui m'ont bien intégré dans l'entreprise lors des staff all, Fred pour ses conseils en séries, Pierre-Benoît pour nos discussions souvent longues, mais toujours enrichissantes, et Fanny pour ses conseils sur le monde médical.

Le soutien que j'ai reçu est également venu de personnes n'ayant aucun lien avec mon travail, je souhaite donc remercier Adrien, Clément, Pierre-Emmanuel, Thomas et Simon pour m'avoir régulièrement changé les idées le temps d'un week-end en Faerun.

Enfin, je remercie bien évidemment toute ma famille, mes parents Marc et Dominique pour m'avoir soutenu dans mes études, mon frère Guillaume et ma sœur Cécile pour m'avoir permis de m'évader, surtout avec ce beau voyage à Séville.

Table des matières

Chapitre 1 :Rayonnements ionisants en physique médicale.....	6
I. Physique des photons.....	7
A. Effet photoélectrique.....	7
B. Diffusion Compton.....	7
C. Diffusion Rayleigh.....	9
D. Section efficace.....	9
II. Physique des électrons.....	11
A. Interactions des électrons.....	11
i. Interactions avec les électrons du milieu.....	11
ii. Interactions avec le noyau.....	12
B. Transfert d'Énergie Linéique.....	12
III. Les scintillateurs organiques.....	13
A. Les états excités.....	13
B. Évolution des paires électrons-trous (e,h).....	14
i. Thermalisation des électrons.....	15
ii. Recombinaisons des paires.....	17
IV. Le scanner.....	18
A. Historique.....	18
B. Composition d'un scanner.....	19
C. Les innovations récentes en scanner.....	22
i. Scanner double-énergie.....	22
D. L'imagerie scanner.....	25
i. Acquisition.....	25
ii. Reconstruction.....	26
iii. Visualisation.....	28
E. Dosimétrie scanner.....	29
i. Les grandeurs fondamentales.....	29
ii. Les indices de dose.....	30
iii. Size Specific Dose Estimates.....	33
iv. Logiciels de calculs.....	34
v. La fibre scintillante en physique médicale.....	35
F. Le dosimètre IVIScan.....	36
Chapitre 2 :Simulations et mesures de la réponse d'une fibre scintillante.....	39
I. Simulation Monte Carlo.....	40
II. Spectrométrie X.....	43
A. Mesure de spectre.....	44
i. Choix du spectromètre.....	44
ii. Spectrometrie Compton.....	46

iii. Réponse du spectromètre.....	47
iv. Réalisation de la mesure.....	47
B. SpekCalc.....	50
C. Intercomparaison de spectre.....	51
i. Caractérisation indirecte.....	51
ii. Caractérisation directe.....	52
iii. Validation de la spectrométrie Compton.....	52
III. Réponse des détecteurs dans le générateur.....	53
A. Facteurs de corrections.....	54
B. Mesure de dose.....	55
C. Modélisation des détecteurs.....	57
i. Chambre d'ionisation.....	58
ii. Fibre scintillante.....	58
iii. Détecteurs thermo-luminescents.....	58
D. Evaluation théorique du quenching.....	58
IV. Résultats dans un générateur de rayons X.....	59
A. Mesure directe.....	59
B. Spectrométrie Compton.....	60
C. Réponses des détecteurs.....	63
i. Evaluation du quenching.....	63
ii. Mesures.....	64
iii. Validation de la simulation.....	66
V. Conclusion.....	67

Chapitre 3 :Simulation d'une irradiation scanner.....70

I. Modélisation d'un scanner et étude de la fibre dans une application clinique.....	71
A. Evaluation du spectre du tube RX du scanner.....	71
B. Modélisation du scanner.....	72
i. Table du scanner.....	72
ii. Évaluation du profil du filtre papillon.....	74
iii. Modélisation du tube RX.....	77
iv. Collimation.....	78
v. Simulation du faisceau.....	80
C. Validation du modèle de scanner.....	80
i. Simulations de la dose dans l'air.....	80
ii. Simulation en présence d'un fantôme.....	81
iii. Irradiations en mode hélicoïdal.....	82
II. Résultats sur scanner.....	83
A. Modélisation du faisceau.....	83
i. Filtration au centre du faisceau.....	83
ii. Filtre papillon.....	85
B. Validation du modèle.....	87

i. Collimation.....	87
ii. Mesures de dose et signal de la fibre.....	87
iii. Simulation du mode hélicoïdal.....	90
Chapitre 4 :Calcul de la dose en dehors des conditions de références.....	94
I. Calcul des facteurs de corrections.....	96
A. Simulation d'examens hors des conditions de référence.....	96
i. Patient surélevé.....	96
ii. Position du patient.....	99
iii. Effet de la morphologie du patient.....	100
B. Impact des paramètres d'acquisition sur la dose au fantôme et sur la dose dans la fibre....	101
i. Position de la table.....	101
ii. Position du patient.....	103
iii. Impact de la morphologie du patient.....	105
C. Correction de la dose.....	107
II. Calcul sur un fantôme anthropomorphe.....	111
A. Modélisation d'un examen scanner.....	111
B. Résultats des simulations.....	113
I. Signal de la chambre d'ionisation dans l'air.....	127
II. Signal de la fibre en présence d'un fantôme.....	129

Table des figures

Figure 1.1: Effet Compton.....	8
Figure 1.2: Coefficients d'atténuation massique des photons dans l'eau pour la diffusion incohérente (Compton), la diffusion cohérente (Rayleigh) et l'effet photoélectrique.....	11
Figure 1.3: Création et évolution d'une paire électron-ion.....	15
Figure 1.4: Diagramme de Perrin-Jablonski et positions relatives des spectres d'absorption, de fluorescence et de phosphorescence.....	16
Figure 1.5: Principe du scanner de première et deuxième génération.....	18
Figure 1.6: Principe du scanner de troisième génération.....	19
Figure 1.7: Composition d'un tube RX.....	20
Figure 1.8: Spectre avant et après filtration de 6 mm d'aluminium.....	21
Figure 1.9: Rôle du filtre papillon dans le faisceau.....	21
Figure 1.10: Schéma d'un scanner bi-tube Siemens Somatom Definition.....	23
Figure 1.11: Spectres X à 120 kV pour un scanner standard et pour un scanner à double filtre.....	24
Figure 1.12: Repères utilisés en scannographie.....	25
Figure 1.13: Parcours du tube RX autour du patient pour différents modes.....	26
Figure 1.14: Les différentes étapes de la rétroprojection filtrée.....	27
Figure 1.15: NCT de différents tissus.....	29
Figure 1.16: Phénomène d'overranging.....	32
Figure 1.17: Représentation schématique de l'interface entre les deux fibres.....	37
Figure 1.18: Fibre optique scintillante et fibre de transport.....	38
Figure 1.19: Boîtier du dosimètre.....	38
Figure 2.1: Influence de différents paramètres sur le spectre émis par un tube à rayons X : (a) tension, (b) filtration, (c) pente d'anode. L'ordonnée correspond au nombre de photons traversant une surface de 1cm ² en 1s à 1m pour une intensité de 1mA.....	44
Figure 2.2: Installation nécessaire à la réalisation d'une mesure de spectre par méthode Compton.....	46
Figure 2.3 : Impact des raies d'absorption sur le spectre.....	48
Figure 2.4: Spectromètre Amptek XR-123 CdTe.....	48
Figure 2.5: Collimation en tungstène utilisée sur le spectromètre.....	49
Figure 2.6: Générateur de rayons X Faxitron CP-160.....	50
Figure 2.7: Simulation de l'acquisition d'un spectre Compton avec l'anneau de détection (rouge) la cible au centre de l'anneau, et le faisceau de photons (vert).....	52
Figure 2.8: Schéma fonctionnel des éléments de la simulation.....	53

Figure 2.9: Chambre d'ionisation 10X5-3 CT ¹	55
Figure 2.10: TLD700H de chez Harshaw.....	56
Figure 2.11: Comparaison entre l'énergie déposée dans le cristal de CdTe (bleu) obtenu par simulation et la mesure du spectre (vert) pour des tensions de 80, 100, 120 et 140 kV. Tous les spectres ont été normalisés pour avoir une intégrale de 1.....	58
Figure 2.12: CDA mesurée (rouge) et CDA donnée par SpekCalc (bleu) et CDA simulée par Gate à l'aide du spectre mesuré pour différentes tensions.....	59
Figure 2.13: Reconstruction d'un spectre simulé par méthode Compton.....	60
Figure 2.14: Reconstruction d'un spectre mesuré par méthode Compton.....	61
Figure 2.15: Comparaison de la simulation et de la mesure du spectre obtenu par méthode Compton.....	62
Figure 2.16: Spectre en énergie des électrons secondaires dans la fibre scintillante pour un faisceau de 60 kV (rouge) et pour un faisceau de 140 kV (bleu) normalisé.....	63
Figure 2.17: Comparaison de la réponse mesurée pour la chambre d'ionisation (rouge), le scintillateur (bleu) et les TLD (vert), normalisée à 100 kV (haut). Le graphique du bas montre le ratio entre le signal de la chambre d'ionisation et celui du scintillateur.....	65
Figure 2.18: Réponse en énergie de la chambre d'ionisation.....	66
Figure 2.19: Réponse en énergie des TLD.....	67
Figure 2.20: Réponse en énergie de la fibre.....	67
Figure 3.1: Mesure du rayonnement diffusé (Gauche). Mesure de dose sans filtre (Centre). Mesure de dose avec filtre (Droite).....	71
Figure 3.2: Schéma fonctionnel des éléments devant être maîtrisé pour simuler un examen scanner.....	72
Figure 3.3: Image dicom de la table du scanner avec la fibre visible sous le matelas.....	73
Figure 3.4: Schéma du dispositif de mesure dans le scanner avec les distances nécessaires au calcul.....	73
Figure 3.5: Signal en temps réel.....	74
Figure 3.6: Absorption des RX dans l'anode en fonction de l'angle d'émission.....	76
Figure 3.7: Couche de demi-atténuation en fonction de l'angle de l'anode.....	76
Figure 3.8: Forme du faisceau X selon l'axe z, du foyer jusqu'à l'isocentre.....	77
Figure 3.9: Évolution de la distance l entre le foyer et le croisement des droites déterminant la limite de la pénombre.....	78
Figure 3.10: Simulation de la mesure de CDA avec le rayonnement diffusé.....	83
Figure 3.11: Profil du filtre papillon reconstruit. L'aluminium est en blanc, le PMMA est en gris et le noir représente l'air.....	84

Figure 3.12: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre medium. La chambre est placée à 14.8 cm de l'isocentre et aucun autre objet n'est situé dans le champ d'irradiation.....	84
Figure 3.13: Signal mesuré et simulé pour une rotation complète en présence d'un fantôme tête avec un filtre medium et une tension de 120 kV. La mesure a été effectuée pour un courant de 200 mA et avec une collimation de 5 mm.....	88
Figure 3.14: Signal en temps réel de la fibre pour une irradiation hélicoïdale de 20 mm de long et une collimation de 20 mm en présence d'un fantôme tête.....	89
Figure 4.1: Simulation avec le fantôme à l'isocentre et la table descendue de 10 cm.....	95
Figure 4.2: Simulation avec le fantôme et la table 10 cm sous l'isocentre.....	96
Figure 4.3: Simulation avec un fantôme élargi de 10 cm.....	96
Figure 4.4: Dose en fonction de la position de la table à 140 kV.....	98
Figure 4.5: Dose dans la fibre et dans le fantôme tête en fonction de la position du fantôme à 140 kV.....	98
Figure 4.6: Position de références pour le fantôme tête (gauche) et le fantôme corps (droite).....	100
Figure 4.7 :Dose dans la fibre et dans le fantôme corps en fonction de la position du fantôme à 140 kV.....	100
Figure 4.8: Positions du tube affectées par la morphologie du fantôme.....	101
Figure 4.9: Dose dans la fibre et dans le fantôme en fonction du ratio Largeur/Hauteur du fantôme à 140 kV pour une hauteur fixe de 32 cm.....	102
Figure 4.10: Dose dans la fibre et dans le fantôme en fonction du ratio Largeur/Hauteur du fantôme à 140 kV pour une hauteur fixe de 16 cm.....	102
Figure 4.11: Dose dans la fibre à 140 kV en fonction du déplacement de la table avec un fantôme tête toujours à l'isocentre et un fantôme posé sur la table.....	103
Figure 4.12: Correction liée à la hauteur de la table pour un fantôme tête.....	104
Figure 4.13: Correction liée à la hauteur de la table pour un fantôme corps (32 cm de diamètre). .	104
Figure 4.14: Correction pour la position du fantôme tête (16 cm de diamètre).....	105
Figure 4.15: Correction pour la position du fantôme corps.....	106
Figure 4.16: Ratio de la dose dans le fantôme sur la dose dans la fibre en fonction du ratio de la largeur du fantôme sur la hauteur du fantôme à différente tension. La hauteur du fantôme est de 32 cm et les résultats sont normalisés avec comme référence le cas d'un fantôme cylindrique.....	106
Figure 4.17: Ratio de la dose dans le fantôme sur la dose dans la fibre en fonction du ratio de la largeur du fantôme sur la hauteur du fantôme à différente tension. La hauteur du fantôme est de 16 cm et les résultats sont normalisés avec comme référence le cas d'un fantôme cylindrique.....	108
Figure 4.18: Zone de l'abdomen irradiée sur le fantôme féminin.....	109
Figure 4.19: Zone de l'abdomen irradiée sur le fantôme masculin.....	109
Figure 4.20: Zone irradiée au niveau du crâne.....	109

Figure 4.21: a) Début de la zone irradiée pour l'irradiation de 10 cm. b) Fin de la zone irradiée pour l'irradiation de 10 cm.....	111
Figure 4.22: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre small.....	124
Figure 4.23: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 140 kV avec le filtre small.....	124
Figure 4.24: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre medium.....	125
Figure 4.25: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 140 kV avec le filtre medium.....	125
Figure 4.26: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre large.....	126
Figure 4.27: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 140 kV avec le filtre large.....	126
Figure 4.28: Signal mesuré et simulé de la fibre à 80 kV avec un filtre medium et un fantôme tête	127
Figure 4.29: Signal mesuré et simulé de la fibre à 140 kV avec un filtre medium et un fantôme tête	127
Figure 4.30: Signal mesuré et simulé de la fibre à 80 kV avec un filtre medium et un fantôme corps	128
Figure 4.31: Signal mesuré et simulé de la fibre à 140 kV avec un filtre medium et un fantôme corps.....	128
Figure 4.32: Signal mesuré et simulé de la fibre à 80 kV avec un filtre large et un fantôme corps.	129
Figure 4.33: Signal mesuré et simulé de la fibre à 140 kV avec un filtre large et une fantôme corps	129

Liste des tableaux

Table 1.1: Processus présents dans les milieux organiques irradiés.....	16
Table 2.1: Tableau comparatif des différentes technologies pour la spectrométrie X.....	45
Table 2.2: Energie moyenne du spectre SpekCalc et du spectre reconstruit.....	60
Table 2.3: Nombre de photons émis par MeV déposé dans le scintillateur en se basant sur le rendement de 8000 photons/MeV donnés par le constructeur.....	62
Table 2.4: Facteurs de corrections pour passer de la dose dans l'air à la dose dans le polystyrène en fonction de la tension du tube.....	63
Table 3.1: Couche de Demi-Atténuation en mm d'aluminium mesuré et simulée avec un filtre medium.....	82
Table 3.2: Écart entre la simulation et la mesure sur la CDA du faisceau X du GE lightspeed.....	82
Table 3.3: Première CDA renseignée par le constructeur, en mm d'aluminium.....	82
Table 3.4: Largeur à mi-hauteur du profil de dose dans l'air le long de l'axe z, d'après les mesures effectuées par le constructeur.....	85
Table 3.5: Largeur à mi-hauteur du profil de dose dans l'air le long de l'axe z obtenu par simulation.....	85
Table 3.6: Ratio de la dose dans l'insert du centre sur la dose moyenne dans les inserts périphériques dans un fantôme tête (16 cm de diamètre) avec le filtre medium.....	86
Table 3.7: Ratio de la dose dans l'insert du centre sur la dose moyenne dans les inserts périphériques dans un fantôme corps (32 cm de diamètre) avec le filtre medium.....	86
Table 3.8: Écart sur le facteur Fc obtenu par simulation comparé à la mesure.....	87
Table 3.9: Variation du coefficient d'atténuation dans la fibre scintillante en fonction de la position du tube RX.....	87
Table 3.10: Facteur Fc mesuré pour un filtre medium et en mode axial.....	89
Table 3.11: Facteur Fc mesuré pour un filtre medium et en mode hélicoïdal.....	89
Table 3.12: Facteur Fc simulé pour un filtre medium et en mode axial.....	90
Table 3.13: Mesure du produit kerma air longueur dans la chambre d'ionisation (CI), dans la fibre, et facteur Fc en fonction du pitch du scanner.....	90
Table 3.14: Mesure du produit kerma air longueur dans la chambre d'ionisation (CI), dans la fibre, et facteur Fc en fonction de la collimation du faisceau.....	91
Table 3.15: Mesure du produit kerma air longueur dans la chambre d'ionisation (CI), dans la fibre, et facteur Fc en fonction de la longueur d'irradiation.....	91
Table 3.16: Comparaison du Fc mesuré avec le Fc simulé en faisant varier le pitch, la collimation, et la longueur d'irradiation.....	91
Table 4.1: PKL calculé et simulé en fonction de la position de la table et du fantôme.....	110

Table 4.2: PKL calculé et simulé en fonction de la tension du tube.....	110
Table 4.3: PKL calculé et simulé en fonction de la zone irradiée.....	110
Table 4.4: PKL calculé et simulé pour deux fantômes différents.....	111
Table 4.5: PKL calculé et simulé en fonction de la longueur d'irradiation.....	111

Introduction générale

Après leur découverte par Wilhelm Röntgen en 1895, les rayons X ont trouvé des applications de manière presque immédiate et l'imagerie par rayons X deviendra rapidement courante, notamment pour ses applications médicales. Dès l'année suivante, les rayons X sont utilisés pour des diagnostics, utilisant l'absorption des rayons dans le corps en radiographie et en radioscopie, sans connaissance des risques associés.

Malgré l'intérêt diagnostique de la radiographie, celle-ci présente plusieurs limites. Puisqu'il s'agit d'une image en 2 dimensions d'une structure en 3 dimensions, un phénomène de superposition des structures sera fatalement présent sur le cliché et va engendrer une perte d'information. De plus, seuls les organes présentant de forts contrastes tels que les os et les structures aériques peuvent être observés, les parties molles nécessitant des injections permettant de les opacifier. C'est au début des années 1970 que l'imagerie médicale connaîtra une révolution avec l'invention du scanner par G. Hounsfield. Plutôt qu'une unique image, le scanner va effectuer plusieurs rotations complètes autour du patient afin d'obtenir des vues en coupes de celui-ci, ce qui va permettre de s'affranchir des limites de la radiographie.

Au fil du temps, la technologie a évolué, et plutôt qu'un unique détecteur utilisé par les scanners de première génération, les barrettes contenant plusieurs détecteurs ont rapidement été adoptées afin d'effectuer l'image d'une coupe plus rapidement. Aujourd'hui les dernières générations de scanner possèdent des couronnes de détecteurs fixes permettant l'acquisition de plusieurs coupes

simultanément, et les examens qui duraient plusieurs minutes ne durent maintenant que quelques secondes, ce qui a permis au scanner de devenir un examen de routine utilisé couramment pour les diagnostics.

La popularité des examens radiologiques implique cependant une augmentation de la dose collective de rayons X reçue par la population, et si l'intérêt diagnostique de l'utilisation des rayons X a rapidement été mis en évidence pour la médecine, les risques associés n'ont été étudiés que bien plus tard. En effet, la première unité de mesure d'exposition aux rayons X, le röntgen, n'apparaît que lors du premier congrès international de radiologie de 1925, soit 30 ans après la découverte des rayons X et leurs premières applications. Par la suite, la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR), a été créée en 1928. Cette entité a pour vocation d'énoncer des recommandations concernant les situations d'exposition de l'homme aux radiations ionisantes, et notamment l'imagerie médicale, aussi bien pour la protection du patient que celle du personnel.

En scanographie, la dose reçue par le patient a d'abord été évaluée par l'exposition, une grandeur inspirée de la radiologie standard et qui se base sur des mesures effectuées à l'aide de film radiographiques ou de détecteur thermoluminescent. A la fin des années 1970, des modèles de chambres d'ionisation adaptées aux mesures sur fantômes font leur apparition. Ces détecteurs ont l'avantage de présenter une meilleure sensibilité ainsi qu'une réponse presque constante sur la plage d'énergie du scanner. Par la suite, ces chambres d'ionisation seront utilisées pour mesurer les indices de doses définis au début des années 1980, à savoir le Computed Tomography Dose Index (*CTDI*) et le Dose Length Product (*DLP*). Le *CTDI* est obtenu en observant la répartition de dose dans le fantôme lors d'une irradiation. À partir de là, des mesures en périphérie et au centre du fantôme permettent d'obtenir une dose moyenne délivrée dans une tranche du patient. Le *DLP* quant à lui évalue à la fois la dose absorbée et le volume irradié.

Ces indices ont été mis en place pour le contrôle qualité des scanners afin d'avoir un indicateur universel et standardisé pour étudier la constance des émissions d'un scanner, ce qui explique pourquoi ces indices sont estimés à partir de mesures sur fantômes et non sur patient. Par la suite, étant donné qu'il s'agissait de la seule information à caractère dosimétrique pour le scanner, on a détourné leur utilisation pour avoir une « notion » de la dose patient.

L'utilisation en routine clinique n'étant pas leur but premier, il n'est pas surprenant que ces indices ne puissent pas donner une estimation précise de la dose patient. Cela est principalement lié au fait que les fantômes utilisés pour les mesures présentent des dimensions réglementées, ce qui implique que la morphologie du patient n'est pas prise en compte lors du calcul de dose. De plus, la faible longueur des fantômes comparée à celle d'un corps humain implique que le rayonnement diffusé n'est pas entièrement reproduit dans la mesure de dose. L'autre origine de ces problèmes est le scanner en lui-même, car le calcul des indices est fait par le scanner, cependant tous les scanners ne s'accordent pas sur la définition de la longueur utilisée pour obtenir le *CTDI*. Enfin, en cas d'avarie, le scanner peut donner une dose entièrement décorrélée de celle réellement reçue par le patient.

FiberMetriX a mis au point un détecteur à fibre optique scintillante permettant des mesures de dose en temps-réel lors des examens scanographiques. La mesure en temps-réel permet de s'affranchir des problèmes liés au fantôme, et l'utilisation d'un détecteur indépendant du scanner permet d'éviter les problèmes liés à celui-ci. En plus de répondre aux problématiques de la dose au patient, ce détecteur doit permettre aux manipulateurs du scanner de visualiser en temps-réel la quantité de rayons X délivrés, ce qui permet une meilleure compréhension du fonctionnement du scanner, et une optimisation des pratiques. Comme il s'agit d'une nouvelle technologie, il est nécessaire de valider le système et la méthode de mesure et de calcul. Pour cela il est nécessaire de le comparer à des références. Aucun détecteur temps-réel adapté à la routine clinique n'existant à ce jour, seule la modélisation peut être utilisée pour valider ce système. Cette modélisation devra reproduire l'irradiation du patient dans un scanner et calculer la dose ainsi que les indices de dose de scanographie relatifs aux patients. Il est donc nécessaire de s'assurer que tous les paramètres d'entrée de la simulation sont maîtrisés et présentent une incertitude bien connue, et valider précisément la modélisation du scanner avant de pouvoir s'en servir comme référence.

L'objectif de cette thèse étant de valider un dispositif de mesure de la dose patient en scanner basé sur une fibre optique scintillante, ce travail a été réalisé en plusieurs étapes :

- Modélisation des détecteurs ; Cette étape permet de reproduire les différents détecteurs utilisés ainsi que leur réponse en énergie dans un environnement maîtrisé.
- Modélisation du scanner ; En se basant sur les données du constructeur et sur des mesures permettant de caractériser les éléments du scanner mal connu, le scanner est modélisé.
- Validation de la modélisation du scanner ; La simulation est comparée à des mesures de doses afin de s'assurer de sa validité.
- Validation de la méthode de mesure ; Les indices dosimétriques calculés par IVIScan sont comparés avec les indices obtenus par simulations.

Chapitre 1 : Rayonnements ionisants en physique médicale

I. Physique des photons

L'inconvénient majeur de l'utilisation des rayons X en imagerie est lié au fait que ceux-ci vont déposer une partie de leur énergie dans le corps du patient. Ce dépôt d'énergie augmente la probabilité d'apparition d'effet stochastique, ou, pour certains examens particulièrement dosant, à des effets tels que le développement d'une cataracte ; les rayons X utilisés dans les scanners ayant une énergie allant de la dizaine de keV jusqu'à 140 keV. Dans cette partie, nous détaillerons les 3 processus d'interaction photon-matière observée dans cette gamme d'énergie.

A. Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique correspond à l'éjection d'un électron lié à un noyau par un photon incident qui se trouve intégralement absorbé dans le processus. On a donc avant l'interaction un photon d'énergie incidente $E_\gamma = \hbar\omega$ et un électron ayant une énergie de liaison, puis après l'interaction un électron dont les énergies cinétiques et de liaison seront notées respectivement E_e et E_l et un ion de masse M et avec une énergie cinétique de recul T. Le bilan énergétique de l'effet photoélectrique peut donc s'exprimer :

$$\hbar\omega - E_l = E_e + T \quad (1.1)$$

Dans le contexte de notre étude, on a $\hbar\omega \ll Mc^2$, le recul du noyau sera donc négligeable, ce qui nous donne :

$$\hbar\omega - E_l = E_e \quad (1.2)$$

B. Diffusion Compton

Ce phénomène correspond à une diffusion du photon incident par un électron faiblement lié, ce qui entraîne l'éjection de ce dernier, cependant, contrairement à l'effet photo-électrique, une partie de l'énergie sera réémise sous forme de rayonnement électromagnétique.

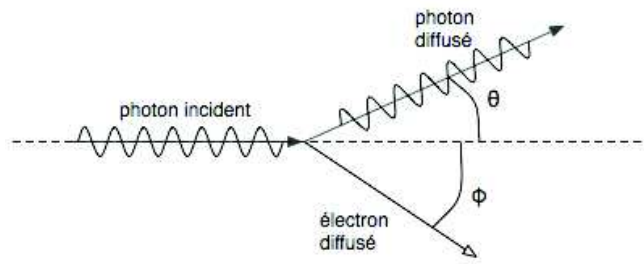


Figure 1.1: Effet Compton

En se basant sur les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion, dans le cadre relativiste, pour un photon incident d'énergie E_1 et possédant une quantité de mouvement \vec{p}_1 on peut écrire :

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_e \quad (1.3)$$

et

$$E_1 + m_e c^2 = E_2 + \sqrt{c^2 p_e^2 + m_e^2 c^4} \quad (1.4)$$

Avec :

- c la vitesse de la lumière
- m_e la masse de l'électron au repos
- E_2 l'énergie du photon diffusé
- \vec{p}_2 la quantité de mouvement du photon diffusé
- p_e la quantité de mouvement de l'électron diffusé. Sachant que l'énergie du photon peut s'exprimer en fonction de sa quantité de mouvement $E = pc$, l'équation 8 devient :

$$p_1 c + m_e c^2 = p_2 c + \sqrt{p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (1.5)$$

On exprime alors la quantité de mouvement de l'électron :

$$p_e^2 = (p_1 - p_2)^2 + 2 m_e c (p_1 - p_2) \quad (1.6)$$

Nous pouvons déduire des équations (1.3) et (1.6) que :

$$p_1 p_2 (1 - \cos \theta) = m_e c (p_1 - p_2) \quad (1.7)$$

En se basant sur l'hypothèse de De Broglie, on peut donc écrire :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1.8)$$

avec h la constante de Planck et λ' et λ les longueurs d'onde du photon incident et diffusé respectivement.

Ce qui nous donne pour l'énergie :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.9)$$

Avec E' et E l'énergie du photon incident et diffusé respectivement.

C. Diffusion Rayleigh

Lors d'une diffusion Rayleigh, le photon va interagir avec un électron lié à un atome, cependant l'énergie du rayon X ne va pas éjecter l'électron ni même le mener à un niveau d'énergie supérieur. Le photon ne va donc pas perdre d'énergie et seule sa direction sera modifiée.

Bien que ce type d'interaction n'entraîne pas de dépôt de dose, la diffusion Rayleigh va impacter la répartition de la dose dans le corps du patient, elle doit donc être prise en compte.

D. Section efficace

La section efficace est une grandeur reliée à la probabilité d'interaction d'une particule. On peut définir deux types de sections efficaces :

- La section efficace microscopique peut être représentée de manière imagée par la surface d'impact qui permet de rendre compte géométriquement de la probabilité d'interaction entre la particule incidente et la particule cible.

- La section efficace macroscopique, qui va correspondre à la section efficace d'interaction avec un ensemble de particules, par exemple les noyaux des atomes composant un matériau.

Dans la mesure où la section efficace microscopique est analogue à une surface, elle peut être exprimée en cm^2 ou, plus souvent, en barn. On a alors $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

On peut calculer la section efficace macroscopique Σ à partir de la section efficace microscopique σ .

$$\Sigma = \sigma \cdot N \quad (1.10)$$

Avec N la densité de noyau en cm^{-3} , ce qui implique que la section efficace macroscopique est exprimée en cm^{-1} . Cette grandeur représente la probabilité qu'a la particule incidente d'interagir avec un des noyaux du matériau traversé par unité de longueur.

Pour chaque processus, la probabilité va dépendre de plusieurs paramètres. Pour l'effet photoélectrique, on a :

$$\sigma_{PE} = 64 \pi \frac{e^2 \hbar E_B^{3/2}}{m c E_e^{5/2}} \quad (1.11)$$

Avec m et e la masse et la charge de l'électron respectivement. On peut également l'exprimer en fonction du numéro atomique du matériau traversé :

$$\sigma_{PE} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3.5}} \quad (1.12)$$

Avec Z le numéro atomique et E_γ l'énergie du photon incident.

Ainsi la probabilité d'interaction de l'effet photoélectrique va décroître avec l'augmentation de l'énergie du photon. A l'inverse elle augmentera fortement avec le numéro atomique du matériau traversé.

Dans le cas de l'effet Compton, la section efficace va dépendre de l'énergie, mais également de l'angle de diffusion du photon. La section efficace intégrale, qui va tenir compte de tous les angles de diffusion possible pour un photon d'énergie initiale $h\nu_0$ s'écrit :

$$\sigma_c = \frac{3}{8\gamma} \sigma_0 \left(\left(1 - \frac{2(1+\gamma)}{\gamma^2} \right) \ln(1+2\gamma) + \frac{1}{2} - \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2(1+2\gamma)^2} \right) \quad (1.13)$$

Avec γ le rapport de l'énergie du photon incident sur la masse de l'électron au repos $\gamma = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}$ et

$$\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2 \approx \frac{2}{3} \text{ barn}$$

Ce qui signifie que la section efficace Compton intégrale diminue quand l'énergie augmente. On peut alors voir sur la figure 1.2 que dans l'eau, les effets photoélectriques et Compton peuvent être largement dominants en fonction de l'énergie du photon incident.

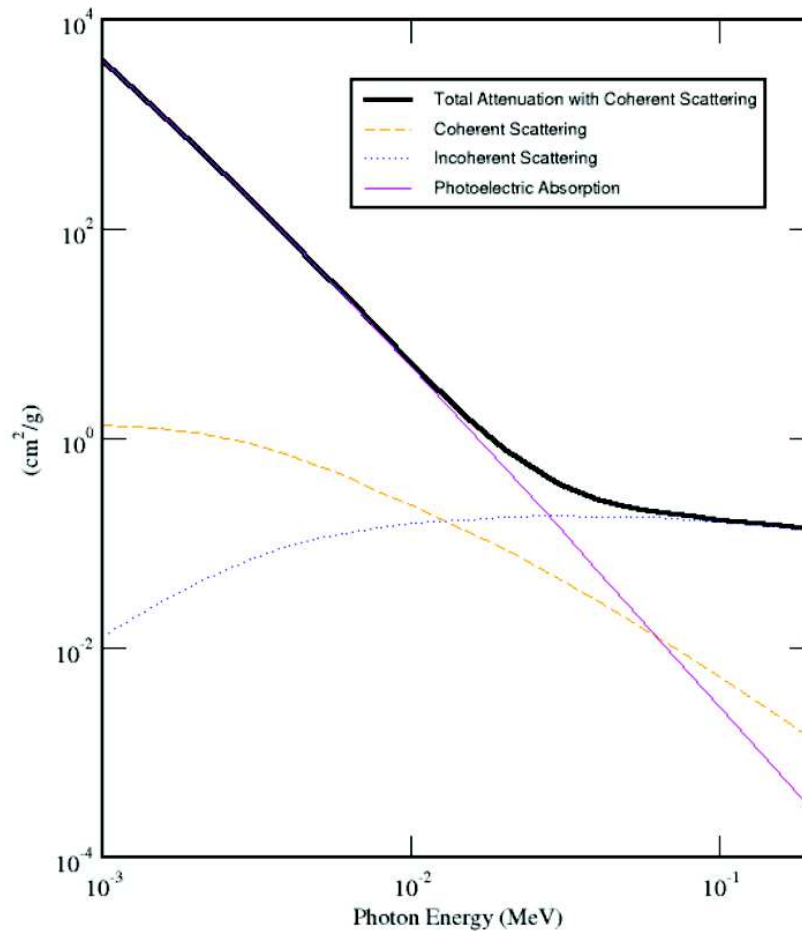


Figure 1.2: Coefficients d'atténuation massique des photons dans l'eau pour la diffusion incohérente (Compton), la diffusion cohérente (Rayleigh) et l'effet photoélectrique.

II. Physique des électrons

A. Interactions des électrons

i. Interactions avec les électrons du milieu

Dans la mesure où les électrons sont des particules chargées légères, leurs interactions sont provoquées par la force électrostatique.

$$F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{qq'}{r^2} \quad (1.14)$$

Avec :

- ϵ_0 la permittivité du vide, soit $8.85E^{-12} \text{ A}^2\text{s}^4\text{kg}^{-1}\text{m}^{-3}$
- q et q' la charge en coulomb des deux particules

- r la distance entre les deux particules, exprimée en mètres

Lors d'une interaction entre un électron libre et un électron lié, plusieurs grandeurs sont à considérer :

- L'énergie de liaison de chaque électron de l'atome cible, notée E_l .
- L'énergie cédée par l'électron incident, ΔE

Deux cas se présentent pour une interaction :

- $\Delta E > E_l$: L'électron cible est expulsé du cortège électronique et s'échappe du noyau avec une énergie cinétique $E_c = \Delta E - E_l$, cet électron va ensuite pouvoir donner lieu à des ionisations secondaires si son énergie est suffisante. L'atome cible ayant été ionisé, le cortège électronique va se réorganiser, ce qui provoquera une émission de photons de fluorescence X.
- $\Delta E < E_l$ L'électron cible passe dans un niveau d'énergie supérieure. L'atome étant dans un état excité, il va se désexciter en émettant un ou plusieurs photons de fluorescence.

ii. Interactions avec le noyau

La force électrostatique peut également provoquer des interactions avec le noyau de l'atome. La charge positive va induire une accélération dirigée vers le noyau, or, d'après les théories de Maxwell, toute particule accélérée rayonne de l'énergie. Ainsi, la trajectoire de la particule incidente sera déviée par cette interaction et la perte d'énergie cinétique de l'électron va provoquer l'émission d'un photon appelé le rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung. Ce type d'interaction est courant à haute énergie et dans les milieux avec un Z élevé, il n'est donc pas observé dans les milieux biologiques lors d'un examen scanner, cependant le rayonnement de freinage est dominant dans le faisceau de photons émis par un scanner.

B. Transfert d'Énergie Linéique

Le long de son trajet, l'électron fait de nombreuses interactions aboutissant à une perte d'énergie dE . Pour observer le dépôt d'énergie dans le milieu, on va alors définir le Transfert d'Énergie Linéique (TEL), qui est une mesure de l'énergie déposée dE par une particule traversant une distance donnée dx dans le milieu :

$$TEL = \frac{-dE}{dx} \propto Z^2 \frac{m}{E} N \quad (1.15)$$

Avec :

- Z la charge de la particule incidente
- m la masse de la particule incidente
- E l'énergie cinétique de la particule incidente
- N la densité d'électrons dans le milieu

Ainsi un TEL élevé indique une perte d'énergie importante sur une faible distance, ce qui sera souvent lié à des effets biologiques plus importants.

III. Les scintillateurs organiques

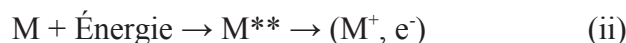
Le principe de base du détecteur étudié est simple. Une fibre optique dont le coeur est constitué de plastique scintillant est placée dans le champ d'irradiation. Lorsque le scintillateur est irradié, il produit des photons optiques qui vont être guidés par la fibre jusqu'à des photo-multiplicateurs, une électronique de comptage, qui vont mesurer en temps-réel la quantité de lumière à l'extrémité de la fibre. Dans la mesure où le processus de scintillation est fondamental dans le fonctionnement du détecteur, il est important d'en détailler le fonctionnement.

A. Les états excités

Lorsque les rayonnements ionisants interagissent avec un matériau scintillant, ils vont créer des états moléculaires excités responsables de l'émission de fluorescence. Lorsqu'un électron du cortège électronique gagne en énergie, il va laisser derrière lui un trou (h). Un électron et un trou peuvent être corrélés et donner naissance à un mode propre d'excitation appelé exciton. L'électron et le trou possèdent tous deux un spin de 1/2 et forment donc un système à 2 spins.

Si après l'excitation, l'électron et le trou possèdent des spins opposés, le spin total du système S sera nul. Au contraire, si les spins sont parallèles, le spin du système sera de 1. Selon le spin du système, il est possible d'avoir plusieurs états quantiques distincts à un même niveau d'énergie. Le nombre d'états quantique est défini par la multiplicité de spin, qui vaut $M = 2S+1$. On pourra donc avoir des états dits triplets ($S=1$) ou d'états dits singulets ($S=0$) de la paire électron-trou (e,h). Dans un milieu pur, une particule suffisamment énergétique peut produire des états singulets de haute énergie notée S_n (n : nombre quantique principal). Ces niveaux sont peuplés par des excitations directes. D'autres excitations peuvent apparaître sous forme d'états triplets T_n , notamment après le passage d'une particule ionisante peu énergétique. Cette étape d'excitation est très brève et conduit à différents phénomènes selon l'énergie E de la particule incidente [1]:

$E > E_i$: l'énergie E de la particule incidente est supérieure à l'énergie de liaison minimale E_i de l'électron du milieu (qui correspond à l'énergie du premier état d'ionisation). L'électron sera éjecté de son orbitale et on parle alors soit d'ionisation directe (i) soit d'autoionisation (ii) :



où M^{**} représente une molécule dans un état superexcité.

$E < E_i$: Dans ce cas les phénomènes de transfert d'énergie peuvent se faire de plusieurs manières selon que l'énergie de la particule incidente soit supérieure ou non à l'énergie du premier niveau

électronique excité de la molécule cible M. Si l'énergie de la particule incidente est supérieure à l'énergie du premier niveau électronique excité de la molécule (ou atome), il y aura un transfert d'énergie permettant aux électrons de passer à des orbitales d'énergies plus élevées. Les molécules du milieu irradié passent alors à un état excité M^* .

Notons que la répartition spatiale des états excités singulets et triplets dépend fortement du pouvoir ionisant du rayonnement [2]. En effet, les états S_n de haute énergie sont issus des excitations directes des molécules lors des collisions produites par des particules chargées rapides. Ils trouvent également leur origine au sein des recombinaisons des ions, générés soit par les particules primaires et secondaires, soit provenant des états superexcités M^{**} . Les autres excitations qui apparaissent suite au passage d'un rayonnement ionisant d'énergie plus faible sont, quant à elles, à l'origine des états T_n , majoritairement présents sur le parcours du rayonnement ainsi que dans les zones à forte densité d'ionisation. La production et l'évolution de ces états ont largement été détaillées, notamment par Birks [3], aussi bien pour des systèmes unitaires comme les cristaux (anthracène), les liquides (xylène) ou encore les plastiques (polystyrène) purs, que pour des systèmes binaires (p-TP dans du toluène ou du polystyrène) ou ternaires (p-TP et POPOP dans du toluène ou du polystyrène).

Ces phénomènes étant extrêmement rapides, nous considérerons par la suite la formation des états S_1 et T_1 comme instantanée.

B. Évolution des paires électrons-trous (e,h)

Lors de l'irradiation de la matière et dans le cas d'ionisations, il y aura, comme nous venons de le voir, formation de paires électron-trou (M^+, e^-) (étape 1 de la figure 1.3). Ces paires peuvent ensuite évoluer de deux manières. En effet, les électrons secondaires créés vont se déplacer dans le milieu et ainsi s'éloigner de la molécule mère jusqu'à leur thermalisation ; laquelle s'opère principalement par interaction avec des vibrations intermoléculaires (phonons). Une fois thermalisés (étape 2), ils vont pouvoir soit recombinaison avec un trou (ou cation), notamment en raison de l'attraction coulombienne produite par celui-ci et reformer une molécule neutre, soit diffuser et rester libre dans le milieu (étape 3).

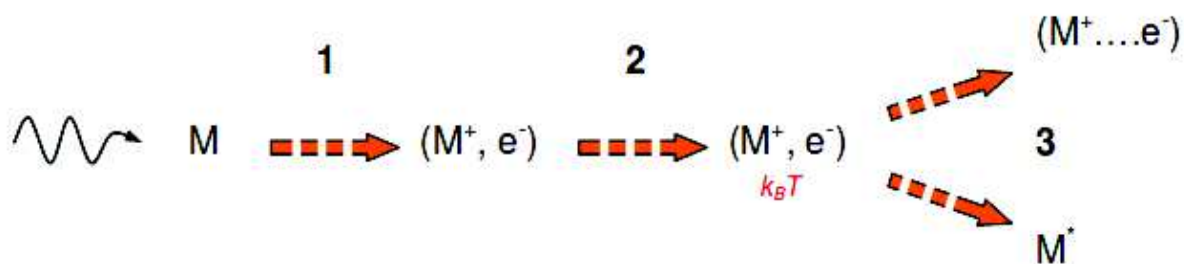


Figure 1.3: Création et évolution d'une paire électron-ion.

i. Thermalisation des électrons

La seconde étape se caractérise par la dissipation de l'énergie, ou thermalisation des électrons, qui s'accompagnera de transitions non radiatives vers les niveaux excités moléculaires de plus basses énergies singulet S_1 ou triplet T_1 . Il pourra s'agir d'ionisation ou de réorganisation avec dissociation, isomérisation ou conversion interne dont la durée est inférieure à 10^{-9} s. Comme nous avons pu voir précédemment, on peut distinguer deux zones au sein d'un milieu irradié, caractérisées par des concentrations faibles et élevées en molécules activées et donc l'importance relative varie avec le pouvoir ionisant du rayonnement. Ainsi, dans les zones à forte densité d'excitation, il est nécessaire de tenir compte des perturbations créées par le voisinage d'une molécule activée. Ces processus d'interaction entre molécules conduisent notamment à la formation d'états T_n , qui seront alors majoritaires dans ces zones, au détriment des états S_n . Ainsi, on aura au sein de ces zones une population élevée d'états T_1 , obtenus suite à diverses transitions non radiatives. Dans le cas des paires (électron corrélé à un trou) de plus basses énergies, dans les cristaux aromatiques, il a également été montré que l'interaction entre deux excitons singulets sur des sites moléculaires voisins peuvent amener une des deux molécules retombant dans son état fondamental S_0 et une autre dans un état excité S_1 , c'est ce que l'on appelle l'annihilation triplet-triplet (T-T) représenté dans le tableau 1.1.

Processus	
$S_1 \rightarrow S_0 + h\nu_s$	Fluorescence
$S_1 \rightarrow T_1$	Intercombinaison ou conversion intersystème
$S_1 \rightarrow S_0$	Conversion interne
$T_1 \rightarrow S_0 + h\nu_T$	Phosphorescence
$T_1 + T_1 \rightarrow S_1 + S_0$	Annihilation triplet-triplet (T-T)
$T_1 + T_1 \rightarrow T_1 + T_0$	Annihilation triplet-triplet (T-T)

Table 1.1: Processus présents dans les milieux organiques irradiés.

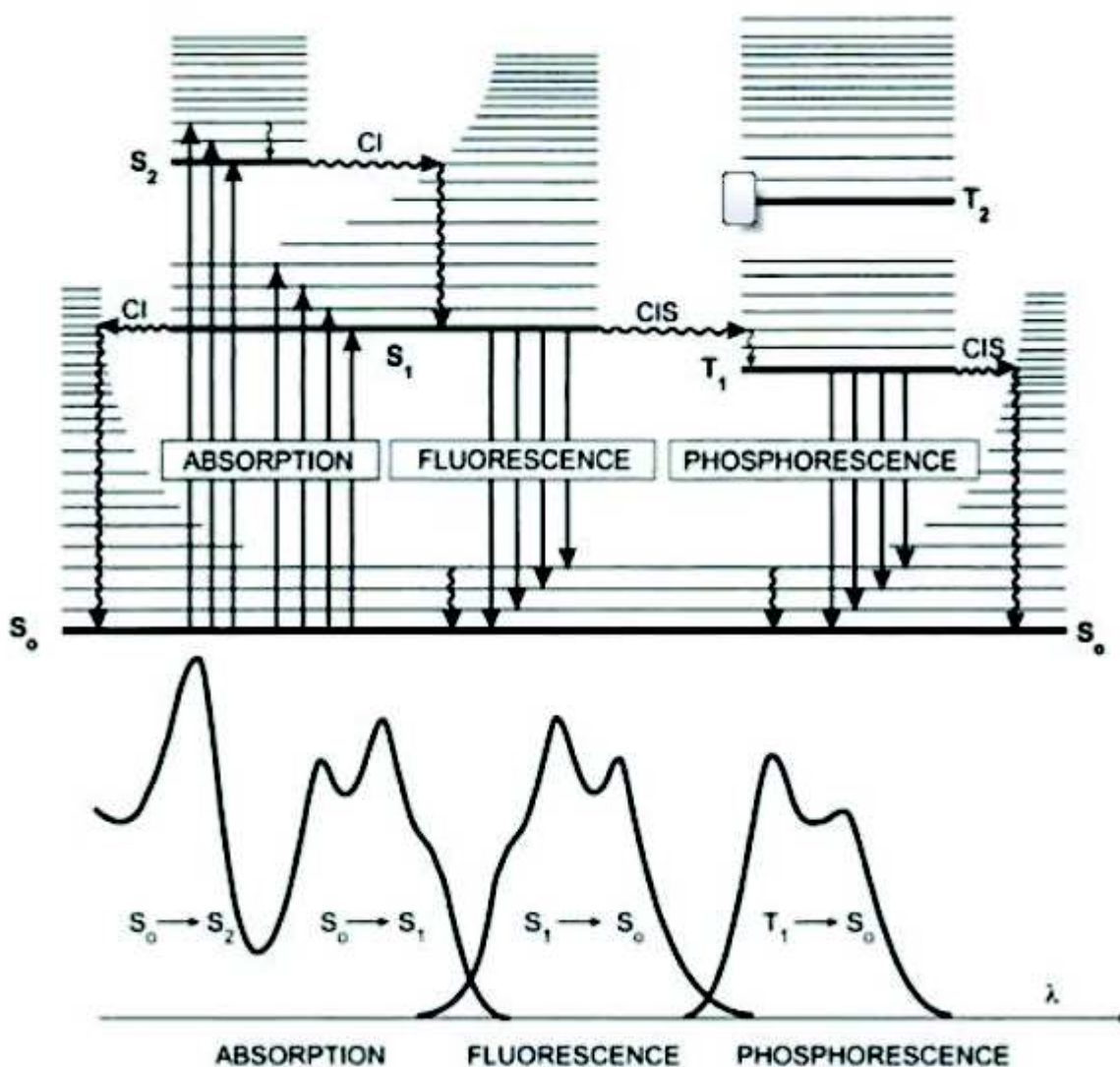


Figure 1.4: Diagramme de Perrin-Jablonski et positions relatives des spectres d'absorption, de fluorescence et de phosphorescence.

ii. Recombinaisons des paires

Enfin, la troisième et dernière étape représente l'évolution des états S_1 et T_1 , dont la durée de vie est de l'ordre de 10^{-9} s pour S_1 et largement supérieur en ce qui concerne T_1 . C'est l'étape qui va être à l'origine des photons de scintillation que nous allons observer. Nous l'appellerons étape de recombinaison des paires de charges. En effet, les molécules se trouvant dans des états excités S_1 ou T_1 vont relaxer selon différentes voies de désexcitation que l'on peut diviser en deux groupes (Figure 1.4) :

- Les transitions non radiatives, qui correspondent aux processus se produisant sans émission de rayonnement. Parmi elles on peut citer les intercombinaisons ou combinaisons intersystèmes (CIS), possibles grâce au couplage spin-orbite et les conversions internes (CI) ainsi que les relaxations vibrationnelles selon qu'il y ait ou pas retournement de spin. Ces deux dernières ont une efficacité beaucoup plus importante dans le cas des transitions entre états excités que dans le cas des transitions du premier état excité vers l'état fondamental. Ceci est dû notamment à la différence d'énergie beaucoup plus grande entre S_1 et S_0 . Par conséquent, la conversion interne dans ce dernier cas peut entrer en compétition avec le passage intersystème vers l'état triplet ainsi qu'avec l'émission de photons (fluorescence).

- Les transitions radiatives sont à l'origine de l'émission de photons et donc de la luminescence. Elles obéissent à la règle de Kasha [4], définie par les règles de sélection de la mécanique quantique, qui impose que l'émission radiative ne puisse provenir que de la recombinaison du premier état excité singulet S_1 vers le niveau fondamental S_0 . Le temps de vie de fluorescence, si l'émission a lieu avec changement de spin, de l'état T_1 à S_0 , on parle de phosphorescence. Notons qu'il s'agit alors d'un processus lent d'émission de lumière, avec une durée de vie comprise entre 10^{-6} et 1 s, due au fait que cette transition est interdite. Rappelons que la transition de l'état S_1 vers T_0 est normalement interdite dans un atome isolé, mais qu'elle est possible lorsque cet atome se trouve dans une molécule.

IV. Le scanner

A. Historique

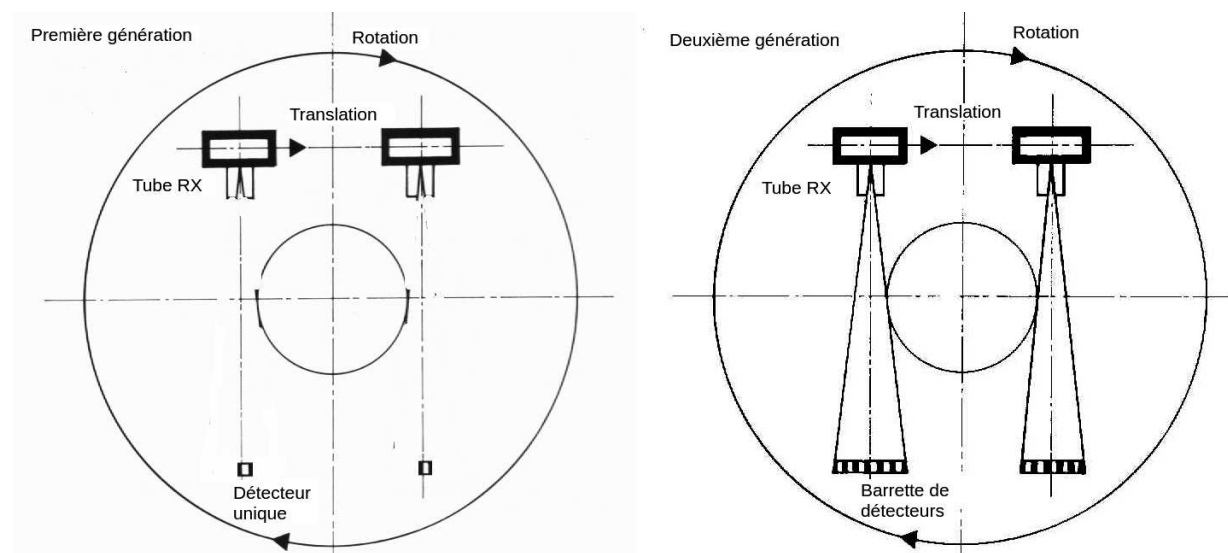


Figure 1.5: Principe du scanner de première et deuxième génération.

Si le scanner est apparu au début des années 1970, le principe de base a été grandement amélioré à plusieurs reprises. Les scanners de première génération utilisaient un faisceau droit et un unique détecteur (voir figure 1.5). Ces deux éléments devaient enchaîner irradiation et translation afin d'effectuer une projection, avant de faire une rotation pour entamer la projection suivante. Cette méthode présentait un temps d'acquisition de plusieurs minutes par coupe, le patient n'étant pas parfaitement immobile durant l'examen, l'image obtenue pouvait donc devenir floue.

Pour résoudre ce problème, la seconde génération de scanner utilisait un faisceau en éventail irradiant une barrette contenant plusieurs détecteurs. Le mouvement de translation reste nécessaire, mais le temps d'acquisition est tout de même largement diminué. Par la suite, la 3^e génération de scanner pousse l'idée plus loin et utilise des barrettes suffisamment grandes pour ne plus avoir besoin d'effectuer de translation (voir figure 1.6), ce qui réduit les artefacts et mène à une meilleure qualité d'images. Cette nouvelle technologie permet l'apparition du mode hélicoïdal, durant lequel l'ensemble source-détecteur effectue une rotation continue pendant que le lit effectue un mouvement de translation.

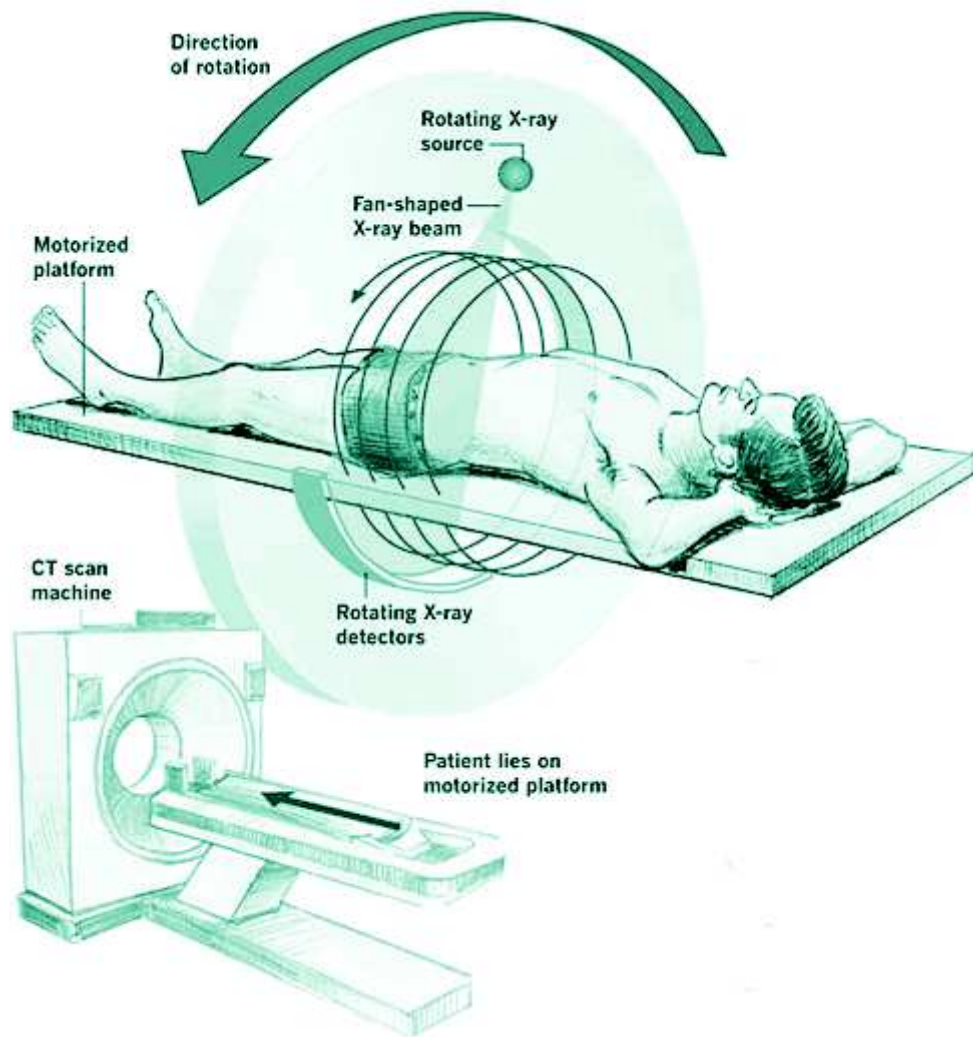


Figure 1.6: Principe du scanner de troisième génération.

La quatrième génération de scanner utilise une couronne complète de détecteurs immobiles, ainsi lors de la rotation du tube, un détecteur différent est toujours en face du tube. Par la suite, d'autres innovations ont été apportées telles que l'utilisation de plusieurs rangées de détecteurs pour effectuer plusieurs coupes à chaque rotation, ou, dans certains cas, l'ajout d'un second tube pouvant être utilisé à une énergie différente, ce qui permet d'améliorer la qualité d'image.

B. Composition d'un scanner

Les principaux éléments d'un scanner sont le tube RX, les filtres, le collimateur, et les détecteurs.

Le tube à rayons X (voir figure 1.7) comporte une cathode qui va émettre des électrons, ainsi qu'une anode tournante en tungstène. La cathode est constituée d'un filament chauffé par un courant électrique dont l'intensité va déterminer le nombre d'électrons émis par la cathode. La

différence de potentiel entre les 2 électrodes va permettre d'accélérer les électrons, dont les interactions avec l'anode vont provoquer l'émission de rayons X ainsi qu'un échauffement de l'anode. Ces interactions peuvent prendre plusieurs formes :

- Un ralentissement des électrons dû au champ coulombien des noyaux de tungstène va provoquer l'émission d'un rayonnement de freinage, dont le spectre sera continu de 0 keV jusqu'à l'énergie des électrons.
- Les interactions avec les électrons du tungstène vont provoquer l'émission de rayons X de fluorescence.

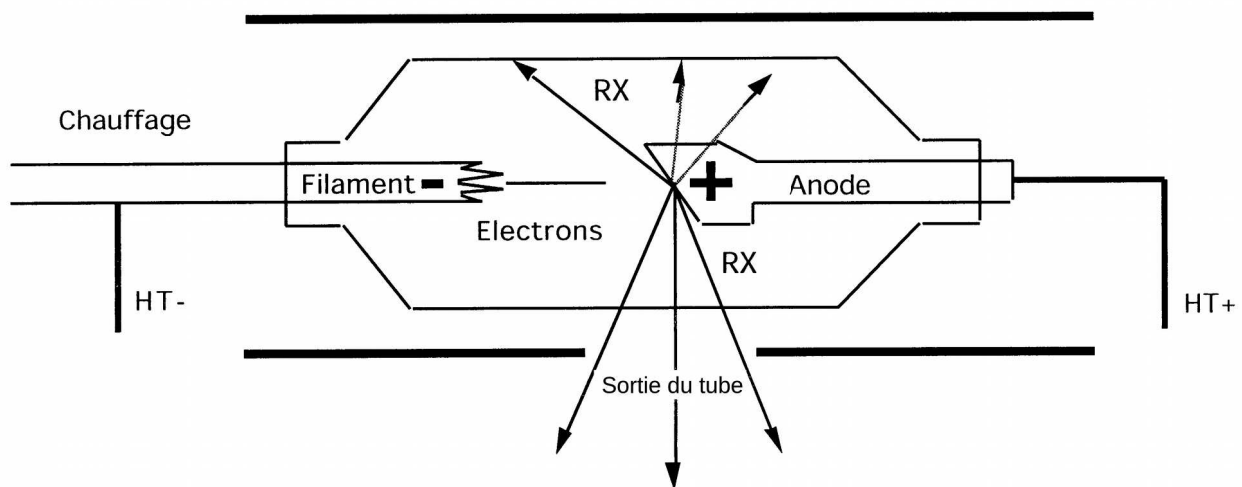


Figure 1.7: Composition d'un tube RX.

Les rayons X produits vont ensuite traverser 2 filtres. Le premier se situe en sortie du tube et est équivalent à quelques millimètres d'aluminium. Cela va avoir pour effet de durcir le faisceau, c'est-à-dire supprimer les rayons de basses énergies (voir figure 1.8) qui auraient été fortement atténués dans le corps, augmentant donc la dose sans contribuer à l'image diagnostique. Le second filtre, appelé filtre papillon, est plus épais vers sa périphérie afin de compenser l'inégalité de l'épaisseur du patient et d'obtenir un flux plus uniforme au niveau des détecteurs (voir figure 1.9). Après le filtre, le faisceau sera collimaté selon l'épaisseur voulue. Les rayons X vont alors irradier le patient, avant d'atteindre les détecteurs composés de cristaux photoluminescents associés à une photodiode. Ce type de détecteurs présentent un rendement très élevé qui permet de limiter le nombre de rayons X nécessaire pour une image, et donc la dose de radiation absorbée par le patient. Les scanners modernes possèdent plusieurs barrettes contenant chacune 800 à 900 détecteurs formant un arc de cercle s'il s'agit d'un scanner de 3e génération et plusieurs milliers de détecteurs formant une couronne pour un scanner de 4e génération. Ces détecteurs sont constitués de cristaux scintillants reliés à une photodiode. Lorsqu'un rayon X interagit dans le cristal, il entraîne l'émission de photons optiques qui à leur tour vont interagir dans la photodiode en produisant un signal électrique. Ainsi un flux de rayons X élevés va produire plus de photons optiques qui vont induire un signal électrique plus important.

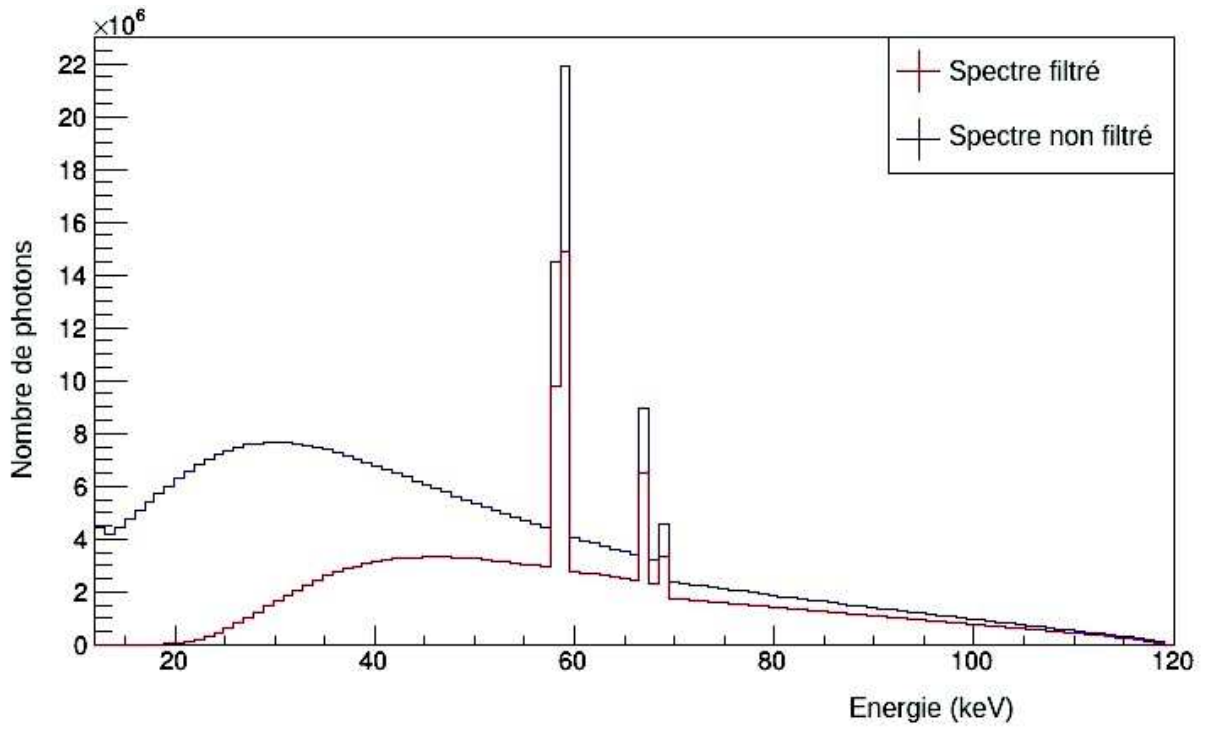


Figure 1.8: Spectre avant et après filtration de 6 mm d'aluminium.

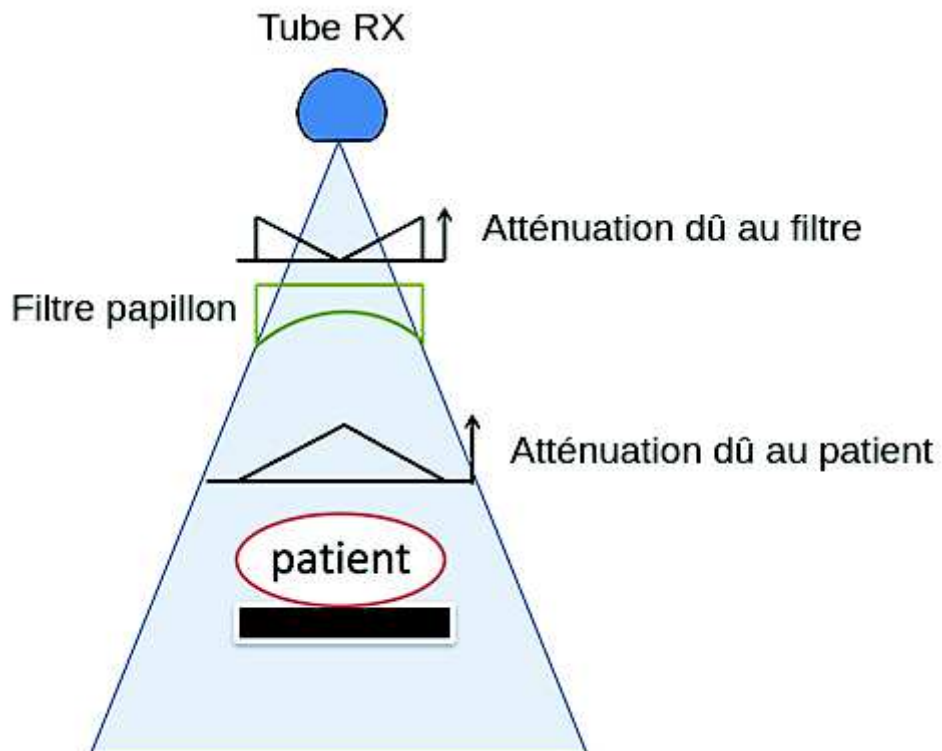


Figure 1.9: Rôle du filtre papillon dans le faisceau.

C. Les innovations récentes en scanner

i. Scanner double-énergie

L'utilisation de deux énergies en scanner a été mentionnée pour la première fois en 1977 [5]. Le but d'un scanner double-énergie est d'obtenir les informations sur l'absorption des photons pour différentes énergies, ce qui permet d'avoir une meilleure différenciation des différents tissus sur l'image diagnostique.

Acquisition séquentielle

Dans un premier temps, le scanner utilisé était le même que pour un examen standard, mais l'acquisition était réalisée deux fois avec des tensions différentes. Dans la mesure où ni les acquisitions hélicoïdales ni les détecteurs multibarrettes n'étaient disponibles, le temps d'acquisition d'un scanner double énergie était très important. De plus, le gain sur la qualité d'image était relativement faible face à l'augmentation de la dose délivrée, et cette technique ne fut pas retenue pour l'application clinique.

Scanner à deux tubes

En 2006, Siemens a développé un scanner possédant deux tubes installés à 90° l'un par rapport à l'autre, ainsi que deux systèmes de détections [6], ce qui a relancé l'intérêt pour les scanners à double énergie. Le premier détecteur présente la même taille que sur un scanner standard, le second détecteur quant à lui présente une taille réduite (voir figure 1.10). Cela implique que si le tube associé au premier détecteur peut utiliser un champ d'irradiation normal, le second tube aura un champ d'irradiation plus petit, ce qui peut être limitant pour des images de grande dimension.

Ce modèle peut être utilisé soit en alimentant les deux tubes avec la même tension, ce qui peut permettre des acquisitions rapides et donc une résolution temporelle accrue, par exemple pour un scanner cardiaque, soit avec deux tensions différentes, ce qui va améliorer la qualité d'image en se basant sur les différences d'absorption en fonction de la tension appliquée. Cependant, l'utilisation de deux tubes implique également une dose déposée dans le patient plus importante lors de l'examen.

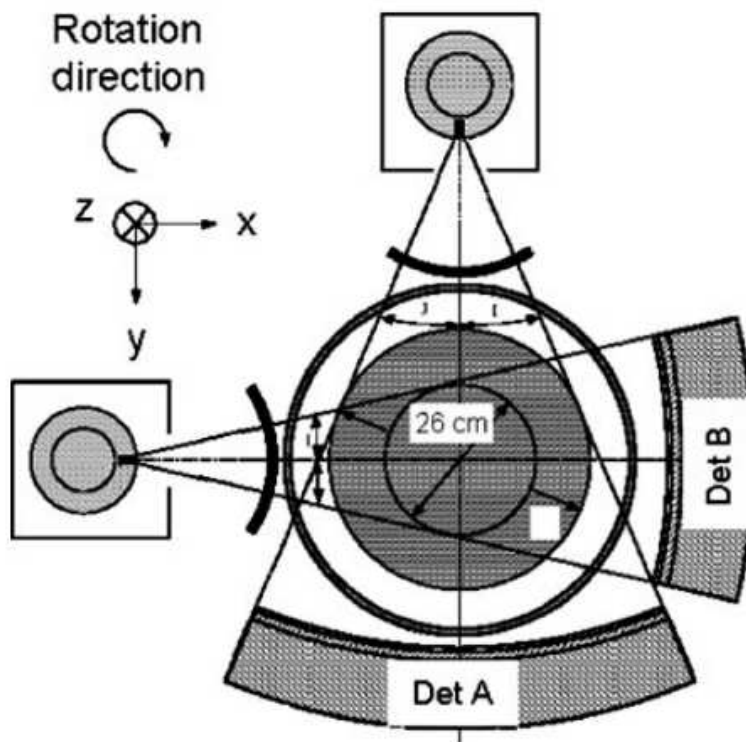


Figure 1.10: Schéma d'un scanner bi-tube Siemens Somatom Definition.

Switch de tension

Par la suite, une méthode permettant d'obtenir une irradiation double-énergie avec un seul tube a été développée [7] par GE Healthcare. Ce type de scanner utilise un tube capable de changer la tension appliquée en $250 \mu\text{s}$, ce qui permet d'effectuer deux acquisitions simultanément, chacune utilisant une tension différente, avec une excellente résolution temporelle. De plus, contrairement au scanner bi-tube, l'information des deux énergies est disponible sur l'ensemble du champ d'irradiation.

Le switch de tension a l'inconvénient de ne pas pouvoir utiliser la modulation d'intensité, ce qui implique que la dose délivrée au patient peut être jusqu'à 20 % plus importante [7].

Double filtre

La méthode du double filtre, également développée par Siemens, n'utilise qu'un seul tube, cependant deux filtres différents sont utilisés dans le faisceau, l'un en or et l'autre en étain [8]. Pour une même tension, on a alors un faisceau composé principalement de hautes énergies (avec le filtre en étain) et un faisceau pour lequel les basses énergies seront dominantes (avec le filtre en or)(voir figure 1.11).

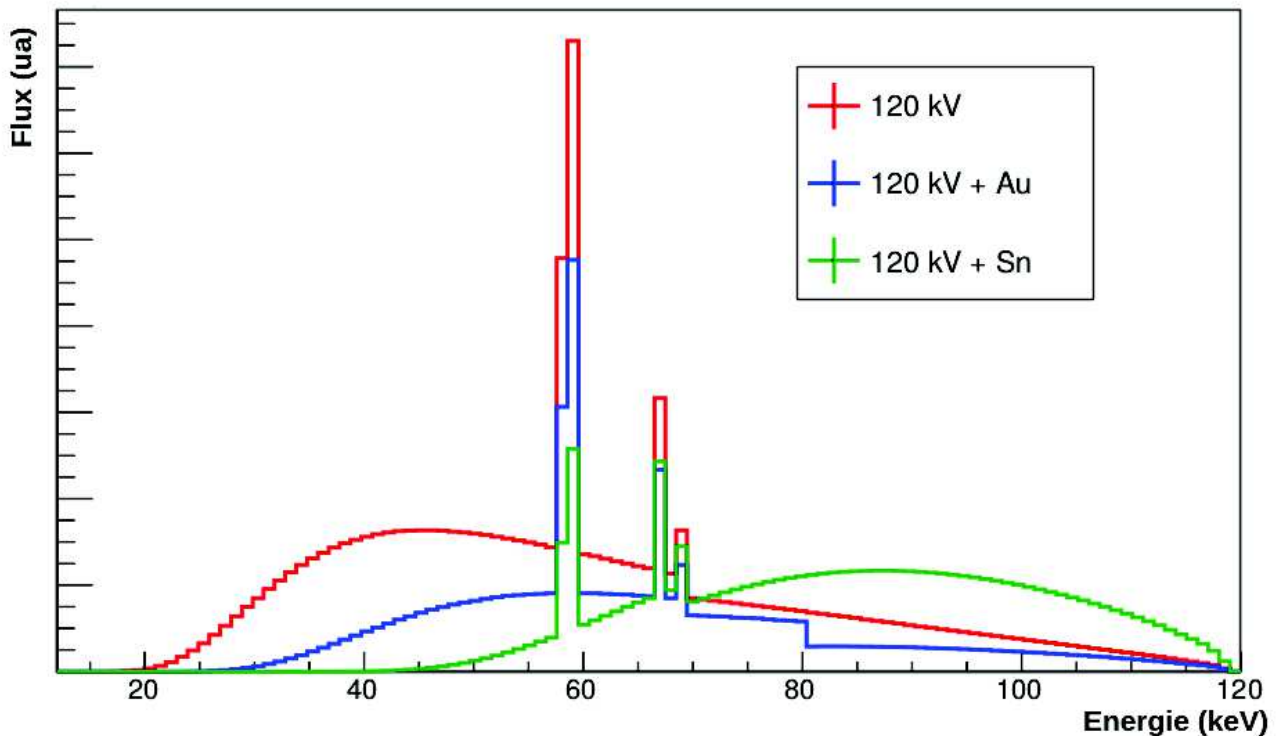


Figure 1.11: Spectres X à 120 kV pour un scanner standard et pour un scanner à double filtre.

Tout comme le switch de tension, cette méthode permet d'avoir une acquisition double énergie sur l'intégralité du champ d'irradiation tout en ne nécessitant que peu de changement comparé à un scanner classique. De plus, dans la mesure où la filtration est plus importante que pour un scanner classique, les basses énergies sont moins présentes dans le faisceau ce qui va diminuer la dose délivrée au patient.

Détecteurs sensibles à l'énergie

Certaines méthodes peuvent également discriminer les photons en fonction de leur énergie au niveau des détecteurs, et non du tube.

Les scanners à détecteurs multi-couches utilisent plusieurs types de détecteurs, comme par exemple le Philips IQon. La première couche est principalement sensible aux basses énergies, car elle est relativement fine et constituée des matériaux adaptés (ZnSe ou CsI). La seconde couche est constituée de matériaux plus sensibles aux hautes énergies (par exemple le Gd_2O_2S) [9].

Enfin, la dernière technologie en date mesure l'énergie des photons incidents. La séparation peut se faire entre haute et basse énergie ou en utilisant plus de canaux pour avoir plus d'informations [10]. Cependant cette technologie est encore au stade expérimental et présente certaines limites, notamment une saturation des détecteurs face à un flux de photons trop important [9].

D. L'imagerie scanner

i. Acquisition

L'image scanner est constituée d'une succession de coupes représentant les structures anatomiques du patient en se basant sur la différence d'absorption des rayons X dans les tissus. La première étape de l'examen est la réalisation d'un topogramme. Celui-ci consiste en une irradiation durant laquelle l'ensemble tube-détecteur est fixe pendant que la table se déplace à vitesse constante. Cette étape permet de visualiser et sélectionner les volumes à explorer. En étudiant la densité des volumes à imager, on peut alors déterminer le courant nécessaire minimal pour obtenir une image claire, sans pour autant irradier le patient plus que nécessaire.

L'image scanner peut ensuite être obtenue selon le mode axial en stationnaire (on irradie toujours au même endroit) ou en séquentiel (on irradie sur une longue zone par étapes avec recouvrement des coupes ou en jointif) ou selon le mode hélicoïdal. Durant une acquisition en mode axial, le lit reste fixe le temps d'effectuer une rotation complète et ne se déplace qu'entre deux tours, lorsque la source n'irradie pas le patient. Ce mode présente les inconvénients d'être relativement lent et d'être plus irradiant [11], cependant il permet d'imager un volume allant jusqu'à 16 cm en une seule rotation, ce qui est important pour limiter les artefacts de mouvement, notamment lorsqu'on scanne le coeur. Les images correspondent alors à des coupes du patient dans le plan axial (voir figure 1.12).

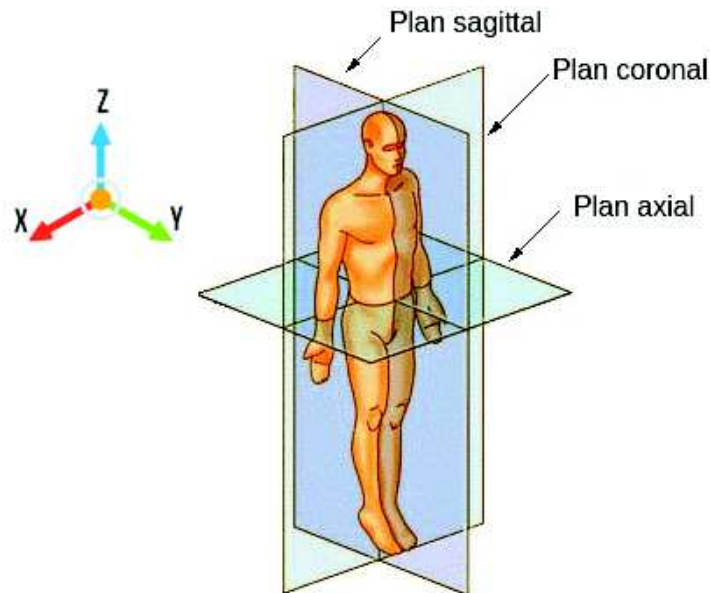


Figure 1.12: Repères utilisés en scannographie.

Lors d'une acquisition hélicoïdale, la table va se déplacer le long de l'axe z de manière constante sous le faisceau de rayons X qui tournera de manière continue, décrivant donc une spirale autour du corps du patient. Ce mode, aussi appelé mode volumique, permet une réduction du temps d'acquisition. Il est possible de régler la forme de l'hélice afin que les zones irradiées par le faisceau d'une rotation à l'autre soient superposées, juxtaposées ou espacées. La forme de l'hélice est décrite par le pitch factor :

$$PF = \frac{d}{c_n} \quad (1.6)$$

avec d le déplacement de la table durant une rotation, et c_n la largeur de collimation nominale du faisceau. Ainsi un pitch factor inférieur à 1 conduira à une superposition du faisceau, alors qu'une valeur supérieure à 1 correspondra à un espace entre deux rotations successives (voir figure 1.13).

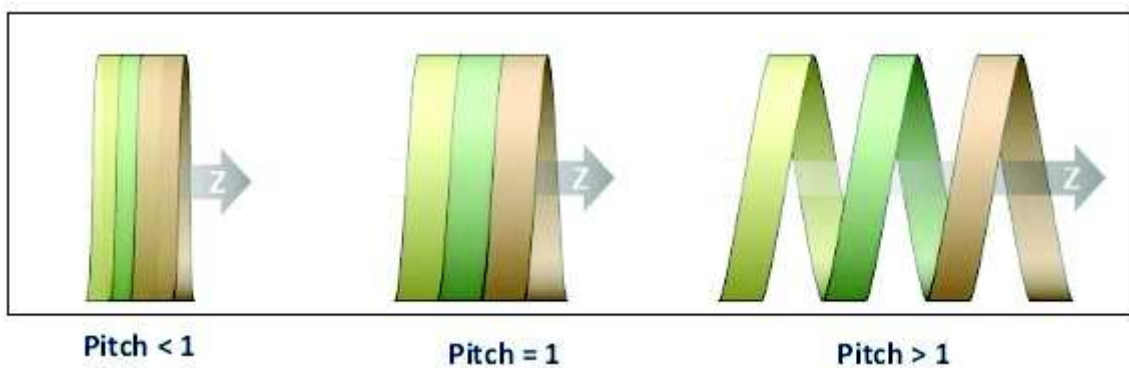


Figure 1.13: Parcours du tube RX autour du patient pour différents modes.

Dans le cas d'un scan multi-barettes, on définit également le pitch hélicoïdal (ou Helical Pitch) :

$$HP = \frac{d}{c_{tot}} \quad (1.16)$$

Avec c_{tot} la collimation totale.

ii. Reconstruction

Pour chaque position de la source, on obtient une projection en deux dimensions du patient. Johann Radon a décrit en 1917 les mathématiques permettant de reconstruire un objet à partir de plusieurs coupes [12]. Pour reconstruire la matrice image d'une coupe, on peut utiliser la méthode algébrique de reconstruction par itérations, ou la méthode analytique de rétroprojection filtrée.

La méthode de la rétroprojection utilise le théorème de la coupe centrale, qui montre que la transformée de Fourier d'une projection $P(v, \theta)$ correspond à une ligne de la transformée de Fourier

de l'image qui passe par l'origine et fait un angle θ avec l'axe des abscisses, ce qui peut se représenter par l'équation :

$$P(v, \theta) = F(v_x, v_y) \quad (1.17)$$

Pour effectuer une rétroprojection filtrée, on va classer chaque projection les unes à la suite des autres en fonction de l'angle θ auquel elles ont été obtenues, construisant ainsi un sinogramme. Ce sinogramme va alors passer par plusieurs transformations (voir figure 1.14) :

- Une transformée de Fourier permettant d'obtenir l'image dans le domaine des fréquences.
- Un filtrage dans le domaine fréquentiel. Il est par exemple possible d'améliorer la résolution spatiale en augmentant l'intensité des hautes fréquences, mais cela implique d'augmenter également le bruit de l'image.
- On applique alors la transformée de Fourier inverse pour revenir dans le domaine spatial
- Enfin, la rétroprojection permet d'obtenir l'image finale.

Cette méthode permet de reconstruire les images bien plus rapidement que les méthodes itératives.

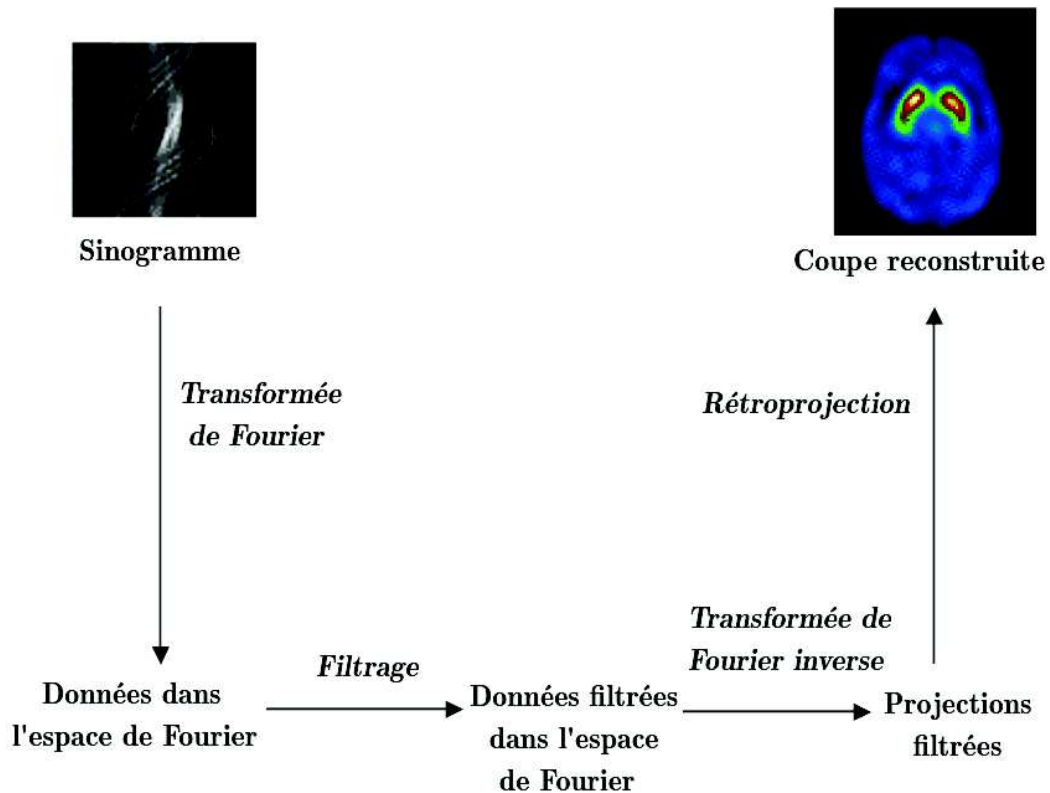


Figure 1.14: Les différentes étapes de la rétroprojection filtrée.

La reconstruction par itérations consiste à poser une solution première, par exemple en utilisant la rétroprojection filtrée. On va ensuite reproduire les données des projections qu'on aurait obtenues si l'image correspondait strictement à la réalité, et ces données vont être comparées à celles mesurées. Tant que les résultats calculés et mesurés sont trop différents, les étapes précédentes sont répétées jusqu'à obtenir un résultat jugé satisfaisant.

Étant donné que le bruit est l'un des principaux problèmes rencontrés lors de la reconstruction de l'image, la reconstruction par itération va logiquement chercher à limiter sa présence sur l'image. Pour cela, la technique utilisée en routine clinique est une méthode statistique hybride, ainsi, selon les algorithmes, on utilisera la reconstruction par itérations pour diminuer le bruit soit dans l'espace des sinogrammes, durant la rétroprojection filtrée, soit au niveau de l'image finale, après la rétroprojection filtrée.

Cette méthode traite le signal bien plus efficacement qu'une simple rétroprojection, ce qui va ensuite permettre d'effectuer des acquisitions moins irradiantes, diminuant la dose de 23 à 76 %.

[13]

iii. Visualisation

La reconstruction permet de déterminer le coefficient d'atténuation linéique μ correspondant à chaque voxel de la matrice. Pour des raisons pratiques, les valeurs des voxels ne sont pas

directement associées au coefficient d'atténuation, mais à un nombre CT (NCT), exprimé en unités Hounsfield (HU), calculé à partir du coefficient d'atténuation du matériau considéré (μ_{tissu}) et de celui de l'eau (μ_{eau}).

$$NCT = 1000 \times \frac{\mu_{\text{tissu}} - \mu_{\text{eau}}}{\mu_{\text{eau}}} \quad (1.18)$$

Cette échelle permet d'associer des HU aux différents organes (voir figure 1.15).

Afin d'obtenir le meilleur contraste, l'utilisateur peut fixer un intervalle de NCT à couvrir selon qu'il cherche à observer les tissus mous ou des structures osseuses.

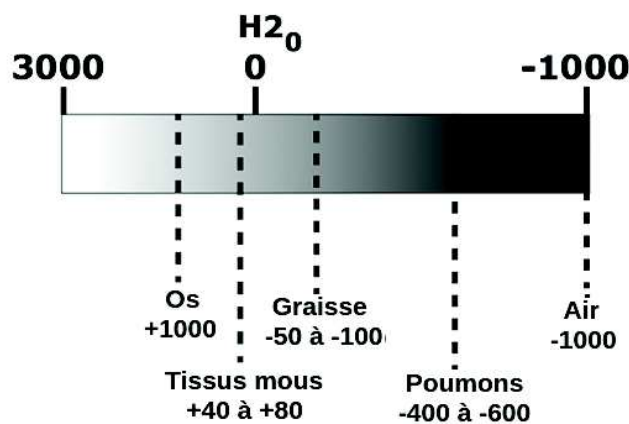


Figure 1.15: NCT de différents tissus.

E. Dosimétrie scanner

i. Les grandeurs fondamentales

Le principal inconvénient de l'imagerie scanographique est l'utilisation de rayonnements ionisants dont les effets à faible dose sont encore mal connus. En cas d'incident provoquant une surirradiation, les rayons X peuvent provoquer des brûlures, pertes de cheveux, ou conduire à des effets stochastiques. L'arrêté du 22 septembre 2006 relatif aux informations dosimétriques [14] et la directive européenne 97-43 [15] demande donc d'effectuer un suivi de la dose délivrée au patient lors de l'irradiation. La quantité de rayonnement reçu peut être évaluée via plusieurs grandeurs.

La dose absorbée : La dose absorbée est définie comme étant l'énergie totale E déposée dans un milieu de masse M . La dose absorbée est exprimée en gray (Gy) qui sont homogène à des joules par kilogrammes. Cette grandeur s'écrit :

$$D = \frac{E}{M} \quad (1.19)$$

Le kerma : Le kerma est une grandeur physique qui ne s'applique qu'aux rayonnements neutres comme les photons ou les neutrons. Il est défini comme étant l'énergie transférée aux particules chargées E_{tr} dans un milieu de masse M . Tout comme la dose, le kerma s'exprime en gray.

$$K = \frac{E_{tr}}{M} \quad (1.20)$$

L'énergie transférée aux électrons peut conduire à deux situations :

- Les électrons vont interagir par collision, ce faisant ils vont dissiper leur énergie en ionisant la matière tout au long de leur parcours. On définit le kerma de collision K_{col} comme étant la fraction de l'énergie transférée par les photons aux électrons qui interagissent ensuite par collision.
- Les électrons mis en mouvement sont ralentis par les champs coulombiens, ce qui conduit à l'émission de photons de Bremsstrahlung. Dans ce cas, on définit le kerma radiatif K_{rad} comme étant la fraction de l'énergie transférée des photons aux électrons qui perdent leur énergie par rayonnement de freinage.

Si on définit g comme étant le facteur représentant la fraction d'énergie transférée par interactions radiatives, on a :

$$K_{col} = K(1-g) \quad (1.21)$$

Relation dose – kerma : La dose et le kerma ne tiennent pas compte des mêmes phénomènes. En effet, le kerma quantifie l'énergie transférée tandis que la dose quantifie l'énergie absorbée. On peut alors exprimer la dose en fonction du kerma :

$$D = K \frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)}{\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)} \quad (1.22)$$

Dans les conditions d'équilibre électronique, établi quand l'énergie emportée par les électrons sortant d'un petit élément de volume est égale à celle déposée par les électrons entrants, l'énergie transférée à une masse de matière est égale à l'énergie absorbée par cette même masse. Pour des particules non chargées, le coefficient d'absorption massique en énergie est le produit du coefficient de transfert massique en énergie par $(1-g)$. La relation entre kerma et dose absorbée peut alors s'écrire :

$$D = K(1-g) \quad (1.23)$$

Si, en plus de l'équilibre électronique on a des photons de relativement basse énergie, comme c'est le cas en scanographie, la fraction de rayonnement de kerma radiatif est négligeable, soit $g = 0$. On peut alors dire qu'en scanographie, la dose et le kerma sont égaux.

ii. Les indices de dose

Défini dans le rapport 74 de l'ICRU [16], l'indice de kerma de scanographie C_k est mesuré dans l'air pour une rotation du tube X. Il s'exprime en mGy et est égal au quotient de l'intégrale du kerma dans l'air K le long d'un axe z parallèle à l'axe de rotation du scanner sur le nombre N de coupes acquises simultanément et leur épaisseur nominale T :

$$C_k = \frac{1}{NT} \int_{-\infty}^{+\infty} K(z) dz \quad (1.24)$$

Cette intégration sur une longueur infini ne pouvant être que théorique, on utilise en pratique une intégration sur une longueur de 100 mm, positionnée symétriquement par rapport au plan de coupe du scanner. L'indice de kerma de scanographie se note alors $C_{a,100}$ et devient :

$$C_{a,100} = \frac{1}{NT} \int_{-50}^{+50} K(z) dz \quad (1.25)$$

Les mesures avec la chambre d'ionisation peuvent être effectuées dans un fantôme cylindrique possédant un diamètre de 16 cm ou 32 cm. La chambre est positionnée à certaines positions dans le fantôme, l'utilisation d'une intégrale n'est donc pas réaliste. On a donc défini l'indice de kerma dans l'air scanographique pondéré.

$$C_w = \frac{1}{3} C_{100,centre} + \frac{2}{3} C_{100,périphérie} \quad (1.26)$$

Cependant, cette définition ne correspond qu'à une coupe. Pour un examen complet en mode hélicoïdal, on utilisera l'indice de kerma dans l'air scanographique volumique :

$$C_{vol} = \frac{1}{pitch} C_w \quad (1.27)$$

Bien que cet indice estime la dose moyenne de radiation dans le volume irradié pour un objet similaire au fantôme, il ne tient pas compte du volume irradié ou de la longueur du scan. Le produit kerma dans l'air-longueur ($P_{K,L,CT}$) a donc été introduit pour représenter la dose totale absorbée lors de l'examen, en mGy.cm :

$$P_{K,L,CT} = C_{vol} \cdot L \quad (1.28)$$

avec L la longueur en cm du volume imagé.

Cependant ces indicateurs présentent certaines limites [17]–[19]. En effet, lors d'un scan hélicoïdal, l'irradiation commence avant la première image et finie après la dernière image. En effet, il est nécessaire d'avoir une rotation complète pour imager un volume. Dans la mesure où la table se déplace de manière continue, l'irradiation doit donc commencer avant le volume irradié et doit se terminer après (voir figure 1.16). Certains scanners utilisent la longueur du volume imagé pour le calcul du $P_{K,L,CT}$, ce qui ne correspond pas à la longueur du volume effectivement irradié. Ce phénomène, appelé « overranging », va impliquer un écart entre le $P_{K,L,CT}$ et le kerma total absorbé dont l'importance vis-à-vis du kerma total absorbé va dépendre de la largeur nominale du faisceau ainsi que de la longueur de l'irradiation.

Sur les scanners les plus récents, cet effet est limité par la méthode de collimation dynamique. Un collimateur dynamique est constitué de lames qui se déplacent dans le faisceau de manière à bloquer les radiations sur les zones que l'on ne souhaite pas imager. Cette méthode est plus efficace pour un pitch faible, cependant pour tout pitch on peut ainsi bloquer au moins 50 % de la surexposition provoqué par l'overranging [18].

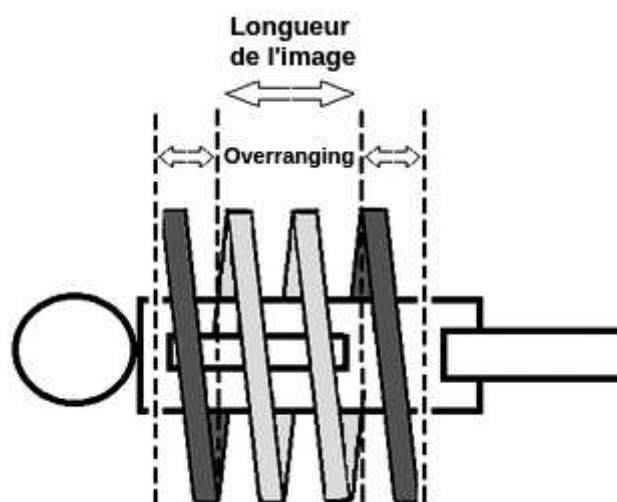


Figure 1.16: Phénomène d'overranging.

D'autres limites ont été observées quant à la pertinence de ces indices de kerma. Par exemple, il a été noté qu'en mesurant la dose sur une longueur infinie, une mesure de kerma sur 100 mm sous-estime le CTDI avec un écart pouvant aller jusqu'à 26 % [21]. Cet écart est lié au rayonnement diffusé, dans la mesure où le CTDI est obtenu par des mesures à l'aide d'une chambre d'ionisation de 100 mm de long avec un fantôme de 150 mm de long, le CTDI ne va pas prendre en compte l'intégralité du rayonnement diffusé.

Enfin, une certaine marge d'erreur sur les indices de kerma est due à la différence entre la morphologie du patient et du fantôme. La corpulence du patient va jouer sur la pertinence des indices de kerma, principalement dans le cas des CT pédiatriques dans lesquels la morphologie du patient sera la plus variable et où le patient sera le plus à même de développer un cancer lié aux rayons X. Ce phénomène peut induire une incertitude supérieure à 20 % pour un patient adulte [22]. Se basant uniquement sur le diamètre effectif, la différence entre le CTDI et la dose absorbée par le patient peut atteindre un facteur 2 dans le cas d'un enfant [23].

Un autre phénomène à considérer est l'homogénéité de la dose dans le patient. Le CTDI donne une dose moyenne dans un fantôme placé à l'isocentre du scanner, et dont la composition et la densité sont parfaitement uniformes, ce qui n'est forcément pas représentatif de la réalité. Il a été montré que le centrage du patient peut impacter la dose à certains organes de manière significative. En effet, il a été montré que 95 % des patients sont mal centrés [24], et que ce mauvais positionnement peut faire varier la dose en surface d'environ 20 % en moyenne [25], [26]. D'autres paramètres peuvent également influencer sur l'homogénéité de la dose. Par exemple, lors de certains examens en mode séquentiel ou en gating cardiaque, le scanner n'effectue pas une rotation complète ce qui va forcément induire une dose plus faible du côté n'ayant pas été directement irradié. Un autre cas menant à une dose non homogène est la variation d'intensité qui implique qu'en mode hélicoïdal, un côté du patient sera plus exposé que l'autre au moment du changement d'intensité. Cependant plusieurs méthodes ont été proposées afin d'améliorer la dosimétrie scanner.

iii. Size Specific Dose Estimates

Le CTDI volumique affiché par le scanner correspond à une grandeur mesurée sur un fantôme de 16 cm de diamètre (fantôme tête) ou de 32 cm de diamètre (fantôme corps). Pour tenir compte de la morphologie du patient, l'American Association of Physicists in Medicine (AAPM) a défini dans le Task Group 204 [23] les Size Specific Dose Estimates (SSDE).

Le Task Group 204 est basé sur les travaux de groupes de recherche de McCollough *et al*, Toth et Strauss, Zhou et Boone, et McNitt-Gray *et al*. Il explique qu'en se basant sur les dimensions latérales du patient (*LAT*) et antéro-postérieur (*AP*) il est possible de déterminer un diamètre effectif :

$$\text{diamètre effectif} = \sqrt{AP \times LAT}$$

On peut alors considérer que le patient est équivalent à un fantôme dont le diamètre est égal à celui calculé. Des facteurs de correction ont alors été définis pour corriger le CTDI volumique affiché par le scanner. Ces facteurs de correction ont été calculés par 4 différents groupes travaillant indépendamment.

Le groupe de McCollough *et al* (Mayo Clinic, Rochester, MN, USA), a utilisé plusieurs fantômes anthropomorphes dont la taille variait d'une dimension latérale de 9 cm à 39 cm. Les fantômes ont été scannés dans 4 scanners différents (2 Siemens et 2 GE) et la dose absorbée par chaque fantôme a été mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation crayon Radcal. Afin de prendre correctement en compte le rayonnement diffusé, plusieurs fantômes ont été mis bout à bout lors de l'irradiation afin de ne pas limiter le torse simulé au 15 cm de longueur du fantôme.

Les groupes de Toth (GE Healthcare) et Strauss (Children's Hospital, Boston) ont utilisé 3 fantômes cylindriques de 15 cm de long, pour des diamètres de 10, 16 et 32 cm. Toth et Strauss ont utilisé les résultats d'examen patients ainsi que le CTDI volumique mesuré sur leurs fantômes afin d'obtenir le CTDI volumique en fonction de la dimension latérale du patient. Ils ont alors pu obtenir des facteurs de correction pour calculer la dose reçue par un patient considéré équivalent à un fantôme de 15 cm de long et d'un diamètre équivalent eau dépendant des dimensions du patient.

Le groupe de McNitt-Gray (UCLA laboratory) a utilisé des simulations Monte Carlo avec MCNPX pour étudier l'effet de la taille du patient sur la dose aux organes pour un scanner abdominal. Les simulations correspondaient à des examens abdominaux effectués avec les scanners des principaux fabricants sur 8 modèles de patients pour des longueurs de scan allant de 15 cm à 33 cm. La valeur de la dose aux organes entre les différents scanners a ensuite été moyennée afin d'obtenir une dose aux organes moyenne indépendante du scanner utilisé. Les dimensions du patient utilisées par la suite correspondaient à celles de la tranche au milieu du fantôme. Le groupe a alors cherché une relation entre la dose aux organes et les dimensions du patient.

Le groupe de Zhou et Boone (University of California Davis) a utilisé le code Monte Carlo SIERRA pour calculer la dose sur des fantômes cylindriques de longueur infinie, de diamètre allant de 1 cm à 50 cm et avec différente composition en se basant sur le modèle d'un GE Lightspeed 16. La dose a été calculée au centre et en périphérie des fantômes comme lors du calcul du CTDI

volumique, cependant la dose a été intégrée à la fois sur une longueur de 100 mm et sur une longueur infinie. Ces 2 valeurs de la dose ont été moyennées afin d'obtenir une dose proche de celle d'un scanner d'une longueur réaliste. La valeur de la dose en fonction du diamètre du fantôme a ensuite été normalisée soit par rapport à un diamètre de 16 cm, soit par rapport à un diamètre de 32 cm, afin d'obtenir des facteurs de normalisation basés sur les fantômes cylindriques classiques.

Les facteurs de correction obtenus par les différentes méthodes présentent un coefficient de corrélation de 0.967, ce qui permet d'affirmer que les résultats de tous les groupes sont en accord.

Il est également à noter que les coefficients de corrections correspondent à des valeurs moyennées sur les différentes tensions appliquées au tube. Cependant, lorsque l'on compare ces coefficients à ceux obtenus pour une tension spécifique, l'écart moyen ne dépasse pas 5 %, quel que soit le fantôme utilisé.

Enfin, si les dimensions latérale et antéro-postérieure du patient ne sont pas disponibles, des abaques permettent d'obtenir un diamètre effectif en ne connaissant que l'une des 2 grandeurs, ou en se basant sur l'âge du patient.

Les SSDE permettent donc de prendre en compte la morphologie du patient lors du calcul de la dose. Cependant, d'autres paramètres peuvent encore fausser l'estimation de dose, comme la longueur de l'irradiation, le rayonnement diffusé ou encore une mauvaise utilisation du scanner.

iv. Logiciels de calculs

Plusieurs logiciels de calcul (VirtualDose, ImPACT, CT-Expo,...) ont été mis au point afin de surveiller la dose aux organes pour chaque examen. Ces logiciels sont basés sur des facteurs permettant de passer des indices de doses renvoyés par le scanner à une dose pour les organes à risques. Ces tables sont obtenues par différentes méthodes telles que la simulation Monte Carlo et la mesure de dose sur des fantômes anthropomorphe.

Par exemple, le logiciel VirtualDose simule le corps du patient en se basant sur 25 modèles de fantômes de type Boundary Representation. Ces fantômes reproduisent des patients de différents âges, sexe et morphologies ainsi que les femmes enceintes.

Les scanners utilisés pour le calcul de dose aux organes correspondants sont le GE Lightspeed pro 16 et le Siemens SOMATOM Sensation 16, cependant pour un même CTDI volumique, la dose aux organes est peu dépendante du modèle de scanner.

L'irradiation de chaque fantôme a été simulée tranche par tranche en faisant varier la tension appliquée au tube, la simulation calcule la dose délivrée à chaque organe en fonction du CTDI volumique. Ainsi, il est possible de reconstruire la dose totale délivrée à chaque organe lors d'un examen en additionnant la contribution à la dose de chaque rotation du scanner. Pour cela, l'utilisateur doit indiquer quel fantôme est utilisé, les limites d'irradiation du scanner, la tension et l'intensité d'alimentation du tube ainsi que le pitch. La dose absorbée est ensuite convertie en dose efficace en fonction de l'organe irradié.

Une comparaison des différents codes a été effectuée par Ding et al [27]. Dans cet article, la dose délivrée au fœtus calculée par VirtualDose a été comparée à celle calculée par ImPACT. Cette dose varie énormément en fonction des paramètres du scanner, à tel point que la dose renvoyée par VirtualDose peut être jusqu'à 15 fois plus grande que celle renvoyée par ImPACT.

Les résultats obtenus par ImPACT ont également été comparés avec ceux d'un autre code équivalent, CT-Expo. La comparaison montre que pour le fantôme nouveau-né et enfant, la plupart des doses aux organes présentaient un écart inférieur à 34 %. Cependant, dans certains cas, l'écart est bien plus grand. En effet, la dose à la surface des os obtenue par CT-expo est 3 fois plus grande que celle d'ImPACT. Ding *et al* [27] notent que les écarts sont liés principalement à des variations au niveau de la géométrie du fantôme utilisé.

Bien que Ding *et al* concluent en expliquant que la différence observée sur la dose prouve que les doses calculées par ImPACT sont plus précises que celles des concurrents, car les fantômes qu'ils utilisent sont plus détaillés, aucune donnée patiente n'a été utilisée pour valider ces résultats. Il pourrait être intéressant de comparer les résultats avec des simulations Monte Carlo utilisant des images DICOM. De plus, l'utilisation des indices de dose renvoyés par le scanner comme base du calcul de dose implique que le calcul de dose effectué par chacun de ces logiciels sera affecté par les limites, citées plus haut, attribuées à ces indices.

v. La fibre scintillante en physique médicale

Récemment, plusieurs équipes ont utilisé des fibres optiques en plastique dont le coeur a été dopé par des molécules scintillantes comme dosimètre pour le milieu médical, Archambault et al [28] ont montré en 2010 que ce type de détecteur permettait d'effectuer très précisément des mesures de dose *in vivo* en temps-réel. En effet, depuis quelques années, les nouvelles techniques de radiothérapie impliquent la nécessité de nouveaux dosimètres adaptés. Ces détecteurs doivent pouvoir mesurer de forts débits de dose tout en présentant une faible épaisseur et en étant équivalent eau. Plusieurs prototypes ont été mis au point pour différentes applications. Ainsi, Carrasco *et al* [30] ont mis au point un dosimètre à fibre optique scintillante destiné au contrôle qualité des installations en radiothérapie, et Beddar *et al* [31] ont breveté un système de dosimétrie *in vivo* en temps réel pour le traitement de la prostate.

Les travaux de S. Beddar sur le sujet sont assez complet et traitent différentes problématiques des fibres scintillantes. En 2015, ses travaux couvrent des aspects fondamentaux de la physique des scintillateurs comme la correction de leur dépendance à la température [31] ou l'étude de la réponse en énergie de ce type de détecteur [32]. Beddar a également travaillé sur les applications des fibres scintillantes, principalement en radiothérapie. Il a notamment mis au point avec Gagnon et al [33] une matrice de fibre scintillante permettant d'assurer le contrôle qualité des installations de radio-chirurgie. Cette matrice présente des résultats équivalents à ceux obtenus avec les films gafchromic de référence, mais contrairement aux gafchromic, les fibres scintillantes sont réutilisables. On peut également mentionner ses travaux sur un détecteur à fibre scintillante pour la dosimétrie en radiologie interventionnelle [34], dans lesquels il montre que la réponse en énergie

d'une fibre scintillante est semblable à celle d'une chambre d'ionisation lorsque les deux détecteurs sont placés dans l'eau.

Des études ont également été faites pour vérifier la possibilité d'utiliser des fibres scintillantes en dosimétrie scanner [35]. En effet, il a été montré que les fibres scintillantes possèdent une sensibilité et une réponse en énergie tout à fait adaptées aux mesures de dose dans cette gamme d'énergie, et un dosimètre à fibre optique scintillante a déjà été utilisé pour mesurer la dose à la peau sur un fantôme anthropomorphe dans le cas d'une radiographie du thorax [36]. Cependant, à ce jour, aucune méthode n'a été développée pour mesurer en temps-réel la dose délivrée à un patient dans le cadre d'un examen scanner. Ce type de détecteur présente pourtant de nombreux avantages :

- En raison de sa densité et de sa taille, la sonde ne crée pas d'artefact sur les images et ne risque donc pas de gêner ou biaiser l'analyse du radiologue
- Les plastiques scintillants ont une bonne linéarité sur tout le domaine des rayons X médicaux
- L'excellente résolution temporelle permet une mesure en temps-réel chaque milliseconde
- Le détecteur est équivalent eau, et permet donc des mesures de dose plus réaliste pour la dosimétrie patient que la mesure de kerma dans l'air

C'est pour ces raisons que Fibermetrix a développé un détecteur à fibre scintillante pour la dosimétrie en scanographie

F. Le dosimètre IVIScan

La partie sensible du dosimètre étudié est constituée d'une fibre scintillante SCSF78 de chez Kuraray. Elle possède un coeur scintillant en polystylène ainsi que deux couches de revêtements d'indices différents permettant d'améliorer le transport de la lumière dans la fibre (voir figure 1.17) pour un diamètre total de 0.5 mm et une longueur de 2 m afin de couvrir toute la table du scanner. A chaque extrémité de la fibre scintillante se trouve une fibre de transport. Celle-ci n'est pas scintillante, mais permet de guider la lumière avec une perte de signal minimale. L'ensemble, présenté sur la figure 1.18 est protégée par deux gaines opaques en Hytrel® pour une épaisseur de 0.65 mm permettant de limiter le bruit causé par la lumière ambiante.

La fibre de transport guide la lumière jusqu'à deux photomultiplicateurs situés dans le boîtier du dosimètre (voir figure 1.19). Ces photomultiplicateurs sont ensuite reliés à une carte électronique capable de compter le nombre d'impulsions électriques émises par chaque photomultiplicateur, ce qui donne un signal en temps-réel directement dépendant du nombre de photons optiques au bout de la fibre, et donc directement dépendant de l'énergie déposée dans la fibre scintillante.

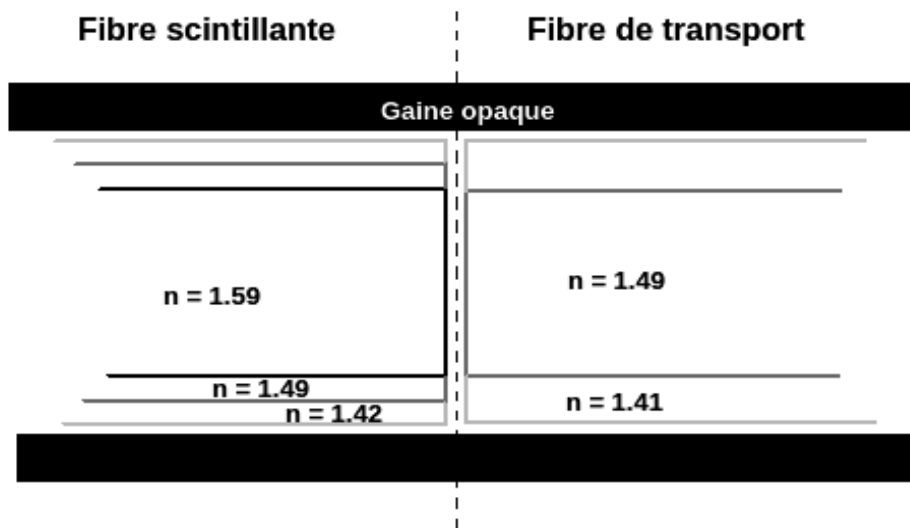


Figure 1.17: Représentation schématique de l'interface entre les deux fibres.

Le signal observé n'est cependant pas uniquement dépendant des conditions d'irradiations. En effet, le signal est atténué en fonction de la distance parcourue dans la fibre, mais aussi atténué au niveau des interfaces entre la fibre scintillante et la fibre de transport ainsi que l'interface entre la fibre de transport et le photomultiplicateur. La perte de signal aux interfaces va varier d'une sonde à l'autre, en raison de paramètres tels que la netteté de la coupe de chaque fibre. Il est donc nécessaire de quantifier la perte de signal pour chaque détecteur.

Le détecteur a été étalonné et caractérisé en kerma dans l'air sur toute la gamme d'énergie utilisée en radiodiagnostic au Laboratoire National Henri Becquerel sur des faisceaux RQR, RQA, RQT et N [58]. Les faisceaux N sont des faisceaux étroits ne s'étendant pas sur une large gamme d'énergie, ce qui permet de maîtriser précisément la réponse en kerma dans l'air du détecteur de 20 à 150 keV.



Figure 1.18: Fibre optique scintillante et fibre de transport.

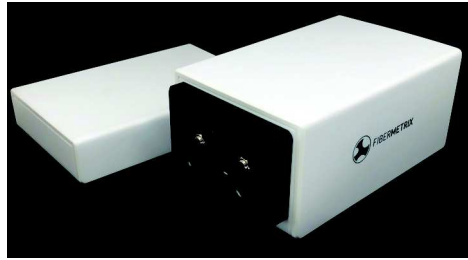


Figure 1.19: Boitier du dosimètre.

Lors de la mesure, la fibre est intégrée dans un support amovible qui est fixé sur la table du scanner. Ce support est placé sur la table, sous le matelas. Cela permet d'avoir une mesure au plus près du patient afin d'obtenir un résultat plus proche de la dose au patient. Dans le support, la fibre forme un U dont un brin contient la fibre scintillante. Puisqu'on récupère le signal de chaque côté de la fibre, l'atténuation de la somme des deux signaux dans la fibre scintillante est relativement constante. En effet, si l'irradiation est située près du boitier (à droite sur l'image), alors l'atténuation du signal lumineux dans le brin menant directement au boitier sera faible, tandis que l'atténuation du signal devant parcourir toute la fibre sera plus forte. Bien sûr, ce phénomène est inversé si l'irradiation a lieu de l'autre côté de la table. Cette méthode permet d'avoir un signal en temps-réel dont la variation en fonction de la position d'irradiation est inférieure à 1 %. De plus, en observant la différence dans l'intensité du signal en sortie de chaque brin de la fibre, on peut déduire l'atténuation de chacun des deux signaux et ainsi obtenir la position de l'irradiation.

Le détecteur peut communiquer avec le scanner, ce qui lui permet de connaître certains paramètres de l'acquisition, tels que la tension du tube, le type de filtration utilisée ou la hauteur de la table. La mesure effectuée par la fibre permet alors d'obtenir plusieurs résultats tels que le débit kerma dans l'air dans la fibre en temps-réel, les indices dosimétriques, et la durée ainsi que la longueur de l'irradiation.

Le but de cette thèse sera donc de valider ce dispositif de mesure et une nouvelle méthode d'évaluation des indices de doses par un dosimètre temps-réel.

Chapitre 2 : Simulations et mesures de la réponse d'une fibre scintillante

Afin de s'assurer que la réponse de la fibre est compatible pour une utilisation en scanner, il est nécessaire de la caractériser dans une configuration simple et bien maîtrisée. Cette étape a été réalisée à l'aide d'un générateur de rayons X faxitron CP-160. Cet appareil produit un faisceau de rayons X avec une très faible filtration, ce qui nous a permis de choisir la nature et l'épaisseur des filtres appliqués. De la même manière, le faisceau de départ a pu être collimaté selon la forme et la taille de notre choix.

Par la suite, des mesures de spectres ont été réalisées. Les données du spectre mesuré ont été utilisées dans des simulations basées sur la technique Monte-Carlo et incluant le modèle de la fibre optique. Ceci a permis de reproduire par simulation les irradiations effectuées et de les valider en les comparant aux mesures expérimentales. En plus de la fibre scintillante, une chambre d'ionisation et des Détecteurs Thermo-Luminescent (TLD) ont été irradiés et leur réponse en énergie a pu être comparée avec celle de la fibre ainsi qu'avec des simulations Monte Carlo.

I. Simulation Monte Carlo

D'une manière générale, la méthode Monte Carlo est une méthode mathématique visant à calculer une valeur numérique en utilisant des techniques probabilistes. En physique des particules, la méthode Monte Carlo (MC) permet de simuler la trajectoire des particules dans un milieu à partir des densités de probabilités associées aux différents types d'interactions entre les particules et la matière.

La méthode Monte Carlo étant par essence stochastique, la génération de nombre aléatoire est fondamentale dans ce type de code de calcul. La méthode de base utilisée est l'acceptation-rejet [37], qui utilise le tirage d'une variable aléatoire « simple » à simuler pour reproduire une densité de probabilité plus complexe. Le principe est le suivant :

Soit f une fonction de densité de probabilités. On suppose qu'il existe une densité de probabilités g telle que $\forall x \in \mathbb{R}, \exists K > 0, f(x) \leq Kg(x)$.

Soit alors Z suivant la loi de densité g , et $Y \sim U([0; Kg(Z)])$, alors la variable aléatoire $X = \{Z | Y \leq f(Z)\}$ suit la loi de densité f .

Par exemple, si on veut déterminer l'angle de diffusion d'une particule suite à une collision. On pourra déterminer un point dont les coordonnées x et y vont correspondre respectivement à l'angle et à la probabilité que la particule soit déviée selon cet angle. Cet angle de diffusion ne sera alors accepté que si le nombre aléatoire « y » est inférieur à la probabilité de diffusion selon un angle « x ».

Afin de simuler le transport d'une particule dans la matière, on commence par définir son libre parcours moyen dans celle-ci. Pour cela, on calcule la probabilité d'interaction par cm en se basant

sur le nombre d'atomes n_{at} et la section efficace σ . Celle-ci est enregistrée dans des tables propres à chaque élément ou matériau et dépend de l'énergie cinétique de la particule incidente. Elle peut être exprimée sous forme intégrale ou différentielle en fonction du processus. On a :

$$n_{at} = \frac{\rho N}{A}$$

- ρ la masse volumique du matériau
- N le nombre d'Avogadro
- A la masse atomique du milieu

On peut alors calculer la probabilité d'interaction $\eta = n_{at} \sigma$ et le libre parcours moyen $\lambda = \eta^{-1}$ en cm.

Afin de modéliser l'aspect stochastique de la longueur d'interaction, on génère aléatoirement le nombre de libre parcours moyen $n_\lambda = -\ln(r)$ avec r un nombre aléatoire dans l'intervalle [0,1] généré selon une loi uniforme. La longueur parcourue avant une interaction i sera alors $l_i = -\lambda_i n_{\lambda_i}$. Un nombre de libre parcours moyen différent doit être généré pour chaque processus, l'interaction qui arrivera en premier sera celle ayant la longueur d'interaction l_i la plus petite.

Dans GEANT4, chaque interaction est décrite par une classe correspondante. Un modèle est choisi en fonction des instructions de l'utilisateur et, dans certains cas, de l'énergie de la particule incidente. Le modèle va permettre de déterminer aléatoirement la direction et l'énergie cinétique des différentes particules à l'état final de l'interaction en suivant une distribution définie à partir de modèles ou de données expérimentales. Ensuite, le nombre de libre parcours moyen des interactions n'ayant pas eu lieu va être modifié en fonction de la distance parcourue de sorte que

$$n_{\lambda \text{ après}} = n_{\lambda \text{ avant}} - \frac{dl_i}{\lambda_i}$$

atteint zéro, ce nombre est donc à nouveau généré aléatoirement afin de déterminer quelle sera la prochaine interaction.

Pour réaliser le transport des particules, l'utilisateur doit configurer les paramètres liés à la source de particules, la géométrie et les matériaux dans lesquels les particules sont transportées. Une particule primaire générée peut ainsi interagir et sera absorbée, diffusée ou entraînera la mise en mouvement de particules secondaires. Une particule primaire et les particules secondaires qu'elle a engendrées forment une « histoire ». En simulant un très grand nombre d'histoires, il est possible d'estimer la valeur moyenne d'une grandeur considérée ainsi que sa fluctuation statistique.

Plus spécifiquement, pour la dosimétrie, la méthode MC peut être utilisée pour estimer l'énergie déposée ou la dose absorbée dans un milieu, ces grandeurs résultant d'un processus d'interaction aléatoire. Si cette méthode est très précise, elle nécessite cependant de posséder des informations détaillées sur le système étudié et s'accompagne souvent de très longs temps de calcul. Les codes généralistes les plus utilisés en physique médicale sont :

- EGSnrc (Electron Gamma Shower), développé par le Conseil National de Recherches du Canada, est un des premiers codes mis à disposition des chercheurs pour la simulation du transport des électrons et des photons [38]. Il est très répandu, notamment en radiothérapie externe, et possède de nombreux codes utilisateurs dédiés à des applications précises tels que BEAMnrc qui permet de simuler les faisceaux en radiothérapie, ou DOSXYZnrc qui estime la dose dans une géométrie voxelisée. Bien qu'il ait été testé dans un grand nombre d'utilisations, il a été montré que dans certains cas, comme la mesure à l'aide d'une chambre d'ionisation, il ne fournissait pas des résultats suffisamment précis [39].

- PENELOPE[40] (PENetration and Energy Loss of positrons and Electrons), développé par l'université de Barcelone a d'abord été développé pour le transport des électrons et des positrons. Par la suite, le transport des photons a été ajouté. Il est particulièrement efficace aux basses énergies et a donc logiquement été adapté pour la physique diagnostique.

- MCNP[41] (Monte Carlo N Particules) est le tout premier code de calcul Monte Carlo, il a été créé par le laboratoire de Los Alamos pour le projet Manhattan et bénéficie d'un développement continu depuis. D'abord dédié au transport des particules neutres, il permet aujourd'hui de simuler le transport des électrons, des positons et de certaines particules lourdes chargées. Aujourd'hui, MCNP est utilisé dans de nombreux domaines, dont la physique médicale.

- GEANT4[42] a été développé pour la physique des hautes énergies au CERN. Il s'agit d'un code open source qui permet le transport de tout type de particules ce qui permet de l'utiliser en physique médicale. Il se présente sous la forme d'une bibliothèque de classes C++ que l'utilisateur peut assembler selon ses besoins. Cette approche permet d'avoir une grande flexibilité pour l'utilisateur, mais peut être plus complexe à prendre en main. Il est développé en C++, contrairement aux codes précédents, qui sont tous développés en FORTRAN. De plus, GEANT4 est utilisé par plusieurs codes spécialisés tels que TOPAS [43], un code Monte Carlo pour la radiothérapie, ou GATE.

GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission) [44][45] fonctionne à partir d'instructions simples appelées des macros, ce qui permet d'effectuer des simulations sans faire de programmation en C++. Ce code a été développé spécialement pour la tomographie à émission monophotonique ainsi que la tomographie à émission de positon et a depuis reçu plusieurs améliorations destinées à son application à d'autres domaines de la physique médicale, tels que le scanner et la radiothérapie [46]. De plus GATE peut être utilisé pour effectuer des calculs distribués permettant ainsi d'avoir un temps de calcul plus court. Il est également possible de simuler le transport des photons optiques, ce

qui permet de reproduire l'irradiation du scanner et la réponse d'une fibre scintillante en un seul calcul. De plus, le groupe DESIS au sein duquel la thèse s'est déroulée possède une certaine expérience dans l'utilisation de ce code. C'est pourquoi j'ai choisi d'utiliser GATE pour mes travaux.

Il est possible d'interagir avec la simulation via des « actors », des outils permettant entre autres de récolter et d'enregistrer des informations durant la simulation. Dans nos travaux, trois actors ont été utilisés :

- Le « phasespace actor », permettant d'enregistrer les informations des particules traversant un milieu (énergie cinétique, position, direction, nom de la particule ...)
- L' « energy spectrum actor », qui enregistre l'énergie cinétique des particules incidentes dans un milieu, mais aussi l'énergie déposée par trace (c'est-à-dire par particule primaire).
- Le « dose actor », qui calcul l'énergie totale déposée dans un volume ainsi que la dose.

Cependant, les simulations nécessitent de connaître précisément le spectre en énergie des rayons X, nous allons donc détailler les méthodes de spectrométrie utilisées durant nos travaux.

II. Spectrométrie X

Le spectre émis par le tube à rayons X va dépendre de plusieurs paramètres, qui sont la tension, la filtration et l'angle de l'anode. L'influence de ces paramètres est illustrée dans la figure 2.1. Si la forme du spectre reste généralement la même, on peut voir que l'énergie maximale des photons en sortie du tube va augmenter en fonction de la tension, avec un maximum égal à l'énergie des électrons qui atteignent l'anode. Au contraire, une filtration élevée, ou un angle faible au niveau de l'anode vont avoir tendance à diminuer la proportion des rayons X de basse énergie. Pour définir un spectre X, on parle alors de qualité de faisceau.

La qualité d'un faisceau de rayons X peut se caractériser par la couche de demi-atténuation (CDA). Elle est définie comme l'épaisseur de matériau nécessaire pour réduire de moitié le kerma dans l'air. La CDA peut d'ailleurs permettre de définir l'énergie efficace, c'est-à-dire l'énergie qu'un faisceau monoénergétique devrait avoir pour avoir une CDA équivalente à celle du faisceau étudié. Cependant ces critères ne sont pas suffisants. En effet, le but étant de simuler les irradiations, il est nécessaire de connaître intégralement le spectre pour le reproduire dans notre simulation. Nous allons donc voir dans cette partie comment déterminer le spectre d'un faisceau de rayons X.

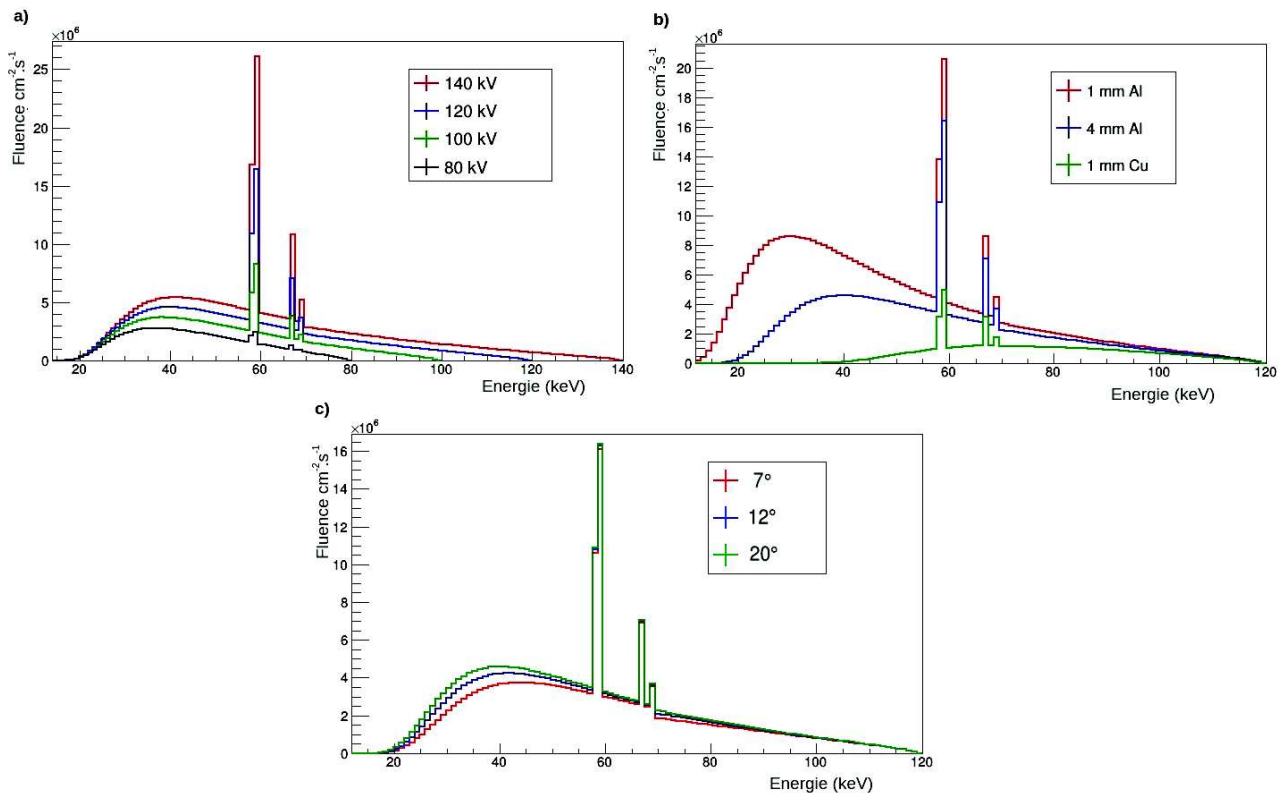


Figure 2.1: Influence de différents paramètres sur le spectre émis par un tube à rayons X : (a) tension, (b) filtration, (c) pente d'anode. L'ordonnée correspond au nombre de photons traversant une surface de 1 cm^2 en 1 s à 1 m pour une intensité de 1 mA .

L'objectif de cette partie est de mettre au point une méthode permettant d'évaluer le spectre X d'un générateur de rayons X. Le générateur en question, un Faxitron CP-160, possède une alimentation ne dépassant pas les 10 mA , voire moins pour les faisceaux les plus énergétiques. Cela implique une fluence en rayons X bien plus faible que dans le cas d'un scanner, qui est souvent alimenté par plusieurs centaines de mA. La méthode testée ici doit donc être applicable pour des fluences plus élevées.

Après avoir fait le point sur l'état de l'art en spectrométrie X, deux méthodes seront testées ici. La première méthode consiste en la mesure du spectre, et la seconde est une modélisation du spectre en utilisant un code adapté.

Ces deux méthodes seront ensuite évaluées en comparant des observables mesurés tels que la couche de demi-atténuation à des simulations utilisant les spectres obtenus par chaque méthode.

A. Mesure de spectre

i. Choix du spectromètre

En scannographie, la détermination de la distribution spectrale du faisceau reste complexe, principalement à cause de la fluence élevée des photons. Pour obtenir un spectre exploitable, le

spectromètre doit être capable de mesurer un taux de comptage élevé, et présenter une bonne efficacité de détection ainsi qu'une bonne résolution en énergie.

Les spectromètres germanium (GE), sont utilisés depuis de nombreuses années et ont une excellente résolution en énergie, une bonne efficacité de détection et des capacités de comptage acceptables. Malheureusement, leur utilisation nécessite l'emploi de systèmes de refroidissement cryogéniques encombrants, or la mesure sur différents scanners nécessite un système portable.

Bien qu'il s'agisse d'un semi-conducteur comme le germanium, les détecteurs à base de silicium tels que le XR-100-CR fonctionnent de -35°C à $+80^{\circ}\text{C}$, ce qui permet d'utiliser un refroidissement par effet Peltier, le système peut alors être bien plus compact. Cependant, le silicium possède une très mauvaise efficacité dans la gamme d'énergie visée, ce qui ne permet pas son utilisation en scannographie.

Depuis quelques années, des spectromètres à base de tellure de cadmium (CdTe) ont été commercialisés. Ce matériau possède un numéro atomique élevé (48 pour le Cd et 52 pour le Te) et est très dense (5.85 g cm^{-3}), ce qui lui donne un fort pouvoir d'arrêt des rayons X, et donc une bonne efficacité de détection. De plus, comme le silicium, il peut être refroidi par effet Peltier et est donc très compact. Enfin, le CdTe présente une excellente résolution en énergie, qui est inférieure au keV sur la gamme d'énergie d'un scanner. Couplé à une électronique capable de supporter le flux d'un scanner et une collimation fine, le spectromètre CdTe est le plus adapté à la spectrométrie en scannographie [47]. C'est donc ce détecteur que nous utiliserons pour nos mesures.

	90 % d'efficacité	Résolution à 59.5 keV	poids
Canberra Gul0110	3 à 100 keV	335 eV	18 kg
Amptek XR-100-CR	3 à 10 keV	-	139 g
Amptek XR-123-CdTe	5 à 70 keV	560 eV	125 g

Table 2.1: Tableau comparatif des différentes technologies pour la spectrométrie X.

Le spectromètre Amptek XR-123 CdTe est accompagné de l'électronique de comptage nécessaire fournie par le constructeur. Deux électrodes sont placées au niveau du cristal. Leur rôle est de collecter les porteurs de charge en créant un champ électrique dans le CdTe via une différence de potentielle entre les électrodes. Les charges vont créer une impulsion électrique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement. Chaque impulsion de charge va ensuite être traitée par un préamplificateur qui va la convertir en impulsion de tension, puis par un analyseur multi-canaux qui va classer dans un canal chaque impulsion en fonction de son amplitude. La réponse du détecteur est donc un histogramme du nombre d'évènements.

Il est également possible pour l'utilisateur de faire varier la rapidité de traitement de chaque impulsion. Un traitement rapide permettant de supporter un flux plus élevé au détriment de la résolution en énergie. Au contraire, un traitement lent va donner une bonne résolution en énergie, mais la mesure ne sera valable que sur un flux plus faible. Le traitement le plus rapide permet de traiter jusqu'à 2×10^5 photons par seconde.

ii. Spectrometrie Compton

Bien que la fluence importante ait été prise en compte dans le choix du détecteur, il est encore nécessaire de la réduire pour effectuer une mesure de spectre sur scanner. D'autres études [48] utilisent la méthode de spectrométrie Compton.

Une cible en graphite est placée de manière à être irradiée directement par le faisceau, tandis que le spectromètre est positionné en dehors du faisceau, de manière à former un angle de 90° entre le spectromètre, la cible et la source (cf figure 2.2). L'avantage du graphite est qu'il ne produit aucune raie caractéristique au-dessus de 0.3 keV. De plus, il possède un Z faible ce qui diminue la probabilité de diffusion et permet donc d'avoir un faible flux au niveau du spectromètre.

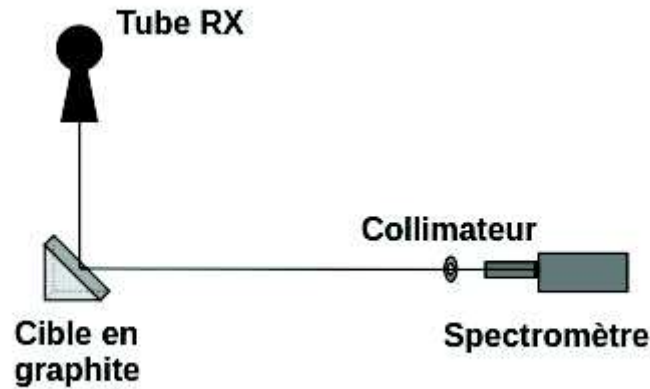


Figure 2.2: Installation nécessaire à la réalisation d'une mesure de spectre par méthode Compton.

Lors de cette mesure, le spectromètre ne va recevoir que les rayons X diffusés dans la cible en graphite à 90° . En se basant sur l'expression de l'énergie d'un photon diffusé par effet Compton, il est possible de calculer l'énergie du photon avant diffusion :

$$E = \frac{E'}{1 - \frac{E'}{m_e c^2}} \quad (2.1)$$

Avec $m_e \cdot c^2$ la masse de l'électron au repos.

La probabilité qu'un photon interagisse avec la cible par un effet Compton et soit diffusé de 90° dépend de l'énergie du photon. En se basant sur la section efficace différentielle définie par Klein-Nishina on peut obtenir l'intensité du flux corrigé pour ce phénomène, à partir du flux mesuré Φ' :

$$\Phi_0(E) = \frac{\Phi'(E)}{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1+\alpha} \right)^2 \left(1 + \frac{\alpha^2}{1+\alpha} \right)} \quad (2.2)$$

Avec E l'énergie initiale du photon, et $\alpha = \frac{h \times \nu}{m_e \times c^2}$.

Quand un photon est diffusé par effet Compton, l'équation 2.1 ne permet d'obtenir l'énergie du photon diffusé qu'à condition d'interagir avec un électron dont le moment cinétique dans la direction du déplacement du photon est nul. Si l'électron possède un moment non nul, l'énergie du photon diffusé sera affectée par un effet Doppler lié au déplacement de l'électron cible. Cela va entraîner un élargissement visible au niveau des pics caractéristiques du tungstène. On peut corriger ce phénomène et ainsi obtenir le flux initial :

$$\Phi_1(E) = \Phi_0 - \frac{T_e}{3m_e c^2} \left(\frac{E}{E'}\right)^2 \left(\frac{d^2\Phi_0(E)}{dE^2} (E^2 + E'^2) + 2E \left(\frac{d\Phi_0(E)}{dE}\right)\right) \quad (2.3)$$

Avec T_e l'énergie cinétique de l'électron cible.

iii. Réponse du spectromètre

Lors de la mesure d'un spectre, même direct, la mesure ne correspond pas exactement au spectre en sortie du tube. En effet, les photons de basse énergie qui vont interagir dans le cristal vont majoritairement interagir par effet photo-électrique. L'énergie est alors déposée via une interaction du photon et les processus résultants des particules secondaires. Par exemple, pour un photon dont l'énergie est légèrement supérieure à la raie K du cristal, l'interaction du photon va produire principalement des photons correspondant aux raies K du cristal et des électrons Auger.

Cependant, ces photons secondaires peuvent s'échapper du cristal, ce qui va créer des pics d'échappement provoqués par le fait que les photons de fluorescence n'auront pas déposé leur énergie, et une distribution continue liée à l'échappement des électrons [49].

Dans le cas du cristal de CdTe, deux raies K sont à prendre en compte, celle du cadmium (26.7 keV) et celle du tellure (31.8 keV). Si les photons de fluorescence du cadmium s'échappent du cristal, l'énergie détectée sera égale à $E_{\text{incidente}} - 23.1$ keV et $E_{\text{incidente}} - 26.2$ keV, soit respectivement l'énergie incidente moins l'énergie des photons des raies K_α et K_β . Pour le cas du Tellure, les pics d'échappement seront à $E_{\text{incidente}} - 27.4$ keV et $E_{\text{incidente}} - 31.1$ keV. Comme on peut le voir sur la figure 2.3, ce phénomène peut largement diminuer l'intensité du flux mesuré pour les énergies supérieures aux raies du cadmium et du tellure.

iv. Réalisation de la mesure

Le faisceau de rayons X utilisé était généré par un générateur de rayons X Faxitron CP-160. Le courant du tube a été fixé à 7 mA, ce qui est bien plus faible que le courant utilisé pour les scanners et permet donc dans un premier temps de travailler avec un flux de photons plus faible. La tension utilisée variait de 80 à 140 kV, ce qui correspond aux tensions utilisées en scannographie. D'après les données du constructeur, l'anode du tube est constituée de tungstène et présente un angle de 20° . Pour toutes les tensions, le faisceau était filtré par 4 mm d'aluminium en plus des 0.8 mm de béryllium inhérents au tube. Un collimateur en plomb a également été fixé à la sortie du tube, avec un trou de diamètre 1 mm.

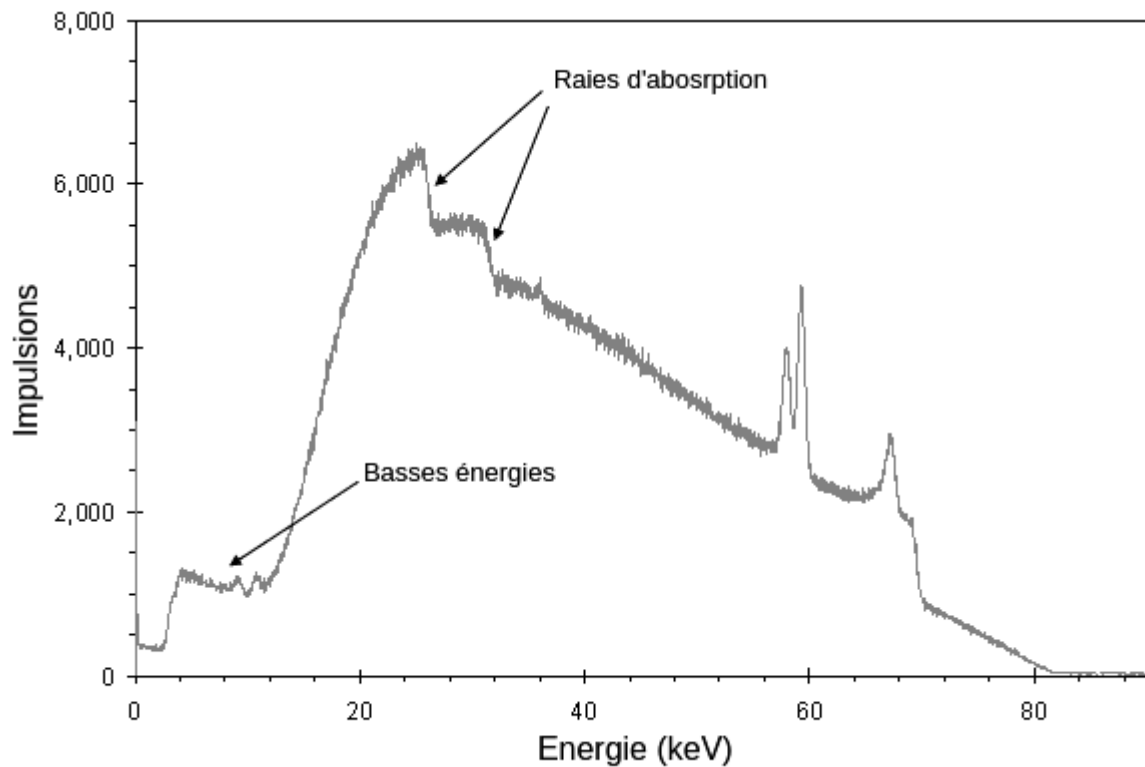


Figure 2.3 : Impact des raies d'absorption sur le spectre.

La mesure du spectre à l'aide d'un spectromètre Amptek XR-123-CdTe (voir figure 2.4). Ce spectromètre est constitué d'un cristal de CdTe de 3 mm x 3 mm x 1 mm refroidi par effet Peltier. D'après les données du constructeur, le spectromètre présente une largeur à mi-hauteur de 850 eV à 122 keV, soit un élargissement de 0.7 %. Il a été étalonné à l'aide de sources de ^{57}Co , et d' ^{241}Am .

Dans un premier temps, le spectromètre est placé directement dans le faisceau, à 40 cm de la sortie du tube, c'est-à-dire là où les dosimètres seront placés par la suite. Deux collimateurs en tungstène sont placés au niveau du spectromètre, avec des ouvertures circulaires de 0.2 et 0.4 mm, pour une épaisseur totale de 4 mm.



Figure 2.4: Spectromètre Amptek XR-123 CdTe.

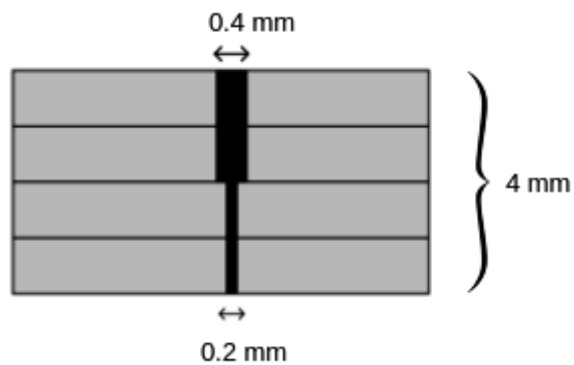


Figure 2.5: Collimation en tungstène utilisée sur le spectromètre.

L'intérêt de la mesure Compton est de réduire l'intensité du flux au niveau du spectromètre, bien que ça ne soit pas nécessaire dans un générateur de rayons X dont le flux est déjà relativement faible, cette méthode sera utile pour mesurer le spectre d'un scanner. Cependant, avant d'utiliser cette méthode dans un scanner, il est préférable de la tester dans un environnement simple et maîtrisé (voir figure 2.6).

Pour effectuer cette mesure, une cible en graphite, de 2 cm de côté a été placée à 57 cm de la sortie du tube. Comme précédemment, le faisceau était filtré par 4 mm d'aluminium en plus des 0.8 mm de béryllium inhérents au tube. Un collimateur en plomb a également été fixé à la sortie du tube, avec un trou de diamètre 1 mm. Le spectromètre a ensuite été placé à 90° vis-à-vis du faisceau incident, à 38 cm de la cible, ce qui est la distance maximale possible dans l'enceinte plombée du générateur X. Deux collimateurs en tungstène sont placés au niveau du spectromètre, avec des ouvertures circulaires de 0.2 mm, pour une épaisseur totale de 4 mm (voir figure 2.5).



Figure 2.6: Générateur de rayons X Faxitron CP-160.

B. SpekCalc

En 1920, Kramer s'est intéressé à la modélisation de spectres émis par des tubes à anode en tungstène [50]. Son modèle était basé sur les processus physiques impliqués dans la production du rayonnement de freinage et des raies X caractéristiques, sans prendre en compte l'auto-absorption des rayons X dans la cible.

Il établit l'expression suivante :

$$E \times N(E) \times dE = Z \times (T - E) \times dE \quad (2.4)$$

Avec :

- E est l'énergie du photon produit
- $N(E)dE$ le nombre de photons produits ayant une énergie comprise entre E et $E+dE$ par électron incident
- Z est le numéro atomique de la cible
- T est l'énergie cinétique de l'électron

Depuis, les modèles se sont affinés et des codes informatiques s'en sont inspirés [51]. A partir de paramètres d'entrée (tension appliquée, angle de l'anode, filtration ...), ces codes permettent de calculer la distribution spectrale du faisceau, ainsi que d'autres informations (kerma, CDA, énergie effective ...).

Cependant, ces modèles requièrent la connaissance d'un certain nombre de paramètres d'entrée qui ne sont pas toujours bien connus de l'utilisateur. Pour cette raison, il est toujours préférable de mesurer le spectre du tube à rayons X afin de le caractériser.

En plus des mesures, nous avons utilisé le logiciel SpekCalc qui permet de reproduire un spectre de rayons X à l'aide d'un modèle mathématique proche de celui de Kramer. Les paramètres d'entrée sont l'angle de l'anode, la tension du tube et la filtration utilisée.

C. Intercomparaison de spectre

i. Caractérisation indirecte

Afin de s'assurer que le faisceau modélisé est identique à celui du générateur, nous avons dans un premier temps comparé la CDA mesurée à celle donnée par SpekCalc.

Pour mesurer la CDA, nous avons placé une chambre d'ionisation dans le faisceau du générateur, dans des conditions identiques à celles utilisées pour mesurer le spectre. La dose a été mesurée d'abord avec comme écran les 4 mm d'aluminium déjà présents, puis en ajoutant des écrans par incrément de 1 mm d'aluminium, jusqu'à un maximum de 10 mm. La CDA correspond alors à l'épaisseur d'aluminium nécessaire pour observer une atténuation du kerma dans l'air de 50 % par rapport à la première mesure.

Pour le spectre SpekCalc, la CDA est directement renseignée par le logiciel, ce qui permet une comparaison rapide avec la mesure.

La CDA a également été évaluée pour le spectre mesuré par le spectromètre CdTe en utilisant des simulations GATE. Le spectre en entrée de la simulation était le spectre mesuré corrigé par l'efficacité du cristal. La dose a été mesurée dans l'air à l'aide d'un « dose actor », et des écrans d'aluminium ont été modélisés entre l'origine du faisceau et le volume de détection.

ii. Caractérisation directe

La mesure de la première CDA n'est pas suffisante pour entièrement caractériser un faisceau puisque deux spectres différents peuvent avoir la même CDA. Pour aller au-delà de la mesure de la première CDA, nous avons modélisé un cristal de CdTe aux mêmes dimensions que celui présent dans le spectromètre (3 mm x 3 mm x 1 mm) et simulé son irradiation en utilisant le spectre généré par SpekCalc. Afin de reproduire entièrement la réponse du spectromètre, les résultats ont été dégradés en convoluant le spectre obtenu par une gaussienne ayant une largeur à mi-hauteur de 850 eV, soit la même que celle du détecteur en supposant que la résolution électronique est prépondérante. Si les deux méthodes sont équivalentes, le spectre de l'énergie déposée dans le cristal par chaque photon primaire sera identique au spectre mesuré.

iii. Validation de la spectrométrie Compton

Enfin, pour valider la méthode de spectrométrie Compton, le même procédé a été utilisé. Dans un premier temps, pour valider la méthode de calcul permettant de remonter au spectre primaire, une simulation est réalisée dans le cadre d'un cas « idéal », sans les problèmes liés aux pics d'échappement, ou à la résolution du spectromètre.

La simulation prenait en entrée le spectre généré à l'aide de SpekCalc et générait un faisceau de rayons X sur une cible en graphite de 2 cm de côté situé à 40 cm de la source de rayons X. Un détecteur en forme d'anneau, centré sur la cible, possédant un rayon de 60 cm et une hauteur de 3 mm détectait tous les rayons X diffusés à 90° par le graphite (voir figure 2.7). Contrairement au spectromètre, le « phasespace actor » attaché à l'anneau donne l'énergie exacte des photons diffusés, ce qui doit permettre de remonter très précisément au spectre primaire.

Par la suite, une simulation identique a été effectuée, mais en tenant cette fois compte de la réponse du CdTe. La cible a été placée à 40 cm de la source de rayons X et le CdTe a été placé à un angle de 90° par rapport au faisceau primaire, à 38 cm de la cible. Les distances mesurées ont une incertitude de 2 mm, l'impact sur le résultat final devrait donc être négligeable.

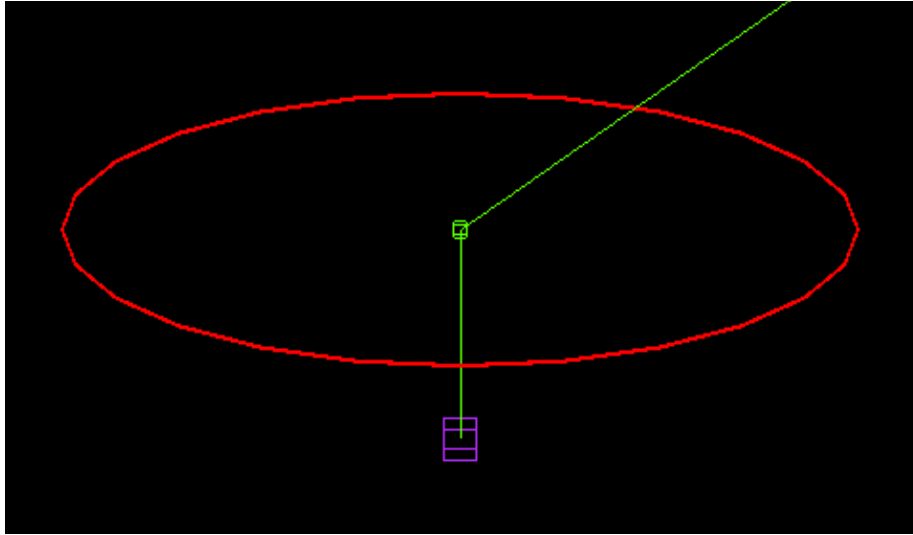


Figure 2.7: Simulation de l'acquisition d'un spectre Compton avec l'anneau de détection (rouge) la cible au centre de l'anneau, et le faisceau de photons (vert).

III. Réponse des détecteurs dans le générateur

Afin de valider la modélisation des différents détecteurs, la simulation de la réponse en énergie est comparée à la mesure. La réponse en énergie ne peut être simulée qu'à condition d'avoir le bon spectre X ainsi que la bonne géométrie du détecteur. La figure 2.8 résume les éléments devant être maîtrisés pour reproduire précisément l'irradiation des détecteurs.

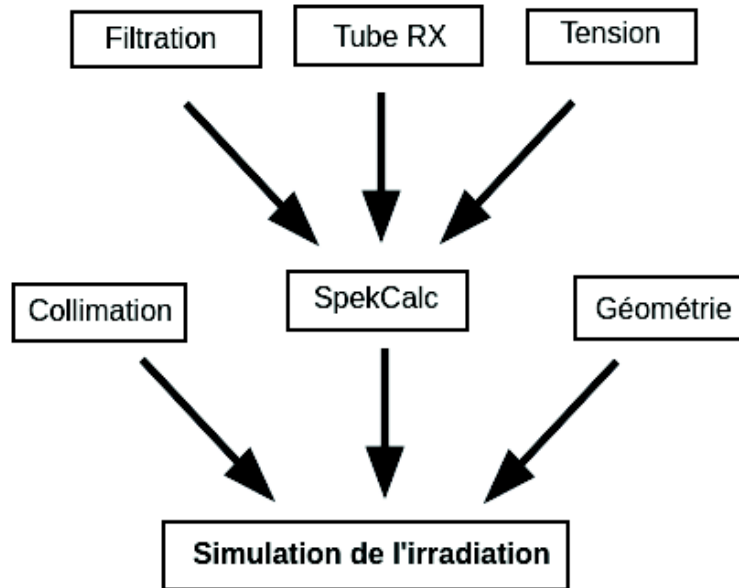


Figure 2.8: Schéma fonctionnel des éléments de la simulation.

A. Facteurs de corrections

Plusieurs études ont déjà été faites sur la réponse en énergie des plastiques scintillants dans la gamme d'énergie du scanner [35], [52]. Lessard *et al* ont comparé la réponse d'une fibre constituée de BCF-60 (Saint-Gobain Crystal, Paris, France) avec celle d'une chambre d'ionisation crayon radcal 5-3 CT. Dans la mesure où la fibre est constituée de polystyrène tandis que le volume sensible de la chambre d'ionisation est équivalent air, une correction doit être appliquée pour que les deux mesures soient comparables.

D'après le Technical Report Series 398 de l'AIEA, à l'équilibre électronique, la dose mesurée dans la fibre scintillante peut être convertie en dose équivalent air en utilisant un facteur de correction

correspondant au ratio des $\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}$ des deux milieux :

$$D_{air} = D_{pol} \frac{\frac{\overline{\mu}_{en}^{air}}{\rho}}{\frac{\overline{\mu}_{en}^{pol}}{\rho}} \quad (2.5)$$

avec $\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}$ le coefficient d'atténuation moyen dans un milieu donné calculé à l'aide du spectre des photons :

$$\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} = \int_0^{E_{max}} \left(\frac{\mu_{en}^{pol}}{\rho_{polystyrene}} \right) \times E \times \Phi(E) \times dE$$

avec :

- E l'énergie du photon
- $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{polystyrene}$ le coefficient d'atténuation massique du polystyrène pour l'énergie E
- $\Phi(E)$ le flux de photons d'énergie E

Lessard *et al* ont alors déterminé que pour des faisceaux dont l'énergie efficace se situait entre 26 keV et 86 keV, la variation de la réponse énergétique du plastique scintillant était inférieure à 3 % vis-à-vis de la chambre d'ionisation après la correction liée aux matériaux.

Cependant, d'autres mesures ont également montré que lorsque la mesure de dose était effectuée dans l'eau, la réponse de la fibre s'éloignait de celle de la chambre d'ionisation avec un écart d'environ 10 % à 8 cm de profondeur. Hoerner *et al* [53] ont émis l'hypothèse que cette différence était liée au phénomène de quenching, c'est-à-dire des désexcitations ne produisant pas d'émission de photons. L'émission de lumière en tenant compte du quenching a été exprimée par Birks et Brooks [3] :

$$L(E) = \int \frac{dL}{dE} = S \int_0^E \frac{1}{1 + kB \left(\frac{dE}{dx} \right)} dE \quad (2.6)$$

avec

- E l'énergie des électrons secondaires
- S l'efficacité de scintillation, en photons.MeV⁻¹
- kB la constante de Birks comprise entre 0.009 et 0.016 cm⁻² MeV⁻¹ g pour les scintillateurs plastiques.

Des mesures pour différentes qualités de faisceau et jusqu'à une profondeur de 30 cm dans l'eau ont montré qu'en utilisant le spectre des électrons secondaires générés dans le scintillateur, il était possible de corriger la réponse du scintillateur pour obtenir un écart inférieur à 1 % vis-à-vis d'une chambre d'ionisation.

B. Mesure de dose

A ce stade de l'étude, la fibre utilisée n'était pas encore le prototype final. La fibre scintillante étudiée était une BCF-12 avec un diamètre de 1 mm et une longueur de 25 mm (Saint-Gobain cristal, Paris, France) qui possède une réponse en énergie identique à celle de Kuraray, mais avec une efficacité de scintillation légèrement plus faible. Cette fibre était connectée via une fibre de

transport de 3 m à un photomultiplicateur et une électronique de comptage avec une résolution temporelle de 1 ms et un temps d'intégration de 10 ms. Le faisceau le plus énergétique que nous avons utilisé est généré à l'aide d'une tension de 140 kV, aucun électron ne peut avoir une énergie supérieure à 140 keV. Le parcours d'un électron de cette énergie dans le PMMA étant de l'ordre de 0.3 mm et la gaine de la fibre étant d'une épaisseur de 1 mm, l'équilibre électronique est atteint dans le volume sensible.

Le signal de la fibre scintillante a été comparé à celui de deux autres types de détecteurs, basés sur des phénomènes physiques différents, à savoir l'ionisation et la thermo-luminescence.

Le premier détecteur était une chambre d'ionisation crayon radcal 10X5-3 CT (voir figure 2.9) étalonée à l'aide d'un faisceau RQR 8. Ce type de détecteur est un détecteur de référence utilisé pour les mesures de CTDI en contrôle qualité dans les scanners et mesure la dose dans l'air avec une incertitude de 5 % [37]. Le capuchon en PMMA permet d'obtenir l'équilibre électronique.



Figure 2.9: Chambre d'ionisation 10X5-3 CT¹.

L'autre type de détecteurs utilisés était un ensemble de Détecteur ThermoLuminescent (TLD) Harshaw TLD700H LiF:Mg,Cu,P (voir figure 2.10). Ces TLDs sont utilisés pour mesurer la dose aux organes sur les fantômes anthropomorphe. Dans la mesure où le fabricant donne une homogénéité d'un échantillon à l'autre de 15 % pour ce modèle de TLD [54], chaque mesure a été répétée 4 fois pour avoir une incertitude plus faible. Une plaque de PMMA de 2 mm placée sur les TLD permet d'obtenir l'équilibre électronique sans trop perturber le faisceau X.

¹ www.radcal.com



Figure 2.10: TLD700H de chez Harshaw.

C. Modélisation des détecteurs

Des simulations Monte Carlo des différents détecteurs ont été effectuées à l'aide de GATE 7.1, en utilisant la physics list EmLivermore. Dans la mesure où certains des volumes modélisés ont des dimensions inférieures au millimètre, les cuts ont été définis à 0.1 mm, ce qui implique que les particules secondaires ne seront produites que si le parcours moyen des particules dans le milieu donné est supérieur à 0.1 mm.

i. Chambre d'ionisation

La chambre d'ionisation a été modélisée par plusieurs cylindres concentriques en se basant sur les travaux de De Marco *et al* [22]. Ces cylindres possèdent un rayon de 6.5 mm pour le capuchon, 5 mm pour la paroi de la chambre, 3.35 mm pour le gaz et 0.65 mm pour l'électrode. Le capuchon est constitué de PMMA, la paroi et l'électrode sont composées de C552, un matériau solide équivalent air pour les rayons X dans ce domaine d'énergie, et le gaz utilisé était de l'air.

ii. Fibre scintillante

La fibre scintillante a également été modélisée par 3 cylindres, la gaine, le revêtement et le coeur scintillant, en se basant sur les données du constructeur. La gaine a un rayon extérieur de 2 mm pour une épaisseur de 1 mm et est fabriquée en hytrel[®] et le revêtement a un rayon de 0.5 mm et est constitué de PMMA. Le coeur, composé de polystyrène possède un rayon de 0.485 mm. Malgré sa faible épaisseur, il est nécessaire de reproduire le revêtement afin de reproduire le transport des photons optiques dans la fibre, puisque le résultat en sortie de la simulation correspond au nombre de photons optiques qui atteignent le volume à l'extrémité de la fibre. La scintillation a été simulée en définissant les propriétés optiques du coeur en se basant sur les données du constructeur. Le ratio

de scintillation est de 8000 photons par MeV déposé, la constante de désexcitation est de 3.2 ns, et la gamme d'énergie d'émission des photons optiques va de 2.15 eV à 3.25 eV.

iii. Détecteurs thermo-luminescents

Les TLD ont été modélisés comme une boîte de dimension 3.175 mm en largeur et longueur, pour une hauteur de 0.38 mm, une densité de 2.49, et composée de LiF avec un dopage de Mg, Cu et P. Les doses ont été calculées dans le volume sensible en utilisant le dose actor de GATE. Pour un volume hétérogène comme celui de la chambre d'ionisation, le dose actor peut calculer la dose selon deux algorithmes. Le volume weighting utilisé par défaut pondère la dose déposée dans chaque milieu en fonction du volume occupé par les différents matériaux. L'algorithme de mass weighting pondère la dose en fonction de la masse des différents milieux. Dans la mesure où l'électrode en C552 est très largement plus dense que l'air, nous avons utilisé la méthode de mass weighting.

D. Evaluation théorique du quenching

Afin d'évaluer le quenching dans la fibre, les simulations GATE ont été utilisées pour observer le spectre en énergie des électrons dans la fibre scintillante pour différentes qualités de faisceau avec des tensions allant de 60 kV à 140 kV et des énergies moyennes de 38.1 keV à 61.1 keV. La quantité de lumière émise L a alors été calculée grâce à la formule (2.6). Dans la mesure où la valeur de la constante de Birks k_B n'est pas connue pour notre détecteur, ce calcul a été effectué avec les deux valeurs extrêmes données par Hoerner *et al.*

IV. Résultats dans un générateur de rayons X

A. Mesure directe

La figure 2.11 montre la comparaison entre le spectre mesuré à l'aide du spectromètre Amptek et le spectre simulé dans GATE. Le spectre GATE a été obtenu en utilisant le spectre SpekCalc en entrée d'une simulation, et en observant le dépôt d'énergie dans le volume de CdTe à l'aide de l'« energy spectrum actor ». On observe que la partie du spectre liée au bremsstrahlung ainsi que la position des pics sont en accord et, bien que certaines différences peuvent être observées au niveau de la hauteur des pics, il a été montré que ces différences ont peu d'incidence sur la qualité du faisceau [55]. Les spectres mesurés présentent également une queue à gauche des pics du tungstène qui avait déjà été observée par J. Plagnard [47] et qui est attribuée au phénomène de capture de charge dans le cristal de CdTe.

Afin de compléter cette validation du spectre SpekCalc, nous avons comparé sa CDA avec celle mesurée dans le générateur de rayons X à l'aide d'une chambre d'ionisation. Les incertitudes ont été calculées en effectuant jusqu'à 4 fois la mesure et en calculant l'écart-type. La CDA du spectre SpekCalc est renseignée directement par le logiciel au moment de la génération du spectre (voir figure 2.12). La différence observée sur les CDA obtenues avec les deux méthodes est inférieure à

2 % pour chaque qualité de faisceau. Dans la mesure l'incertitude donnée par le fabricant pour la dose dans la chambre d'ionisation est de 5 %, on peut conclure que les simulations GATE reproduisent précisément le faisceau de rayons X. Si maintenant on compare la CDA du spectre Amptek avec celle mesurée, on observe un écart très important, pouvant dépasser 10 %. Cet écart s'explique facilement par les phénomènes d'échappement qui viennent altérer le spectre mesuré. Bien que la mesure du spectre ne donne pas un résultat équivalent à la réalité en raison de la réponse du spectromètre, elle peut tout de même être utilisée pour valider le spectre obtenu avec SpekCalc en simulant la réponse du spectromètre comme nous l'avons montré précédemment.

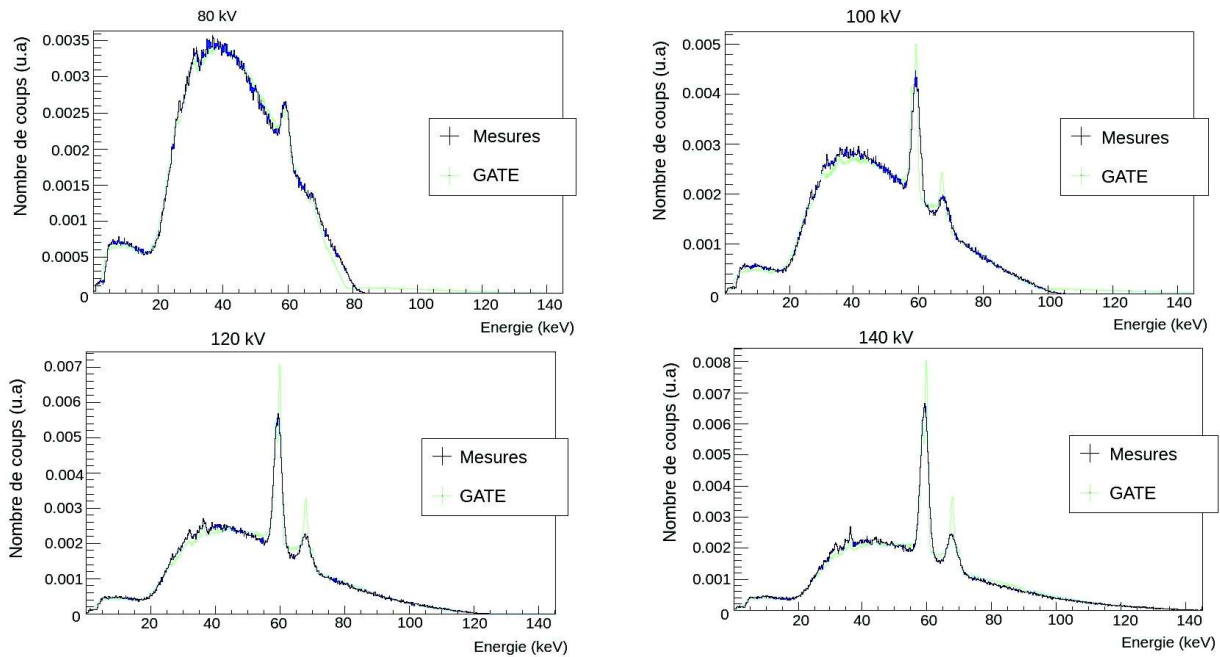


Figure 2.11: Comparaison entre l'énergie déposée dans le cristal de CdTe (bleu) obtenu par simulation et la mesure du spectre (vert) pour des tensions de 80, 100, 120 et 140 kV. Tous les spectres ont été normalisés pour avoir une intégrale de 1.

B. Spectrométrie Compton

La reconstruction du spectre à partir de la mesure Compton a été testée en simulation. On peut voir sur la figure 2.13 le spectre primaire généré par SpekCalc en bleu, le spectre diffusé en vert et le spectre corrigé en rouge. On peut également voir que le spectre reconstruit est très proche du spectre primaire avec seulement un léger élargissement des pics. Malgré cet effet, le résultat final est plus que satisfaisant puisqu'on observe un écart sur l'énergie moyenne du spectre corrigé de seulement 0.2 % comparé au spectre primaire (voir table 2.2). Cette méthode permet donc de reproduire très précisément le spectre primaire.

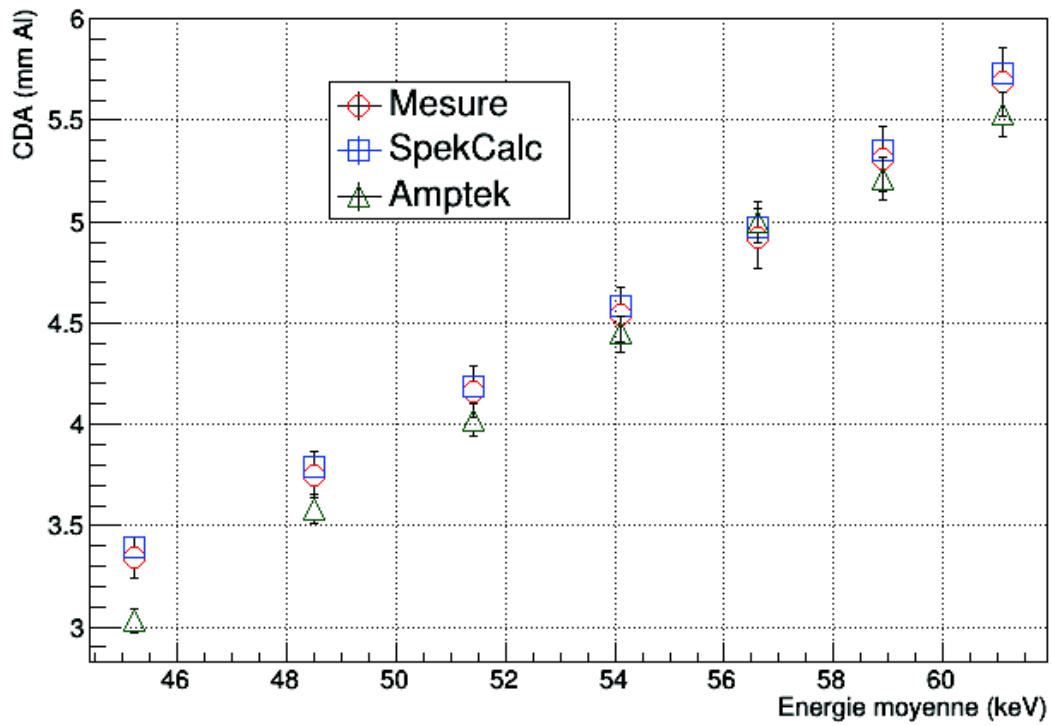


Figure 2.12: CDA mesurée (rouge) et CDA donnée par SpekCalc (bleu) et CDA simulée par GATE à l'aide du spectre mesuré pour différentes tensions (vert).

E moyenne SpekCalc (keV)	E moyenne spectre Reconstruit (keV)	Ecart (%)
46.3	46.2	-0.22
49.7	49.7	-0.04
52.8	52.7	-0.13
55.7	55.7	-0.02
58.3	58.2	-0.17
60.8	60.7	-0.16
63.1	63.0	-0.16

Table 2.2: Energie moyenne du spectre SpekCalc et du spectre reconstruit.

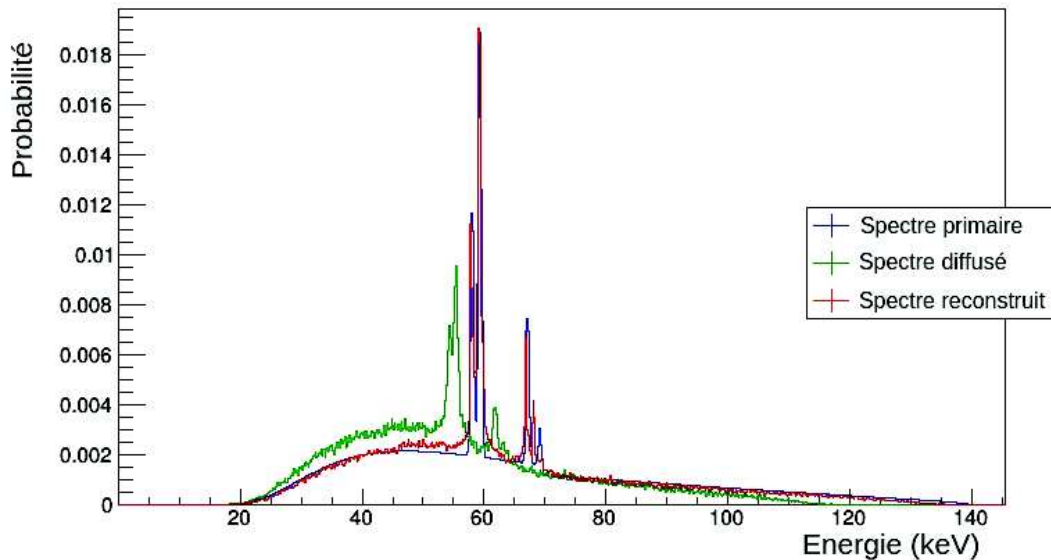


Figure 2.13: Reconstruction d'un spectre simulé par méthode Compton.

La méthode ayant été validée par simulation dans un cas idéal, on peut maintenant l'appliquer à la mesure. Le spectre mesuré a d'abord été corrigé pour tenir compte de l'efficacité de détection du cristal CdTe. On retrouve sur la figure 2.14 l'écart sur l'intensité des pics déjà observé lors de la mesure directe. On voit aussi que les pics du tungstène sont plus larges et moins hauts que ce qui pouvait être attendu. L'élargissement des pics est lié à la résolution du spectromètre, mais l'écart est ensuite agrandi par la correction sur l'énergie, ce qui explique que l'on n'ait pas observé une telle différence lors de la mesure directe. On observe également un écart sur les basses énergies du rayonnement Brehmsstrahlung qui induit une différence supérieure à 2 % sur l'énergie moyenne. Cet écart s'est retrouvé après avoir effectué plusieurs mesures avec différentes qualités de faisceau. De plus, à gauche des pics du tungstène, le spectre présente une queue qui a déjà été observée par J. Plagnard [47] et qui est attribuée au phénomène de capture de charge dans le cristal de CdTe. En effet, suite à une ionisation, les électrons vont se diriger vers l'anode tandis que les trous vont se diriger vers la cathode. Cependant, il peut arriver qu'un électron et un trou se combinent pour donner un atome avec une charge électrique neutre. L'impulsion électrique au niveau des électrodes correspond alors à un canal légèrement plus faible que celui de l'énergie de la particule incidente, ce qui donne la queue observée à gauche des pics.

On peut voir sur la figure 2.15 le spectre obtenu par une simulation de l'acquisition Compton et qui reproduit la réponse du spectromètre ainsi que le spectre obtenu par la mesure. On peut voir que la queue à gauche des pics du tungstène n'est pas présente dans la simulation. Dans la mesure où la collecte de charge dans le CdTe n'est pas reproduite dans GATE, cela confirme l'explication de Plagnard. On observe également que le manque de photons à basse énergie est présent aussi bien en simulation que par la mesure, ce phénomène est donc probablement lié directement à la réponse du

CdTe. Comme nous avons pu le voir lors de la mesure directe, les rayons X ne déposent pas toujours toute leur énergie dans le cristal et ce phénomène impacte également la mesure Compton.

Bien que ces résultats soient imparfaits, cette méthode a été validée dans un cas idéal, aussi nous avons décidé de la tester sur scanner en tenant compte de ses limites.

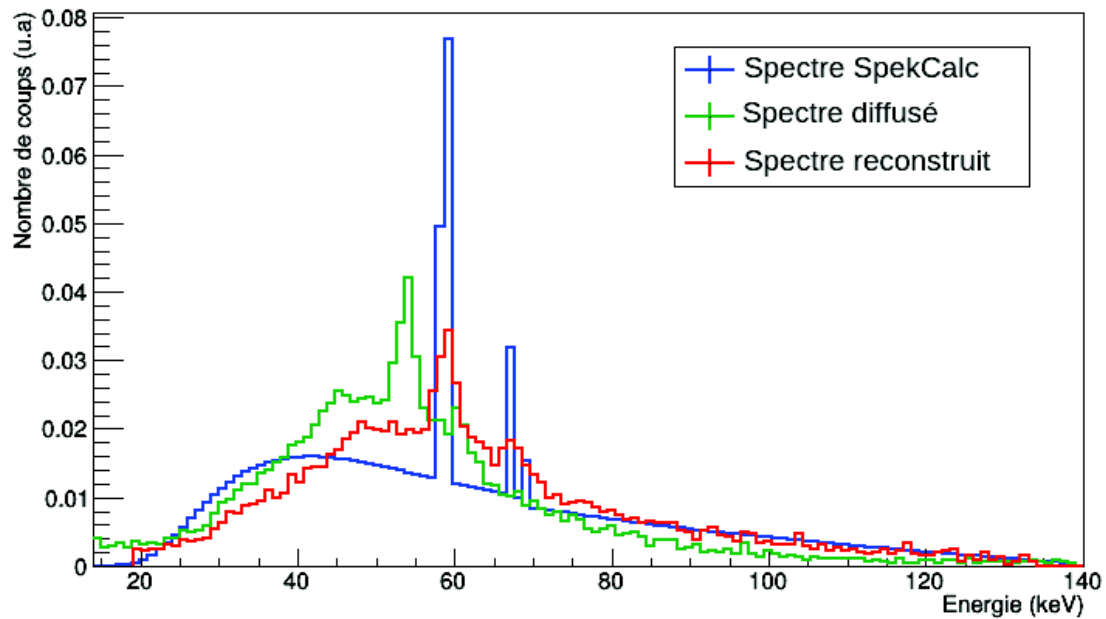


Figure 2.14: Reconstruction d'un spectre mesuré par méthode Compton.

C. Réponses des détecteurs

i. Evaluation du quenching

Nous avons simulé à l'aide du logiciel GATE le spectre des électrons secondaires dans la fibre lors de l'irradiation. En se basant sur l'équation (2.6) la quantité de lumière L a été calculée pour les deux extrema possibles de la constante de Birks dans le cas d'un scintillateur plastique.

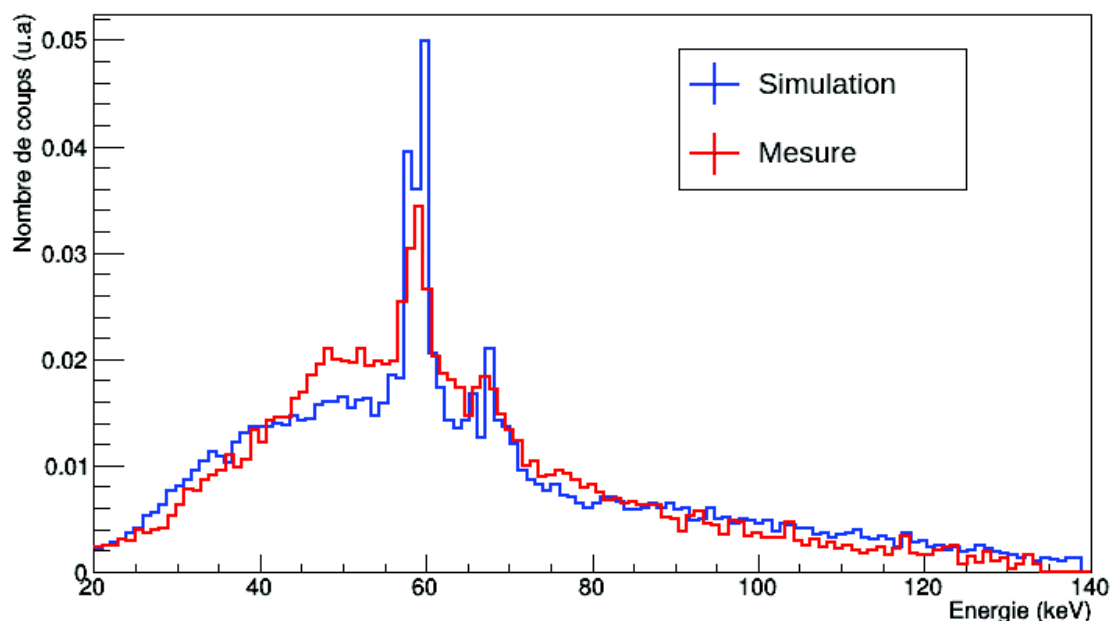


Figure 2.15: Comparaison de la simulation et de la mesure du spectre obtenu par méthode Compton.

	38.1 keV	51.4 keV	61.1 keV
KB = 0.009 cm ⁻² MeV ⁻¹ g	7782	7763	7760
KB = 0.016 cm ⁻² MeV ⁻¹ g	7648	7615	7610

Table 2.3: Nombre de photons émis par MeV déposé dans le scintillateur en se basant sur le rendement de 8000 photons/MeV donnés par le constructeur.

Les résultats obtenus pour les différentes qualités de faisceau et avec différentes valeurs de kB montrent que le nombre de photons émis présente un écart de 5 % avec la valeur du constructeur. Cependant, même en allant au-delà de la gamme d'énergie scanner, la variation de la quantité de lumière émise est au plus de 0.5 % . Le phénomène de quenching ne devrait donc pas introduire de biais lors de la mesure en scanner.

ii. Mesures

La correction définie par l'équation (2.5) peut être déterminée en se basant sur le spectre SpekCalc. Les facteurs de corrections sont montrés dans la table 2.4, les incertitudes sur ces facteurs étant inférieures à 0.5 %, elles n'ont pas été indiquées. Pour chaque détecteur, on obtient alors une dose équivalent air.

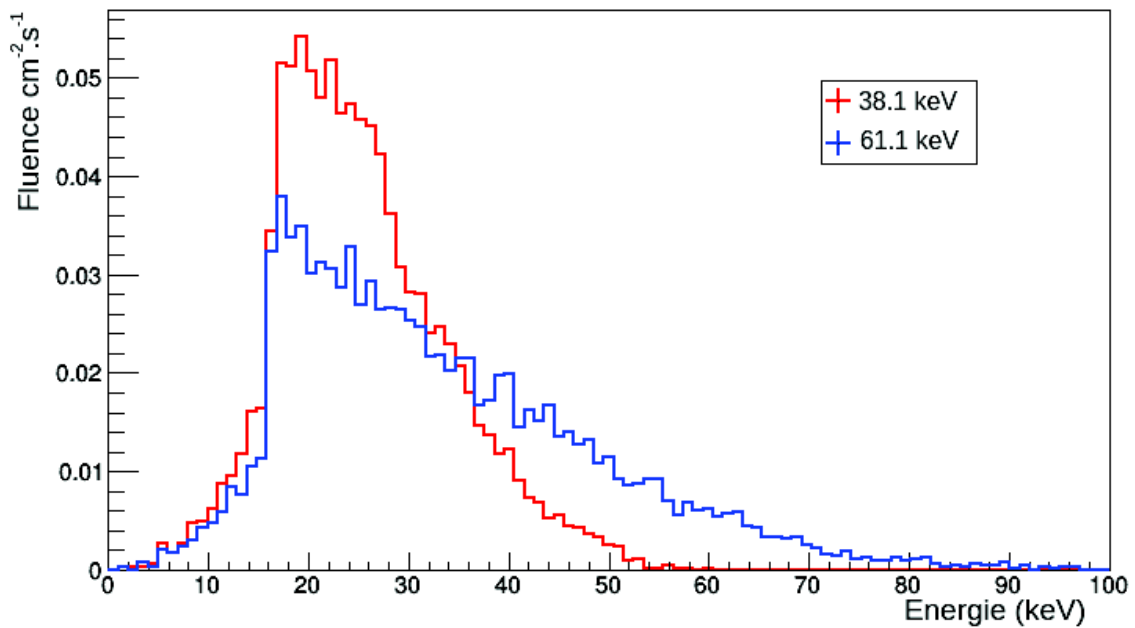


Figure 2.16: Spectre en énergie des électrons secondaires dans la fibre scintillante pour un faisceau de 60 kV (rouge) et pour un faisceau de 140 kV (bleu) normalisé.

Tension du tube (kV)	Facteur de correction
80	0.47
90	0.48
100	0.49
110	0.50
120	0.50
130	0.51
140	0.52

Table 2.4: Facteurs de corrections pour passer de la dose dans l'air à la dose dans le polystyrène en fonction de la tension du tube.

La réponse en énergie de chaque détecteur est mesurée dans la gamme d'énergie utilisée en scanner, avec des tensions allant de 80 à 140 kV et un filtre d'aluminium d'une épaisseur de 4 mm. Chaque mesure a été effectuée 4 fois, ce qui a permis de calculer l'écart-type pour chaque détecteur. Pour les TLD et la chambre d'ionisation, les incertitudes données par le constructeur étaient supérieures à l'écart-type calculé, nous avons alors préféré garder les données du constructeur.

Dans la mesure où la chambre d'ionisation nous donne une dose, la fibre scintillante donne un nombre d'impulsions, et les TLD donnent une charge électrique, il est nécessaire de normaliser les résultats afin de comparer la réponse en énergie des détecteurs (figure 2.17). La mesure à 100 kV a été prise comme référence pour la normalisation, puisque la chambre d'ionisation a été étalonnée dans un faisceau RQR 8 utilisant une tension de 100 kV.

La fibre scintillante présente un écart inférieur à 5 % vis-à-vis de la chambre d'ionisation pour toutes les qualités de faisceau, ce qui est inférieur aux incertitudes de mesure de la chambre d'ionisation. Les TLD ont montré une réponse très différente, avec un signal plus faible pour les hautes tensions. Ce résultat est en accord avec ceux de P. Olko *et al* [56], qui observent que la

réponse de ces détecteurs est dépendante de la densité d'ionisation. En effet, entre 50 keV et 100 keV, le processus dominant des rayons X dans le détecteur passe de l'effet photo-électrique à l'effet Compton. Cela implique qu'un changement d'énergie des photons primaires va entraîner une modification importante du spectre des électrons secondaires. Le nombre d'ionisations par unité de volume va alors fortement varier, et la réponse du détecteur thermo-luminescent également.

Ces résultats montrent que sous ces conditions d'irradiations, la fibre scintillante est aussi adaptée que la chambre d'ionisation pour effectuer des mesures de doses. Cependant, il reste nécessaire de tester le scintillateur en routine clinique.

iii. Validation de la simulation

Afin de valider la modélisation des détecteurs dans GATE, nous avons simulé les irradiations de chaque dosimètre dans des conditions identiques à l'expérience, et comparé les résultats des simulations avec ceux des mesures.

Les figures 2.18 et 2.19 montrent respectivement la réponse de la chambre d'ionisation et des TLD pour des irradiations avec des faisceaux générés à différentes tensions. Les mesures sont comparées aux simulations Monte Carlo utilisant le spectre SpekCalc. La chambre d'ionisation présente un écart moyen de 2.1 %, et l'écart maximal s'observe avec la plus basse tension du tube pour laquelle la simulation présente un écart de 3.7 % vis-à-vis de la mesure. La simulation de la fibre (figure 2.20) est également satisfaisante, puisqu'on observe un écart moyen de 1 %. L'écart maximal entre la simulation et la mesure s'observe pour une tension de 140 kV, qualité de faisceau pour laquelle la simulation sous-estime la dose déposée dans le détecteur de 2.9 %. Cela montre que la simulation reproduit correctement le comportement du détecteur. On peut également conclure que les composants n'ayant pas été simulés tel que les photomultiplicateurs ne rencontrent pas de problèmes de saturation pouvant affecter la réponse du système.

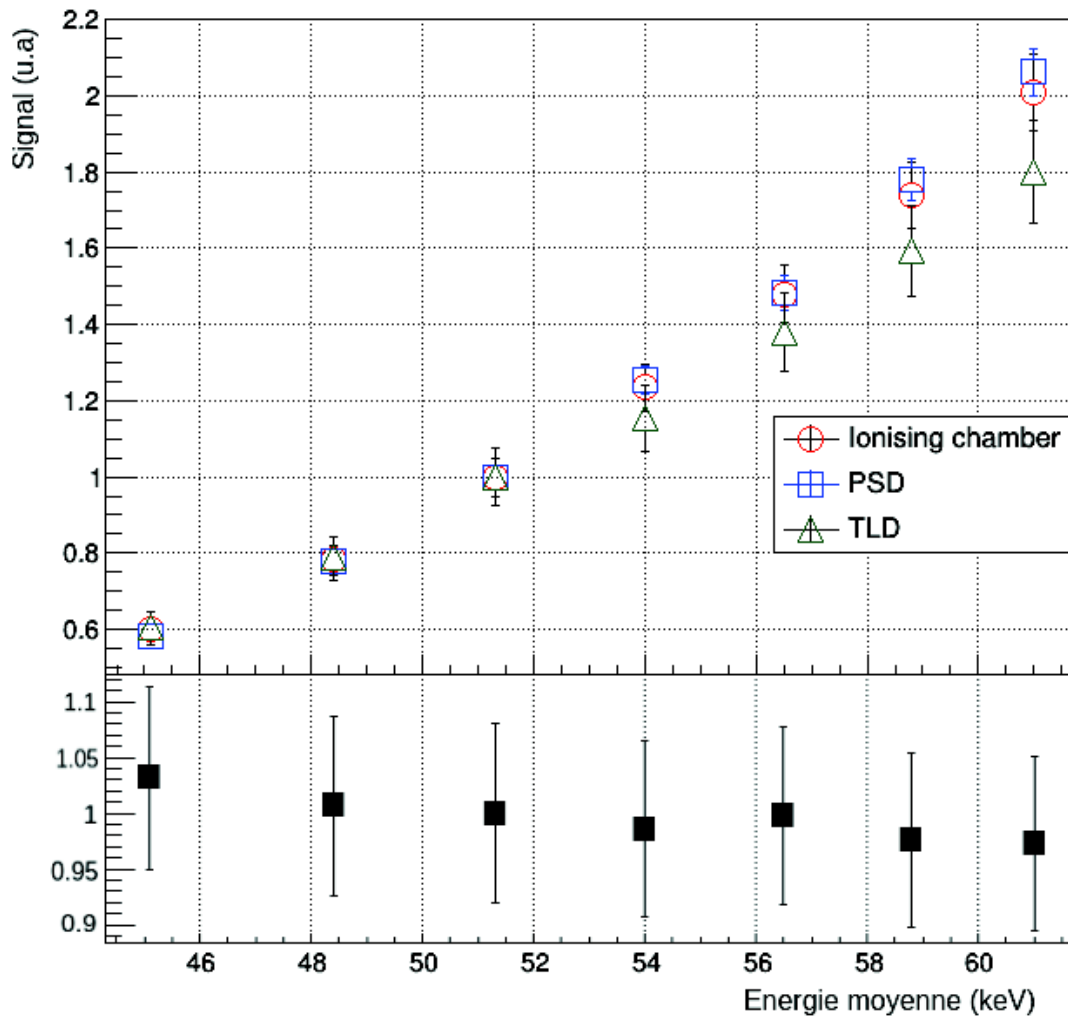


Figure 2.17: Comparaison de la réponse mesurée pour la chambre d'ionisation (rouge), le scintillateur (bleu) et les TLD (vert), normalisée à 100 kV (haut). Le graphique du bas montre le ratio entre le signal de la chambre d'ionisation et celui du scintillateur.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons comparé la CDA mesurée à celle qui a été simulée à l'aide de GATE. Cela a permis de s'assurer que les spectres théoriques produits par SpekCalc sont équivalents à ceux produits et mesurés dans le générateur de rayons X et peuvent donc être utilisés dans une simulation Monte Carlo.

Des mesures effectuées dans le générateur de rayons X ont également montré que la fibre scintillante et la chambre d'ionisation possèdent des réponses comparables dans la gamme d'énergie correspondant à l'imagerie scanner. Cependant, les TLD possèdent une réponse en énergie très différente des deux autres types de détecteurs testés. Ce dosimètre n'est donc pas précis pour

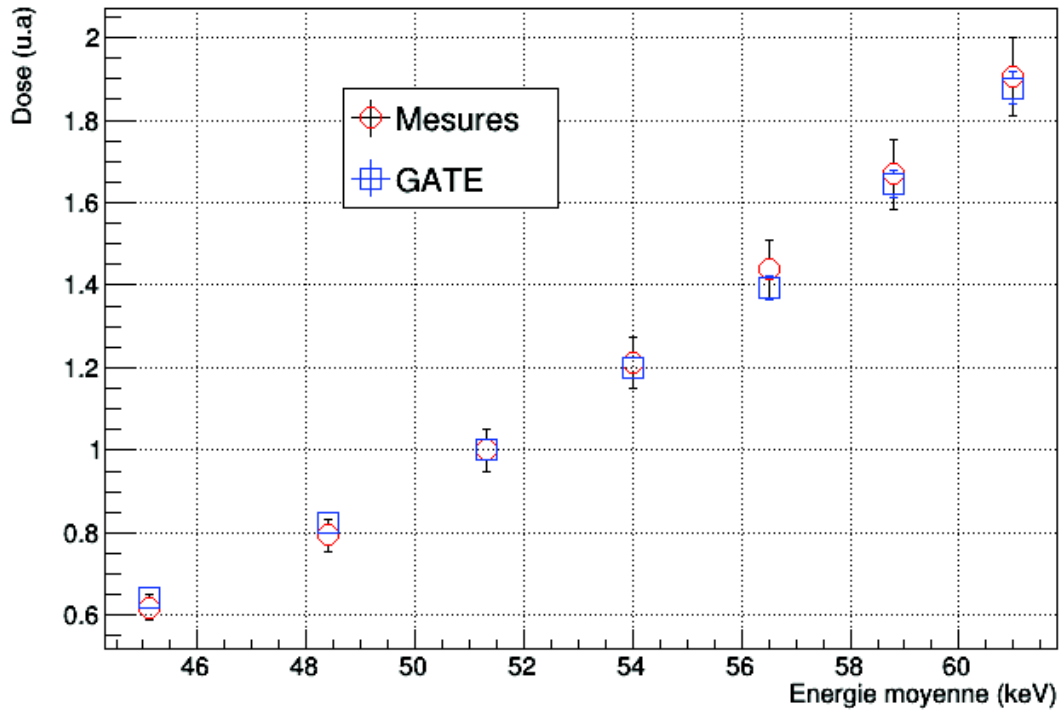


Figure 2.18: Réponse en énergie de la chambre d'ionisation.

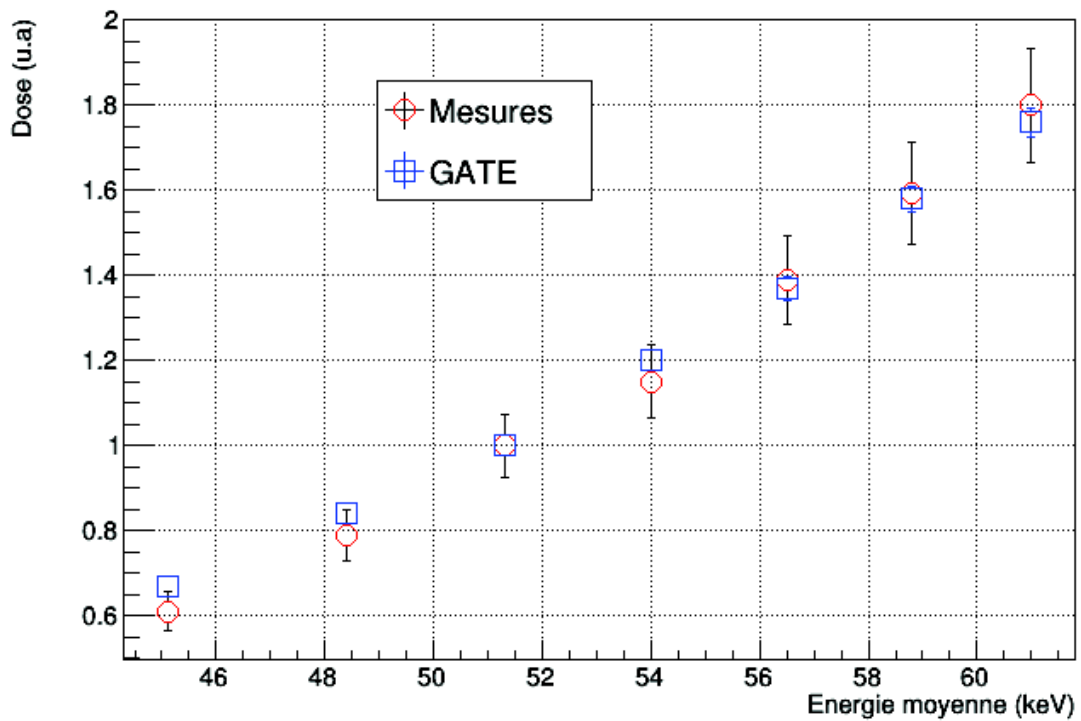


Figure 2.19: Réponse en énergie des TLD.

estimer la dose patient en scanner. Les simulations Monte Carlo de la réponse en énergie des détecteurs ont montré que la modélisation des différents dosimètres dans GATE reproduisait précisément la dépendance en énergie de chaque détecteur.

La simulation Monte Carlo et l'évaluation de la réponse de la fibre scintillante sont deux étapes cruciales dans le développement d'un détecteur en temps-réel pour mesurer la dose au patient et le CTDI durant un examen CT. Cependant, le rayonnement diffusé, qui est à l'origine d'une grande part de la dose dans un scanner, n'a pas été observé ici. De plus, le flux du générateur de rayons X est bien plus faible que celui d'un scanner, par conséquent, il reste nécessaire de tester ce détecteur en conditions cliniques.

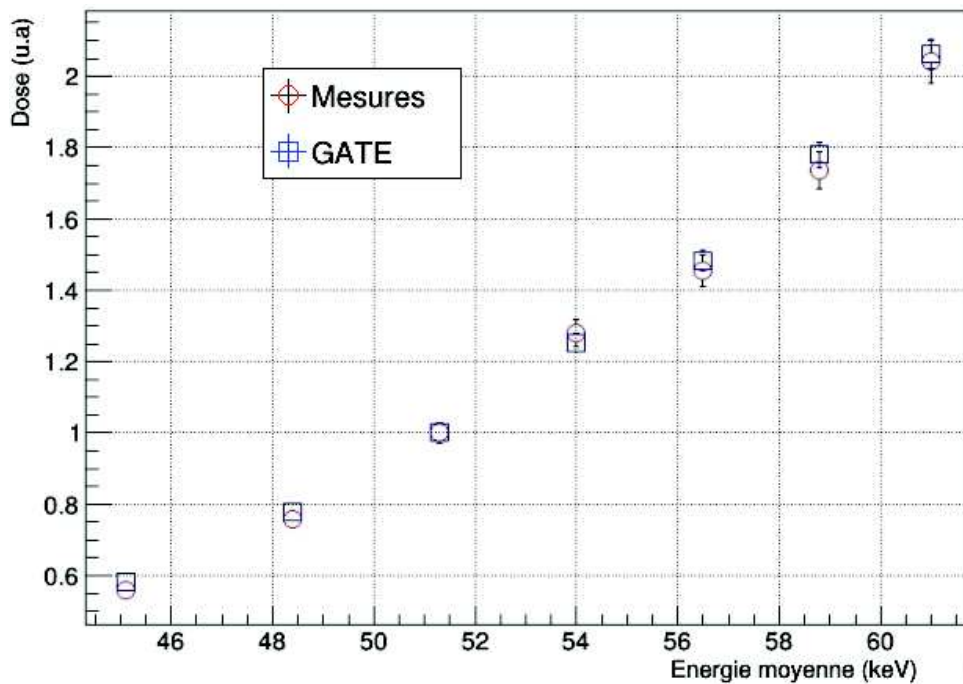


Figure 2.20: Réponse en énergie de la fibre.

Chapitre 3 : Simulation d'une irradiation scanner

I. Modélisation d'un scanner et étude de la fibre dans une application clinique

En travaillant dans un système simple, nous avons pu caractériser la réponse énergétique de la fibre scintillante, établir une méthodologie pour mesurer le spectre ainsi que la couche de demi-atténuation du faisceau, et modéliser les différents détecteurs dans GATE. Il faut maintenant appliquer ces acquis sur un scanner afin de valider le comportement de la fibre en scanner et établir un modèle de scanner pour les simulations Monte-Carlo. Le scanner utilisé était un GE lightspeed VCT 64 du Centre Paul Strauss, à Strasbourg.

A. Evaluation du spectre du tube RX du scanner

Le concept de la mesure Compton en scanner est le même que dans le générateur de rayons X, cependant les conditions d'irradiations sont sensiblement différentes. En effet, lorsque le tube tourne autour de la cible, la quantité de rayonnements diffusés est très importante, l'irradiation doit donc être effectuée en mode scout, ce qui permet de garder le tube à 0° (en haut). Cependant, ce mode d'irradiation ne permet pas de choisir le filtre, ou même de connaître le filtre utilisé. Il est donc impossible de caractériser toutes les modalités de faisceau disponibles, et nous ne savons pas à quoi correspond la seule filtration qui peut être évaluée par cette méthode. Nous nous sommes donc tournés vers la mesure des couches de demi-atténuation.

La mesure de CDA en scanner est plus compliquée que dans le générateur de rayons X. En effet, afin d'effectuer des mesures avec différents filtres, il est nécessaire d'utiliser le mode axial, qui implique la rotation du tube pendant l'irradiation. Pour réutiliser les écrans qui avaient servi dans le générateur RX, des briques de plomb ont été placées sous la chambre d'ionisation ainsi que de chaque côté. Une ouverture d'un centimètre de large est toujours présente au-dessus, le dosimètre ne va donc recevoir des rayons X que depuis une seule direction, il devient donc facile de placer les filtres au bon endroit pour mesurer la CDA. Des mesures ont également été effectuées avec une brique de plomb au-dessus, afin de mesurer le rayonnement diffusé qui pourrait perturber la mesure (voir figure 3.1). Ces mesures sont effectuées à 80 , 100 , 120 et 140 kV avec les trois filtrations disponibles sur le GE lightspeed.

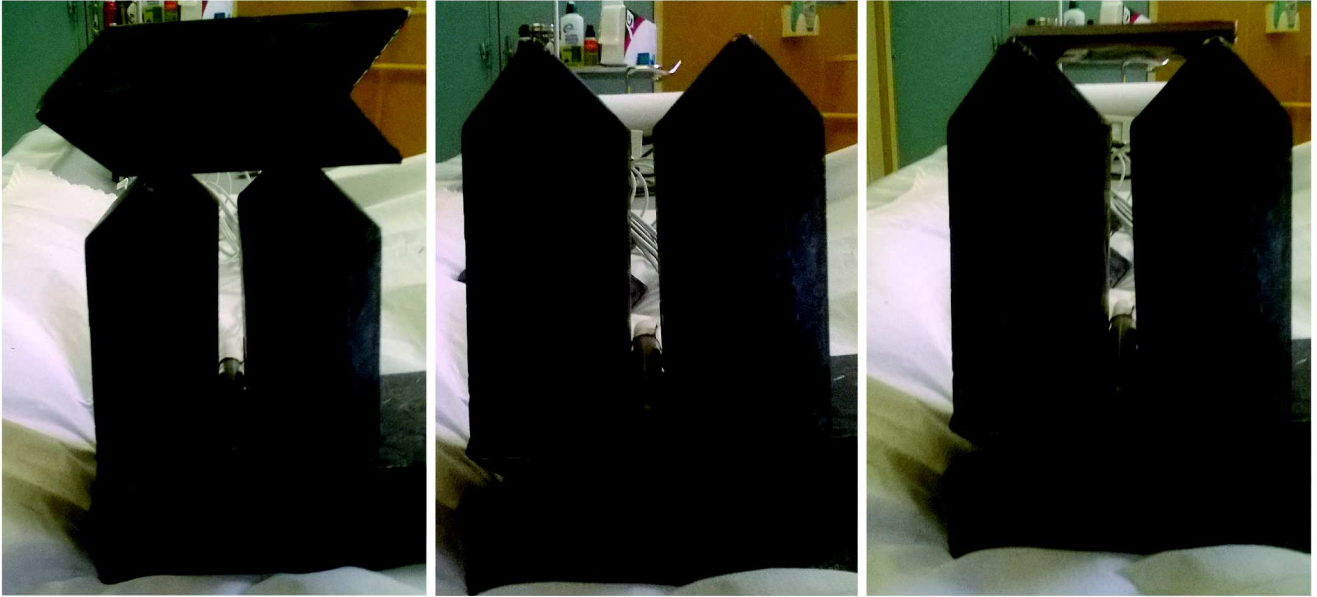


Figure 3.1: Mesure du rayonnement diffusé (gauche). Mesure de dose sans filtre (centre). Mesure de dose avec filtre (droite).

B. Modélisation du scanner

La modélisation doit permettre de calculer précisément la dose déposée dans un patient ou un dosimètre, ainsi que de reproduire le signal en temps-réel de la fibre. Deux éléments du scanner doivent être modélisés : Le faisceau et le lit.

Le lit se trouve directement dans le faisceau et va affecter le signal de la fibre. Le faisceau est plus complexe à modéliser et se divise en trois éléments : Le tube RX, le filtre papillon et la collimation.

La figure 3.2 présente l'ensemble des éléments nécessaires à la simulation et comment ceux-ci sont utilisés.

i. Table du scanner

Le matériau composant la table n'est pas renseigné dans la documentation du constructeur, cependant la densité observée sur les images scanner est proche de celle du PMMA, ce matériau a donc été utilisé pour la table du scanner.

Toujours en se basant sur une image scanner, il a été possible de reproduire la géométrie de la table à l'aide de boîtes et de cylindres disponibles dans GATE.

Aucune information n'est disponible sur la composition du matelas, celui-ci a donc été modélisé en polystyrène dont la très faible densité a été calculée à partir des images scanner (voir figure 3.3). Le bord du matelas possède une densité de 1.

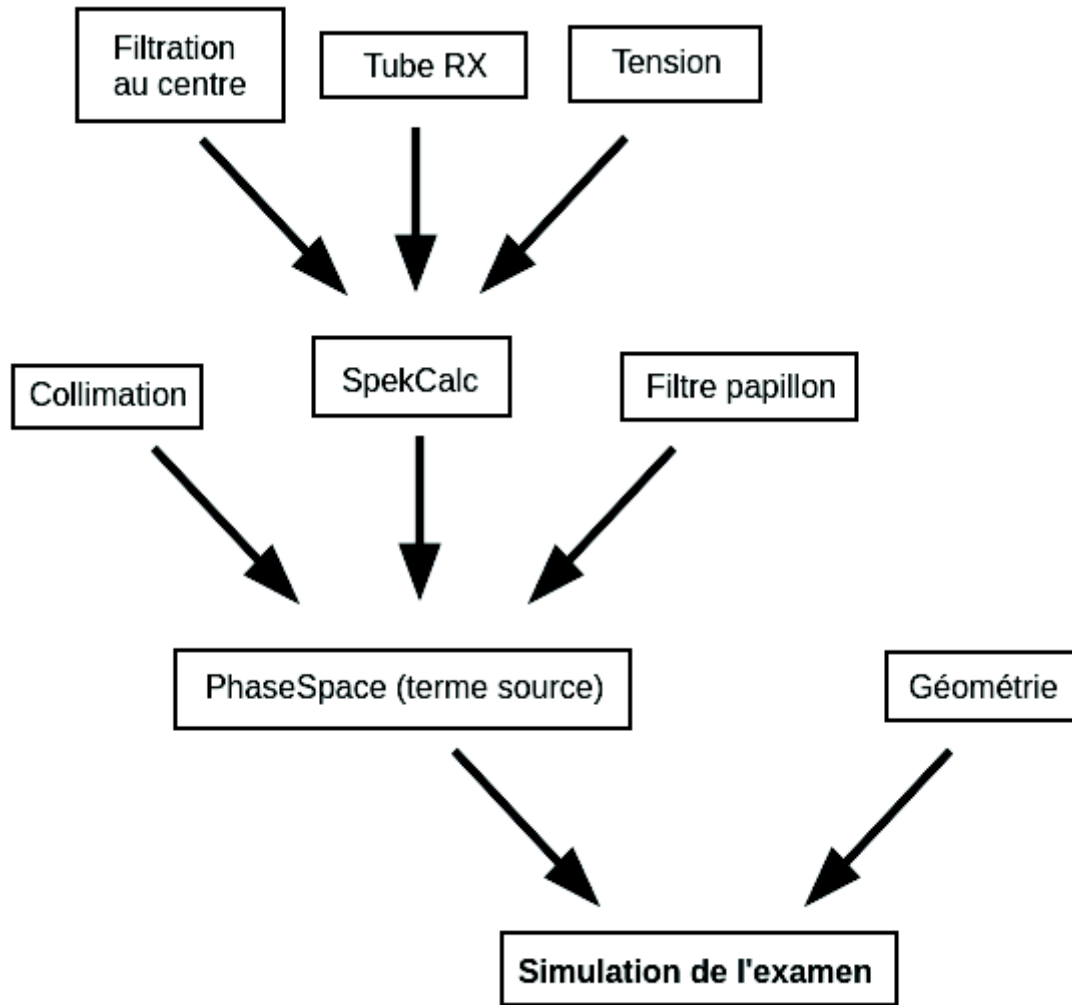


Figure 3.2: Schéma fonctionnel des éléments devant être maîtrisés pour simuler un examen scanner.

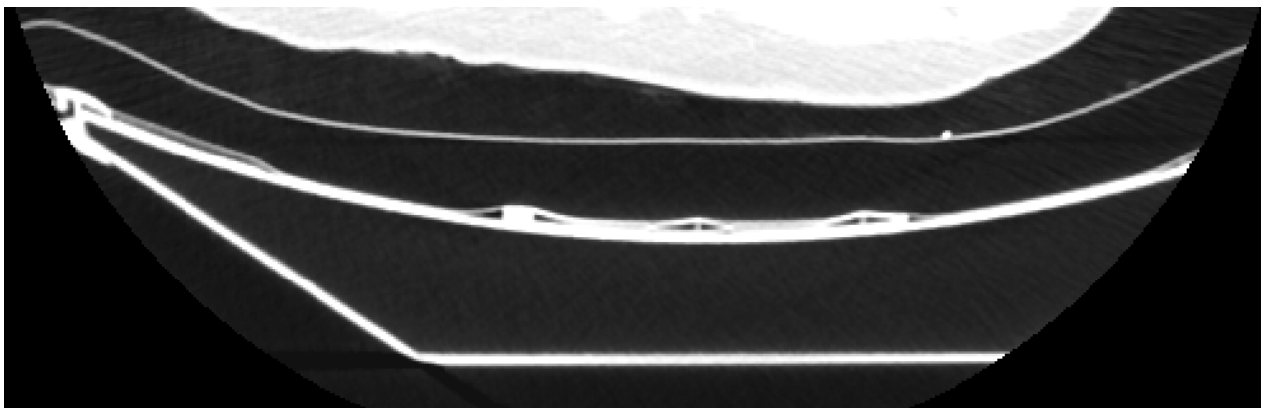


Figure 3.3: Image DICOM de la table du scanner avec la fibre visible sous le matelas.

ii. Évaluation du profil du filtre papillon

Si la mesure de CDA permet d'évaluer la filtration au centre du faisceau, le scanner contient un filtre papillon dont l'épaisseur n'est pas uniforme. J. Boone [57] a proposé une méthode permettant d'évaluer le profil de ce filtre. Cette méthode nécessite de connaître la filtration au centre du faisceau et de pouvoir faire une mesure de dose en temps-réel lors de la rotation de la source sans aucun autre obstacle dans le faisceau.

Dans ces conditions la dose à un instant t ne va dépendre que de 2 paramètres :

- La distance entre le tube et le détecteur
- L'épaisseur de filtration traversée par le faisceau

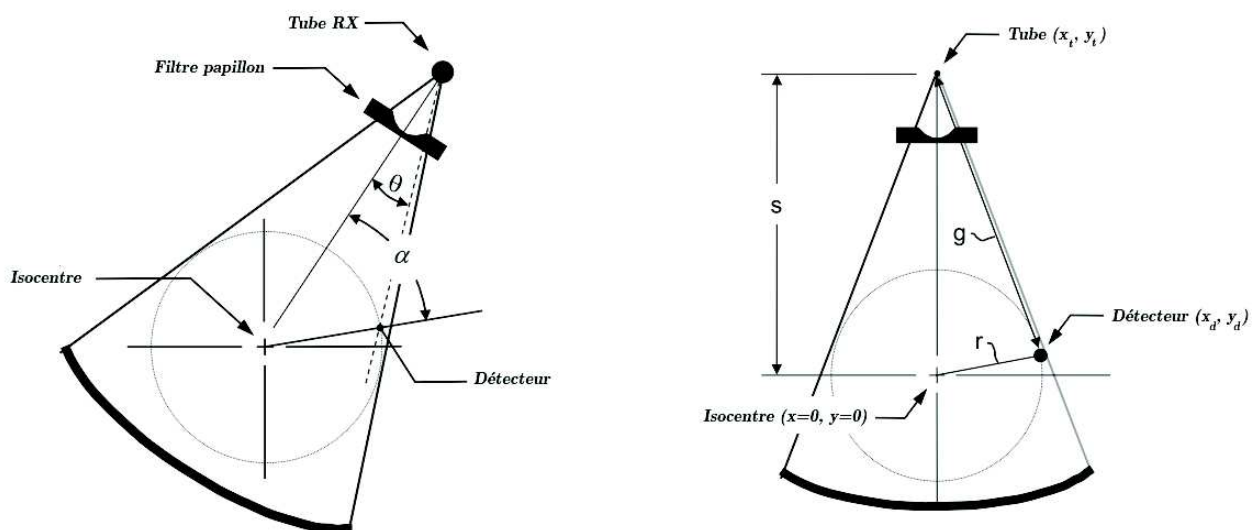


Figure 3.4: Schéma du dispositif de mesure dans le scanner avec les distances nécessaires au calcul.

Une mesure est alors effectuée avec un dosimètre temps-réel placé en périphérie du champ d'irradiation, en veillant à ce qu'aucun autre objet ne soit présent dans le faisceau. Dans notre cas, le détecteur utilisé était une chambre d'ionisation crayon X2 de chez XI.

Nous nous sommes basés sur les données du constructeur [58] pour estimer la largeur des faisceaux. Lors des mesures, le dosimètre a été positionné à 10.7 cm, 14.9 cm et 22.1 cm de l'isocentre pour évaluer respectivement les filtres small, medium et large.

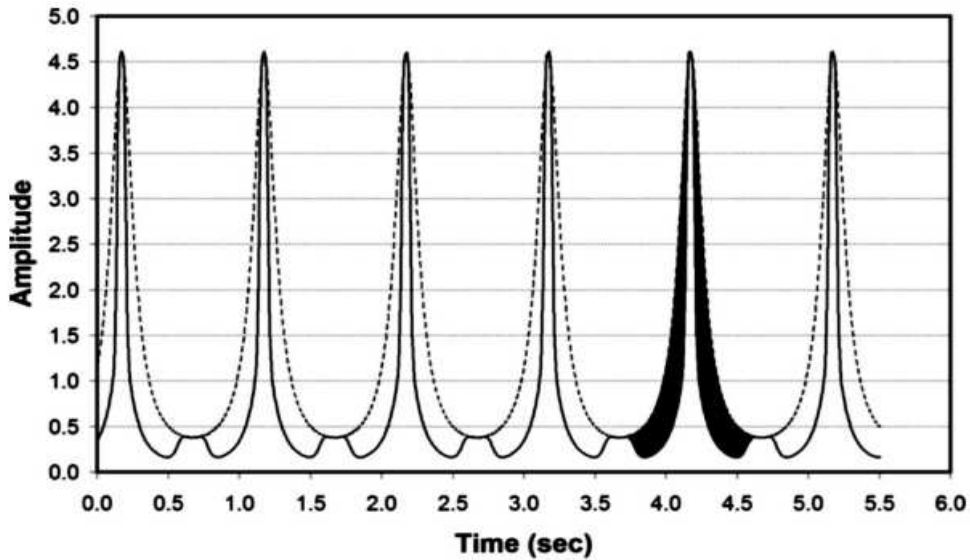


Figure 3.5: Signal en temps réel.

Sur le signal mesuré (en ligne pleine sur la figure 3.5), on peut facilement distinguer l'instant auquel la distance source détecteur est minimale, puisqu'il correspond à un signal maximum. On peut également voir l'instant où cette distance est maximale. Celui-ci correspond à la bosse observée lorsque le signal est minimum. Cette bosse est causée par le fait que la chambre d'ionisation se trouve au centre du faisceau et donc que le filtre papillon atténue peu le faisceau, la distance source-détecteur est donc le seul paramètre jouant sur la dose et elle peut être déterminée de la façon suivante :

$$g^2 = (x_t - x_d)^2 + (y_t - y_d)^2 \quad (3.1)$$

En connaissant la distance source-détecteur, on peut en déduire le signal $M_0^V(\alpha)$ du dosimètre en temps-réel et avec un voltage V et dans le cas d'un scanner ne possédant pas de filtre papillon. Celui-ci est proportionnel à l'inverse de la distance et s'écrit :

$$M_0^V(\alpha) = \frac{s}{g} I_0^V \quad (3.2)$$

Avec I_0^V l'intensité du signal à l'isocentre et s et g les distances définies sur la figure 3.4.

La dépendance en inverse de la distance, et non l'inverse du carré de la distance source-détecteur, s'explique par le fait que la chambre d'ionisation est trop grande pour être localisée entièrement dans le champ d'irradiation. Ainsi, bien que la taille du champ d'irradiation obéisse à la loi inverse du carré de la distance, la surface du détecteur qui est irradié est proportionnelle à la distance. On a donc un signal mesuré proportionnel à l'inverse de la distance. $M_0^V(\alpha)$ est représenté en pointillé sur la figure 3.5.

L'atténuation liée au filtre papillon, notée $F(\theta)$ correspond à la différence entre le signal mesuré et le calcul de $M_0^V(\alpha)$.

$$F(\theta) = M_F^V(\alpha) - M_0^V(\alpha) \quad (3.3)$$

Avec $M_F^V(\alpha)$ le résultat de la mesure.

On fait alors l'hypothèse que le filtre est composé de deux matériaux. Ne connaissant pas la composition du filtre étudié, nous avons utilisé les mêmes matériaux que Boone, c'est-à-dire de l'aluminium et du PMMA. Pour un voltage V , l'atténuation causée par le filtre vaut alors :

$$F^V(\theta) = \exp(-\mu_{alu}^V x_{alu}(\theta) - \mu_{PMMA}^V x_{PMMA}(\theta)) \quad (3.4)$$

Avec :

- μ_i^V le coefficient d'atténuation moyen du matériau i , à un voltage V
- $x_i(\theta)$ l'épaisseur du matériau i traversée pour un angle θ

En effectuant une mesure à 80 kV et une autre à 140 kV, l'équation (3.4) nous donne un système de deux équations à deux inconnues qui nous permet d'exprimer l'épaisseur de chaque matériau :

$$x_{PMMA}(\theta) = \frac{\ln(F^{80}(\theta)) - H_{alu} \ln(F^{140}(\theta))}{H_{alu} \mu_{PMMA}^{140} - \mu_{PMMA}^{80}} \quad (3.5)$$

$$x_{alu}(\theta) = \frac{\ln(F^{80}(\theta)) - H_{PMMA} \ln(F^{140}(\theta))}{H_{PMMA} \mu_{alu}^{140} - \mu_{alu}^{80}} \quad (3.6)$$

Avec $H_i = \frac{\mu_i^{80}}{\mu_i^{140}}$

Le calcul de ces deux grandeurs pour chaque valeur de θ nous donne alors un modèle de filtre papillon équivalent à celui utilisé sur le scanner.

iii. Modélisation du tube RX

Le faisceau de rayons X n'est pas affecté que par la filtration, mais également par l'anode. En effet, les rayons X créés dans l'anode vont devoir traverser une certaine épaisseur de tungstène pour sortir de l'anode, ce qui va amener un phénomène d'autoabsorption. Comme on peut le voir sur la figure 3.6, ce phénomène sera dépendant de l'inclinaison de l'anode et de l'angle d'émission des photons.

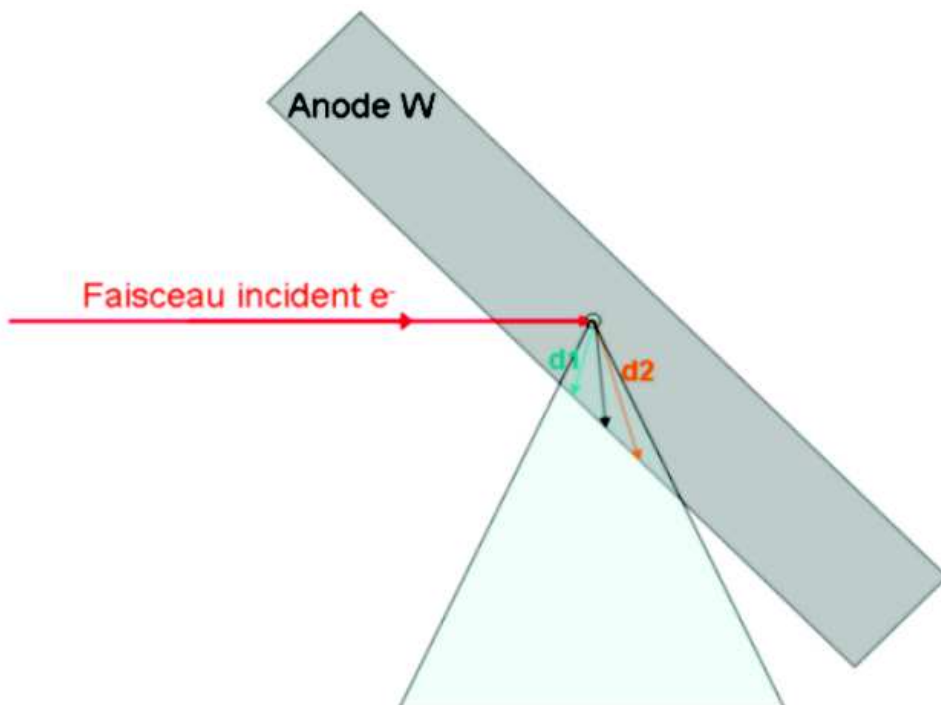


Figure 3.6: Absorption des RX dans l'anode en fonction de l'angle d'émission.

D'après les données du constructeur, l'angle de l'anode est de 7° , nous avons donc utilisé cette information pour générer le spectre au centre du faisceau à l'aide de SpekCalc. Cependant cet angle varie généralement entre 6° et 8° sur les scanners. Le faisceau du scanner a également été généré en faisant varier l'angle de l'anode dans SpekCalc. On peut voir sur la table 3.1 que les variations de l'angle de l'anode font varier la CDA d'environ 1 %. Une erreur sur ce paramètre n'aurait donc que peu d'effet sur la modélisation du faisceau.

	80 kV	140 kV
6°	5,44	8,7
7°	5,38	8,6
8°	5,34	8,52

Figure 3.7: Couche de demi-atténuation en fonction de l'angle de l'anode

Dans la mesure où ce phénomène impactait déjà la mesure effectuée pour établir le profil du filtre papillon, le modèle de filtre obtenu va en fait reproduire l'atténuation du filtre papillon et celle de l'anode.

iv. Collimation

La largeur et l'épaisseur du faisceau ont d'abord été déterminées en se basant sur les données du constructeur [58]. Celles-ci indiquent qu'il existe trois niveaux de collimation dans le plan axial avec une largeur de faisceau à l'isocentre de 25, 32, ou 50 cm. Cependant, des mesures effectuées à l'aide de la fibre ont montré que dans sa position la plus basse, soit 23 cm sous l'isocentre, la fibre se situait toujours dans le faisceau, même lorsque celui-ci était supposé avoir une largeur de 25 cm. Nous avons donc utilisé un faisceau de 50 cm de large pour tous les examens.

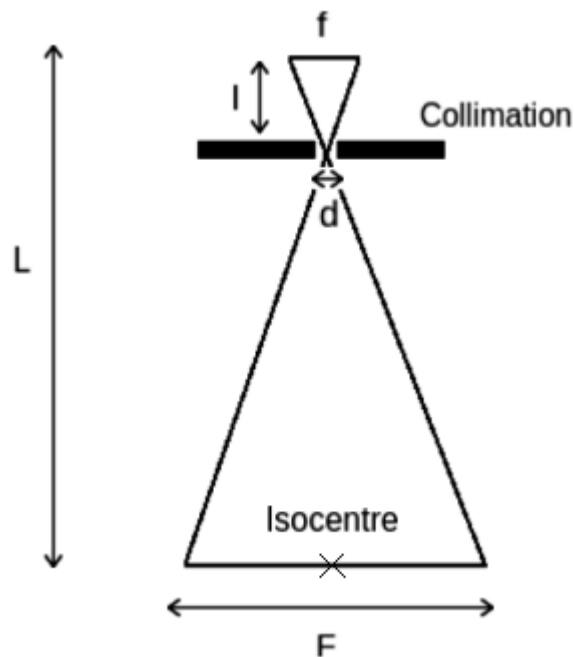


Figure 3.8: Forme du faisceau X selon l'axe z, du foyer jusqu'à l'isocentre.

La collimation selon l'axe z, c'est-à-dire l'axe de déplacement du lit dans l'anneau, est importante car elle va déterminer la largeur du champ d'irradiation et la répartition de dose dans le patient. Comme illustré sur la figure 3.8, la largeur F des coupes va dépendre de la dimension du foyer f , de l'ouverture de la collimation d , de la distance focale l et de la distance L entre le foyer et l'isocentre.

Le faisceau forme alors deux triangles reliés par un sommet situé à la distance l du foyer. On a alors :

$$\frac{F}{f} = \frac{L-l}{l} \quad (3.7)$$

La figure 3.9 illustre la variation de la distance l en fonction de la largeur de collimation d . Pour estimer la position de la collimation nécessaire à une bonne reproduction de la géométrie du faisceau, il faut que l soit au plus proche de la distance foyer-collimateur, ce qui nécessite d'avoir une largeur de collimation fine par rapport à la largeur du foyer.

D'après les données du constructeur, il existe deux tailles de foyer qui dépendent des conditions d'irradiations. Le foyer le plus large mesure 2.2 mm et la collimation la plus fine est de 1.25 mm ce qui permet d'avoir une distance foyer-collimateur proche de l . Toujours d'après le constructeur, la distance foyer-isocentre L est de 541 mm et la largeur à mi-hauteur du profil de dose dans l'air selon l'axe z est de 2.8 mm, ce qui donne une bonne estimation de la grandeur F . L'équation 3.7 devient alors :

$$l = \frac{L}{\frac{F}{f} + 1} \quad (3.8)$$

Soit $l = 238$ mm.

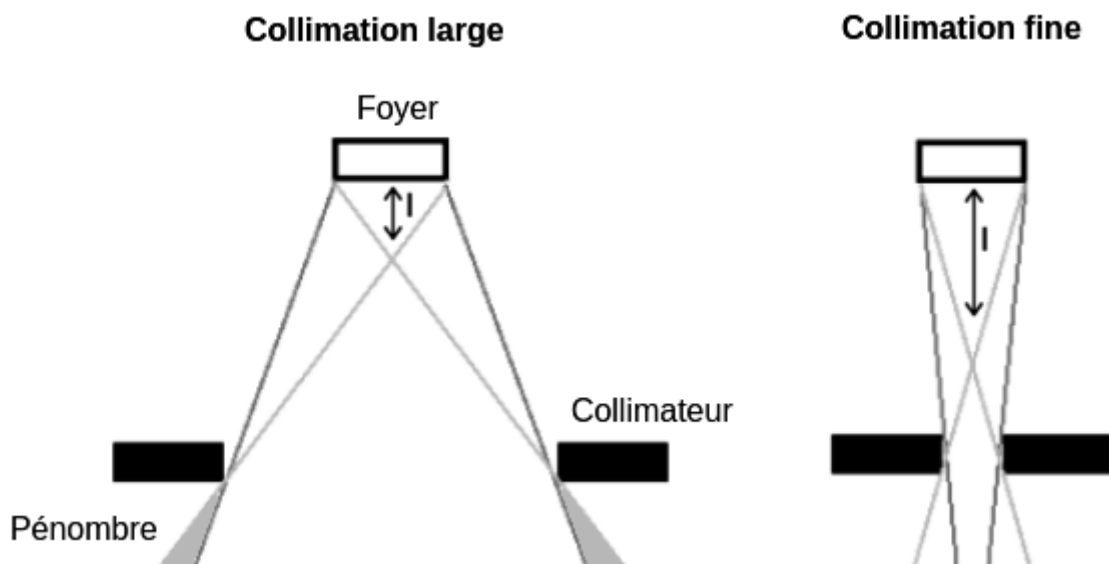


Figure 3.9: Évolution de la distance l entre le foyer et le croisement des droites déterminant la limite de la pénombre.

Afin de valider cette valeur, des simulations ont été effectuées pour vérifier si la largeur à mi-hauteur dans l'air du profil de dose en z est correctement reproduite pour $d = 238$ mm. Ces simulations comprenaient un foyer de 1.5 mm ou de 2.2 mm, des collimateurs en plomb situés à 238 mm du foyer, et un phasespace actor situé à 541 mm du foyer.

v. Simulation du faisceau

A ce point de l'étude, le tube du scanner ainsi que la collimation ont été modélisés en se basant sur les données du fabricant. La filtration a été reproduite en se basant sur des mesures, mesure de CDA pour la filtration au centre, et mesure de dose en temps-réel pour le filtre papillon.

Le faisceau est alors modélisé en partant d'un spectre SpekCalc qui tient compte de la filtration au centre du faisceau. Il est ensuite filtré par le filtre papillon qui a été modélisé, et enfin il est collimaté pour obtenir la largeur de coupe définie par le constructeur.

Afin d'optimiser le temps de calcul, on ne va pas modéliser tous ces éléments pour chaque simulation d'une irradiation du scanner. A la place, on simule chaque élément affectant le faisceau, et on fait passer le faisceau à travers un « phasespace actor » situé à 20 cm de l'origine du faisceau. Cet « actor » enregistre l'énergie, la position et la direction de chaque particule le traversant. Après ça, le « phasespace » peut être réutilisé comme une source de particule, ce qui permet de ne pas modéliser les interactions du faisceau avec le filtre papillon ou avec la collimation lors de chaque simulation. Un phasespace est généré pour chaque tension, chaque filtre papillon et chaque foyer afin de pouvoir modéliser tous les faisceaux pouvant être utilisés par le scanner.

C. Validation du modèle de scanner

i. Simulations de la dose dans l'air

Couches de demi-atténuation

Après avoir effectué les mesures de CDA, celles-ci ont été reproduites par simulation afin de valider le modèle de scanner.

Dans un premier temps, un spectre a été généré à l'aide de SpekCalc en se basant sur les données du constructeur. Ces données ne donnent que la filtration au centre du faisceau et en épaisseur équivalente aluminium.

Pour reproduire la mesure de couches de demi-atténuation, le dispositif expérimental présenté sur la figure 3.1 a été modélisé, avec des briques de plomb de 6 cm d'épaisseur pour 15 cm de côté, et une ouverture d'un cm en haut du dispositif. La rotation de la source a également été reproduite par pas de 5° , afin de modéliser les rayons X diffusés par l'écran d'aluminium vers la chambre d'ionisation lorsque le faisceau n'irradie pas directement le détecteur. Tout comme les mesures, ces simulations sont effectuées à 80 kV, 100 kV, 120 kV et 140 kV avec les 3 filtres renseignés dans la documentation du constructeur.

Signal en temps-réel dans l'air

Après avoir simulé le faisceau, une première validation a été effectuée en reproduisant le signal en temps-réel de la chambre d'ionisation dans l'air. La chambre d'ionisation a été modélisée de la même manière que dans le générateur X et son positionnement a été facilement reproduit en se basant sur les images scanner. Le tube et sa filtration sont modélisés grâce aux résultats précédents, avec une rotation effectuée par pas de 5°, soit 72 positions pour une rotation.

ii. Simulation en présence d'un fantôme

FiberMetriX a établi une méthode permettant de calculer les indices dosimétriques en se basant sur le signal de la fibre scintillante. Pour cela, des mesures ont été effectuées sur différents scanners dans trois centres :

- Le CHU Rangueil, à Toulouse ; Les mesures ont été faites sur un Toshiba Aquilion One, un Siemens Somatom Sensation, et un Siemens Somatom Definition.
- Le Centre Léon Berard, à Lyon ; Les mesures ont été effectuées sur un Siemens Somatom Definition Edge.
- Le Centre Paul Strauss, à Strasbourg ; Les mesures ont été effectuées sur un GE Lightspeed VCT.

Sur ces scanners, et pour chaque qualité de faisceau, l'indice de kerma dans l'air scanographique volumique (C_{vol}) a été mesuré, ainsi que le kerma dans l'air dans la fibre située sous le matelas. Le ratio de ces deux grandeurs a été calculé afin d'obtenir une fonction de correction dépendant de la filtration, de la tension, du type de fantôme utilisé (tête ou corps), et de la hauteur de la table.

La mesure dans la fibre nous donne un kerma dans l'air :

$$K_{air} = Measure \times N_k \quad (3.9)$$

Avec la *Measure* de la fibre en nombre d'impulsions, et N_k , le facteur d'étalonnage, en mGy x impulsions⁻¹.

L'étalonnage de la fibre ayant été fait en irradiant l'intégralité de la sonde. En routine clinique, seule une petite longueur de la sonde est dans le faisceau, il est donc nécessaire d'ajouter une correction dépendante de la longueur de la sonde et de la largeur de collimation du faisceau.

Dans des conditions données, on pourra ainsi calculer le C_{vol} par la formule :

$$C_{vol} = \frac{K_{air} \times F_c \times L_{sonde}}{L_{Collim}} \quad (3.10)$$

Avec :

- F_c le facteur de correction obtenu par la mesure du C_{vol} et du kerma dans l'air dans la fibre.
- L_{sonde} la longueur de la sonde
- L_{Collim} la longueur de collimation

Ainsi, quand la chambre d'ionisation requiert 5 mesures pour évaluer les indices dosimétriques, une seule mesure est utilisée pour le calcul fait avec la fibre scintillante.

Pour valider la modélisation de l'ensemble du système, des simulations d'examens réalisés sur des fantômes ont été effectuées. Ces simulations correspondent à des mesures de C_W classiques, qui ont été effectuées en présence de la fibre. Ces mesures sont à la base de la méthode de calcul utilisée pour la première version du détecteur, pour laquelle on a comparé la dose mesurée par la fibre au C_W mesuré sur fantôme pour ensuite estimer le C_W lors de l'irradiation d'un patient.

La simulation permet d'observer la dose absorbée dans une chambre d'ionisation située dans un insert au centre ou en périphérie du fantôme, le signal de la fibre placé sous le matelas, et la dose dans la fibre. La chambre d'ionisation a été simulée à plusieurs reprises dans différentes positions afin de reconstituer les mesures effectuées en contrôle qualité. La chambre a donc été placée d'abord au centre du fantôme, puis à 1 cm du bord en bas, en haut, à droite et enfin à gauche du fantôme. Ces grandeurs ont permis de définir trois critères de validation du modèle :

- Le ratio de la dose mesurée dans les inserts en périphérie du fantôme et de la dose absorbée dans l'insert du centre, ce qui permet de valider la répartition de dose, et donc s'assurer que le faisceau modélisé est équivalent au faisceau du scanner.
- Le facteur F_c , égal au ratio entre le C_W et le kerma dans l'air obtenu par la mesure de la fibre. Etant donné que ce facteur est à la base de la méthode de calcul, il est important que la simulation et la mesure soient en accord sur ce résultat.
- Le signal de la fibre, qui permet de valider la réponse du détecteur dans le scanner. En effet, bien que la réponse ait déjà été validée dans le générateur de rayons X, le rayonnement diffusé par le fantôme possède une composante basse énergie relativement importante et le scintillateur peut présenter un signal différent de la simulation. En complément du signal, le spectre des rayons X dans la fibre a été observé par simulation à l'aide d'un « phaseSpace actor », ce qui a permis de déterminer la variation théorique de la réponse de la fibre en fonction de la position du tube.

Il est à noter que, tout comme dans le chapitre précédent, la dose dans la fibre obtenue par simulation correspond à une dose dans le plastique scintillant tandis que la dose dans la chambre d'ionisation est une dose dans l'air. Une correction doit donc être appliquée pour que la fibre donne une dose équivalent d'air. La fibre ayant été étalonnée en kerma dans l'air au Laboratoire National Henri Becquerel, la mesure nous donne déjà un kerma dans l'air.

iii. Irradiations en mode hélicoïdal

La validation du modèle du scanner a été effectuée en mode axial, cependant ce mode ne représente qu'une minorité des cas cliniques. La plupart des examens sont réalisés en mode hélicoïdal, qui utilise les mêmes faisceaux que le mode axial, mais pour lequel le tube effectue plusieurs rotations consécutives tandis que la table se déplace au fur et à mesure de l'examen.

Dans un premier temps, nous nous sommes assurés que le facteur F_c était identique en mode hélicoïdal qu'en mode axial. Nous avons ensuite fait varier certains paramètres tels que le pitch, la longueur d'irradiation ou la collimation pour nous assurer qu'ils n'impactaient pas le facteur F_c .

Les mesures du C_{vol} ont été effectués à 80, 100, 120 et 140 kV avec les 3 filtrations disponibles et sur les fantômes têtes et corps positionnés à l'isocentre. Le courant du tube a été fixé à 200 mA, la collimation à 20 mm, la longueur d'irradiation à 20 mm et le pitch à 0.969. Ces paramètres permettent d'avoir un dépôt de dose localisé autour du centre de la chambre d'ionisation, ce qui s'approche le plus des conditions d'utilisations standard de la chambre. Les mesures étant effectuées en présence de la fibre, nous avons pu calculer le facteur Fc dans ces conditions. Nous avons ensuite fait les mêmes irradiations en utilisant un pitch de 0.531, puis la longueur d'irradiation a été fixée à 40 mm puis 60 mm, et enfin un test a été fait avec une collimation de 40 mm.

Ces irradiations ont ensuite été reproduites par simulation pour s'assurer que le mode hélicoïdal était bien reproduit. Les simulations étaient identiques à celles en mode axial, à la différence que plusieurs rotations étaient effectuées et que la source des rayons X se déplaçait le long de la table de manière à reproduire le déplacement de la table dans le scanner.

II. Résultats sur scanner

A. Modélisation du faisceau

i. Filtration au centre du faisceau

On peut voir sur la table 3.1 les mesures de couches de demi-atténuation pour le filtre medium à 80 kV, 100 kV, 120 kV et 140 kV, ainsi que les simulations cherchant à reproduire la mesure en utilisant la filtration donnée par le constructeur. Après avoir effectué plusieurs fois les mesures, il a été déterminé que la répétabilité de celles-ci est de 3 %, tandis que l'incertitude statistique des simulations, calculée par GATE, était inférieure à 1 %. Dans la mesure où l'écart sur les deux premières CDA est inférieur à 5 % (voir table 3.2), l'écart est proche de l'incertitude et on peut considérer que la qualité du faisceau au centre est bien reproduite.

Tension (kV)	CDA1 mesurée	CDA1 simulée	CDA2 mesurée	CDA2 simulée
80	5.31	5.55	11.14	11.69
100	6.99	7.15	14.41	15.02
120	8.3	8.03	17.21	16.37
140	9.4	9.79	19.27	19.82

Table 3.1: Couche de demi-atténuation en mm d'aluminium mesuré et simulée avec un filtre medium.

Tension (kV)	Ecart CDA1	Ecart CDA2
80	4.52%	4.94%
100	2.29%	4.23%
120	-3.25%	-4.88%
140	4.15%	2.85%

Table 3.2: Écart entre la simulation et la mesure sur la CDA du faisceau X du GE lightspeed.

Tension (kV)	CDA1
80	5.2
100	6
120	6.7
140	7.3

Table 3.3: Première CDA renseignée par le constructeur, en mm d'aluminium.

Il faut noter que si la simulation et la mesure sont en accord, les valeurs de CDA obtenues peuvent être très différentes des valeurs données par le constructeur présentées sur la table 3.3. Cet écart est lié à la méthode de mesure utilisée, en effet, par moment le faisceau a irradié l'écran sans pour autant atteindre directement la chambre d'ionisation. Les rayons X diffusés par l'aluminium de l'écran ont pu déposer leur énergie dans le dosimètre (voir figure 3.10), la mesure et la simulation effectuée par notre méthode ne correspondent donc pas exactement à la CDA du faisceau. Bien que cette méthode ne permette pas de caractériser précisément la qualité du faisceau, elle nous a tout de même permis de valider la filtration modélisée en se basant sur les données du constructeur. On peut donc maintenant évaluer le profil du filtre papillon.

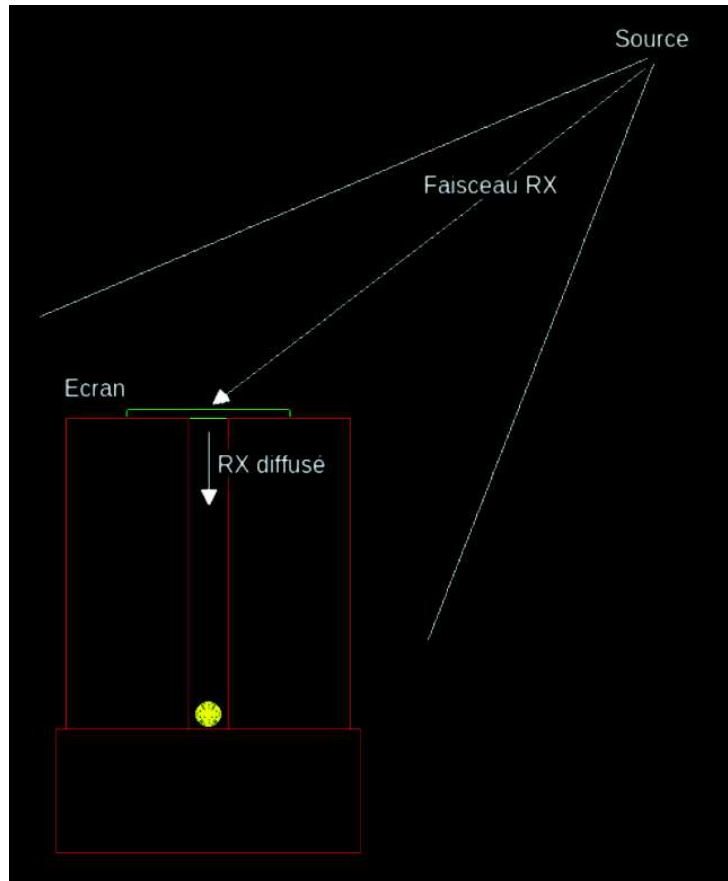


Figure 3.10: Simulation de la mesure de CDA avec le rayonnement diffusé.

ii. Filtre papillon

La mesure de dose en temps-réel dans l'air a permis de reconstruire l'épaisseur de PMMA et d'aluminium nécessaire pour avoir une atténuation du faisceau équivalente à celle mesurée, ce modèle est présenté sur la figure 3.11 et sera utilisé dans GATE.



Figure 3.11: Profil du filtre papillon reconstruit. L'aluminium est en blanc, le PMMA est en gris et le noir représente l'air.

On peut voir sur la figure 3.12 le signal mesuré avec la chambre X2 à 80 kV avec le filtre medium ainsi que le résultat de la simulation reproduisant la mesure. Les deux signaux ont des profils semblables et le coefficient de corrélation entre les deux courbes est de 0.989, ce qui indique que le modèle du filtre papillon atténue le faisceau de la même manière que le filtre présent dans le scanner.

La mesure comme la simulation ont été effectuées à différentes tensions et en utilisant les 3 filtres présents sur le GE lightspeed VCT 64 avec des résultats équivalents, soit un coefficient de corrélation supérieur à 0.98. Les résultats des autres qualités de faisceau sont disponibles en annexe.

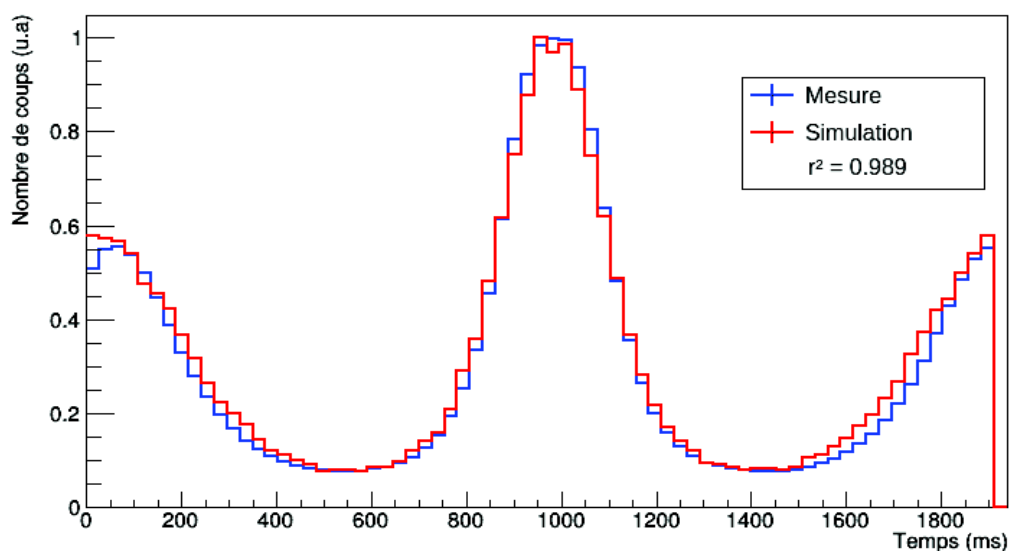


Figure 3.12: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre medium. La chambre est placée à 14.8 cm de l'isocentre et aucun autre objet n'est situé dans le champ d'irradiation.

B. Validation du modèle

i. Collimation

En se basant sur la distance foyer-collimateur obtenue précédemment, des simulations GATE ont reproduit le profil de dose dans l'air le long de l'axe z. Les données du constructeur sont présentées sur la table 3.4 et les résultats obtenus par simulation sont sur la table 3.5.

largeur de coupe (mm)	Largeur à mi-hauteur (mm)	
	petit foyer	grand foyer
1.25	2.5	2.8
2.5	4.1	4.2
5	7.1	8.2
10	12.2	13.1
20	21.6	22.4
40	41.9	42.2

Table 3.4: Largeur à mi-hauteur du profil de dose dans l'air le long de l'axe z, d'après les mesures effectuées par le constructeur.

largeur de coupe (mm)	Largeur à mi-hauteur (mm)	
	petit foyer	grand foyer
1.25	2.3	2.8
2.5	4.3	4.5
5	7.4	8.1
10	12.4	12.9
20	21.9	22.3
40	41.7	42.2

Table 3.5: Largeur à mi-hauteur du profil de dose dans l'air le long de l'axe z obtenu par simulation.

On observe un écart relatif pouvant atteindre 8 % dans le cas du petit foyer avec une largeur de coupe de 1.25 mm, cependant, l'écart absolu ne dépasse pas 0.3 mm pour une largeur de coupe de 2.5 mm. Dans la mesure où l'écart est très inférieur à la taille des voxels d'une image scanner dont l'épaisseur sera d'au moins 1.25 mm, cet écart ne sera pas limitant dans la précision des simulations.

ii. Mesures de dose et signal de la fibre

Les tables 3.6 et 3.7 montrent le ratio de la dose dans l'insert du centre d'un fantôme sur la dose moyenne pour les inserts périphériques avec un filtre medium. Trois résultats sont comparés : les résultats de Li *et al* [59] mesurés sur un GE lightspeed VCT 64, nos mesures sur un même modèle de scanner, et les résultats des simulations. Toutes les mesures ont été faites avec une chambre d'ionisation crayon et les simulations reproduisaient la dose dans une chambre identique à celle utilisée pour nos mesures. A l'issue de la simulation, l'incertitude statistique pour la dose dans

chaque insert était inférieure à 0.4 %, ce qui la rend très faible devant l'incertitude des mesures de la chambre d'ionisation, qui est de 5 % d'après le constructeur.

Dans le cas d'un fantôme tête, la mesure et la littérature présentent des résultats semblables, avec un écart inférieur à 5 % qui peut facilement être expliqué par un positionnement du fantôme différent, l'âge du tube RX, et l'incertitude de mesure des détecteurs. On peut également voir que l'écart entre la mesure et la simulation est généralement inférieur à 5 % sur les deux fantômes, étant donné que l'incertitude de mesure de la chambre d'ionisation, cet écart est acceptable. Dans le cas du fantôme corps, l'écart à 80 kV et 100 kV est plus grand et peut dépasser 9 %. Les rayons X de basse énergie sont plus facilement arrêtés par la matière, si un léger écart est présent au niveau du filtre papillon, il semble logique que son impact soit plus important pour un faisceau obtenu avec une tension plus basse, ce qui peut expliquer l'écart observé. Cependant les basses tensions ne sont pas utilisées en clinique pour ce type d'examen, l'écart observé ici n'est donc pas gênant pour la suite des travaux.

	80 kV	100 kV	120 kV	140 kV
Li et al, 2013	0.83	0.88	0.91	0.93
Mesure	0.79	0.85	0.87	0.89
Simulation	0.79	0.84	0.87	0.89
Ecart simu-mesure	-0.2%	-0.7%	-0.3%	0.0%
Ecart simu-littérature	-5.0%	-4.1%	-4.6%	-4.3%

Table 3.6: Ratio de la dose dans l'insert du centre sur la dose moyenne dans les inserts périphériques dans un fantôme tête (16 cm de diamètre) avec le filtre medium.

	80 kV	100 kV	120 kV	140 kV
Li et al, 2013	0.39	0.46	0.51	0.54
Mesure	0.39	0.46	0.5	0.52
Simulation	0.35	0.42	0.47	0.51
Ecart simu-mesure	-9.2%	-8.0%	-5.3%	-1.1%
Ecart simu-littérature	-9.2%	-8.0%	-7.1%	-4.8%

Table 3.7: Ratio de la dose dans l'insert du centre sur la dose moyenne dans les inserts périphériques dans un fantôme corps (32 cm de diamètre) avec le filtre medium.

Le ratio F_c de l'indice de kerma scanographique pondéré C_W sur le kerma dans l'air mesuré par la fibre a été recalculé par simulation et comparé avec la mesure. La variation statistique sur le C_W était inférieure à 0.3 %, tandis que sur la dose dans la fibre, cette variation était de l'ordre de 2 %. Il a été observé que la reproductibilité de la mesure de la fibre sur une seule rotation était limitée par la reproductibilité de la rotation du scanner. En effet, lorsqu'un scanner effectue une rotation, l'irradiation dépasse toujours légèrement les 360°. La majorité de la dose est déposée quand le tube est au plus proche de la fibre et que le fantôme ne la « protège » pas des rayons X. Par conséquent, si le surplus d'irradiation a lieu à cet endroit, la surdose mesurée peut être relativement importante. Au contraire, si le surplus d'irradiation a lieu quand le tube est éloigné de la fibre, et que le fantôme

se trouve entre le détecteur et le tube, alors l'effet sera négligeable. Ce phénomène implique une reproductibilité des mesures de 10 %.

On peut voir sur la table 3.8 que l'écart observé entre la mesure et la simulation sur le calcul de F_c est généralement inférieur à 5 %, et toujours inférieur à 8 % ce qui permet de valider cette partie de la simulation.

Fantôme	Filtre	80 kV	100 kV	120 kV	140 kV
Tête	Medium	-5.22%	-2.25%	-1.31%	1.01%
Corps	Medium	-5.53%	-0.25%	3.47%	7.69%
	Large	4.24%	1.04%	3.69%	3.68%

Table 3.8: Écart sur le facteur F_c obtenu par simulation comparé à la mesure.

La table 3.9 montre le coefficient d'atténuation dans le polystylène correspondant au spectre observé dans la fibre scintillante. Les valeurs données correspondent aux extrema du coefficient d'atténuation obtenus lorsque le tube est à 180° (en bas) et que seule la table atténue le faisceau, et lorsque le tube est à 0° (en haut), c'est-à-dire quand le faisceau est atténué par le fantôme.

On peut voir une variation maximale de 7 % entre les deux positions du tube. Comme expliqué par l'équation 2.5, la dose est directement proportionnelle au coefficient d'atténuation massique, la variation de la réponse de la fibre scintillante ne devrait donc théoriquement pas dépasser 7 %. Cet écart s'observe dans le cas d'un fantôme de 32 cm d'épaisseur pour une tension de 80 kV, ce qui ne correspond pas à des conditions cliniques réalistes. Les autres cas ne présentent pas de variations supérieures à 5 %.

Fantôme	Tension (kV)	μ/ρ 180° (cm ² /g)	μ/ρ 0° (cm ² /g)	Ecart
Tête	80	1.52	1.45	4.8%
	140	1.59	1.54	2.9%
Corps	80	1.53	1.42	6.9%
	140	1.59	1.52	4.5%

Table 3.9: Variation du coefficient d'atténuation dans la fibre scintillante en fonction de la position du tube RX.

La figure 3.13 montre le signal mesuré et le signal simulé pour une tension de 120 kV avec un filtre medium et un fantôme tête. Les deux courbes sont extrêmement semblables et présentent un coefficient de corrélation de 0.97, ce qui est tout à fait satisfaisant. Le signal de la fibre a été simulé et mesuré pour d'autres qualités de faisceau avec des résultats similaires puisque le coefficient de corrélation est toujours supérieur à 0.97.

Puisque la simulation et la mesure donnent des résultats équivalents, on peut affirmer que le scintillateur et le scanner sont correctement modélisés. De plus, la simulation considère un scintillateur parfait, c'est-à-dire que quelles que soient les conditions d'irradiation, le nombre de photons optiques émis par MeV déposé sera constant. Puisque les signaux mesurés et simulés sont en accord quelle que soit la position du tube RX on peut affirmer que la position du tube n'a pas d'impact majeur sur le résultat de la mesure et donc que la réponse du scintillateur au rayonnement diffusé de plus basse énergie est identique à sa réponse au rayonnement primaire.

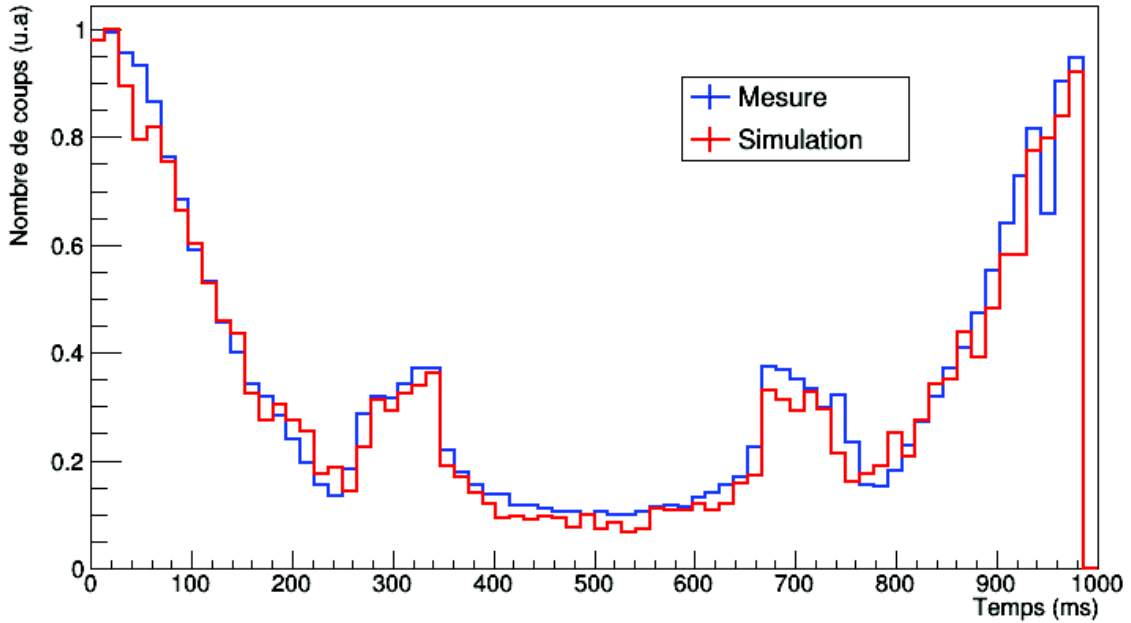


Figure 3.13: Signal mesuré et simulé pour une rotation complète en présence d'un fantôme tête avec un filtre medium et une tension de 120 kV. La mesure a été effectuée pour un courant de 200 mA et avec une collimation de 5 mm.

iii. Simulation du mode hélicoïdal

La première chose que les mesures en mode hélicoïdal ont montré est que le scanner fait toujours une rotation de plus que ce qui aurait été nécessaire en mode axial. Par exemple, on peut voir sur la figure 3.14 le signal de la fibre pour une irradiation sur une longueur de 20 mm et une collimation de 20 mm. La durée d'une rotation a été fixée à 1 seconde, cependant on peut clairement voir que l'irradiation dure 2 secondes, et que les structures du signal sont répétées deux fois. Cette rotation supplémentaire est liée au phénomène d'« overranging » détaillé dans le premier chapitre de ce mémoire. Ce phénomène est constant quelle que soit la durée de l'irradiation. Ainsi, tout autre paramètre étant inchangé, une irradiation de 40 mm de long durera 3 secondes, et une irradiation de 60 mm de long durera 4 secondes. Cette rotation supplémentaire a été prise en compte dans les simulations.

On peut voir sur les tables 3.10 et 3.11 le facteur F_c mesuré en mode axial et en mode hélicoïdal pour un filtre medium. L'écart moyen sur le facteur F_c entre le mode hélicoïdal et le mode axial est de 1.94 %, avec un maximum sur le fantôme corps à 140 kV de 4.5 %, on peut donc dire que les résultats de ces deux modes d'irradiation sont en accords.

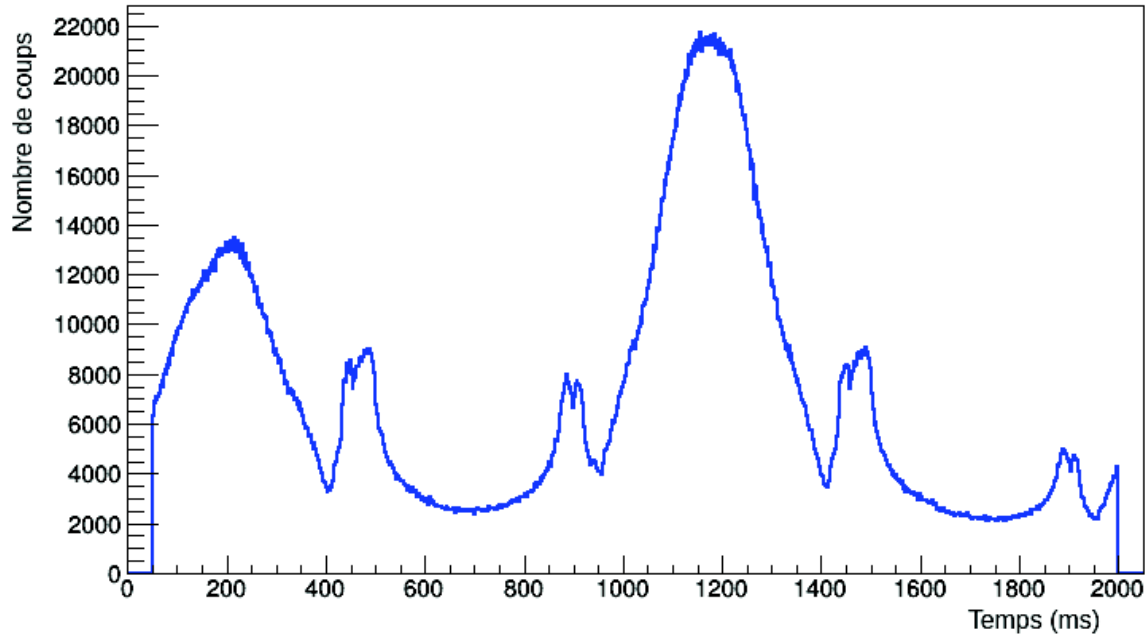


Figure 3.14: Signal en temps-réel de la fibre pour une irradiation hélicoïdale de 20 mm de long et une collimation de 20 mm en présence d'un fantôme tête.

	80 kV	100 kV	120 kV	140 kV
tête	1.05	0.98	0.97	0.95
corps	0.72	0.67	0.66	0.67

Table 3.10: Facteur F_c mesuré pour un filtre medium et en mode axial.

	80 kV	100 kV	120 kV	140 kV
tête	1.08	1.01	0.99	0.96
corps	0.73	0.68	0.66	0.64

Table 3.11: Facteur F_c mesuré pour un filtre medium et en mode hélicoïdal.

La table 3.12 montre le facteur F_c obtenu en simulant une acquisition hélicoïdale pour un filtre medium, l'incertitude statistique sur les résultats donnés par GATE est de 2 %. L'écart moyen sur le facteur F_c comparé à la mesure en mode hélicoïdal est de 2.81 %. Le seul cas où l'écart est significativement plus élevé est celui d'une irradiation sur un fantôme tête à 80 kV, cet écart est de 7.6 %. Il a été établi précédemment que la reproductibilité des mesures de la fibre était de 10 % en raison de la rotation du scanner. Un écart de 7.6 % est donc acceptable et la comparaison avec la mesure permet donc de valider les simulations.

Des résultats équivalents ont été obtenus avec les filtres small et large, on peut donc dire que le F_c mesuré et simulé en mode hélicoïdal est le même que celui obtenu en mode axial, pour les paramètres d'irradiation utilisés.

	80 kV	100 kV	120 kV	140 kV
tête	1.00	0.96	0.96	0.96
corps	0.70	0.67	0.66	0.65

Table 3.12: Facteur F_c simulé pour un filtre medium et en mode axial

On peut voir sur la table 3.13 la variation du PKL mesuré par la chambre d'ionisation ainsi que du kerma dans la fibre multiplié par la longueur d'irradiation (qu'on appellera K.L). Le ratio de ces deux grandeurs correspond au facteur F_c , lui aussi présent sur cette table. La tension utilisée était de 120 kV et comme pour les mesures précédentes, le temps de rotation a été fixé à 1 seconde, la collimation ainsi que la longueur d'irradiation étaient de 20 mm et le tube était alimenté avec un courant de 200 mA. On peut voir que la variation du facteur F_c est de l'ordre de 3 %, et que la différence maximale avec le F_c mesuré en mode axial est de 5 %, ce qui est inférieur à l'incertitude du constructeur sur la mesure de la chambre d'ionisation et à la reproductibilité des mesures de la fibre. Comme on pouvait s'y attendre, le pitch n'affecte donc pas le facteur F_c .

Pitch	PKL CI (mGy.cm)	K.L fibre (mGy.cm)	F_c
0.531	206.2	211.3	1.02
0.969	114.2	112.8	0.99

Table 3.13: Mesure du produit kerma air longueur dans la chambre d'ionisation (CI) et dans la fibre, et facteur F_c en fonction du pitch du scanner.

La table 3.14 montre la variation du PKL mesuré avec la chambre d'ionisation, du K.L. mesuré par la fibre ainsi que le facteur F_c mesuré dans les mêmes conditions qu'auparavant, mais pour un pitch de 0.969, une longueur d'irradiation de 40 mm et une collimation variable. A nouveau, la variation observée sur F_c est de 1 % et la différence avec le F_c mesuré en mode axial est de 2 %, ce qui est faible devant les incertitudes de mesures, on peut en conclure que comme le pitch, la collimation n'affecte pas le facteur F_c .

Collimation	PKL CI (mGy.cm)	K.L fibre (mGy.cm)	F_c
20 mm	187.9	179.4	0.95
40 mm	240.4	230.1	0.96

Table 3.14: Mesure du produit kerma air-longueur dans la chambre d'ionisation (CI) et dans la fibre, et facteur F_c en fonction de la collimation du faisceau

On peut voir sur la table 3.15 la variation du PKL, du K.L ainsi que le facteur F_c mesuré avec un pitch de 0.969 et une collimation de 20 mm, mais en faisant varier la longueur d'irradiation. La variation de F_c ainsi que la différence avec le résultat obtenu en mode axial est de 2 %, la longueur d'irradiation n'affecte donc pas le facteur F_c .

Longueur	PKL CI (mGy.cm)	K.L fibre (mGy.cm)	Fc
20 mm	114.2	112.8	0.99
40 mm	187.9	179.4	0.95
60 mm	269.0	263.2	0.98

Table 3.15: Mesure du produit kerma air-longueur dans la chambre d'ionisation (CI) dans la fibre, et facteur F_c en fonction de la longueur d'irradiation.

La table 3.16 montre le F_c mesuré et le F_c simulé en réutilisant les paramètres des résultats présentés dans les tables 3.13, 3.14, et 3.15. La simulation a une incertitude statistique de 2 %. On peut voir que, quel que soit le paramètre testé, l'écart entre la mesure et la simulation ne dépasse pas 4.2 %, ce qui nous permet de dire que la simulation est en accord avec la mesure. La simulation reproduit donc précisément le mode hélicoïdal et peut être utilisée pour reproduire ce type d'irradiation.

	Fc mesuré	Fc simulé	Ecart
Pitch 0.531	1.02	0.98	-4.02%
Pitch 0.969	0.99	0.99	-0.20%
Collimation 20 mm	0.95	0.99	4.00%
Collimation 40 mm	0.96	1.00	4.17%
Longueur 20 mm	0.99	0.99	-0.20%
Longueur 40 mm	0.95	0.97	2.11%
Longueur 60 mm	0.98	0.97	-1.22%

Table 3.16: Comparaison du F_c mesuré avec le F_c simulé en faisant varier le pitch, la collimation, et la longueur d'irradiation.

Jusqu'ici, nous avons modélisé un scanner ainsi que la fibre scintillante et validé ces modèles en observant la répartition de la dose dans le fantôme, le ratio du C_w sur la dose dans la fibre, et le signal de la fibre en temps-réel. Nous avons également montré que la fibre scintillante est adaptée pour une utilisation en dosimétrie temps-réel lors d'un examen scanner. Cette fibre peut déjà être utilisée pour mesurer un C_{vol} en condition de contrôle qualité. On peut chercher à aller plus loin et calculer directement la dose au patient en conditions cliniques, en tenant compte d'autres paramètres tels que sa morphologie.

Chapitre 4 : Calcul de la dose en dehors des conditions de références

La méthode de calcul de Fibermetrix permet d'obtenir le produit kerma-longueur (PKL) par un calcul simple :

$$PKL = \frac{K_{air} \times F_C \times F_{fibre} \times L_{irradiation} \times L_{Sonde}}{pitch \times L_{collimation}} \quad (4.1)$$

avec :

- K_{air} : le kerma dans l'air mesuré par la fibre
- F_C : le ratio du PKL sur le kerma dans l'air mesuré par la fibre avec un fantôme cylindrique placé à l'isocentre. Ce facteur change en fonction du fantôme utilisé, et de la filtration utilisée.
- F_{fibre} : un facteur de correction permettant de tenir compte de la position de la fibre dans le scanner. Le calcul de ce facteur est détaillé dans la partie I.B.
- $L_{irradiation}$: la longueur d'irradiation.
- L_{Sonde} : la longueur du volume sensible de la fibre
- $L_{Collimation}$: la longueur de collimation utilisée par le scanner

Cette méthode de calcul permet, lors d'une acquisition, de retrouver les indices dosimétriques tels qu'ils sont mesurés dans un fantôme cylindrique classique, positionné à l'isocentre, et irradié par le même faisceau que celui utilisé pour le patient. Cette grandeur est équivalente à celle donnée par le scanner, avec l'avantage qu'elle est obtenue par une mesure et non par un calcul théorique, ce qui permet de tenir compte de l'« overranging » et de potentielles avaries. Pour obtenir un indicateur plus spécifique au patient, on peut ajouter d'autres facteurs de correction pour tenir compte de paramètres tels que la morphologie du patient et sa position dans le scanner, on obtient alors un indice spécifique au patient comparable aux SSDE vu dans la section IV. E. iii du premier chapitre. On a alors un PKL spécifique au patient :

$$PKL_{air}^{patient} = \frac{K_{air} \times F_C \times F_{fibre} \times L_{irradiation} \times L_{Sonde}}{pitch \times L_{collimation}} \times F_{centrage} \times F_{morpho} \quad (4.2)$$

Avec $F_{Centrage}$ le facteur de correction tenant compte de la position du patient, et F_{morpho} un autre facteur tenant compte de sa morphologie.

On peut cependant être encore plus proche de la dose au patient. En effet, les indices dosimétriques correspondent à un kerma dans l'air, ce qui est différent de la dose absorbée dans le patient. Plutôt que de se baser sur un kerma dans l'air, nous avons utilisé une dose dans l'eau, ce qui est bien plus proche du corps humain. Pour cela, nous avons utilisé la correction définie par l'équation 5 du chapitre 2 basé sur le coefficient d'absorption massique. De plus, le facteur F_C est calculé en se basant sur le kerma dans l'air mesuré en 5 points du fantôme. On peut s'approcher de la dose absorbée au patient en s'affranchissant de la mesure effectuée par la chambre d'ionisation, et en utilisant directement la dose dans une tranche du fantôme. Ce facteur sera appelé $F_{C-tranche}$.

Ce qui nous donne le Produit Derma dans l'eau Longueur :

$$PDL_{eau}^{patient} = \frac{D_{eau} \times F_{C-tranche} \times F_{fibre} \times L_{irradiation} \times L_{Sonde}}{pitch \times L_{collimation}} \times F_{patient} \times F_{morpho} \quad (4.3)$$

Ce calcul est adapté à la mesure, cependant en simulation, on peut obtenir directement la dose absorbée dans la fibre scintillante sans passer par la modélisation de la scintillation et l'utilisation d'un facteur d'étalonnage. On peut alors s'affranchir de la longueur de la sonde et de la largeur de collimation. L'équation 4.3 devient alors :

$$PDL_{patient-eau} = \frac{D_{eau} \times F_{C-tranche} \times F_{fibre} \times L_{irradiation}}{pitch} \times F_{patient} \times F_{morpho} \quad (4.4)$$

Les corrections sont calculées pour un GE lightspeed VCT utilisant un filtre medium, le but étant de prouver la faisabilité de cette méthode de calcul.

Enfin, nous avons testé une nouvelle méthode de calcul tenant compte de ces paramètres dans le cas d'un fantôme anthropomorphe pour s'approcher autant que possible du cas d'un examen sur patient.

I. Calcul des facteurs de corrections

A. Simulation d'examens hors des conditions de référence

Pour le calcul des facteurs de corrections, la première étape a été de déterminer une référence, c'est-à-dire le cas pour lequel les facteurs F_{fibre} , $F_{centrage}$ et F_{morpho} valent 1 et n'ont donc aucun impact sur le calcul. Il nous a semblé logique de prendre le cas d'un fantôme cylindrique à l'isocentre posé directement sur la table comme la référence, puisqu'il s'agit des conditions de contrôle qualité et du cas correspondant au résultat obtenu par l'équation 4.1.

En partant de cette référence, nous avons fait varier la position de la table, la position du fantôme, ainsi que la forme du fantôme et avons observé leur impact sur la dose au fantôme et sur la dose à la fibre. Le but n'étant pas d'obtenir un kerma dans l'air, nous avons obtenu par simulation la dose absorbée dans le fantôme ainsi que celle déposée dans la fibre à l'aide de « dose actors » plutôt que de simuler une chambre d'ionisation comme dans le chapitre précédent. Il est à noter que cet actor renvoie une dose, et non un kerma, bien que dans le domaine d'énergie du scanner, les deux grandeurs sont équivalentes.

La simulation est effectuée avec 10^8 photons, ce qui permet d'obtenir une incertitude statistique de 2 % sur la dose à la fibre et inférieure à 1 % pour la dose au fantôme. Le « dose actor » dans le fantôme est divisé en voxels de 1 cm de côté pour obtenir la dose dans chaque tranche du fantôme, et le « dose actor » dans la fibre ne contient qu'un seul voxel qui correspond à la dose moyenne dans le détecteur.

i. Patient surélevé

Lors d'un examen crâne, il est courant d'avoir un coussin entre la tête du patient et la table. La distance entre le patient et la fibre ne correspond alors plus aux conditions de mesures de référence

(voir figure 4.1) et il faut en tenir compte lors du calcul. En effet, lorsque la table descend, la fibre s'éloigne de l'isocentre. Celle-ci sera alors plus proche du tube au moment où il se trouve à 180° (en bas) et elle recevra donc plus de dose, étant donné que cette position est celle où le dosimètre reçoit le plus de rayons X, l'impact sur la dose mesurée peut être très important. Cependant, en étant plus éloignée du patient, la quantité de rayons retrodiffusés sera plus faible, et lorsque le tube sera à 0°, la fibre sera plus éloignée, ce qui diminue l'exposition du détecteur aux rayons X.

Fibermetrix a déjà fait des mesures en utilisant un fantôme crâne et une tension de 120 kV. En partant d'un fantôme à l'isocentre posé sur la table, celle-ci a été descendue graduellement, tout en gardant le fantôme à l'isocentre en utilisant des éléments peu denses qui ne perturberont pas l'image ou la mesure de la fibre.

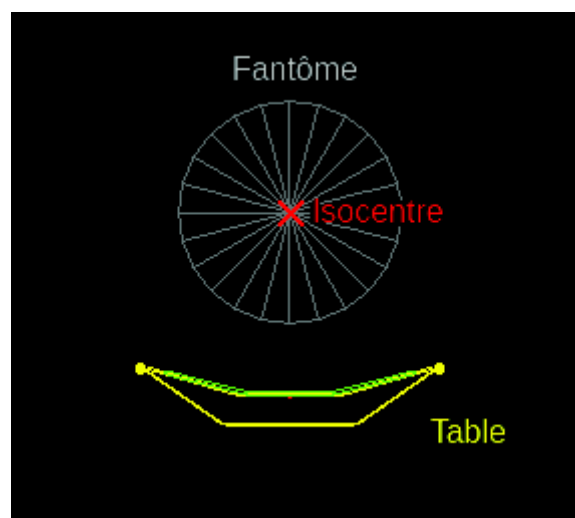


Figure 4.1: Simulation avec le fantôme à l'isocentre et la table descendue de 10 cm.

Bien que cette situation soit moins courante pour le corps du patient, elle peut se présenter, par exemple si le patient est allongé sur une civière ou lorsqu'un nouveau-né est placé dans un berceau de maintien. Des simulations ont été effectuées en commençant avec un fantôme corps posé sur la table et à l'isocentre, puis en déplaçant la table vers le bas sans changer la position du fantôme. Ce calcul a été effectué pour chaque tension pour un déplacement de la table de 1 cm, 2 cm, 5 cm et 10 cm.

ii. Position du patient

Il peut également arriver que le patient ne soit pas placé à l'isocentre du scanner, auquel cas l'irradiation n'est pas équivalente aux conditions de référence. Afin d'observer l'écart causé par le positionnement du patient, des simulations ont été faites avec le fantôme corps et le fantôme tête. Dans un premier temps, le fantôme est placé à l'isocentre, ce qui implique une hauteur de table de référence différente pour la tête et le corps. La table et le fantôme sont ensuite déplacés de 1, 2, 5 et

10 cm vers le bas et vers le haut (voir figure 4.2). Dans le cas du fantôme tête, le cas où la table est surélevée de 10 cm n'a pas été simulé, car il n'est pas possible d'atteindre cette hauteur sur le GE lightspeed VCT.

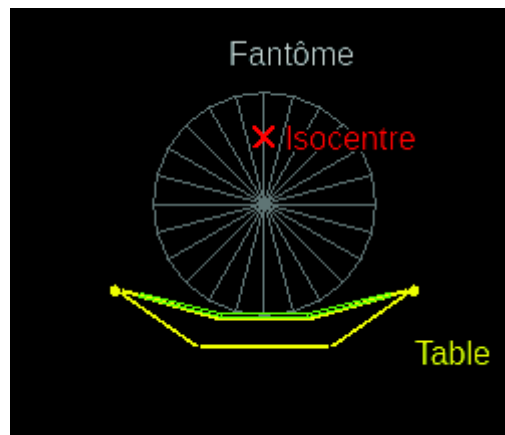


Figure 4.2: Simulation avec le fantôme et la table 10 cm sous l'isocentre.

iii. Effet de la morphologie du patient

Enfin, bien que les fantômes soient censés représenter des patients classiques, la morphologie du patient peut influencer sur la dose absorbée de manière non négligeable [22] et doit donc être prise en compte au moment du calcul de la dose. Des irradiations ont été simulées en commençant par un fantôme cylindrique qui a été progressivement élargi. Le fantôme est alors constitué d'un pavé en son centre, flanqué d'un demi-cylindre de chaque côté (voir figure 4.3). Le fantôme corps a été élargi par un pavé de PMMA de 5 cm de large, puis 10 cm et enfin 15 cm. Le fantôme tête a été élargi par un pavé de 2.5 cm de large, puis 5 et enfin 7.5 cm, ce qui donne le même ratio largeur/hauteur pour les deux fantômes. Pour chaque fantôme, la simulation a été effectuée à chaque tension disponible sur le GE lightspeed VCT.

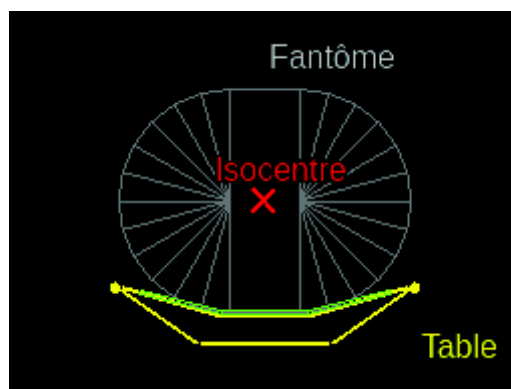


Figure 4.3: Simulation avec un fantôme élargi de 10 cm.

B. Impact des paramètres d'acquisition sur la dose au fantôme et sur la dose dans la fibre

i. Position de la table

On peut voir sur la figure 4.4 la dose absorbée dans la fibre et dans le fantôme corps en fonction de la position de la table à 140 kV. Des résultats équivalents ont été obtenus pour les autres tensions. Pour chaque volume, la dose a été normalisée par rapport à la référence qui correspond à un fantôme simplement posé sur la table. Les incertitudes affichées correspondent aux incertitudes statistiques calculées par GATE, la dose au fantôme ayant une incertitude trop faible pour être visible sur le graphique.

On remarque que la dose au fantôme ne change pas, la position de la table semble donc avoir un impact négligeable sur la dose absorbée dans celui-ci. Ce résultat était attendu, puisque la table est conçue pour atténuer les rayons X aussi peu que possible et que sa position dans le faisceau ne devrait donc pas affecter la dose absorbée dans le fantôme. Pour la fibre, la dose absorbée est extrêmement dépendante de la hauteur de la table avec un écart de 47 % à 10 cm.

Deux effets principaux sont à l'origine de la variation de dose dans la fibre :

- **L'évolution de la distance source-détecteur.** Lorsque la table descend, la fibre se rapproche du tube en position 0° , qui correspond à la position la plus irradiante pour la fibre. La distance source-détecteur diminuant, la dose aura tendance à augmenter lorsque la table descend. De plus la dose étant proportionnelle à l'inverse du carré de la distance, la variation de la dose sera plus importante lorsque la fibre est très excentrée et donc que la distance source détecteur pour un tube à 0° sera très faible. Cependant lorsque le tube est loin de sa position 0° , une position basse de la table impliquera une grande distance source-détecteur

- **L'atténuation du faisceau par le filtre papillon.** En effet, le filtre papillon est de plus en plus épais lorsqu'on s'approche de la périphérie du faisceau, par conséquent lorsque la fibre s'éloigne de l'isocentre, l'atténuation du faisceau causée par le filtre papillon augmente.

Dans cette situation, l'atténuation du filtre papillon a un impact plus important que la distance source-détecteur, et la dose à la fibre diminue donc lorsque la table descend.

Les indices affichés par le scanner ne tiennent pas compte de la hauteur de la table, ce qui n'est pas gênant puisque la dose au fantôme est indépendante de ce paramètre. Cependant, la mesure de la fibre doit être corrigée pour donner une estimation acceptable de la dose au patient.

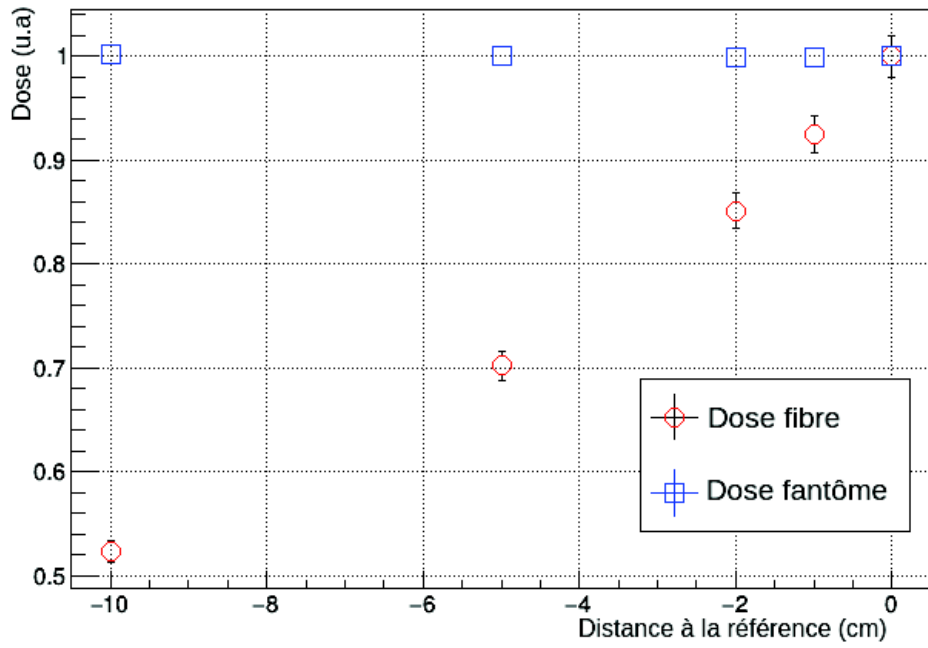


Figure 4.4: Dose en fonction de la position de la table à 140 kV.

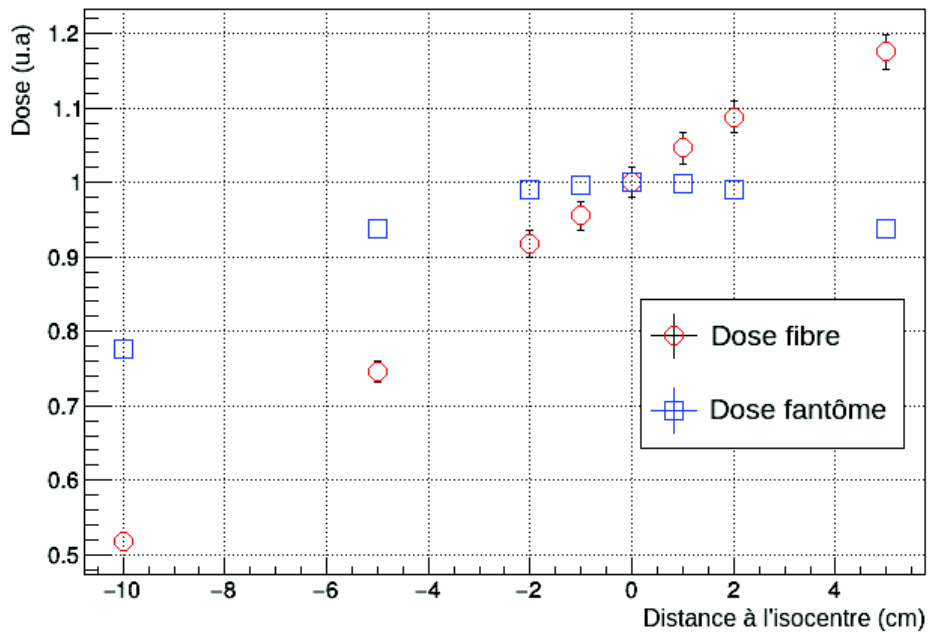


Figure 4.5: Dose dans la fibre et dans le fantôme tête en fonction de la position du fantôme à 140 kV.

ii. Position du patient

La figure 4.5 montre la variation de la dose dans le fantôme tête et dans la fibre lorsque le fantôme et la table se déplacent, normalisées pour un fantôme à l'isocentre. La dose dans la fibre présente une évolution semblable à celle observée lorsque le fantôme restait à l'isocentre, et cette évolution se poursuit lorsque la table se trouve plus haute que la position de référence, ce qui indique que la contribution du rayonnement diffusé est faible. La dose déposée dans le fantôme diminue lorsque celui-ci s'éloigne de l'isocentre avec une diminution de 23 % à 10 cm, et il semble que cette diminution soit identique que la table monte où descende puisqu'on observe une variation de 6 % à 5 cm dans tous les cas.

L'évolution de la dose dans le fantôme en fonction de sa position est en accord avec le résultat observé lorsque la position de la fibre change. En effet, comme dans le cas de la fibre, le filtre papillon va atténuer le faisceau, et donc diminuer la dose. Cependant, le volume du fantôme étant plus important, la dose moyenne est moins impactée par ce paramètre que la dose dans la fibre qui est presque ponctuelle. De plus, nous avons vu précédemment que la position de la table avait un impact négligeable sur la dose déposée dans le fantôme. Or on ignore la table, le scanner est symétrique par rapport au plan coronal, il est donc logique que la dose dans le fantôme soit indépendante de la direction dans laquelle se fait le déplacement.

La figure 4.7 montre la variation de la dose dans le fantôme corps et dans la fibre lorsque le fantôme et la table se déplacent. Les résultats sont assez semblables à ceux observés pour le fantôme tête, à ceci près que la dose dans la fibre diminue plus progressivement lorsque la table descend, puisque la dose a diminuée de 42 % à 10 cm dans le cas du fantôme corps et de 48 % dans le cas du fantôme tête. La dose dans le fantôme évolue de la même manière que la table monte ou descende, avec une variation de 13 % à 10 cm. Enfin, la dose dans la fibre augmente très rapidement lorsque la table et le fantôme montent, avec une augmentation de 75 % à 10 cm.

Les résultats de la dose dans le fantôme corps sont en accord avec ceux observés sur le fantôme tête, à savoir que la dose varie moins lorsque le volume augmente, et que cette variation est indépendante de la direction du déplacement. De plus, le fantôme corps étant plus grand que le fantôme tête, la position de référence de la table correspond à une position plus basse (voir figure 4.6). La fibre est donc plus excentrée, et la distance source détecteur a donc un effet plus important que dans le cas du fantôme tête, ce qui explique que la variation de la dose à la fibre soit moins importante en présence du fantôme corps lorsque la table descend. A l'inverse, lorsque la table remonte, l'impact de la distance source-détecteur devient faible et la variation de la dose déposée dans la fibre est donc plus importante.

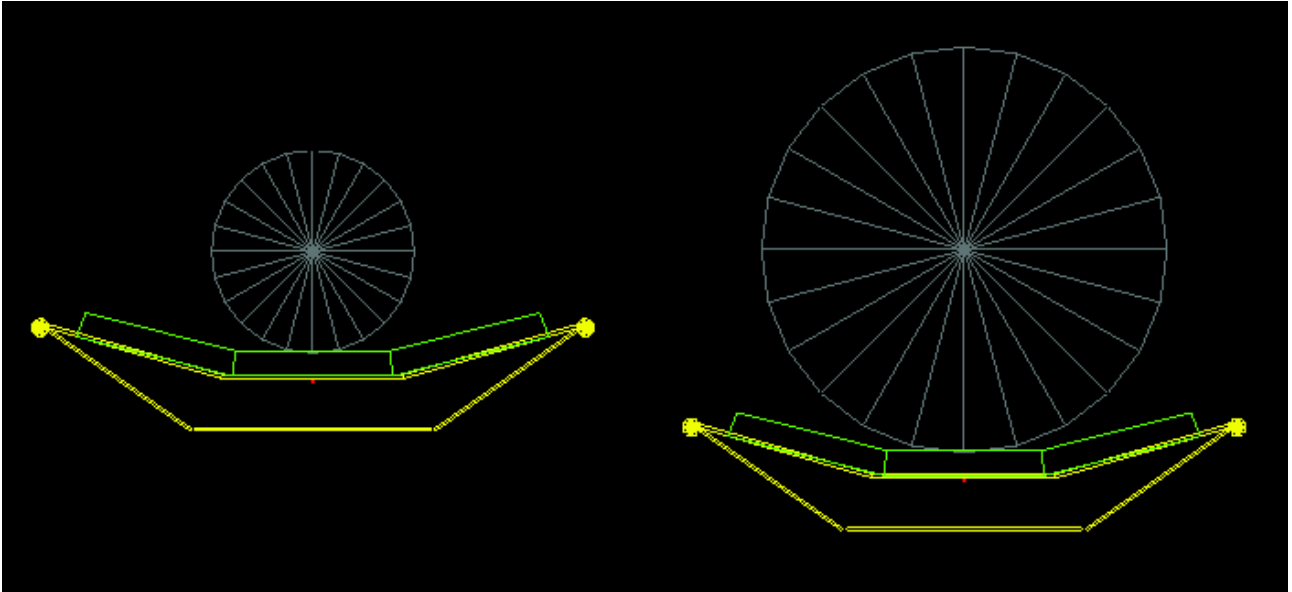


Figure 4.6: Positions de références pour le fantôme tête (gauche) et le fantôme corps (droite).

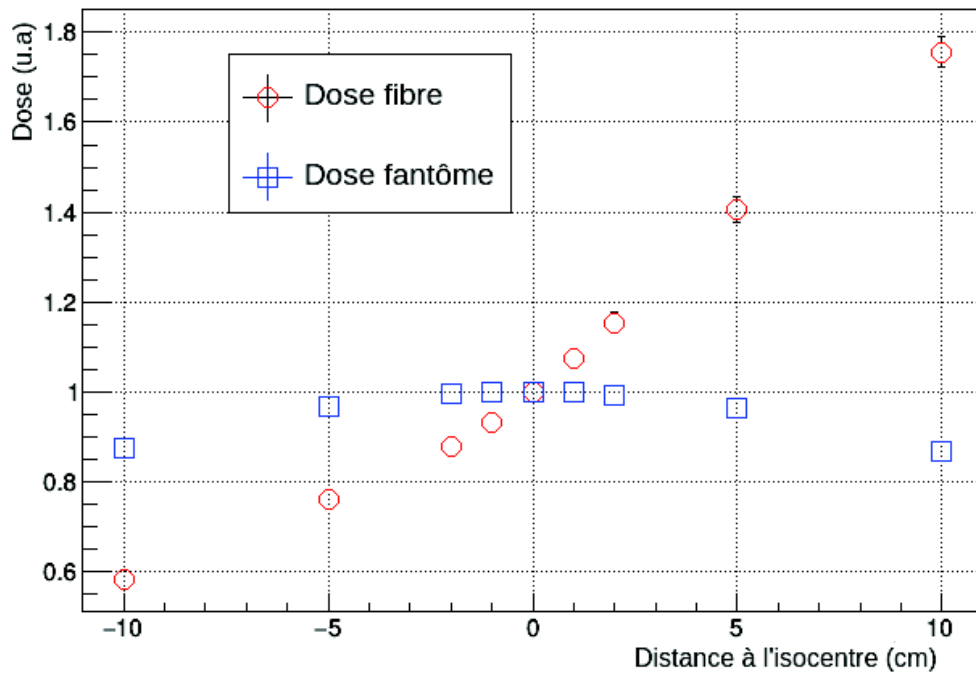


Figure 4.7 : Dose dans la fibre et dans le fantôme corps en fonction de la position du fantôme à 140 kV.

iii. Impact de la morphologie du patient

Sur la figure 4.9, on observe la dose dans la fibre et dans un fantôme de 32 cm de haut en fonction du ratio largeur/hauteur à 140 kV, normalisé pour un fantôme cylindrique. La dose dans le fantôme diminue continuellement lorsque le fantôme s'élargit, jusqu'à un maximum de 32 %. Cette diminution est causée par le fait que les rayons X vont déposer plus de dose en surface qu'en profondeur. Lorsque le volume du fantôme augmente, la masse du fantôme augmente donc plus vite que l'énergie déposée dans celui-ci, ce qui entraîne une diminution de la dose moyenne.

La dose dans la fibre diminue également. Cependant ce phénomène n'augmente pas après un ratio de 1.31, soit un élargissement de 10 cm. La diminution de la dose à la fibre est limitée à 10 %. Ce résultat était prévisible, puisqu'il est logique qu'en s'élargissant, une plus grande proportion de rayons X soit absorbée dans le fantôme. Cependant, cet effet a une limite. Quelle que soit la largeur du fantôme, il ne pourra bloquer que les rayons X que lorsque le tube sera dans la moitié supérieure de sa rotation (voir figure 4.8). De plus, les nouvelles positions pour lesquelles le faisceau est atténué ne correspondent pas aux positions où la fibre est la plus irradiée, par conséquent il est logique que l'impact sur la dose à la fibre soit moins important que sur la dose déposée dans le fantôme.

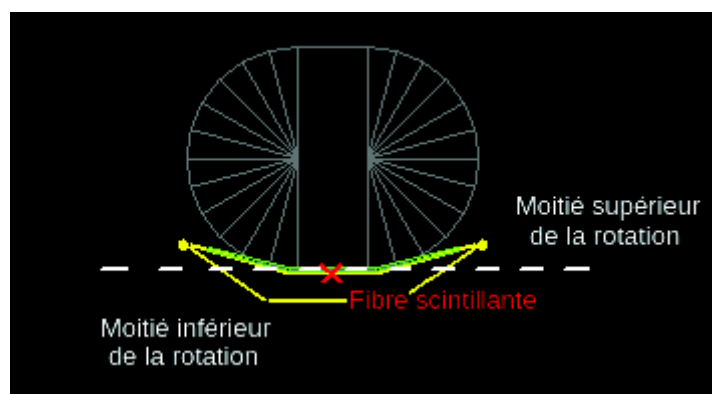


Figure 4.8: Positions du tube affectées par la morphologie du fantôme.

La figure 4.10 montre la dose dans la fibre et dans un fantôme de 16 cm de haut en fonction du ratio largeur/hauteur à 140 kV, normalisé pour un fantôme cylindrique. L'élargissement du fantôme donne un ratio largeur/hauteur identique à celui du fantôme de 32 cm. On peut voir que la dose dans la fibre diminue régulièrement jusqu'à 9 % et sans atteindre de plateau, contrairement à ce qui a été observé sur un fantôme plus grand. Là encore, ce résultat correspond à ce qui était attendu. En effet la diminution de la dose dans la fibre est causée par le même phénomène que dans le fantôme de 32 cm de haut. Cependant, le fantôme étant plus petit, la limite de l'atténuation par le fantôme n'est pas atteinte ce qui explique l'absence du palier observé sur un fantôme plus large.

On peut également voir que la dose dans le fantôme diminue régulièrement jusqu'à perdre 20 % de la dose initiale. La dose diminue moins que pour le fantôme de 32 cm de haut puisque l'atténuation du faisceau dans le fantôme est moins importante, puisque celui-ci est plus petit.

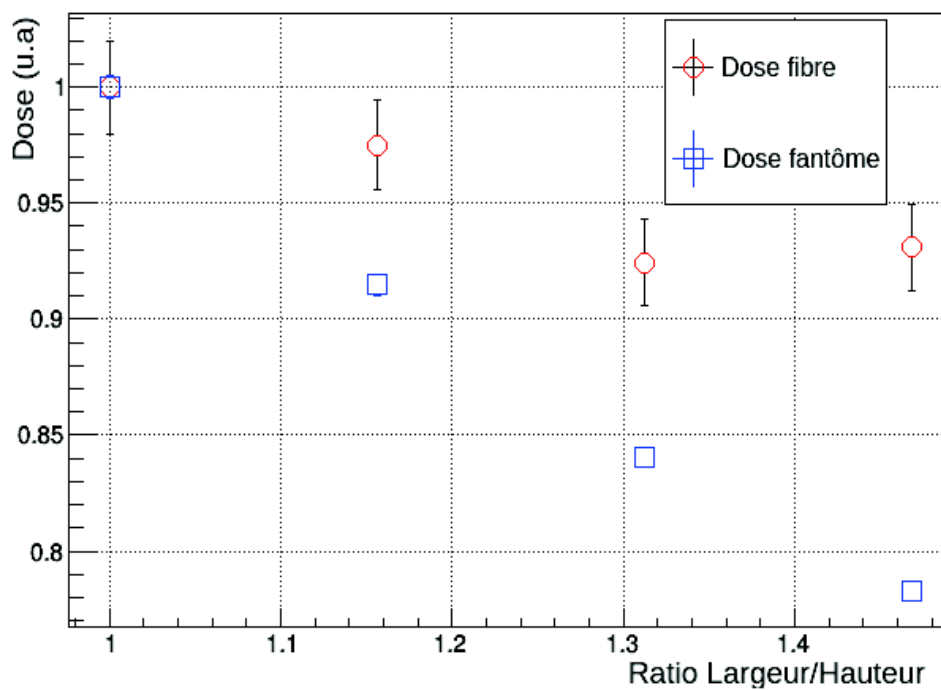


Figure 4.9: Dose dans la fibre et dans le fantôme en fonction du ratio largeur/hauteur du fantôme à 140 kV pour une hauteur fixe de 32 cm.

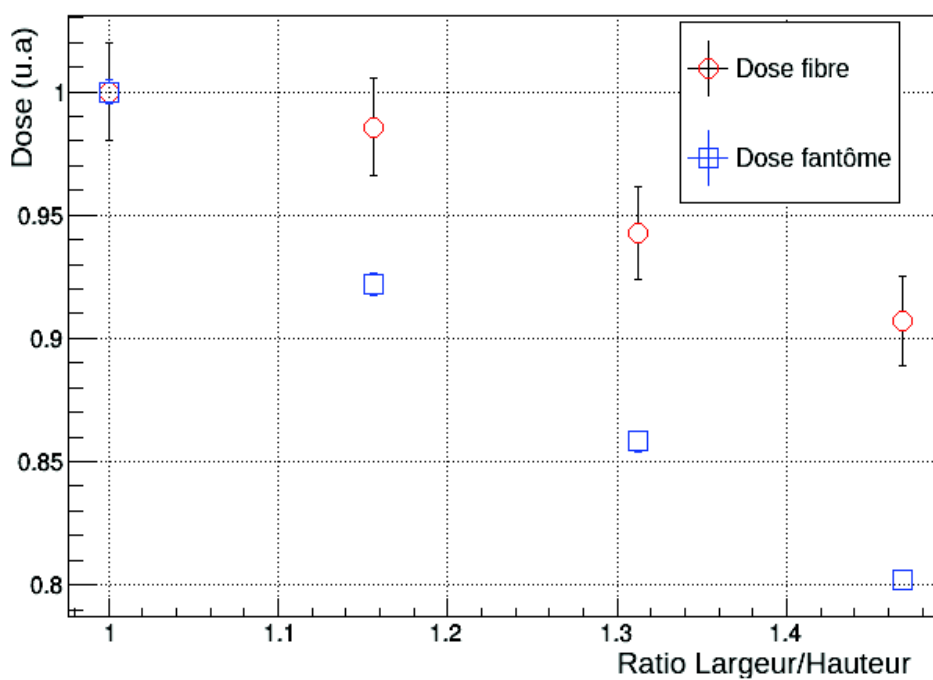


Figure 4.10: Dose dans la fibre et dans le fantôme en fonction du ratio largeur/hauteur du fantôme à 140 kV pour une hauteur fixe de 16 cm.

C. Correction de la dose

On a pu voir que la dose déposée dans la fibre dépend avant tout de la position de la table, et pas de la position du fantôme. Ce résultat est particulièrement évident dans le cas d'un fantôme tête, comme le montre la figure 4.11, sur laquelle on peut voir la dose dans la fibre à 140 kV en fonction du déplacement de la table avec un fantôme toujours à l'isocentre et un fantôme posé sur la table. Ce résultat nous a amenés à considérer un facteur de correction de la dose dans la fibre qui ne tient compte que de la position de la table. En clinique, cette position est facile à déterminer, car elle est renseignée dans les méta données du fichier DICOM.

On observe sur les figures 4.12 et 4.13 la correction obtenue pour la position de la table avec les fantômes tête et corps, respectivement. On peut voir que dans le cas du fantôme tête, l'écart maximal entre deux qualités de faisceaux est de 6 % pour un déplacement de la table de 10 cm. Dans le cas du fantôme corps, cet écart est de 5 % à 5 cm. Cela montre que la qualité de faisceau a un impact faible sur ce paramètre et qu'on peut donc utiliser un unique facteur de correction quelle que soit la tension utilisée.

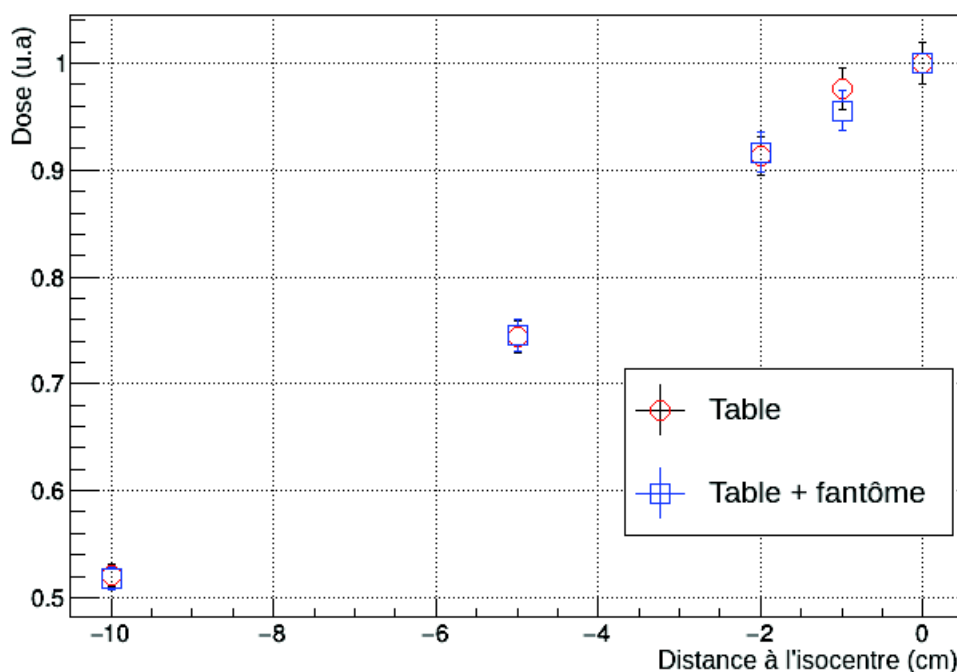


Figure 4.11: Dose dans la fibre à 140 kV en fonction du déplacement de la table avec un fantôme tête toujours à l'isocentre et un fantôme posé sur la table.

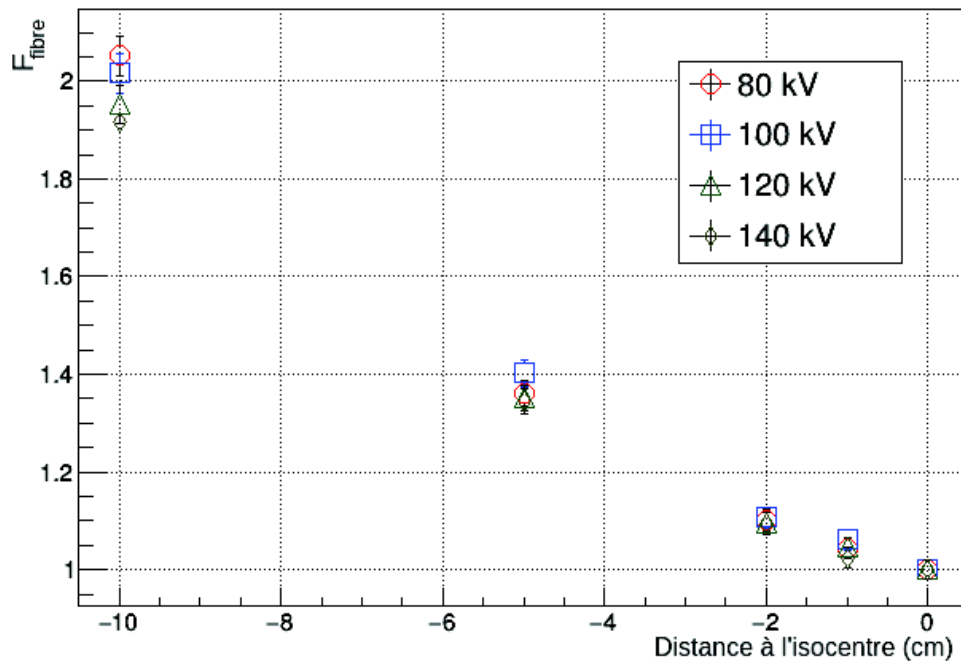


Figure 4.12: Correction liée à la hauteur de la table pour un fantôme tête .

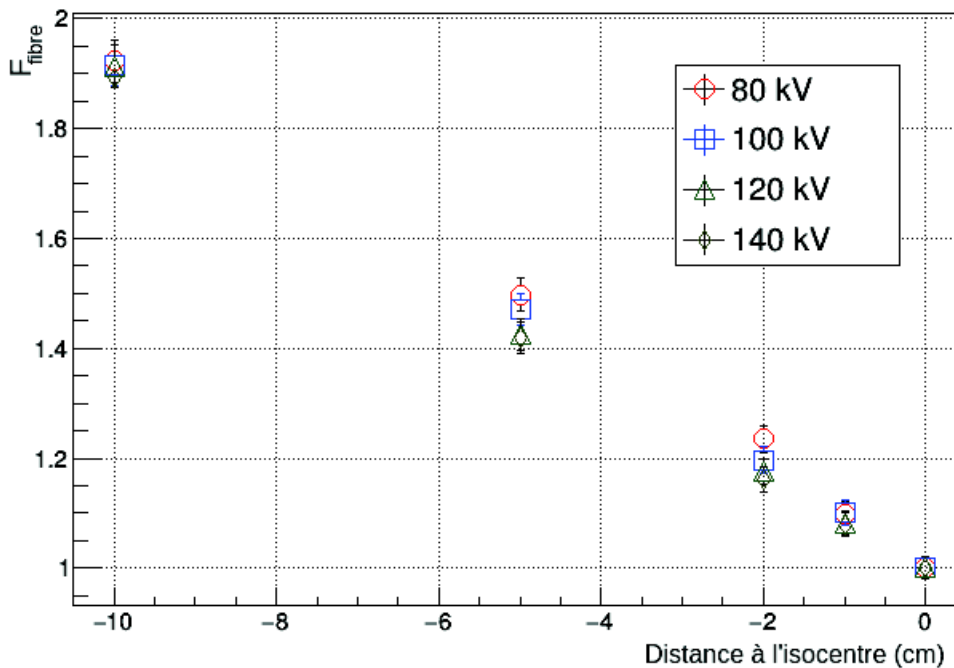


Figure 4.13: Correction liée à la hauteur de la table pour un fantôme corps (32 cm de diamètre).

Dans le cas de la dose au fantôme, la position de la table n'a aucune influence sur la dose, seule la position du fantôme lui-même est importante. On va donc inclure un facteur de correction sur la dose au fantôme F_{Centrage} dépendant uniquement de la position du fantôme. Cette position peut être connue en observant l'image DICOM et le facteur correspondra à la dose normalisée présentée sur les figures 4.14 et 4.15. On peut voir que cette variation est presque indépendante de l'énergie,

puisque l'écart maximal observé d'une tension à l'autre est de 2.2 % pour le fantôme tête et 1.1 % pour le fantôme corps. Pour prendre en compte la position du fantôme, on prendra un facteur de correction égal à la moyenne des résultats obtenus pour chaque tension à une hauteur de table donnée.

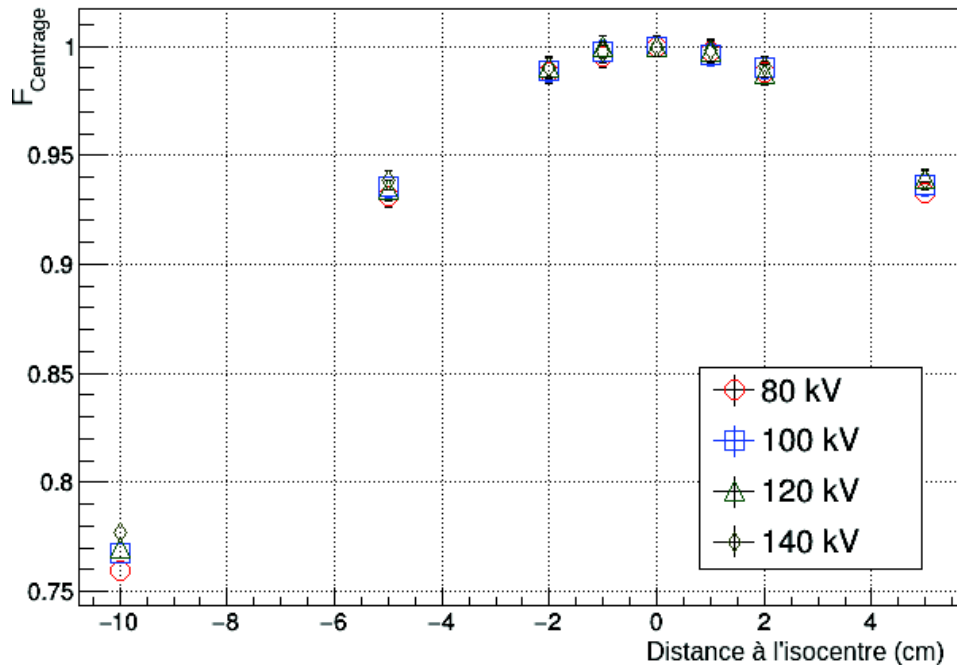


Figure 4.14: Correction pour la position du fantôme tête (16 cm de diamètre).

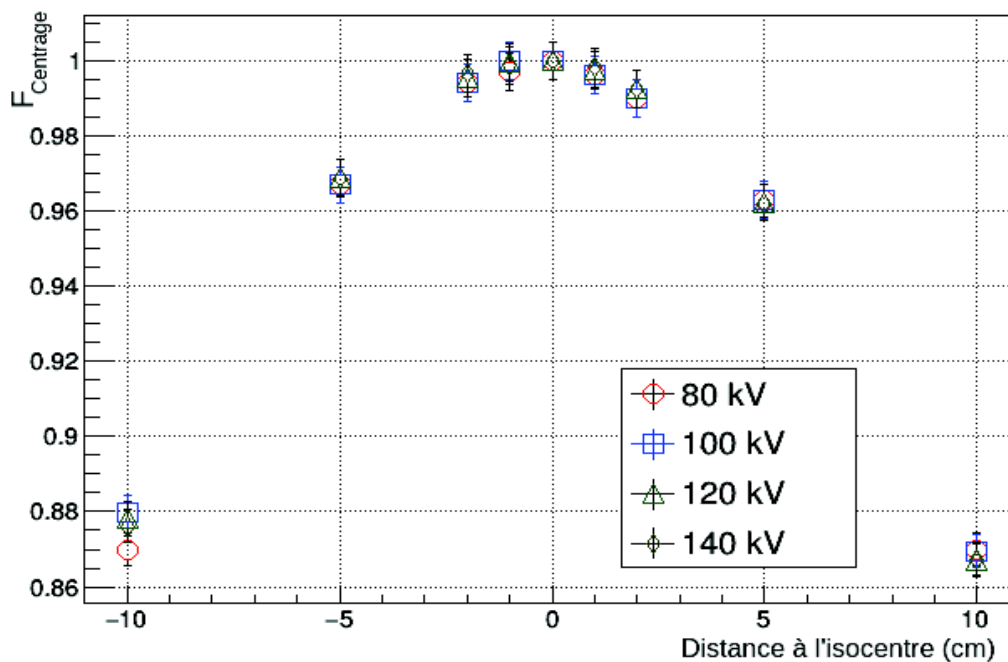


Figure 4.15: Correction pour la position du fantôme corps.

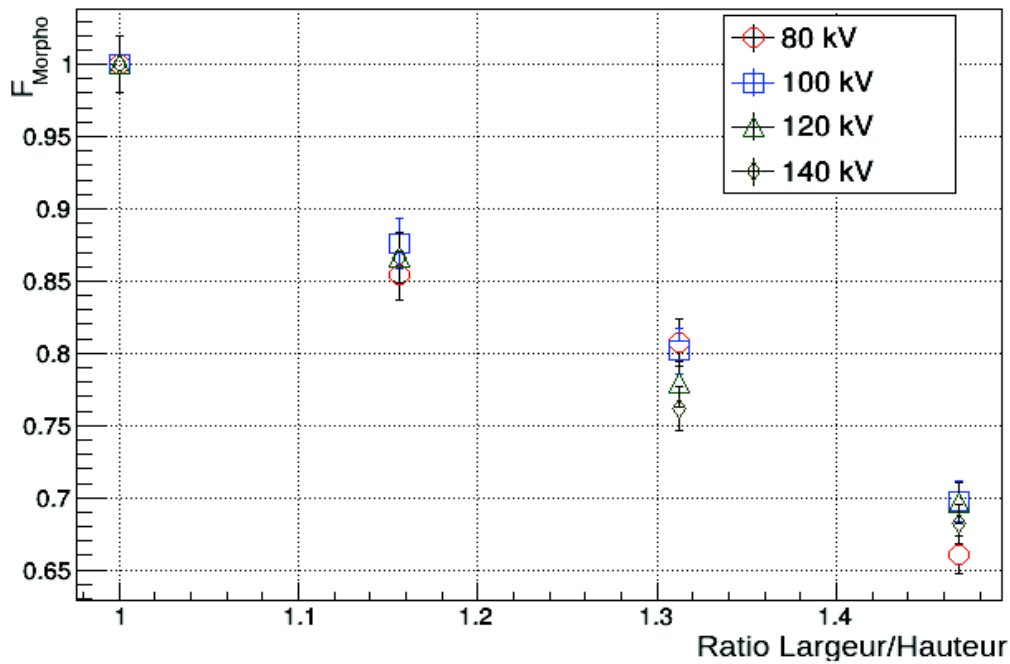


Figure 4.16: Ratio de la dose dans le fantôme sur la dose dans la fibre en fonction du ratio de la largeur du fantôme sur la hauteur du fantôme à différente tension. La hauteur du fantôme est de 32 cm et les résultats sont normalisés avec comme référence le cas d'un fantôme cylindrique.

La morphologie influe à la fois sur la dose à la fibre et sur la dose dans le fantôme. Par conséquent, plutôt que d'observer séparément la dose déposée dans le fantôme et dans la fibre, le facteur de correction est calculé en se basant sur le ratio de la dose dans le fantôme sûr la dose dans la fibre. Ce ratio est normalisé en prenant le cas d'un fantôme cylindrique comme référence.

On peut voir ce ratio normalisé pour un fantôme d'une hauteur de 32 cm sur la figure 4.16. Globalement le ratio décroît lorsque le fantôme s'élargit, quelle que soit la tension utilisée. On peut voir un écart maximal entre deux tensions de l'ordre de 5 % pour le fantôme le plus large, la correction semble indépendante de la tension pour ce fantôme.

On peut voir sur la figure 4.17 le ratio normalisé pour un fantôme d'une hauteur de 16 cm. Comme pour le fantôme de 32 cm de haut, le ratio de la dose dans le fantôme sur la dose dans la fibre décroît lorsque le fantôme devient plus large, cependant cette décroissance semble plus dépendante de l'énergie du faisceau. En effet, si les faisceaux de 80 kV, 100 kV, et 120 kV ne présentent pas d'écart supérieur à 2 % les uns par rapport aux autres, le faisceau à 140 kV présente un écart supérieur à 8 % comparé aux autres faisceaux. Etant donné que ce faisceau est le plus énergétique, on peut penser que celui-ci est moins affecté par les changements de morphologie. Les autres facteurs de correction n'ont montré un écart d'une tension à l'autre que pour des conditions très éloignées des conditions de références (grande distance patient-table, ou un fantôme très éloigné de l'isocentre), cependant l'écart observé à 140 kV est présent quelle que soit l'importance du changement de morphologie. Cela nous laisse penser qu'il est préférable d'utiliser un facteur de correction dépendant du faisceau.

II. Calcul sur un fantôme anthropomorphe

A. Modélisation d'un examen scanner

Après avoir calculé les facteurs de correction à utiliser, la méthode de calcul a été testée par simulation sur un fantôme anthropomorphe.

Les fantômes utilisés étaient les fantômes adultes masculin et féminin de l'ICRP [60]. Les simulations reproduisaient donc la géométrie d'un patient ainsi que celle de la table et de la fibre scintillante. Cette simulation permet d'obtenir la dose dans la fibre ainsi que la dose dans le patient grâce au « dose actor » de GATE. On peut alors utiliser la dose dans la fibre et l'équation 4.3 pour calculer le produit kerma dans l'eau-longueur dans le patient et la comparer avec la dose au patient telle qu'obtenue par simulation.

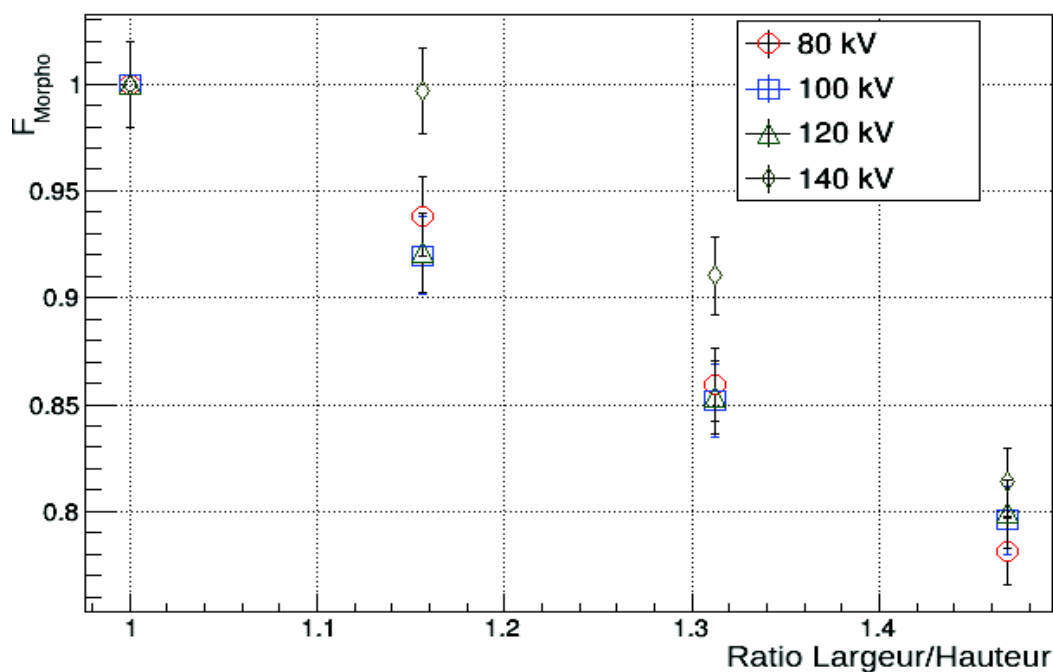


Figure 4.17: Ratio de la dose dans le fantôme à la dose dans la fibre en fonction du ratio de la largeur du fantôme à la hauteur du fantôme à différentes tensions. La hauteur du fantôme est de 16 cm et les résultats sont normalisés avec comme référence le cas d'un fantôme cylindrique.

Les conditions de références pour les irradiations étaient d'avoir le fantôme féminin à l'isocentre, posé sur la table, irradié sur une longueur de 5 cm par un faisceau de 140 kV avec une collimation de 1 cm et en mode hélicoïdal. Nous avons ensuite fait varier certains paramètres tels que la longueur de la zone irradiée, la tension du tube, la position de la table et du fantôme, la zone irradiée, et le fantôme utilisé.

Ces irradiations ont été effectuées d'abord au niveau de l'abdomen, puis un test a été effectué au niveau du crâne. On peut voir les zones directement dans le faisceau sur les figures 4.18, 4.19 et

4.20. Bien que les bras aient été présents dans la simulation, le facteur de correction pour la morphologie a été calculé en ne prenant en compte que la hauteur et la largeur du corps, car dans la majorité des cas cliniques, les bras du patient ne sont pas dans le champ d'irradiation.

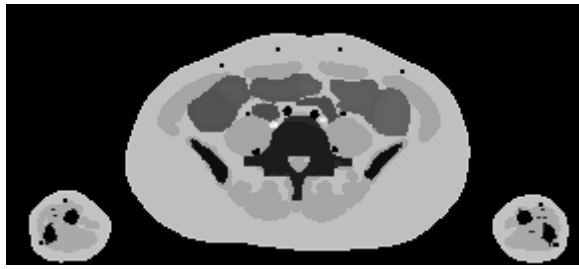


Figure 4.18: Zone de l'abdomen irradiée sur le fantôme féminin.

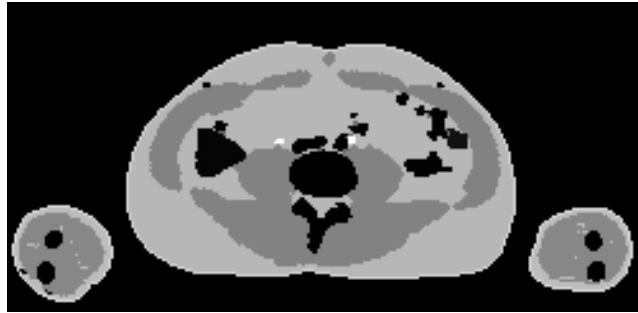


Figure 4.19: Zone de l'abdomen irradiée sur le fantôme masculin.



Figure 4.20: Zone irradiée au niveau du crâne.

B. Résultats des simulations

Nous avons d'abord testé l'impact de la position de la table et du fantôme, en décalant d'abord uniquement la table de 10 cm vers le bas, puis en décalant la table et le fantôme, toujours de 10 cm. La table 4.1 montre le $PKL_{\text{patient-eau}}$ calculé à partir de la dose déposée dans la fibre (PKL Calc) et le PKL simulé dans le fantôme, obtenu à partir du produit de la dose moyenne dans la zone directement dans le faisceau et la longueur de cette zone.

On peut voir qu'à la position de référence, l'écart entre le PKL obtenu par la fibre et celui simulé dans le fantôme est de 4.1 %. De plus, l'écart maximal observé lorsqu'on déplace la table et le fantôme est de 5.5 %. Il est logique d'obtenir un certain écart entre le calcul des indices dosimétriques basé sur la mesure de la fibre et la simulation de la dose au patient, car les facteurs de correction ont été calculés sur des fantômes homogènes tandis que le corps du patient présente des hétérogénéités et une forme légèrement différente. Cependant, les résultats sont plus que satisfaisants puisque l'écart observé est comparable à celui obtenu sur le fantôme cylindrique dans le chapitre 3.

Position Table	Position Fantôme	PKL Calc (mGy cm)	PKL simulé (mGy cm)	Ecart
0 cm	0 cm	1.76E-07	1.69E-07	4.1%
-10 cm	0 cm	1.75E-07	1.69E-07	3.9%
-10 cm	-10 cm	1.46E-07	1.55E-07	-5.5%

Table 4.1: PKL calculé et simulé en fonction de la position de la table et du fantôme.

On peut voir sur la table 4.2 les résultats obtenus à 80 et 140 kV. On peut voir que comme précédemment l'écart est de l'ordre de 5 % ce qui nous permet de valider le calcul de PKL à différentes tensions.

Tension	PKL Calc (mGy cm)	PKL simulé (mGy cm)	Ecart
80 kV	1.53E-07	1.61E-07	-5.0%
140 kV	1.76E-07	1.69E-07	4.1%

Table 4.2: PKL calculé et simulé en fonction de la tension du tube.

La table 4.3 montre le PKL calculé et simulé sur deux zones différentes : le crâne et l'abdomen. Le calcul sur l'abdomen utilise le fantôme corps comme référence tandis que le crâne utilise le fantôme tête. On peut voir que l'écart entre le PKL calculé et le PKL simulé sur le crâne est de 7 % tandis que dans le cas de l'abdomen, l'écart est de 4.1 %. Il a été établi précédemment que la non-homogénéité d'un patient peut être à l'origine d'un écart entre le PKL calculé et le PKL réel. Dans le cas du crâne, le volume irradié présente beaucoup d'os. Les os présentent une densité et une composition très différente des tissus mous et ne sont donc pas équivalents eau. Il est donc logique d'observer un écart plus important. Cet écart n'est cependant pas beaucoup plus important que ceux observés sur un fantôme cylindrique et reste acceptable.

Zone irradiée	PKL Calc (mGy cm)	PKL simulé (mGy cm)	Ecart
Abdomen	1.76E-07	1.69E-07	4.1%
Crâne	3.10E-07	3.34E-07	-7.0%

Table 4.3: PKL calculé et simulé en fonction de la zone irradiée.

On peut voir sur la table 4.4 les résultats sur les fantômes féminin et masculin. Le PKL calculé sur le fantôme féminin est en accord avec le PKL simulé. Bien qu'un facteur de correction pour la morphologie adapté au fantôme masculin ait été utilisé, on observe un écart de 26 % entre le PKL

simulé et le PKL calculé. Les deux fantômes n'ont pas exactement la même morphologie, en particulier au niveau des bras qui sont beaucoup plus épais sur le fantôme masculin. Dans la mesure où les bras n'étaient pas pris en compte lors du calcul des facteurs de correction de la morphologie, il semble que ceux-ci puissent avoir un impact non négligeable sur la validité du PKL calculé.

Fantôme utilisé	PKL Calc (mGy cm)	PKL simulé (mGy cm)	Ecart
Feminin	1.76E-07	1.69E-07	4.1%
Masculin	1.77E-07	1.41E-07	26.0%

Table 4.4: PKL calculé et simulé pour deux fantômes différents.

La table 4.5 montre les résultats pour une longueur d'irradiation variable. On peut voir que lorsque la longueur d'irradiation augmente, l'écart entre le PKL calculé et le PKL simulé augmente également.

Longueur d'irradiation	PKL Calc (mGy cm)	PKL simulé (mGy cm)	Ecart
5 cm	1.76E-07	1.69E-07	4.1%
10 cm	2.98E-07	3.44E-07	-13.4%

Table 4.5: PKL calculé et simulé en fonction de la longueur d'irradiation.

On peut voir sur la figure 4.21 que la forme et la dimension du corps du patient et de ses bras changent au fur et à mesure de l'irradiation. Le changement de morphologie peut être à l'origine de l'écart observé et semble même confirmer l'hypothèse émise suite à l'irradiation sur un fantôme masculin.

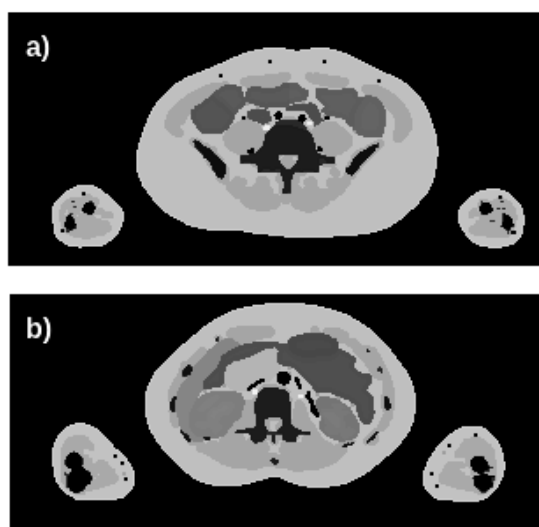


Figure 4.21: a) Début de la zone irradiée pour l'irradiation de 10 cm. b) Fin de la zone irradiée pour l'irradiation de 10 cm.

Si de nombreux paramètres tels que la position de la table et du fantôme, la tension du tube ou le type de fantôme utilisé sont correctement pris en compte, les corrections sur la morphologie du patient ne sont actuellement pas au point. Il est donc nécessaire d'approfondir le calcul des indices de correction pour la morphologie, et notamment de prendre en compte les bras du patient dans le calcul.

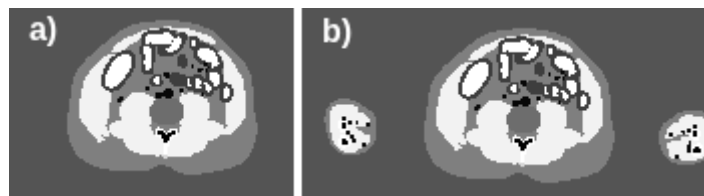


Figure 4.22: a) Fantôme XCAT sans bras. b) Fantôme XCAT avec bras

Deux autres simulations ont été effectuées en utilisant un fantôme XCAT. Ce type de fantôme peut être utilisé avec ou sans les bras du patient, ce qui permet de vérifier l'hypothèse selon laquelle les bras perturbent le calcul de la dose.

La simulation GATE en absence des bras a donné un écart de 4.1 % entre la dose calculée et la dose simulée, tandis que la simulation en présence des bras a donné un écart de 29.0 %. Cet écart indique clairement que les bras perturbent le calcul de la dose de manière importante, cependant les bras sur le fantôme XCAT sont bien plus écartés que sur le fantôme ICRP, et ils sont situés hors de la partie bien connue du faisceau. Par conséquent, l'étude de la morphologie du patient doit encore être approfondie.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce mémoire avaient pour objet l'étude d'un dosimètre patient temps-réel basé sur une fibre optique pour la tomodensitométrie X. Le point de départ de l'étude reposait sur les limites des méthodes actuelles d'évaluation de la dose patient. En effet, à l'origine, les indicateurs utilisés en clinique ont été conçus pour le contrôle qualité des installations et ne tiennent pas compte de certaines problématiques telles que le rayonnement diffusé ou la morphologie du patient. La mesure en temps-réel de la dose à l'aide d'un dosimètre basé sur une fibre scintillante lors de l'examen est une solution pour obtenir la meilleure estimation possible de la dose délivrée.

Aucun système fiable ne permettant de mesurer la dose au patient lors d'un examen, il a été nécessaire de recourir à la simulation Monte Carlo afin d'avoir une référence à laquelle se comparer et valider les résultats de la mesure. Bien que d'autres études avaient déjà établi la faisabilité de la mesure de dose par fibre optique scintillante en scannographie, nous avons commencé par analyser la réponse en énergie de notre dosimètre. Cela nous a permis d'une part, de vérifier que notre dosimètre était également adapté à la mesure de dose dans ce domaine d'énergie, mais surtout de nous assurer que la simulation reproduisait précisément la réponse du détecteur. Cette étape a également permis d'explorer différentes méthodes pour la caractérisation du spectre en énergie du faisceau. Au final la modélisation du spectre par le logiciel SpekCalc en se basant sur les couches de demi-atténuation pour s'assurer de la validité du spectre a été considérée comme la méthode la plus fiable.

La seconde étape était de modéliser un scanner. Lors de cette étape, une attention particulière a été portée à la modélisation du faisceau, qui a nécessité l'évaluation du spectre X du scanner par la

mesure des couches de demi-atténuation. Le profil des filtres papillon a également été analysé. Pour cela, des mesures de doses en temps-réel ont été effectuées en périphérie du faisceau. Le profil de dose en temps-réel a permis d'obtenir un modèle de filtre qui a été utilisé pour reproduire le faisceau du scanner. La collimation n'a pas nécessité de mesures, car nous avons montré que la largeur à mi-hauteur du faisceau renseignée par le constructeur peut suffire à reproduire la répartition de dose avec une précision suffisante. La position de l'anode est également donnée par le constructeur, par conséquent les seules mesures nécessaires pour modéliser le scanner sont celles de la couche de demi-atténuation au centre du faisceau, et les mesures de dose en temps-réel en périphérie du faisceau. Par la suite, la modélisation du scanner et des détecteurs a été validée en comparant la simulation et la mesure sur trois critères spécifiques :

- La répartition de dose dans les deux fantômes cylindriques utilisés en contrôle qualité. Cette répartition a été évaluée en comparant la dose au centre du fantôme avec la dose mesurée en périphérie de celui-ci.
- Le signal de la fibre en temps-réel, qui ne peut être correctement reproduit qu'à condition que le faisceau soit équivalent à celui généré par le scanner, et que la réponse de la fibre soit également correctement simulée. Le faisceau ayant déjà été validé par le premier critère, cette deuxième comparaison nous a permis de nous assurer que la réponse de la fibre scintillante n'était pas perturbée par la présence d'un élément diffusant.
- Le ratio de l'indice de kerma scannographique sur la dose mesurée par la fibre. Ce critère est supposé être correctement simulé si le faisceau et la réponse de la fibre sont correctement modélisés, et aucune erreur n'est attendue à ce niveau de la validation. Cependant étant donné que ce ratio est à la base de la méthode de calcul des indices dosimétriques, il est important de le valider avant d'aller plus loin.

Ces comparaisons nous ont permis d'une part de nous assurer de la validité de la modélisation du scanner et de la fibre, mais également de valider le protocole de mesure utilisé pour obtenir le modèle du scanner. Car bien que cette étude ne concerne qu'un seul scanner, nous avons établi un protocole permettant de reproduire celui-ci en se basant sur seulement la mesure de CDA et la mesure de dose en périphérie. Il est donc désormais possible de modéliser d'autres scanners pour valider la méthode de calcul sur différents modèles.

A ce point de l'étude, il a été établi que la mesure de la fibre permet de calculer les indices dosimétriques qui doivent nécessairement être calculés lors de chaque examen. Quand ils sont obtenus par la mesure, ces indices tiennent compte de certains effets tels que l'« overranging », le rayonnement diffusé, et l'erreur humaine, ce qui est un net progrès par rapport aux indices classiques. Cependant le résultat présente encore certaines limites telles que la prise en compte de la morphologie du patient et sa position.

La dernière étape de cette étude a donc été la mise en place et la validation d'une méthode de calcul de la dose au patient tenant compte de tous les paramètres. En validant cette méthode, nous avons pu voir que les résultats sont prometteurs, et bien que la position du patient soit bien prise en compte, l'impact de la morphologie du patient sur le calcul de la dose n'est pas encore totalement

compris. Des études complémentaires sont prévues pour expliquer les cas sur lesquels un écart important a été observé entre la dose calculée à l'aide de la fibre, et la dose déposée dans un fantôme anthropomorphe. Ces études incluent l'utilisation de fantômes différents qui permettent notamment de retirer les bras du patient du champ d'irradiation pour déterminer l'importance de ceux-ci sur la méthode de calcul.

Une fois validée, cette méthode présentera l'avantage d'être basée sur une mesure temps-réel, ce qui permet d'avoir un résultat indépendant du scanner en cas d'avarie de ce dernier, ou simplement d'une erreur de calcul des indices dosimétriques.

Finalement, la méthode actuellement utilisée par FiberMetriX est proche de celle utilisée par simulation sur les fantômes anthropomorphes. La principale différence est que FiberMetriX utilise un kerma dans l'air pour obtenir un résultat équivalent aux indices dosimétriques actuels, tandis que la méthode développée dans cette étude se base sur une dose dans l'eau pour s'approcher de la dose au patient.

Bien que les résultats obtenus soient encourageants, des études complémentaires sont encore nécessaires avant que cette méthode de calcul soit complète et validée. En effet, les tests n'ont pour le moment été effectués que sur un seul modèle de scanner. Or d'autres modèles utilisent des filtres différents, certains emploient des faisceaux descendant à 70 kV, ce qui peut affecter la réponse de la fibre. Un autre cas qui doit encore être exploré, est celui des scanner bi-tube et bi-énergie, car dans la mesure où certains coefficients de correction sont dépendants de l'énergie du faisceau, une attention toute particulière devra être portée au cas où deux faisceaux irradient la fibre avec des énergies différentes.

Une des limites à la mise en place de cette solution à grande échelle est le grand nombre de modèles de scanner présent sur le marché. Une longue campagne de mesure et un grand nombre de simulations ont été nécessaires pour obtenir les facteurs de corrections sur un unique type de scanner. Il serait intéressant de voir s'il est possible de calculer des facteurs de corrections applicables à tous les scanners, ou au moins à une catégorie de scanner, ou si les mesures doivent être effectuées pour chaque modèle.

De plus, les tests n'ont été effectués qu'avec des patients adultes ayant une morphologie relativement standard. Afin d'être complète, cette méthode doit pouvoir être utilisée sur des morphologies très différentes telles que des patients obèses ainsi que des cas pédiatriques.

Il faut également noter que la méthode testée par simulation calcule la dose dans la région du patient localisée directement dans le faisceau du scanner, cependant une partie non négligeable de la dose est délivrée hors de ce volume et n'est actuellement pas prise en compte. On peut imaginer un calcul plus précis permettant de calculer la dose hors du volume situé dans le faisceau, voire se baser sur les logiciels donnant une dose aux organes à partir des indices dosimétriques pour donner une dose aux organes basée sur la mesure de la fibre scintillante.

Enfin, et parce qu'une simulation ne remplace jamais la mesure, il serait intéressant d'effectuer le calcul sur de véritables cas cliniques, afin de comparer la dose au patient obtenu par la fibre avec les

indices dosimétriques calculés par le scanner, et par ceux mesurés dans des conditions d'irradiation identiques afin de quantifier l'écart obtenu sur un grand nombre de patients.

Bibliographie

- [1] R. Voltz and G. Laustriat, “Radioluminescence des milieux organiques I. Étude cinétique,” 1968.
- [2] G. Laustriat, “The luminescence decay of organic materials”, *Molecular Crystals*, December 2014, pp. 37–41, 2007.
- [3] J. Birks, “The theory and practice of scintillation counting.” chap 6, Pergamo, 1964.
- [4] D. Kasha, “Characterization of electronic transitions in complex molecules,” *Faraday. Soc*, vol. 9, pp. 14–19, 1950.
- [5] H. K. Genant and D. Boyd, “Quantitative bone mineral analysis using dual energy computed tomography,” *Investigative Radiology*, vol. 12, no. 6. pp. 545–551, 1977.
- [6] T. G. Flohr *et al.*, “First performance evaluation of a dual-source CT (DSCT) system,” *Eur. Radiol.*, vol. 16, no. 2, pp. 256–268, 2006.
- [7] A. C. Silva, B. G. Morse, A. K. Hara, R. G. Paden, N. Hongo, and W. Pavlicek, “Dual-Energy (Spectral) CT: Applications in Abdominal Imaging,” *RadioGraphics*, vol. 31, no. 4, pp. 1031–1046, 2011.
- [8] A. Euler *et al.*, “Initial Results of a Single-Source Dual-Energy Computed Tomography Technique Using a Split-Filter: Assessment of Image Quality, Radiation Dose, and Accuracy of Dual-Energy Applications in an in Vitro and in Vivo Study,” *Invest. Radiol.*, vol. 51, no. 8, pp. 491–498, 2016.

- [9] S. D. V. Parakh A., Patino M., “SpectralCT/Dual-Energy CT,,” *Med. Radiol. Springer, Berlin*, 2017.
- [10] P. M. Shikhaliev and S. G. Fritz, “Photon counting spectral CT versus conventional CT: Comparative evaluation for breast imaging application,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 56, no. 7, pp. 1905–1930, 2011.
- [11] J. W. Lambert, E. D. Phillips, J. E. Villanueva-Meyer, L. Nardo, L. Facchetti, and R. G. Gould, “Axial or Helical? Considerations for wide collimation CT scanners capable of volumetric imaging in both modes,” *Med. Phys.*, vol. 44, no. 11, pp. 5718–5725, 2017.
- [12] D. J. Foster and C. C. Mosher, “Suppression of multiple reflections using the Radon transform,” *Geophysics*, vol. 57, no. 3, pp. 386–395, 1992.
- [13] I. Bricault, “La reconstruction itérative en scanner : pourquoi ? Comment ça marche ?,” *J. d’imagerie diagnostique Interv.*, vol. 1, no. 2, pp. 76–80, 2018.
- [14] D. de l’information légale et administrative, “Décrets, arrêtés, circulaires,” *tomodensitométrie X*, pp. 1–4, 2011.
- [15] Communauté Européenne de l’Énergie Atomique, “Directive 97/43/EURATOM du 30 juin 1997,” vol. 5, 1997.
- [16] ICRU, “Patient dosimetry for x rays used in medical imaging,” 2005.
- [17] C. Descamps, M. Gonzalez, E. Garrigo, A. Germanier, and D. Venencia, “Measurements of the dose delivered during CT exams using AAPM Task Group Report No. 111,,” *J. Appl. Clin. Med. Phys.*, 2012.
- [18] C. H. Mccollough, S. Leng, L. Yu, D. D. Cody, J. M. Boone, and M. F. Mcnitt-gray, “CT Dose Index and Patient Dose : They are not the same thing,” *Radiology*, vol. 259, no. 2, pp. 311–316, 2011.
- [19] A. J. Van Der Molen and J. Geleijns, “Overranging in Multisection CT: Quantification and Relative Contribution to Dose—Comparison of Four 16-Section CT Scanners” *Radiology*, vol. 242, no. 1, 2007.
- [20] R. Booiij, M. L. Dijkshoorn, and M. van Straten, “Efficacy of a dynamic collimator for overranging dose reduction in a second- and third-generation dual source CT scanner,” *Eur. Radiol.*, vol. 27, no. 9, pp. 3618–3624, 2017.
- [21] X. Li and B. Liu, “Estimation of the weighted CTDI_∞ for multislice CT examinations” *Med Phys*, vol. 901, no. 2012, 2018.
- [22] J. J. Demarco *et al.*, “A Monte Carlo based method to estimate radiation dose from multidetector CT (MDCT): cylindrical and anthropomorphic phantoms,” *Phys. Med. Biol*, vol. 50, pp. 3989–4004, 2005.
- [23] AAPM, “Size-Specific Dose Estimates in Pediatric and Adult Body CT Examinations.”, report No. 204
- [24] J. Li, U. K. Udayasankar, T. L. Toth, J. Seamans, W. C. Small, and M. K. Kalra, “Automatic patient centering for MDCT: Effect on radiation dose,” *Am. J. Roentgenol.*, vol. 188, no. 2, pp. 547–552, 2007.
- [25] M. A. Habibzadeh, M. R. Ay, A. R. K. Asl, H. Ghadiri, and H. Zaidi, “Impact of miscentering on patient dose and image noise in x-ray CT imaging: Phantom and clinical studies,” *Phys. Medica*, vol. 28, no. 3, pp. 191–199, 2012.

- [26] T. Kaasalainen, K. Palmu, A. Lampinen, and M. Kortenesniemi, "Effect of vertical positioning on organ dose, image noise and contrast in pediatric chest CT - Phantom study," *Pediatr. Radiol.*, vol. 43, no. 6, pp. 673–684, 2013.
- [27] A. Ding *et al.*, "VirtualDose: a software for reporting organ doses from CT for adult and pediatric patients," *Phys. Med. Biol.*, vol. 60, 2015.
- [28] L. Archambault *et al.*, "Toward a real-time in vivo dosimetry system using plastic scintillation detectors," *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, vol. 78, no. 1, pp. 280–287, 2010.
- [29] P. Carrasco *et al.*, "Characterization of the Exradin W1 scintillator for use in radiotherapy," *Med. Phys.*, vol. 42, no. 1, pp. 297–304, 2015.
- [30] Beddar *et al.* "Real-time in vivo radiation dosimetry using scintillation detector." *US patent* 9,907,980 B2, issued March 6, 2018.
- [31] F. Therriault-Proulx, L. Wootton, and S. Beddar, "A method to correct for temperature dependence and measure simultaneously dose and temperature using a plastic scintillation detector," *Phys. Med. Biol.*, vol. 60, no. 20, pp. 7927–7939, 2015.
- [32] J. Boivin *et al.*, "A systematic characterization of the low-energy photon response of plastic scintillation detectors," *Phys. Med. Biol.*, p. 5569.
- [33] J. C. Gagnon *et al.*, "Dosimetric performance and array assessment of plastic scintillation detectors for stereotactic radiosurgery quality assurance," *Med. Phys.*, vol. 39, no. 1, pp. 429–436, 2012.
- [34] D. A. Jaffray, "A novel tool for in vivo dosimetry in diagnostic and interventional radiology using plastic scintillation detectors," *IFMBE Proc.*, vol. 51, pp. 680–684, 2015.
- [35] F. Lessard *et al.*, "Validating plastic scintillation detectors for photon dosimetry in the radiologic energy range Lessard *et al.*: Validating plastic scintillation detectors for radiologic energy dosimetry" *Med. Phys.*, vol. 39, no. 9, 2012.
- [36] W. J. Yoo *et al.*, "Measurement of entrance surface dose on an anthropomorphic thorax phantom using a miniature fiber-optic dosimeter" *Sensors (Switzerland)*, vol. 14, no. 4, pp. 6305–6316, 2014.
- [37] "www.radcal.com."
- [38] E. S. M. Ali and D. W. O. Rogers, "Benchmarking EGSnrc in the kilovoltage energy range against experimental measurements of charged particle backscatter coefficients," *Phys. Med. Biol.*, vol. 53, no. 6, pp. 1527–1543, 2008.
- [39] D. J. La Russa and D. W. O. Rogers, "An EGSnrc investigation of the P TP correction factor for ion chambers in kilovoltage x-rays" *Med Phys*, vol. 4590, no. 2006, 2009.
- [40] J. Sempau, J. M. Fernández-Varea, E. Acosta, and F. Salvat, "Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 207, no. 2, pp. 107–123, 2003.
- [41] Huseyin Ozan TEKIN and Umit KARA, "Monte Carlo Simulation for Distance and Absorbed Dose Calculations in a PET-CT Facility by Using MCNP-X," *J. Commun. Comput.*, vol. 13, no. 1, pp. 32–35, 2016.
- [42] J. Allison *et al.*, "Recent developments in GEANT4," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 835, pp. 186–225, 2016.

- [43] J. Perl, J. Shin, J. Schümann, B. Faddegon, and H. Paganetti, "TOPAS: An innovative proton Monte Carlo platform for research and clinical applications," *Med. Phys.*, vol. 39, no. 11, pp. 6818–6837, 2012.
- [44] G. Santin *et al.*, "GATE, a Geant4-based simulation platform for PET integrating movement and time management" *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference 2002 IEEE NSS/MIC*, Nov 2002, Norfolk, United States. 50, pp.1516-1521, 2003
- [45] J. E. Gillam and M. Rafecas, "Monte-Carlo simulations and image reconstruction for novel imaging scenarios in emission tomography," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 809, pp. 76–88, 2016.
- [46] S. Jan *et al.*, "GATE V6: A major enhancement of the GATE simulation platform enabling modelling of CT and radiotherapy," *Phys. Med. Biol.*, vol. 56, no. 4, pp. 881–901, 2011.
- [47] J. Plagnard, "Comparison of measured and calculated spectra emitted by the X-ray tube used at the Gustave Roussy radiobiological service" *X-ray spectrometry*, pp. 298–304, 2014.
- [48] M. Bazalova and F. Verhaegen, "Monte Carlo simulation of a computed tomography x-ray tube," *Phys. Med. Biol. Phys. Med. Biol.*, vol. 52, no. 52, pp. 5945–5955, 2007.
- [49] M. C. Lépy, J. Plagnard, and L. Ferreux, "Study of the response function of a HPGe detector for low-energy X-rays," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 505, no. 1–2, pp. 290–293, 2003.
- [50] H. A. Kramers, *Philosophical Magazine Series 6 XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum*, February 2012. 2009.
- [51] G. Poludniowski, "SpekCalc: a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes" *Phys Med Biol*, 2009 Oct 7;54(19):N433-8
- [52] L. Peralta and F. Rêgo, "Response of plastic scintillators to low-energy photons," *Phys. Med. Biol.*, vol. 59, no. 16, pp. 4621–4633, 2014.
- [53] D. E. H. Hoerner, Matthew R ; Elliot J. Stepusin ; Daniel E. Hyer, "Characterizing energy dependence and count rate performance of a dual scintillator fiber-optic detector for computed tomography." *Med Phys*, 2015 Mar;42(3):1268-79. doi: 10.1118/1.4906206.
- [54] "www.jrtassociates.com." .
- [55] J. Plagnard, "Mesure de spectres en énergie de l' émission de tubes à rayons X au LNE-LNHB / LMD Measurement of the LNE-LNHB / LMD X-ray tube spectra by X-ray spectrometry" *Revue française de métrologie*, n° 43, Vol. 2016-3, 37-47
- [56] T. N. P. Bilski, P. Olko, E. Ryba, "Microdosimetric interpretation of the anomalous photon energy response of ultra-sensitive LiF:Mg,Cu,P TL dosimeters." *Radiation Protection Dosimetry*, Volume 47, Issue 1-4, 1 May 1993, Pages 31–35
- [57] J. M. Boone, "Method for evaluating bow tie filter angle-dependent attenuation in CT: Theory and simulation results" *Med Phys*, vol. 40, no. 2010, 2011.
- [58] T. R. Manual, "LightSpeed™ VCT LightSpeed™ VCT XT LightSpeed™ Pro 32 LightSpeed™ VCT Select," 2008.
- [59] X. Li and B. Liu, "Calculations of two new dose metrics proposed by AAPM Task Group 111 using the measurements with standard CT dosimetry phantoms," *Med Phys*, vol. 081914, 2013.
- [60] ICRP, "Realistic reference phantoms: An ICRP/ICRU joint effort," *Ann. ICRP*, vol. 39, no. 2, pp. 3–5, 2009.

Annexes

I. Signal de la chambre d'ionisation dans l'air

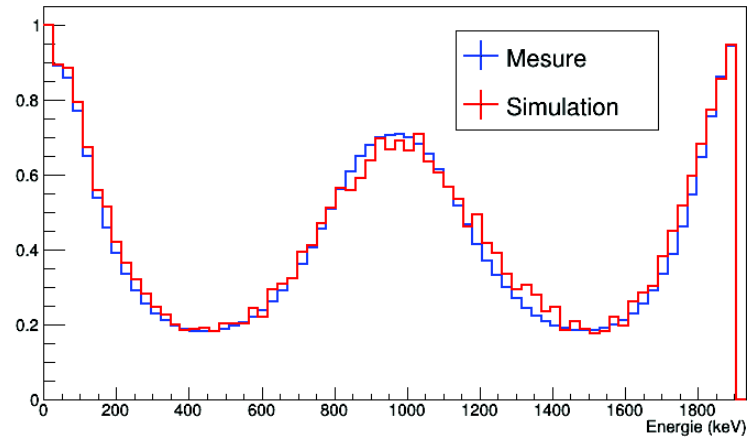


Figure 4.23: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre small

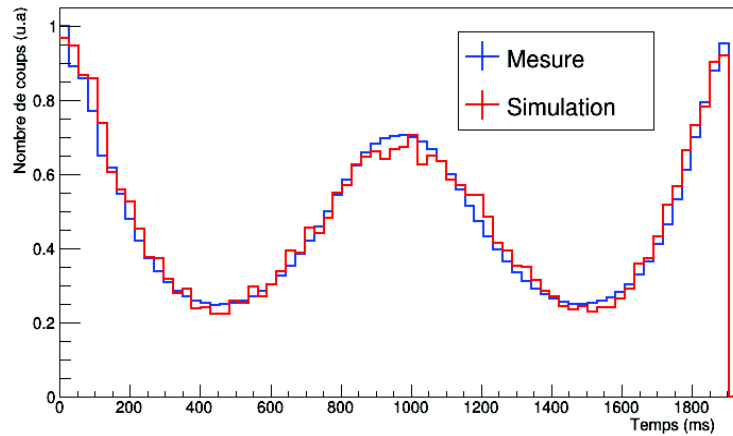


Figure 4.24: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 140 kV avec le filtre small

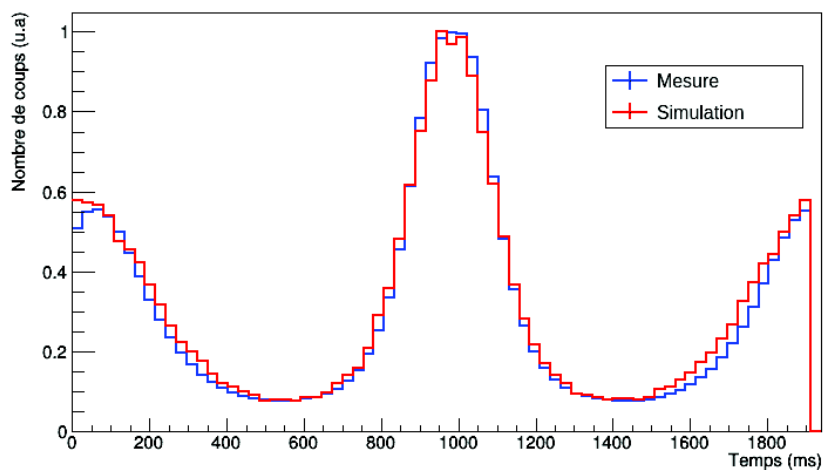


Figure 4.25: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre medium

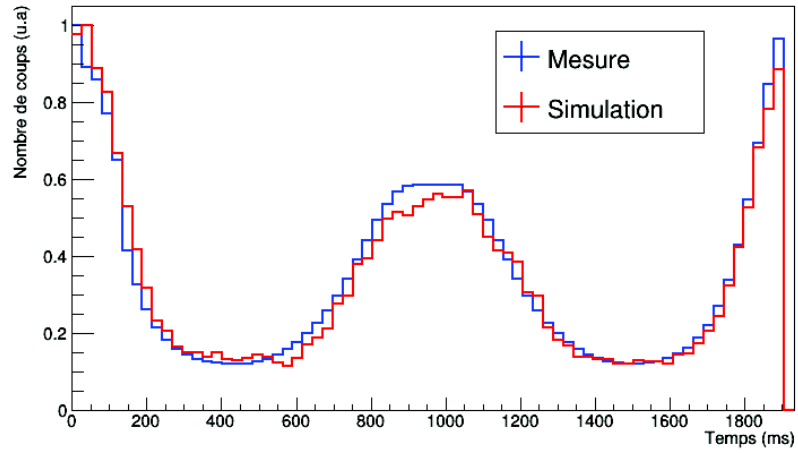


Figure 4.26: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 140 kV avec le filtre medium

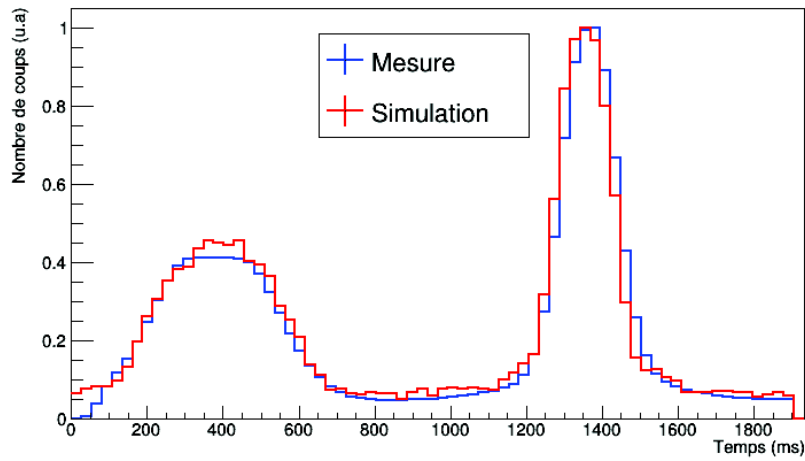


Figure 4.27: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 80 kV avec le filtre large

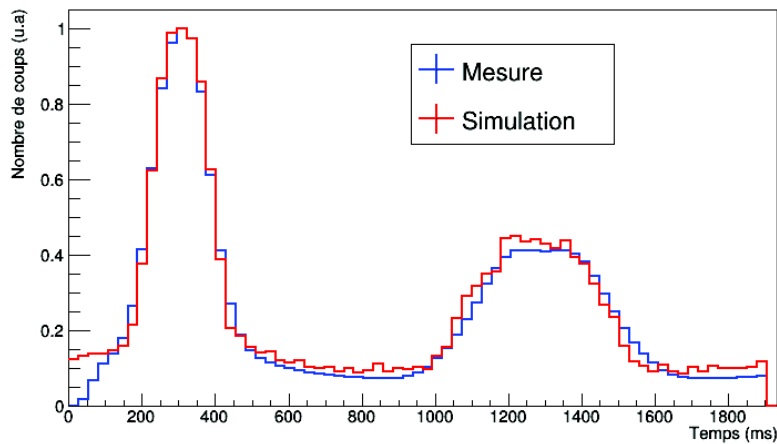


Figure 4.28: Signal mesuré et simulé de la chambre X2 à 140 kV avec le filtre large

II. Signal de la fibre en présence d'un fantôme

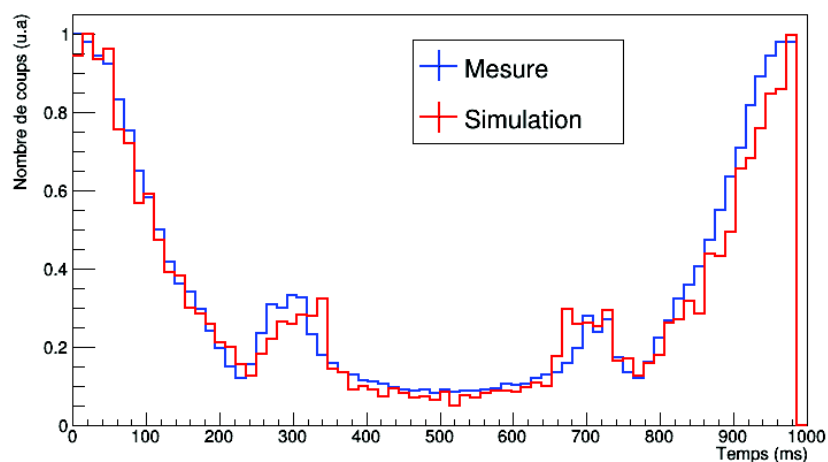


Figure 4.29: Signal mesuré et simulé de la fibre à 80 kV avec un filtre medium et un fantôme tête

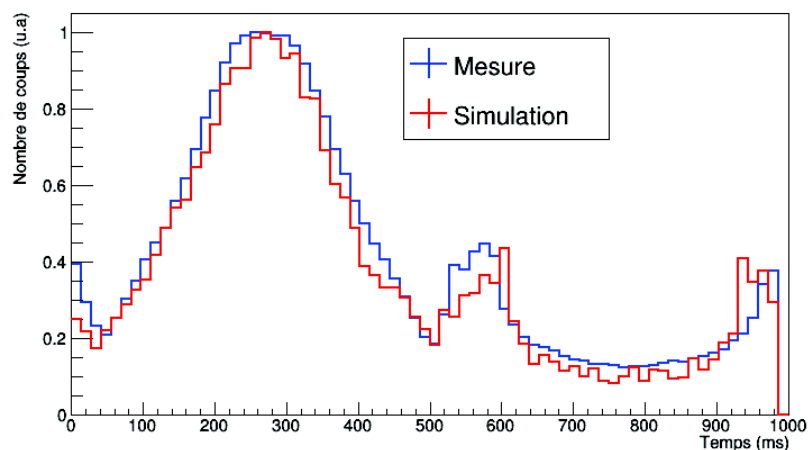


Figure 4.30: Signal mesuré et simulé de la fibre à 140 kV avec un filtre medium et un fantôme tête

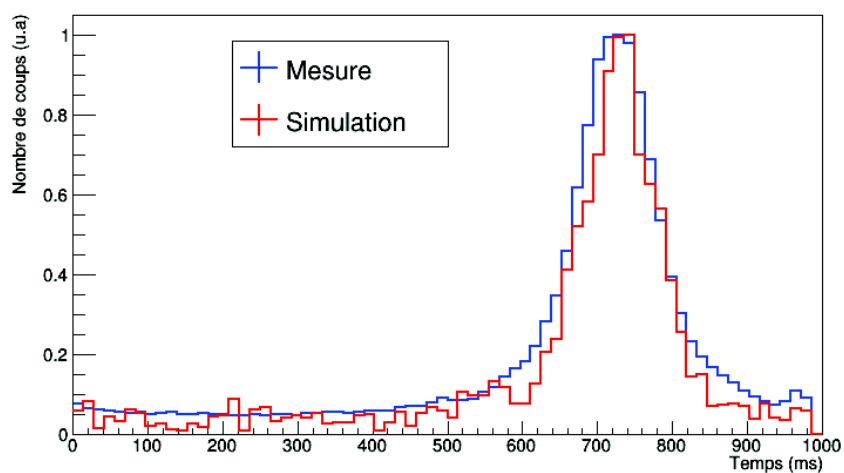


Figure 4.31: Signal mesuré et simulé de la fibre à 80 kV avec un filtre medium et un fantôme corps

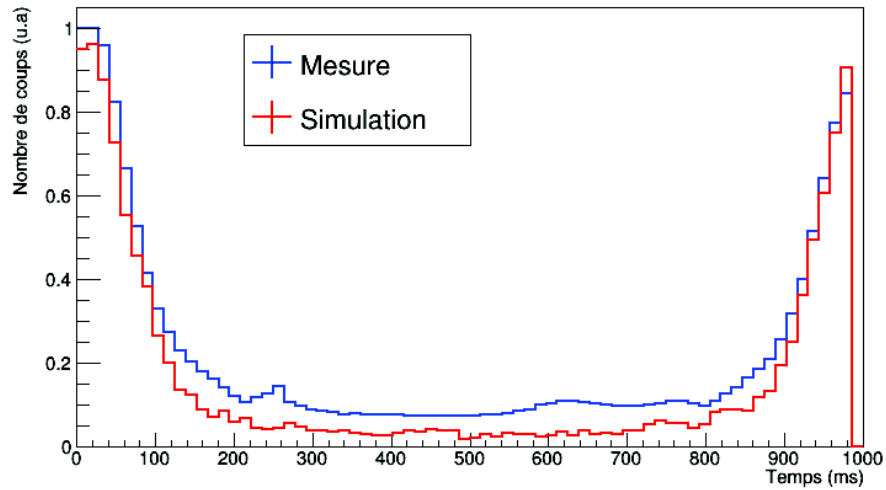


Figure 4.32: Signal mesuré et simulé de la fibre à 140 kV avec un filtre medium et un fantôme corps

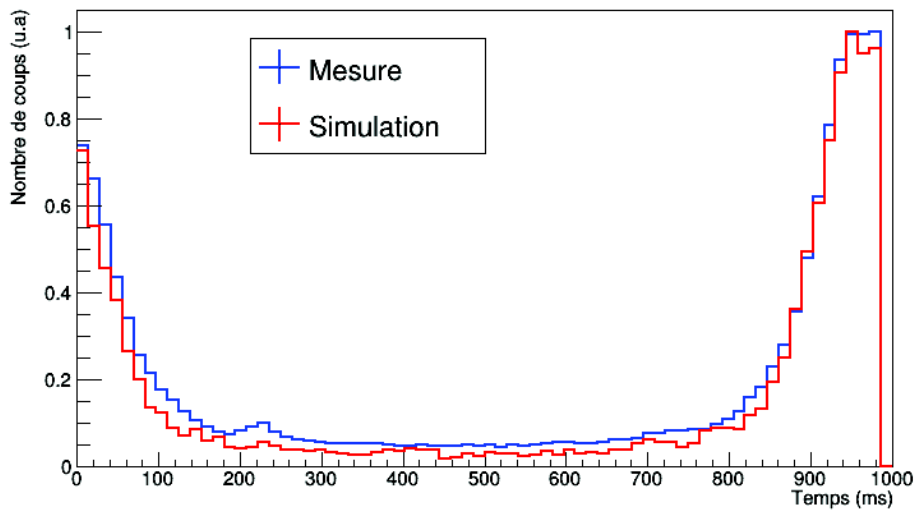


Figure 4.33: Signal mesuré et simulé de la fibre à 80 kV avec un filtre large et un fantôme corps

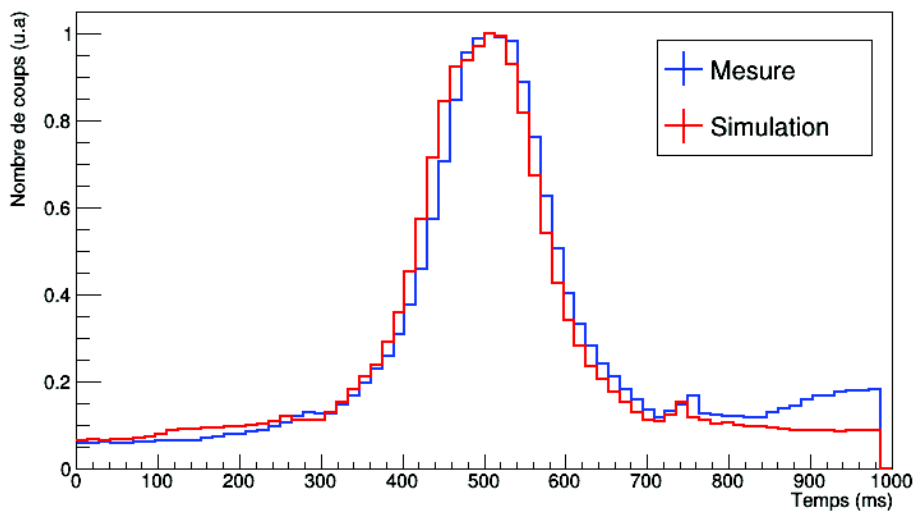


Figure 4.34: Signal mesuré et simulé de la fibre à 140 kV avec un filtre large et une fantôme corps

Validation d'un dosimètre temps réel basé sur fibre optique pour la tomодensitométrie X à l'aide de simulations Monte Carlo

Résumé

Ce travail porte sur la simulation d'examen scanner dans le but de valider une nouvelle méthode de mesure de dose au patient en temps réel basé sur une fibre optique scintillante. Dans un premier temps nous avons étudié la réponse en énergie de notre dosimètre, et montré qu'elle était proche de celle des chambres d'ionisation utilisées actuellement. Par la suite, un scanner a été modélisé avec succès et il a été observé que lors de l'examen, la dose au patient et la dose mesurée n'était pas impactée de la même manière par certains paramètres tels que la hauteur de la table, la position du patient, ou sa morphologie. Cependant en tenant compte de ceux-ci, il a été possible de déterminer la dose reçue par le patient durant un examen à l'aide de la mesure par fibre scintillante. Nous estimons que couplée à des simulations monte-carlo adaptées, cette mesure pourrait permettre une estimation précise de la dose délivrée aux organes à risques durant un examen.

Abstract

This work focuses on the simulation of CT exam, and aims to validate a new real-time patient dose measurement method that uses a scintillating optical fiber. First, we studied our dosimeter's energy response, and we showed that it was close to the response of the ion chambers currently used. Then, we successfully modeled a scanner, and found that during the exam, patient dose and measured dose were affected differently by parameters such as the table height, the patients positioning or the patients morphology. However, when accounting for such parameters, it was possible to compute the dose delivered to the patient during an exam using the scintillating fiber measurement. We consider that when coupled with monte-carlo simulations, this measurement could be used to estimate accurately the organ dose delivered during an exam.