

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'**Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire**,
dans l'école doctorale **534 Modélisation et Instrumentation en Physique,**
Énergies, Géosciences et Environnement

Soutenue le 10/10/2014

par

Cyril MOIGNIER

DOSIMÉTRIE DES FAISCEAUX DE PHOTONS DE PETITES DIMENSIONS UTILISÉS EN RADIOTHÉRAPIE STÉRÉOTAXIQUE

Détermination des données dosimétriques de base et
évaluation des systèmes de planification de traitement

Directeur de thèse : Libor MAKOVICKA

Encadrante : Christelle HUET

Composition du jury :

Pascal FRANCOIS

Physicien médical, HDR, CHU J. Bernard, Poitiers, Rapporteur

Loïc de CARLAN

Docteur en Physique, HDR, Institut CEA LIST, Saclay, Rapporteur

François BOCHUD

Professeur des Universités, Institut de Radiophysique Appliquée, Lausanne, Examineur

Elias KHAN

Professeur des Universités, Institut de Physique Nucléaire, Orsay, Examineur

Libor MAKOVICKA

Professeur des Universités, Université de Franche-Comté, Montbéliard, Directeur de thèse

Christelle HUET

Docteur en Physique, IRSN, Fontenay-aux-Roses, Encadrante

Victor BARRAUX

Physicien médical, Centre François Baclesse, Caen, Invité

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier monsieur Jean-François Bottollier-Depois, chef du Service de Dosimétrie Externe à l'IRSN pour m'avoir offert la possibilité de réaliser cette thèse, ainsi que madame Isabelle Clairand, chef du Laboratoire de Dosimétrie des Rayonnements Ionisant (LDRI) pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble des membres du jury. Tout d'abord, merci à monsieur Elias Khan pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse. Merci à messieurs Loïc de Carlan et Pascal François pour leur lecture attentive de ce manuscrit et leurs commentaires constructifs. Merci à messieurs Victor Barraux et François Bochud d'être venus de si loin pour assister à ma soutenance. Je tiens à remercier chaleureusement monsieur Libor Makovicka pour m'avoir suivi durant ces trois ans malgré la distance, pour ses conseils et sa gentillesse. Enfin, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à madame Christelle Huet pour m'avoir encadré tout au long de cette thèse.

Christelle, j'ai pris un immense plaisir à travailler avec toi toutes ces années. Nos discussions (parfois animées) et nos échanges vont me manquer, tu as toujours été disponible, à l'écoute et impliquée. Merci de m'avoir fait confiance et de m'avoir apporté ton aide constante, ton soutien indéfectible et tes précieux conseils. Je te suis extrêmement reconnaissant pour la contribution que tu as apportée à la qualité de ce travail. Tu as été une encadrante formidable dotée de grandes qualités humaines et je te dois beaucoup dans la réussite de ma reconversion professionnelle.

L'aboutissement de ces trois années de travaux est l'occasion pour moi de remercier également toutes les personnes que j'ai pu rencontrer à l'IRSN et avec qui j'ai apprécié partager du temps. Mes remerciements vont à l'ensemble des membres du LDRI : Antony, Carmen, Céline, Danielle, Élodie, François Q, François T, Jacques, Laurent, Marie-Anne, Marion, Marta, Nadège, Rima, Sylvain, Véronique, Yoann et aussi les stagiaires. Merci Jad pour la visite de ton beau pays qu'est le Liban. Mes remerciements ne s'arrêtent pas seulement aux personnes de mon laboratoire, je pense notamment aux membres du Laboratoire d'Évaluation de la Dose Interne, en particulier à Aurélie, Éric et David. Je remercie également les médecins du Centre François Baclesse, en particulier Victor, Cédric, Karine et Alain, pour m'avoir accueilli dans leur centre et pour leur implication lors des mesures au CyberKnife.

Mes pensées vont aussi à Morgane qui m'avait accueilli dans son bureau. Merci pour tes bons conseils et pour avoir lutté ensemble contre la malédiction qui nous touchait dans ce bureau. Merci également à Jimmy pour ton travail durant le stage, pour ta curiosité et ta sympathie.

Je souhaite également remercier mes amis qui ont eu un lien avec la thèse. Merci Camille, David, Jérémie et Amine, grâce à vous je me suis senti moins seul et aussi moins vieux en master 2 de physique médicale. Merci Alice, ce fut un plaisir de partager cette expérience de thèse en même temps que toi. Merci Binh pour ces échanges photographiques sur fond d'Afrique du sud. Et merci Caroline pour le voyage en Islande.

Un immense merci à mon ami Cyril, toujours présent quand on a besoin de lui, même quand il s'agit de m'apporter une ceinture moins d'une heure avant la soutenance orale. Je te remercie de m'avoir choisi comme témoin de mariage, même si j'ai dû revêtir la peau d'un véritable ours en Russie. Et également un immense merci à Tatiana, ton adorable femme.

Mes derniers remerciements et non des moindres vont à ma famille, Régis, Isabelle, Michael, Alexandra, Jérémie, Snoopy, pépère et mamie, à qui je dédie ce manuscrit et ce travail. Je finis par un remerciement très spécial à ma sœur avec qui j'ai eu tant d'échanges constructifs et de partages d'expériences de thèse durant ces quatre années de colocation.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

Chapitre 1 :

ÉTAT DE L'ART

1.	La radiothérapie « externe »	5
a.	Effets des rayonnements ionisants sur les tissus biologiques	5
b.	Les étapes de la planification du traitement.....	5
2.	La dosimétrie en radiothérapie externe	7
a.	Quelques grandeurs fondamentales en dosimétrie.....	7
i.	Fluence particulière et énergétique.....	8
ii.	Coefficient massique de transfert et d'absorption des photons	8
iii.	Pouvoir d'arrêt massique des électrons	9
iv.	Kerma et dose absorbée.....	10
v.	Équilibre électronique	11
b.	Données dosimétriques de base.....	14
i.	Débit de référence	14
ii.	Rapport tissu-fantôme.....	15
iii.	Facteur d'ouverture du collimateur	15
iv.	Rendement en profondeur	15
v.	Profils	16
c.	Fantômes et dosimètres utilisés en radiothérapie externe.....	16
i.	Fantômes utilisés en radiothérapie externe	16
ii.	Théories de la cavité.....	17
iii.	Dosimètres utilisés en radiothérapie externe pour la mesure des données de base et le contrôle qualité.....	18
3.	Algorithmes de calcul de dose implémentés dans les TPS	22
a.	Classification des algorithmes.....	22
b.	Algorithmes basés sur les « méthodes de corrections ».....	23
c.	Algorithmes basés sur des « modèles ».....	23
i.	Calcul de dose dans un milieu homogène	23
ii.	Prise en compte des hétérogénéités.....	25
d.	Algorithmes basés sur des « principes physiques ».....	26
i.	Algorithme Monte Carlo.....	26
ii.	Algorithme déterministe	27
e.	Comparaison des différents types d'algorithme	27
4.	La radiothérapie stéréotaxique	28
a.	Les mini-faisceaux : historique et définition.....	28
b.	Le système CyberKnife	29
i.	Description de l'accélérateur	29
ii.	Système de planification de traitement associé au CyberKnife	30
c.	Problèmes dosimétriques liés aux mini-faisceaux.....	30
i.	La variation du spectre en énergie du faisceau	30
ii.	La taille du faisceau.....	32
iii.	Le manque d'équilibre électronique latéral.....	35
d.	Dosimétrie des mini-faisceaux.....	36
i.	Nouveau formalisme IAEA.....	36
ii.	Mesures relatives de dose : pratiques et recommandations	39
5.	Travail de Thèse	40
a.	Programme de recherche mené à l'IRSN portant sur la dosimétrie des mini-faisceaux.....	40
b.	Objectifs du travail de thèse.....	41

Chapitre 2 :**DÉTERMINATION DE DONNÉES DOSIMÉTRIQUES DE BASE
POUR LES MINI-FAISCEAUX PAR SIMULATION NUMÉRIQUE**

1.	Introduction	45
2.	Matériels et méthodes	45
a.	Caractéristiques des détecteurs et dosimètres utilisés.....	45
b.	Mesures expérimentales.....	46
i.	Mesure du rapport d'ouverture du collimateur	46
ii.	Mesures additionnelles	48
c.	Simulation numérique à l'aide du code PENELOPE.....	49
i.	La méthode Monte Carlo.....	49
ii.	Présentation du code de calcul PENELOPE.....	49
iii.	Le transport des particules dans PENELOPE	51
iv.	Optimisation du temps de calcul et de l'incertitude statistique.....	53
d.	Modélisation d'un CyberKnife 800 UM/min et 1000 UM/min	55
i.	Description de la tête d'irradiation du CyberKnife.....	55
ii.	Implémentations et optimisations.....	56
iii.	Ajustement du modèle pour le CK800 et le CK1000	58
e.	Détermination des données de base et des facteurs correctifs à appliquer aux détecteurs ..61	
i.	Définition du facteur d'ouverture du collimateur	61
ii.	Détermination du facteur d'ouverture du collimateur	61
iii.	Réponse des détecteurs et détermination des facteurs correctifs.....	62
3.	Résultats et discussion	62
a.	Mesure des rapports d'ouverture du collimateur	62
b.	Modélisation du CK800 et du CK1000 : étude de l'influence des paramètres et ajustement du faisceau primaire d'électrons.....	65
i.	Étude de l'influence des paramètres et ajustement du faisceau primaire d'électrons pour le CK800	65
ii.	Ajustement du faisceau primaire d'électrons pour le CK1000.....	68
c.	Détermination des facteurs d'ouverture du collimateur pour le CK800 et le CK1000	72
d.	Réponse des détecteurs.....	73
e.	Détermination des facteurs correctifs à appliquer aux détecteurs	75
i.	Facteurs correctifs obtenus pour le CK800.....	75
ii.	Facteurs correctifs obtenus pour le CK1000	76
4.	Conclusion.....	79

Chapitre 3 :**ÉTUDE DE LA RÉPONSE DES DÉTECTEURS DANS LES MINI-FAISCEAUX**

1.	Introduction	83
2.	Matériels et méthodes	83
a.	Modélisation des détecteurs	83
b.	Influence des caractéristiques des détecteurs sur leur réponse.....	85
i.	Formalisme pour l'étude	85
ii.	Effets masse volumique et composition atomique	88
iii.	Effets matériau, volume et enrobage	88
iv.	Dimension de la puce en silicium d'une diode.....	89
3.	Résultats et discussion	90
a.	Comparaison des rapports d'ouverture du collimateur expérimentaux et calculés.....	90
b.	Quantification des effets masse volumique et composition atomique pour différents matériaux.....	91
c.	Quantification des effets volume, matériau et enrobage du matériau actif sur la réponse des détecteurs.....	94
i.	TLD micro-LiF.....	94
ii.	Diamant PTW 60003	95
iii.	Diodes (PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE)	95
iv.	Chambre PinPoint PTW 31014.....	96
d.	Effet de la taille de la puce de silicium sur la réponse des diodes	99
4.	Conclusion.....	99

Chapitre 4 :

DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOCOLE DE MESURE DE
DISTRIBUTION DE DOSE 2D POUR LES MINI-FAISCEAUX

1.	Introduction	105
2.	Matériels et méthodes	105
a.	Dosimétrie par films radiochromiques	105
i.	Principe de la dosimétrie par films et définitions	105
ii.	Établissement d'un protocole de mesure de distribution de dose associant les films EBT3 et le scanner V700.....	107
b.	Évaluation des incertitudes de mesure	110
i.	Rappels	110
ii.	Sources d'incertitude du protocole.....	112
iii.	Propagation des distributions sur le mesurande	114
c.	Étude des paramètres influençant la mesure de distribution de dose à l'aide d'un protocole associant les films radiochromiques EBT3 et le scanner V700	115
i.	Caractérisation de la réponse du scanner V700.....	116
ii.	Caractérisation des films EBT3.....	117
3.	Résultats et discussion	122
a.	Caractérisation de la réponse du scanner	122
i.	Stabilité de numérisation	122
ii.	Réponse surfacique du scanner.....	124
b.	Caractérisation de la réponse des films	125
i.	Réponse en dose.....	125
ii.	Influence du passage répété de la lampe du scanner et de la lumière ambiante sur les films EBT3.....	127
iii.	Étude de l'homogénéité des films EBT3 « 10 cm × 10 cm » non-irradiés.....	128
iv.	Étude de l'homogénéité des films EBT3 après irradiation.....	130
v.	Réponse angulaire	131
vi.	Réponse en fonction de l'énergie.....	131
c.	Protocole de mesure et incertitudes associées.....	132
i.	Protocole de mesure de distribution de dose à l'aide du dosimètre « 4 films ».....	132
ii.	Estimation de l'incertitude associée au protocole	133
iii.	Application du protocole pour la détermination des facteurs d'ouverture du collimateur en mini-faisceaux	134
4.	Conclusion.....	135

Chapitre 5 :

ÉVALUATION DES ALGORITHMES DU TPS MULTIPLAN

1.	Introduction	141
2.	Matériels et méthodes	141
a.	Démarche générale.....	141
b.	Fantôme EasyCube et films EBT3	142
i.	Description du fantôme EasyCube	142
ii.	Dosimètre « 4 films » EBT3	143
iii.	Configurations du fantôme	143
c.	Modélisations des plans de traitement.....	145
i.	Plans de traitement « simples ».....	145
ii.	Plans de traitement « réalistes »	147
iii.	Planification dans MultiPlan et irradiation du fantôme	147
iv.	Modélisation et simulation des plans avec le code MC PENELOPE	148
d.	Développement d'un programme d'analyse des données	152
i.	Méthodologie mise en œuvre	152
ii.	Outils de comparaison	155
3.	Résultats et discussion	158
a.	Validation du protocole de cartographie de dose dans l'EasyCube.....	158
i.	Plan de traitement « test » : détermination du coefficient de conversion.....	158
ii.	Plans de traitement « validations »	159
b.	Évaluation des algorithmes de calcul du TPS	161
i.	Calcul de dose en milieu homogène (plan « test »).....	161

ii.	Calcul de dose en milieu hétérogène.....	163
iii.	Cas réaliste d'une tumeur localisée dans le poumon	164
iv.	Cas réaliste d'une tumeur localisée à l'interface os-poumon	165
4.	Conclusion.....	167

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

RÉFÉRENCES

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Sigles et acronymes

2D	deux dimensions	MC	Monte Carlo
3D	trois dimensions	MD	matériau de détection
AAA	Analytical Anisotropic Algorithm	MLC	MultiLeaf Collimator (collimateur multi-lames)
AAPM	American Association of Physicists in Medicine	OAR	Off-Axis Ratio (profil latéral)
ADN	acide désoxyribonucléique	OD	Optical Density (densité optique)
AFSSAPS	Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé	OF	Output Factor (facteur d'ouverture du collimateur)
ANR	Agence Nationale de la Recherche	OR	Output Ratio (rapport d'ouverture du collimateur)
ASN	Autorité de Sûreté Nucléaire	PDD	Percentage Depth Dose (rendement en profondeur)
BC	bande de conduction	PENELOPE	PENetration and Energy LOss of Positons and Electrons
BV	bande de valence	PET	Positron Emission Tomography (tomographie par émission de positons)
CCC	Collapsed Cone Convolution	PMMA	polyméthacrylate de méthyle
CFB	Centre François Baclesse (Caen)	PSF	fichier d'espace des phases
CK1000	CyberKnife 1000 UM/min du CFB	PTV	Planning Target Volume (volume cible prévisionnel)
CK800	CyberKnife 800 UM/min du COL	PV	valeur de(s) pixel(s)
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives	R&D	recherche et développement
COL	Centre Oscar Lambret (Lille)	ROI	Region Of Interest (région d'intérêt)
CSDA	Continuous Slowing Down Approximation	SAR	Scatter-Air Ratio (rapport diffusé air)
CT	Computerized Tomography	SDD	Source-to-Detector Distance (distance source-détecteur)
DIADOMI	Dosimètre DIAMant pour la mesure de la DOse en MIni-faisceaux	SFPM	Société Française de Physique Médicale
DICOM	Digital Imaging and Communications in Medicine	SFRO	Société Française de Radiothérapie Oncologique
EE	équilibre électronique	SSD	Source-to-Surface Distance (distance source-surface)
EEL	équilibre électronique latéral	TAR	Tissue-to-Air Ratio (rapport tissu-air)
EET	équilibre électronique transitoire	TIFF	Tagged Image File Format
EPL	Equivalent Path Length	TMR	Tissue Maximum Ratio (rapport tissu-maximum)
FWHM	Full Width at Half Maximum	TPR	Tissue Phantom Ratio (rapport tissu-fantôme)
GT	groupe de travail	TPS	Treatment Planning System (système de planification de traitement)
IAEA	International Atomic Energy Agency	UM	unité moniteur
IMRT	Intensity-Modulated Radiation Therapy (radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité)	VA	volume actif
MRI	Magnetic Resonance Imaging (imagerie par résonance magnétique)		
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire		
LINAC	LINear particle ACcelerator		
LNHB	Laboratoire National Henri Becquerel		

Remarque : la virgule « , » des nombres décimaux est notée par un point « . » dans tout le manuscrit.

INTRODUCTION

La radiothérapie est une méthode de traitement des cancers qui utilise les rayonnements ionisants, afin de détruire les cellules tumorales. Elle intervient dans le traitement d'un cancer sur deux et participe à la guérison de 40% des cancers. Chaque année en France, environ 200 000 personnes sont traitées par radiothérapie. Les récentes évolutions des techniques de radiothérapie externe, telles que la radiothérapie assistée par ordinateur avec la « révolution du numérique » (informatique, imagerie scanner), la robotisation des appareils et les systèmes de collimation, ont permis d'optimiser en trois dimensions les volumes d'irradiation, permettant ainsi une meilleure conformation à la tumeur et une diminution de la dose reçue par les organes à risques. La radiothérapie stéréotaxique, technique basée sur la convergence de faisceaux de photons de petites dimensions, appelées « mini-faisceaux », obtenue par collimation, est un exemple de technique ayant profité de ces récentes évolutions. L'utilisation de ces mini-faisceaux permet une conformation aux tumeurs de petites tailles, difficiles voire impossibles à traiter par les techniques classiques de radiothérapie, et ainsi de traiter de façon non invasive des tumeurs malignes situées dans ou à proximité d'organes critiques (cerveau, moelle épinière, poumons, etc.).

Avant tout traitement de radiothérapie, il est nécessaire de réaliser une planification de traitement. Celle-ci consiste à déterminer, pour un patient, le nombre, l'orientation, le type et les caractéristiques des faisceaux utilisés pour délivrer une dose dans un volume cible déterminé par le radiothérapeute tout en minimisant la dose aux organes à risque. La planification du traitement se fait au travers de logiciels dédiés, nommés communément TPS pour « Treatment Planning System ». Les TPS nécessitent d'être paramétrés à l'aide d'un certain nombre de données dosimétriques de base obtenues à l'aide de mesures réalisées sur l'appareil de radiothérapie. Ensuite, les données dosimétriques de base sont utilisées par le TPS, en combinaison des algorithmes implémentés dans celui-ci, afin de déterminer la distribution de la dose à l'intérieur du patient selon le traitement planifié.

Les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique sont caractérisés par de forts gradients de dose et un manque d'équilibre électronique latéral ; les techniques et protocoles de dosimétrie actuels ne sont pas tout-à-fait adaptés pour réaliser la dosimétrie de ce type de faisceaux. D'une part, les données de base nécessaires au paramétrage du TPS, notamment les facteurs d'ouverture du collimateur (OF), peuvent présenter une dispersion allant jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents lors de mesures avec différents détecteurs [Verhaegen et al., 1998] [Das et al., 2000] [Cheng et al., 2007] [Das et al., 2008]. D'autre part, la plupart des algorithmes de calculs implémentés dans les TPS ne permettent pas de modéliser correctement les phénomènes physiques propres aux faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique [Wilcox et al., 2008] [Ma et al., 2008].

Entre 2006 et 2007, à l'hôpital Rangueil de Toulouse, un mauvais choix de détecteur pour la mesure des OF sur une machine de radiothérapie stéréotaxique a conduit au surdosage (150%) de 145 patients, entraînant des séquelles considérables, avec des taux d'incapacité atteignant 60% [Rapport IRSN DRPH/2007-04]. Suite à cet accident, l'ASN et l'Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé ont conjointement saisi l'IRSN afin d'établir un protocole national d'étalonnage des très petits faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique. Dans ce cadre, un groupe de travail (GT) a été constitué. Une des conclusions de ce GT [Rapport IRSN DRPH/SER n°2008-18] était, qu'en l'état actuel (pas de références métrologiques, absence de consensus sur le détecteur à utiliser), l'établissement d'un protocole national d'étalonnage des mini-faisceaux n'était pas possible et recommandait la mise en œuvre, en France, de programmes de R&D sur la dosimétrie des mini-faisceaux.

Au niveau international, l'IAEA (International Atomic Energy Agency) en collaboration avec l'AAPM (American Association of Physicists in Medicine) a mis en place un groupe de travail intitulé

« Dosimetry code of practice for small fields and novel beams » pour l'élaboration d'un protocole international pour la dosimétrie des mini-faisceaux et des faisceaux dits « nouveaux ». Ce groupe a proposé un nouveau formalisme en 2008 pour la détermination des OF [Alfonso et al., 2008].

Dans ce contexte, l'IRSN a initié en 2009 un programme de recherche sur les mini-faisceaux, visant à caractériser et mettre en œuvre des techniques dosimétriques adaptées et à définir les méthodologies nécessaires à une mesure fiable, exacte, précise et reproductible de la dose dans les mini-faisceaux de photons utilisés en radiothérapie. Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du programme de recherche sur la dosimétrie des mini-faisceaux de l'IRSN. L'objectif de la thèse est de permettre une meilleure évaluation de la dose délivrée aux patients traités par radiothérapie stéréotaxique. La thèse s'est articulée autour de deux **axes principaux**, liés à l'étape du calcul de dose réalisé par le TPS, à savoir **la détermination des données dosimétriques de base dans les mini-faisceaux** (chapitres 2 et 3) et **l'évaluation des algorithmes de calcul implémentés dans les TPS utilisés en radiothérapie stéréotaxique** (chapitres 4 et 5).

Le **premier chapitre** de ce manuscrit présente la problématique. Il comporte deux grandes parties permettant de poser le contexte de l'étude. Dans une première partie, les grandeurs physiques utilisées pour la dosimétrie en radiothérapie externe et les données dosimétriques de base nécessaires à l'étalonnage des TPS sont rappelées. Le principe des algorithmes de calcul de dose implémentés dans les TPS sont également présentés. La seconde partie est consacrée à la présentation des problèmes dosimétriques liés aux mini-faisceaux et du nouveau formalisme de l'IAEA [Alfonso et al., 2008] concernant la détermination des facteurs d'ouverture du collimateur.

Le **second chapitre** est consacré à la détermination, par simulation Monte Carlo, des données de base dans les mini-faisceaux. Le développement des modèles numériques, à l'aide du code de calcul Monte Carlo PENELOPE, de deux appareils de radiothérapie délivrant des mini-faisceaux de type CyberKnife est présenté. Ensuite, les données de base obtenues par simulation numérique sont comparées à celles mesurées à l'aide de différents détecteurs, une étude qualitative de la réponse des détecteurs est réalisée et enfin les deux jeux de facteurs correctifs, tels que définis dans le nouveau formalisme [Alfonso et al., 2008], obtenus pour les deux installations étudiées dans ce travail sont analysés et discutés.

Le **troisième chapitre** prolonge l'étude réalisée dans le second chapitre, afin de mieux comprendre les phénomènes physiques propres aux mini-faisceaux et impliqués dans la réponse des détecteurs lors de la détermination des facteurs d'ouverture du collimateur. Pour cela, six détecteurs ont été modélisés et une méthodologie est proposée et appliquée afin de quantifier l'importance des effets volume, composition atomique, masse volumique et enrobage du matériau de détection, intervenant sur la réponse des détecteurs en mini-faisceaux.

Le **quatrième chapitre** est dédié au développement d'un protocole de mesure de distribution de dose en deux dimensions (2D) pour les mini-faisceaux, à l'aide de films radiochromiques et à l'évaluation de l'incertitude de mesure liée au protocole. Pour cela, les différents éléments de la chaîne de mesure ont été étudiés, à savoir, les films eux-mêmes et le scanner utilisé pour la numérisation des films afin de proposer un protocole minimisant les différentes sources d'incertitude sur la mesure 2D de la dose.

Le **cinquième chapitre** est consacré à l'évaluation des algorithmes de calcul implémentés dans le TPS MultiPlan associé au système CyberKnife. Tout d'abord, les méthodes et les outils développés pour permettre l'évaluation des deux algorithmes implémentés dans le TPS MultiPlan sont présentés. La seconde partie est consacrée à la validation du protocole de mesure des distributions de dose 2D, présenté dans le chapitre 4, dans les zones présentant de fortes hétérogénéités et en présence d'un manque d'équilibre électronique latéral. Pour cela, les distributions de dose obtenues expérimentalement pour différents plans de traitement sont comparées aux distributions de dose calculées à l'aide du modèle numérique Monte Carlo du CyberKnife développé dans le chapitre 2. Enfin, les distributions de dose obtenues avec les deux algorithmes du TPS MultiPlan pour des plans de traitement réalistes sont comparées à celles mesurées.

Chapitre 1

ÉTAT DE L'ART

Sommaire

1.	La radiothérapie « externe »	5
a.	Effets des rayonnements ionisants sur les tissus biologiques.....	5
b.	Les étapes de la planification du traitement	5
2.	La dosimétrie en radiothérapie externe	7
a.	Quelques grandeurs fondamentales en dosimétrie	7
i.	Fluence particulaire et énergétique	8
ii.	Coefficient massique de transfert et d'absorption des photons.....	8
iii.	Pouvoir d'arrêt massique des électrons.....	9
iv.	Kerma et dose absorbée	10
v.	Équilibre électronique.....	11
b.	Données dosimétriques de base	14
i.	Débit de référence.....	14
ii.	Rapport tissu-fantôme	15
iii.	Facteur d'ouverture du collimateur	15
iv.	Rendement en profondeur.....	15
v.	Profils.....	16
c.	Fantômes et dosimètres utilisés en radiothérapie externe	16
i.	Fantômes utilisés en radiothérapie externe.....	16
ii.	Théories de la cavité	17
iii.	Dosimètres utilisés en radiothérapie externe pour la mesure des données de base et le contrôle qualité.....	18
3.	Algorithmes de calcul de dose implémentés dans les TPS	22
a.	Classification des algorithmes	22
b.	Algorithmes basés sur les « méthodes de corrections ».....	23
c.	Algorithmes basés sur des « modèles »	23
i.	Calcul de dose dans un milieu homogène.....	23
ii.	Prise en compte des hétérogénéités	25
d.	Algorithmes basés sur des « principes physiques »	26
i.	Algorithme Monte Carlo	26
ii.	Algorithme déterministe.....	27
e.	Comparaison des différents types d'algorithme.....	27
4.	La radiothérapie stéréotaxique	28
a.	Les mini-faisceaux : historique et définition	28
b.	Le système CyberKnife.....	29
i.	Description de l'accélérateur	29
ii.	Système de planification de traitement associé au CyberKnife	30
c.	Problèmes dosimétriques liés aux mini-faisceaux.....	30
i.	La variation du spectre en énergie du faisceau.....	30
ii.	La taille du faisceau	32
iii.	Le manque d'équilibre électronique latéral	35
d.	Dosimétrie des mini-faisceaux.....	36
i.	Nouveau formalisme IAEA	36
ii.	Mesures relatives de dose : pratiques et recommandations.....	39
5.	Travail de Thèse	40
a.	Programme de recherche mené à l'IRSN portant sur la dosimétrie des mini-faisceaux.....	40
b.	Objectifs du travail de thèse.....	41

1. LA RADIOTHÉRAPIE « EXTERNE »

a. Effets des rayonnements ionisants sur les tissus biologiques

On définit les rayonnements ionisants comme des rayonnements capables de déposer suffisamment d'énergie dans la matière qu'ils traversent pour créer une ionisation, c'est-à-dire l'arrachement d'un électron du cortège électronique lorsque l'énergie transférée est supérieure à l'énergie de liaison.

On peut classer les rayonnements ionisants en deux catégories : ceux directement ionisants constitués de particules chargées électriquement (protons, deutons, ions lourds, électrons...) et ceux indirectement ionisants constitués de particules non chargées (neutrons, photons ...).

L'effet biologique final des rayonnements ionisants sur les tissus vivants résulte d'une succession d'évènements physiques et de transformations chimiques qui sont initiés par les phénomènes d'ionisation. Les molécules biologiques peuvent être directement altérées ou détruites par le rayonnement ionisant lorsque leur cortège électronique est directement affecté par celui-ci ou lorsqu'elles interagissent avec les radicaux libres engendrés majoritairement par la radiolyse de l'eau. L'organisme humain étant constitué d'environ 70% d'eau, les rayonnements vont provoquer la radiolyse de nombreuses molécules d'eau. Les radicaux libres engendrés en cascade par la radiolyse de l'eau sont de puissants oxydant-réducteurs capables d'attaquer les molécules du milieu cellulaire tel que l'ADN. Or l'altération de l'ADN peut provoquer la mort de la cellule. Le nombre de cassures d'ADN, et donc la probabilité de tuer la cellule, augmente avec l'énergie absorbée par le milieu. Les molécules d'ADN jouent un rôle important dans la cellule car ce sont elles qui interviennent dans le transfert de l'information génétique aux cellules filles lors de la duplication de la cellule, et ce sont elles aussi qui vont intervenir pour la synthèse des protéines via les ARN.

La radiothérapie consiste à utiliser ces rayonnements ionisants sur les tumeurs afin de détruire les cellules cancéreuses en bloquant leur capacité à se multiplier tout en épargnant les tissus sains périphériques. Dans le cas de la radiothérapie externe, la source du rayonnement ionisant est localisée à l'extérieur du patient, contrairement à la curiethérapie (la source radioactive scellée est placée dans le patient, à l'intérieur ou à proximité de la tumeur) et à la radiothérapie interne vectorisée (la source radioactive non scellée est injectée au patient et va se fixer sur les cellules cibles).

Les « bombes au Cobalt » autrefois largement utilisées pour la radiothérapie externe, ont pratiquement disparu pour laisser place aux accélérateurs linéaires d'électrons (LINAC) produisant soit des faisceaux de rayons X ou d'électrons.

b. Les étapes de la planification du traitement

Avant d'irradier les tissus cancéreux d'un patient, il est nécessaire de déterminer le nombre, l'orientation, le type et les caractéristiques des faisceaux utilisés pour délivrer une dose au patient permettant de contrôler ou réduire la tumeur cancéreuse. La procédure mise en œuvre à cette fin s'appelle la **planification du traitement**. La plupart du temps la planification du traitement est réalisée avec l'assistance d'un système informatique de planification de traitement (l'acronyme anglais TPS pour « Treatment Planning System » étant passé dans le langage courant en français pour désigner ce type de système, il sera utilisé dans l'ensemble de ce document) qui permet au médecin, au radiophysicien ou au dosimétriste de définir le volume cible, de déterminer la forme et la direction des faisceaux, de calculer et évaluer la distribution de dose associée, etc. Le TPS est un système constitué de l'ensemble des logiciels et matériels informatiques dédiés à cette tâche. D'autres informations sont également incorporées dans le processus de planification : par exemple les images acquises à l'aide d'un tomодensitomètre (ou scanner CT) sont utilisées par le TPS pour recréer un modèle anatomique du patient ou encore des « données dosimétriques » mesurées dans une cuve d'eau afin d'étalonner la machine. La [Figure 1.1](#) représente de

manière schématique la place centrale que va avoir le TPS dans le processus global lié au traitement du patient en radiothérapie externe. On peut résumer le processus lié à la planification du traitement en six étapes principales [AAPM TG-53, 1998] :

- Positionnement du patient et repérage de la tumeur : immobilisation (système de contention) et/ou mise en place d'un système de repérage (repères fiduciaires) permettant de cibler au mieux la tumeur dans l'espace et dans le temps lors du traitement.
- Acquisition des images diagnostiques : acquisition et transfert des images du scanner CT sur le TPS. Les images peuvent également provenir d'autres modalités d'imagerie (MRI, PET) et être recalées sur le scanner CT de référence du patient (réalisé avec le patient en position de traitement).
- Définitions anatomiques :
 - o définition et délimitation des surfaces/contours correspondant aux tissus sains et aux organes à risques,
 - o définition du volume tumoral à l'aide des différentes modalités d'imagerie et définition d'un volume cible plus large pour tenir compte des mouvements du patient, du repositionnement à chaque séance et des incertitudes liées au contourage,
 - o calcul des densités électroniques à partir des images scanners CT (étalonnage préalable du scanner permettant une relation entre le coefficient d'atténuation du milieu et sa densité électronique).
- Définition des faisceaux d'irradiation : détermination de l'énergie, de la taille, de la forme, du nombre, de l'incidence des faisceaux ou des modificateurs de faisceaux à utiliser afin d'obtenir la meilleure conformation de la tumeur.
- **Calculs de dose** : sélection de l'algorithme de calcul de dose, de la grille de calcul, etc. et réalisation du calcul de distribution de dose après avoir défini la dose à prescrire à la tumeur et les doses à ne pas dépasser pour les structures à risques.
- Évaluation du plan de traitement : analyse visuelle des distributions de dose 2D ou 3D et des distributions de dose dans les structures à l'aide des « histogrammes dose-volumes ». Optimisation du plan de traitement et retour à l'étape précédente jusqu'à ce que le plan de traitement réponde aux objectifs cliniques.
- Implémentation du plan de traitement : vérification et validation du plan de traitement par le physicien et le médecin. Transfert du plan de traitement vers le système d'enregistrement et de vérification. Importation du plan de traitement sur l'appareil de traitement afin de réaliser les différentes séances de traitement du patient.

Le TPS occupe une place centrale pour ce qui va être de la dose délivrée au patient et fait donc l'objet de contrôle qualité périodique afin de s'assurer de la justesse et de la précision avec laquelle la dose est délivrée. Pour chaque appareil de radiothérapie et pour chaque énergie, le TPS nécessite d'être « étalonné », cela se fait grâce à l'acquisition de données dosimétriques de base mesurées sur l'appareil. Les différentes étapes du processus de planification présenté précédemment sont associées chacune à une certaine incertitude. Les objectifs de précision avec les techniques actuelles et futures sont indiqués dans le [Tableau 1.1](#). Pour ne parler que de l'étape du calcul de dose par le TPS, les sources d'incertitudes peuvent avoir différentes origines comme celles liées à **l'exactitude des données dosimétriques de base mesurées pour l'étalonnage de la machine et à la qualité des algorithmes de calcul implémentés dans les TPS.**

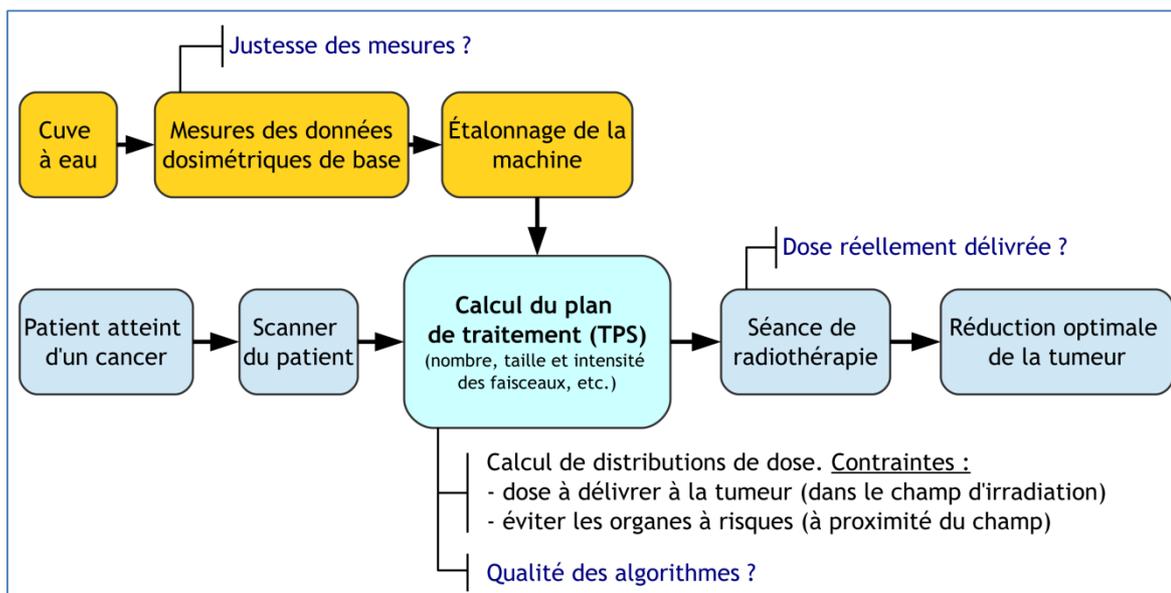


Figure 1.1 : Étapes liées au traitement d’un patient en radiothérapie.

Tableau 1.1 : Précision à atteindre (1σ) sur la détermination de la dose finale délivrée au patient en radiothérapie externe pour des faisceaux de photons MV pour les techniques actuelles et futures [AAPM TG-65, 2004].

Source of Uncertainties	Uncertainty at Present (%)	Uncertainty in Future (%)
Dose at the calibration point in water	2.5	1.0
Additional uncertainty for other points	0.6	0.3
Beam Monitor stability	1.0	0.5
Beam flatness	1.5	0.5
Patient data	1.5	1.0
Patient set up and organ motion	2.5	2.0
Overall (excluding dose calculation)	4.3	2.5
<i>Dose calculation algorithm (multiple levels)</i>	1.0 / 2.0 / 3.0 / 5.0	1.0 / 2.0 / 3.0
TOTAL	4.4 / 4.7 / 5.2 / 6.6	2.7 / 3.2 / 3.9

2. LA DOSIMÉTRIE EN RADIOTHÉRAPIE EXTERNE

a. Quelques grandeurs fondamentales en dosimétrie

Les rayonnements ionisants et leurs effets peuvent être décrits à l’aide de différentes grandeurs telles que la fluence, l’exposition, le kerma et la dose absorbée [ICRU, 1976] [Attix, 1986] [Podgorsak et al., 2005] [Nahum et al., 2007]. Ces grandeurs peuvent être séparées en 3 catégories :

- Celles qui sont utilisées pour décrire la source des rayonnements, comme par exemple l’activité de la source. Elles sont utiles, par exemple, dans les domaines où des radio-isotopes interviennent.
- Celles qui décrivent le faisceau et les particules qui le composent, comme par exemple la fluence. Elles sont utiles notamment en imagerie radiologique où la variation de la fluence d’un faisceau de photons, après traversée du patient, donne une information sur le milieu.
- Celles qui mesurent les effets du rayonnement ionisant dans la matière, comme par exemple l’exposition et la dose absorbée. Ces grandeurs sont particulièrement utiles en radiothérapie.

La relation entre ces grandeurs n’est généralement pas simple. Nous allons ici définir quelques grandeurs utilisées en dosimétrie des rayonnements ionisants. Il ne s’agit pas d’être exhaustif mais de

donner les notions de base nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques dans les faisceaux de photons de petites dimensions.

i. Fluence particulaire et énergétique

La fluence Φ d'un faisceau de particule en un point P est le nombre de particules dN traversant une sphère de centre P et de section surfacique da . Cette grandeur se calcule selon l'équation (1.1) et s'exprime en *nombre de particules*. m^{-2} . L'utilisation ici d'une sphère dans la définition permet de ne pas tenir compte de l'angle d'incidence des particules au point P.

$$\phi = \frac{dN}{da} \quad (1.1)$$

La fluence en énergie ψ d'un faisceau de particule en un point P est l'énergie totale dE transportée par les dN particules à travers la sphère précédente. Elle se calcule donc selon l'équation (1.2) et s'exprime en $J.m^{-2}$.

$$\psi = \frac{dE}{da} \quad (1.2)$$

Dans le cas des faisceaux poly-énergétiques il est préférable d'utiliser la fluence différentielle Φ_E . Elle se calcule selon (1.3) et s'exprime en *nombre de particules*. $J^{-1}.m^{-2}$, où $d\Phi$ est la fluence des particules avec une énergie comprise entre E et $E+dE$. Il en est de même pour la fluence énergétique différentielle ψ_E .

$$\Phi_E = \frac{d\phi}{dE} \quad (1.3)$$

Par souci de simplicité, on restera avec la notation « mono-énergétique » par la suite. Par exemple, la relation entre la fluence et la fluence énergétique s'écrira (1.4).

$$\psi = E. \phi \quad (1.4)$$

ii. Coefficient massique de transfert et d'absorption des photons

Le nombre n d'interactions pour un faisceau de photons de fluence Φ pénétrant un volume élémentaire ayant ρ_{diff} centres diffuseurs de section efficace σ est donné par l'équation (1.5). ρ_{diff} et σ s'expriment en *nombre de diffuseurs*. m^{-3} et en m^2 respectivement. Les centres diffuseurs considérés dans la matière avec les rayonnements ionisants sont les atomes, ce qui permet d'écrire ρ_{diff} en fonction de la masse volumique ρ (*nombre d'atomes*. m^{-3}) connaissant le numéro de masse atomique A du matériau et le nombre d'Avogadro N_A .

$$n = \rho_{diff} \cdot \sigma \cdot \Phi = \frac{N_A}{A} \rho \cdot \sigma \cdot \Phi \quad (1.5)$$

La perte de fluence $d\Phi$ des photons sur une longueur dz est donnée par (1.6) où μ est la fraction de photons perdus par unité de longueur (1.7).

$$d\Phi = \mu \cdot \Phi \cdot dz \quad (1.6)$$

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

Lorsque qu'un faisceau de photons (particules non chargées) d'énergie E interagit avec le volume élémentaire, il perd seulement une partie de son énergie notée dE_{tr} qui est transmise aux particules chargées sous forme d'énergie cinétique. Ainsi la fraction de l'énergie totale des photons qui est transmise par unité de longueur sera μ_{tr} (1.8) et s'exprime en m^{-1} . On appelle coefficient massique de transfert le rapport entre μ_{tr} et la masse volumique ρ (1.9).

$$\mu_{tr} = \mu \frac{dE_{tr}}{E} \quad (1.8)$$

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\mu}{\rho} \frac{dE_{tr}}{E} \quad (1.9)$$

La fraction dE_{tr}/E est très proche de 1 pour l'interaction photoélectrique puisque l'énergie totale du photon est transférée à l'électron éjecté (énergie de liaison de l'électron avec le noyau en moins) alors que pour l'interaction Compton cette fraction est toujours inférieure à 1 car le photon garde une partie de son énergie et est diffusé. De plus, seulement une fraction de cette énergie sera absorbée localement par le milieu. On note g la fraction moyenne de l'énergie transférée aux particules chargées qui n'est pas déposée par collisions avec les électrons du milieu (mais qui est perdue principalement à cause de la production de photons due au Bremsstrahlung des électrons secondaires et aussi par annihilation des positons), c'est-à-dire l'énergie qui est perdue par rayonnement. La fraction de l'énergie totale absorbée est alors représentée par le coefficient massique d'absorption μ_{ab}/ρ calculé selon l'équation (1.10) et qui s'exprime en $m^2.kg^{-1}$.

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (1.10)$$

iii. Pouvoir d'arrêt massique des électrons

La perte d'énergie d'un électron (plus généralement des particules chargées) traversant une distance dl d'un matériau de masse volumique ρ est quantifiée par son pouvoir d'arrêt linéique (non restreint) S que l'on exprime le plus souvent par le pouvoir d'arrêt massique (c'est-à-dire le pouvoir d'arrêt rapporté à la masse volumique) calculé selon l'équation (1.11) et qui s'exprime en $J.m^2.kg^{-1}$. On utilise parfois le terme 'pouvoir de ralentissement' à la place du terme 'pouvoir d'arrêt'.

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{|dE|}{dl} \quad (1.11)$$

Le pouvoir d'arrêt massique (non restreint) précédent peut être exprimé comme la somme de trois composantes indépendantes (1.12), à savoir :

- le pouvoir d'arrêt massique par collision S_{col}/ρ (dû aux collisions avec les électrons du milieu),
- le pouvoir d'arrêt radiatif S_{rad}/ρ (dû au rayonnement par Bremsstrahlung à cause du ralentissement des électrons par le champ électrique du noyau ou du cortège électronique de l'atome),
- le pouvoir d'arrêt massique « nucléaire » S_{nuc}/ρ (dû aux collisions élastiques des électrons avec les atomes, une énergie de recul est alors transférée à l'atome). En dosimétrie, c'est l'énergie transférée au cortège électronique des atomes du milieu qui compte, autrement dit le pouvoir d'arrêt massique par collision, car c'est cette énergie qui va être responsable du nombre d'ionisations et donc des effets biologiques.

$$\frac{S}{\rho} = \frac{S_{col}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho} + \frac{S_{nuc}}{\rho} \quad (1.12)$$

Le pouvoir d'arrêt linéique restreint (ou transfert d'énergie linéique) (1.13) est défini comme l'énergie dE_{Δ} perdue par les électrons traversant le milieu à cause des collisions électroniques avec le milieu moins la somme des énergies cinétiques de tous les électrons secondaires ayant une énergie dépassant Δ , sur une distance dl :

$$L_{\Delta} = \frac{dE_{\Delta}}{dl} \quad (1.13)$$

La distance R_{CSDA} parcourue dans la matière par un électron d'énergie E_0 dans l'hypothèse du ralentissement continu (CSDA) se calcule en intégrant le pouvoir d'arrêt linéique selon (1.14). Dans la littérature cette grandeur est généralement rapportée à la masse volumique du milieu. Ici, elle est donnée volontairement en unité de longueur. Le calcul pour un électron de 7 MeV dans l'air et dans l'eau donne respectivement 3.05×10^3 cm et 3.55 cm.

$$R_{CSDA} = \int_0^{E_0} S^{-1} dE \quad (1.14)$$

iv. Kerma et dose absorbée

On va maintenant s'intéresser à l'énergie transférée localement et absorbée par le cortège électronique des atomes de la matière pour un volume élémentaire de masse dm au point P . Pour cela, on introduit une unité dérivée du système international appelée gray (Gy) correspondant à une énergie de 1J ($\sim 6.24 \times 10^{18}$ eV) par kilogramme de matière.

Le kerma (Kinetic Energy Released per unit Mass) K est une grandeur dosimétrique qui ne s'applique qu'aux particules primaires « indirectement » ionisantes, comme c'est le cas pour les faisceaux de photons. Le kerma au point P est défini comme l'énergie dE_{tr} transférée par les photons aux électrons secondaires créés dans le volume élémentaire, rapporté à la masse dm . Il se calcule donc selon l'équation (1.15) et s'exprime en gray.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} = \psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (1.15)$$

Comme nous l'avons vu lors de la définition du coefficient massique d'absorption, seule une partie de l'énergie transférée aux électrons secondaires va interagir par collision avec les électrons des atomes du milieu, le reste étant principalement « perdu » par rayonnement de freinage. On définit alors le kerma de collision K_{col} et le kerma radiatif K_{rad} comme étant la partie du kerma utilisée par les électrons secondaires lors des collisions avec le cortège électronique des atomes du milieu et celle utilisée dans le rayonnement de freinage respectivement (1.16). La Figure 1.2 a) représente l'énergie cinétique impliquée dans le kerma de collision dans le volume élémentaire de masse dm .

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (1.16)$$

On peut exprimer le kerma de collision à l'aide du coefficient massique d'absorption selon (1.17).

$$K_{col} = \psi \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right) \quad (1.17)$$

La dose absorbée D est une grandeur dosimétrique qui s'applique à tout type de faisceaux contrairement au kerma. La dose au point P est définie comme l'énergie absorbée dE_a par la matière dans le volume élémentaire divisée par la masse dm (1.18) et s'exprime en Gray. La Figure 1.2 b) représente l'énergie absorbée par le volume élémentaire de masse dm .

$$D = \frac{dE_a}{dm} \quad (1.18)$$

L'énergie absorbée dE_a peut s'exprimer à l'aide des énergies des particules entrant et sortant du volume élémentaire dV (1.19) en faisant la distinction entre les particules chargées et les particules non chargées, ce qui explicitement s'écrit selon (1.20) pour l'exemple donné sur la Figure 1.2.

$$dE_a = dE(\gamma_{entrant}) - dE(\gamma_{sortant}) + dE(e^-_{entrant}) - dE(e^-_{sortant}) \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} dE_a &= hv - hv' - hv'' + T_1 - T_1' - T_0' \\ &= T_0 - T_0' + T_1 - T_1' - hv'' \end{aligned} \quad (1.20)$$

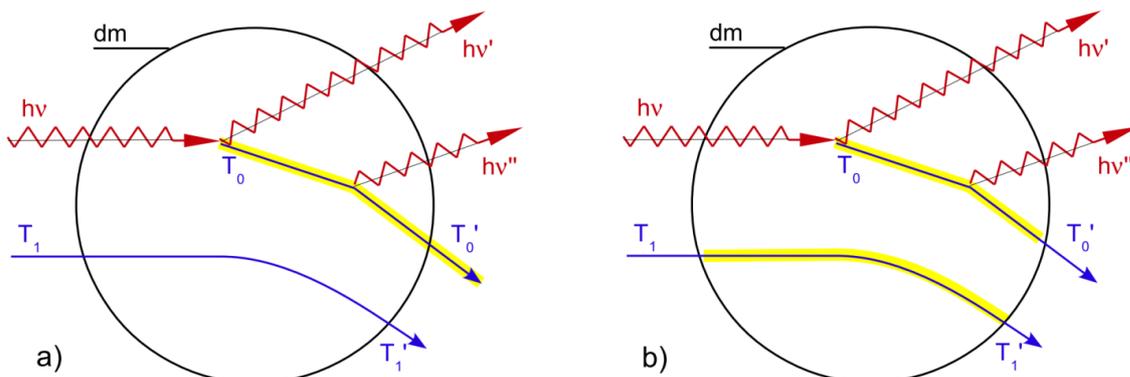


Figure 1.2 : Représentation en jaune de l'énergie cinétique impliquée dans la définition du kerma de collision (a) et de l'énergie absorbée impliquée dans la définition de la dose absorbée (b).

Pour un faisceau d'électrons, la dose absorbée peut se calculer directement (1.21) à l'aide de la fluence des particules Φ et du pouvoir d'arrêt massique des électrons dû aux collisions, à deux conditions :

- Le rayonnement radiatif (Bremsstrahlung) échappe le volume d'intérêt,
- Les électrons secondaires sont absorbés localement (ou équilibre électronique des électrons secondaires).

$$D = \Phi \left(\frac{S_{col}}{\rho} \right) \quad (1.21)$$

v. Équilibre électronique

On dit que la condition d'équilibre électronique (EE ou CPE) est atteinte dans le volume élémentaire centré en P, lorsque l'énergie transportée par les particules chargées entrant dans le volume élémentaire est égale à l'énergie transportée par les particules chargées sortant du volume, ce qui se traduit mathématiquement par la relation (1.22) dans le cas des électrons.

$$dE(e^- \text{ entrant}) = dE(e^- \text{ sortant}) \quad (1.22)$$

En reprenant l'exemple de la Figure 1.2, l'expression de l'énergie absorbée (1.20) se simplifie en (1.21) puisque T_1 est alors égale à $T_1' + T_0'$. On reconnaît alors l'énergie cinétique du kerma de collision.

$$dE_a = T_0 - h\nu'' \quad (1.23)$$

Ainsi lorsque l'EE est atteint, la dose absorbée par le milieu est égale au kerma de collision (1.24). On introduit parfois un facteur β tel que $D = \beta \cdot K_{col}$ pour tenir compte de la non égalité hors EE.

$$D = K_{col} = \psi \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right) \quad (1.24)$$

Il est possible de séparer l'EE en deux composantes que sont l'équilibre électronique longitudinal et l'équilibre électronique latéral (EEL).

❖ Équilibre électronique longitudinal :

En pratique, la condition d'équilibre électronique n'est pas simple à obtenir. Dans le cas d'un faisceau de photons de haute énergie large, si on néglige l'atténuation des photons dans le milieu homogène et la divergence du faisceau alors le kerma de collision ne varie pas avec la profondeur (Figure 1.3 a). Par contre la dose à l'entrée ($z = 0$) va augmenter jusqu'à atteindre un maximum à la profondeur z_{max} égale à la profondeur de pénétration des électrons secondaires dans le milieu. La zone entre 0 et z_{max} est appelée zone de build-up : c'est une zone de mise en équilibre électronique où la dose est inférieure au kerma de collision. Au-delà de z_{max} , l'EE est atteint, la dose absorbée est égale au kerma de collision et l'équation (1.24) peut s'appliquer.

En réalité l'EE n'est pas facile à obtenir au sens strict, le faisceau de photons subissant inévitablement une atténuation avec la profondeur du milieu traversé : on parle alors d'équilibre électronique transitoire (EET ou TCPE) ou de quasi-équilibre électronique (Figure 1.3 b). La dose à une profondeur z supérieure à z_{max} est ainsi légèrement supérieure au kerma de collision. Par exemple pour un faisceau de Cobalt-60, elle est supérieure de 0.5%.

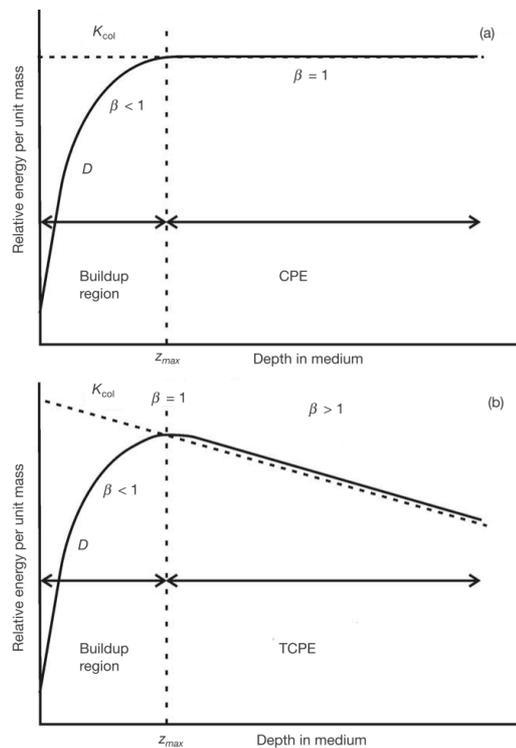


Figure 1.3 : Kerma de collision et dose absorbée sur l'axe du faisceau en fonction de la profondeur dans un milieu homogène irradié par un faisceau large de haute énergie. (a) cas hypothétique sans atténuation de la fluence. (b) cas réaliste [Podgorsak et al., 2005].

❖ Équilibre électronique latéral (EEL) :

Ce dernier est dû à la diffusion latérale des électrons qui n'est pas compensée en bordure de champ. L'EEL fait donc défaut, d'une part, en bordure de champ des faisceaux larges et, d'autre part, lorsque la taille de champ du faisceau diminue (c'est d'ailleurs le problème majeur lorsque l'on souhaite faire la dosimétrie des faisceaux de petite dimensions). L'EEL concerne le parcours latéral des électrons secondaires dans la matière qu'on notera R_m et qui doit être comparé au rayon R_f du faisceau. La Figure 1.4 présente de manière didactique la notion d'EEL. Pour le faisceau large ($R_f > R_m$), l'EEL est atteint sur l'axe central du faisceau et on retrouve bien que $D = K_{col}$ après la zone du build-up. Pour un faisceau de petite dimension ($R_f < R_m$) l'EEL n'a jamais lieu et par conséquent l'EE non plus. Ainsi on voit que lorsque la taille d'un faisceau diminue au point que son rayon soit inférieur au parcours latéral des électrons secondaires dans le milieu de mesure (l'eau généralement en radiothérapie), l'EE n'existe plus (plus précisément l'EEL).

[Li et al, 1995] ont évalué par simulation Monte Carlo (MC) le rapport de la dose sur le kerma et ils ont pu établir une relation linéaire (1.25) reliant le rayon minimum R_{EEL} nécessaire à l'établissement de l'EEL avec la valeur du $TPR(20,10)^1$ sous 5 cm de profondeur d'eau. Le Tableau 1.2 donne quelques valeurs du rayon minimum du faisceau de photons nécessaires pour atteindre l'EEL sur l'axe du faisceau. Il est intéressant de noter que, pour un faisceau de photons de 6 MV et une qualité de faisceau de 0.670, le rayon du faisceau doit être au minimum de 13 mm pour atteindre l'EEL.

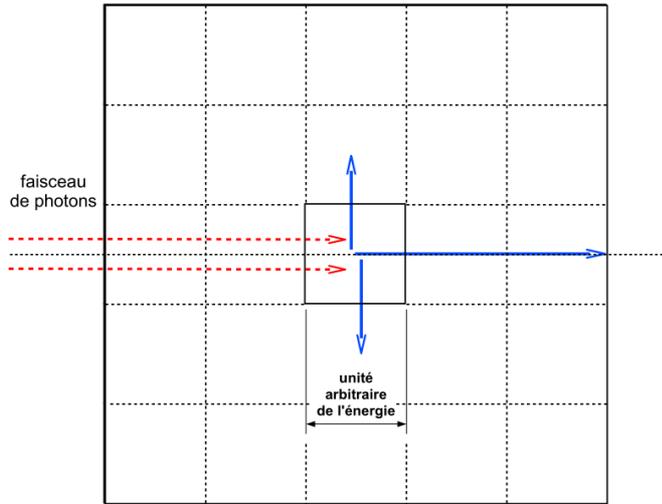
$$R_{EEL}(\text{en g. cm}^{-2}) = 5.973 \cdot TPR(20,10) - 2.688 \quad (1.25)$$

Tableau 1.2 : Rayon minimum R_{EEL} dans l'eau pour atteindre l'équilibre électronique latéral sur l'axe du faisceau pour différentes qualités de faisceaux [Li et al., 1995].

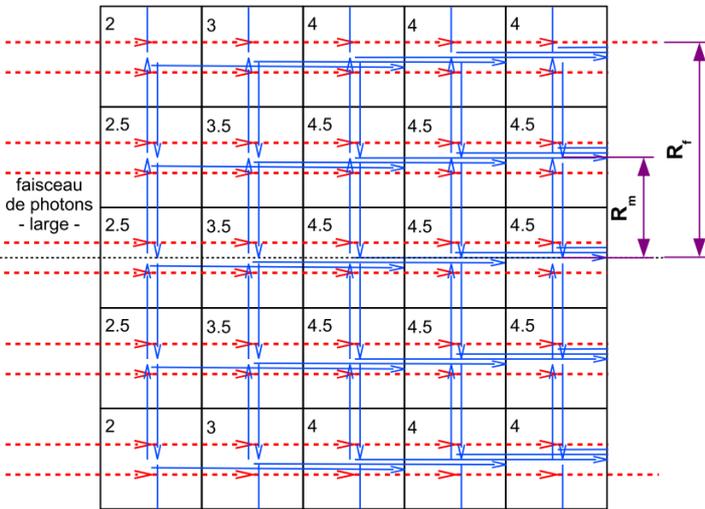
faisceau	Co-60	6 MV	10 MV	15 MV	24 MV
TPR(20,10)		0.670	0.732	0.765	0.805
R_{EEL} (mm)	6	13	17	19	21

¹ Grandeur définie dans le paragraphe 2.b page 15.

a)
 Le faisceau de photons (flèches rouges) interagit avec un voxel de la cuve à eau. On suppose que les électrons secondaires (flèches bleues) déposent une énergie constante de sorte que la traversée d'un voxel équivaut à une énergie déposée de 1 en unité arbitraire.
 K_{col} vaut alors 4.5 sur cet exemple. Un carré irradié génère « 4.5 énergie » de collisions.



b)
 Cas d'un faisceau de photons large. Indication de l'énergie de collision déposée par les électrons dans chaque case. L'EE est atteint pour les cases à 4.5 sur cet exemple (autant d'énergie entrante que sortante transportée par les particules chargées).
 R_f = rayon du faisceau
 R_m = parcours latéral des électrons.



c)
 Cas d'un faisceau de photons de petite dimension.

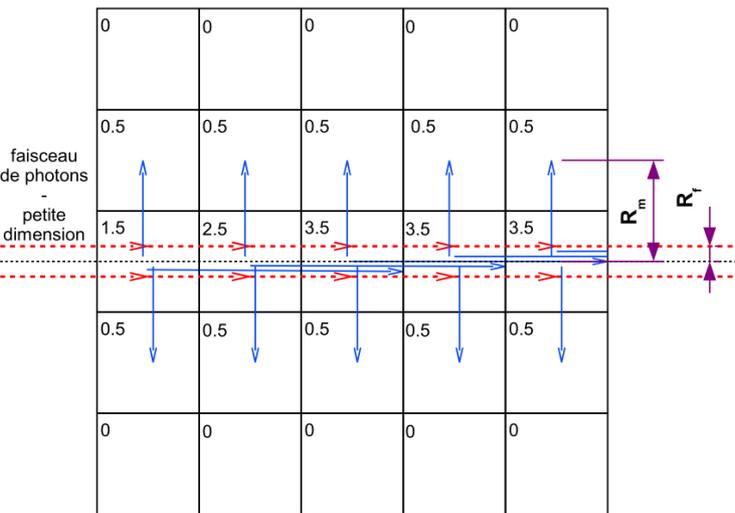


Figure 1.4 : Représentation didactique de la notion d'équilibre électronique.

b. Données dosimétriques de base

Comme évoqué précédemment, pour caractériser un faisceau de radiothérapie externe, la mesure d'un certain nombre de données de base est nécessaire ; il s'agit, d'une part, de mesures « absolues » et, d'autre part, de mesures relatives. Les tissus humains étant composés majoritairement d'eau, les données dosimétriques de base pour les faisceaux de photons de haute énergie sont généralement mesurées dans un fantôme d'eau. Dans la suite du document, les notations suivantes seront utilisées (Figure 1.5) :

- SSD (distance source-surface) est la distance entre la source et la surface de l'eau (ou la peau du patient),
- z est la profondeur du point de mesure dans l'eau,
- SDD (distance source-détecteur) est la distance entre la source et le point de mesure sur l'axe central du faisceau dans l'eau.

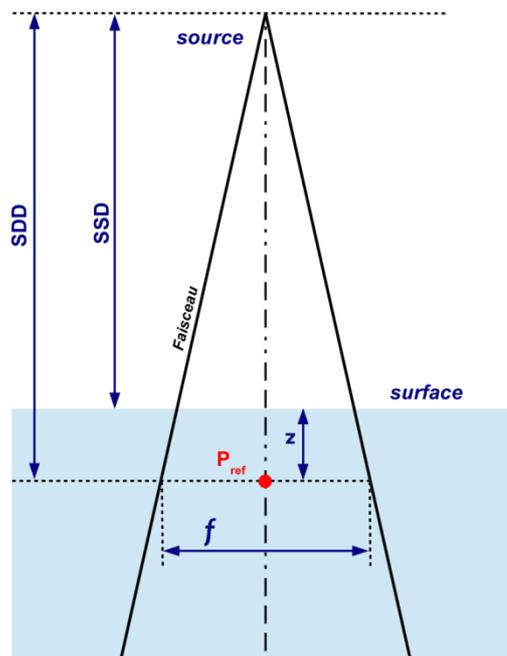


Figure 1.5 : Schéma représentant les différentes distances entre le faisceau, le fantôme d'eau et le détecteur.

i. Débit de référence

Au niveau de la tête d'irradiation de la machine, une 'chambre monitrice' est placée avant le système de collimation permettant de modifier la taille du faisceau : elle fonctionne sur le principe des chambre d'ionisation à cavité d'air et permet de mesurer en continu le débit de dose en sortie de l'appareil. Le signal mesuré par la chambre moniteur s'exprime en nombre d'unité moniteur (UM).

La mesure du débit de référence est la détermination de la dose absorbée en un point P délivrée par l'appareil pour un nombre donné d'UM. Il s'exprime en $Gy \cdot UM^{-1}$ ou en $Gy \cdot min^{-1}$ connaissant le débit de la machine en $UM \cdot min^{-1}$. Cette mesure s'effectue dans des conditions d'irradiation de référence et avec un dosimètre de référence étalonné en dose absorbée dans l'eau dans un laboratoire primaire ou secondaire de métrologie. Les conditions d'irradiation de référence recommandées par le protocole [IAEA TRS 398, 2000] pour les faisceaux MV de photons sont les suivantes :

- L'eau est le milieu de mesure,
- La profondeur z_{ref} du point de mesure P_{ref} dans l'eau est généralement de 10 cm
- la distance source-détecteur SDD est de 100 cm (parfois choix d'une distance source-surface SSD de 100 cm)

- La taille du champ de référence f_0 est de 10 cm × 10 cm (dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau au point de mesure de référence dans les conditions iso-centriques).

Le détecteur recommandé par le protocole TRS 398 est une chambre d'ionisation à cavité d'air cylindrique dont le volume de la cavité est compris entre 0.1 et 1 cm³,

Dans ces conditions de mesure, la dose absorbée dans l'eau $D_{w,Q}$ en l'absence de chambre pour un faisceau de qualité Q est donnée par l'équation (1.26):

$$D_{w,Q} = M_Q \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \quad (1.26)$$

où :

- M_Q est la lecture de la chambre corrigée des facteurs d'influence autres que ceux liés au faisceau (c'est-à-dire température, pression, effet de polarité, effet de recombinaison ...),
- N_{D,w,Q_0} est le coefficient d'étalonnage de la chambre de référence déterminé dans l'eau pour un faisceau de qualité Q_0 (généralement un faisceau de Cobalt-60),
- k_{Q,Q_0} est le facteur de correction permettant de tenir compte de la différence entre la réponse de la chambre dans des faisceaux de qualités différentes Q et Q_0 .

ii. Rapport tissu-fantôme

Le rapport tissu-fantôme $\text{TPR}(z_2, z_1)$ est défini comme le rapport entre la dose absorbée dans l'eau sur l'axe à la profondeur z_2 (en cm) et la dose absorbée dans l'eau à la profondeur z_1 (en cm) avec une SDD constante. Pour les faisceaux de photons de haute énergie, on définit l'indice de qualité Q d'un faisceau par la valeur du rapport tissu-fantôme $\text{TPR}(20,10)$ obtenue dans le champ de référence à la SDD de référence.

Le rapport tissu-maximum (TMR) est un cas particulier du TPR où la profondeur de référence z_1 correspond à la profondeur du maximum de dose.

iii. Facteur d'ouverture du collimateur

Le facteur d'ouverture du collimateur (OF) est défini (1.27) par le rapport entre la dose absorbée dans l'eau (D_w^f) sur l'axe du faisceau à la distance de référence d_0 , à la profondeur de référence z_0 , pour un champ de dimension f , et la dose absorbée dans l'eau ($D_w^{f_0}$) à la même distance et à la même profondeur pour le champ de référence, f_0 .

$$\text{OF} = \frac{D_w^f}{D_w^{f_0}} \quad (1.27)$$

Ce facteur permet de prendre en compte la variation du diffusé dans la tête de l'accélérateur et dans le fantôme d'eau avec la taille du champ, mais également la diminution de la fluence primaire du faisceau lorsque la taille du champ diminue fortement (occlusion d'une partie de la source par le collimateur pour les faisceaux de petites dimensions). Ce facteur est extrêmement important car il permet de calculer le débit de dose sur l'axe du faisceau pour n'importe quelle taille de champ à partir du débit de référence.

iv. Rendement en profondeur

Le rendement en profondeur (PDD) décrit la variation de dose absorbée dans l'eau $D_w^f(z)$ sur l'axe du faisceau (distance r_\perp à l'axe du faisceau = 0) en fonction de la profondeur du point de mesure P pour une SSD constante et pour une taille de champ f donnée, normalisée généralement par la valeur maximale de la dose $D_w^f(z_{\text{max}})$ sur l'axe du faisceau (1.28).

$$\text{PDD}(z) = \frac{D_w^f(z, r_\perp = 0)}{D_w^f(z = z_{\text{max}}, r_\perp = 0)} \quad (1.28)$$

Cette fonction permet de déterminer le débit de dose sur l'axe du faisceau à n'importe quelle profondeur dans l'eau à partir du débit de référence et du facteur d'ouverture du collimateur.

v. Profils

Les profils de dose (OAR) permettent de décrire la variation de la dose absorbée dans l'eau en fonction de la distance r_{\perp} à l'axe du faisceau (direction dans le plan XY perpendiculaire à l'axe du faisceau) à différentes profondeurs z et pour différentes tailles de champ f , normalisé généralement par la dose absorbée dans l'eau sur l'axe central à la profondeur z (1.29).

$$\text{OAR}(r_{\perp}) = \frac{D_w^f(z, r_{\perp})}{D_w^f(z, r_{\perp} = 0)} \quad (1.29)$$

Cette fonction permet de déterminer le débit de dose en dehors de l'axe du faisceau à n'importe quelle profondeur dans l'eau à partir du débit de référence, du facteur d'ouverture collimateur et du rendement en profondeur. On définit une zone appelée « pénombre » correspondant à la zone où la dose en bordure de champ se situe entre 20% et 80% de la dose sur l'axe.

c. Fantômes et dosimètres utilisés en radiothérapie externe

i. Fantômes utilisés en radiothérapie externe

En radiothérapie, le terme « fantôme » est utilisé pour décrire un matériau, une structure ou un objet qui permet de modéliser les propriétés d'absorption et de diffusion des tissus humains. Les fantômes classiquement utilisés en radiothérapie externe, contiennent généralement des éléments composés de matériaux équivalents aux tissus mous, poumons et os. Les organes tels que les reins, le foie, le cerveau et les intestins peuvent être considérés comme du tissu mou.

❖ Cuve à eau

Pour réaliser des mesures dosimétriques dans un milieu proche du tissu mou, l'eau s'avère être le matériau le plus pratique à utiliser. Sa formule chimique est simple, il est transparent, bon marché et facile à se procurer. Son numéro atomique effectif (Z_{eff}) est de 7.51 et sa masse volumique ρ est de 1.00 g.cm⁻³ dans les conditions de température et pression normales. C'est le constituant principal du corps humain (~70%) lui permettant d'être ainsi tissu-équivalent (équivalent aux tissus mous), c'est pourquoi de nombreux protocoles et procédures dosimétriques sont donnés pour un fantôme d'eau.

Un fantôme très utilisé en radiothérapie est la 'cuve à eau' (Figure 1.6) qui est un récipient cubique constitué de polyméthylméthacrylate (PMMA) rempli d'eau distillée. Un rail est monté dans la cuve à eau pour permettre de fixer et déplacer les dosimètres étanches avec une grande précision, afin de réaliser la mesure des données dosimétriques de base. Ce fantôme joue un rôle important pour l'étalonnage et le contrôle qualité mensuel des faisceaux.

❖ Fantômes solides

La mise en place d'une cuve à eau peut prendre un certain temps (remplissage, stabilisation de la température de l'eau avec la salle, mise à niveau, alignement du détecteur, etc.), on préfère alors utiliser au quotidien les 'fantômes solides' pour la vérification du débit de dose (« top » de la machine) par exemple. Ces fantômes solides sont également plus adaptés pour le contrôle qualité notamment avec la possibilité pour certains de disposer d'hétérogénéités (matériaux non équivalent-eau). De nombreux fantômes solides sont utilisés en radiothérapie allant d'un simple empilement de plaques à des fantômes anthropomorphes.

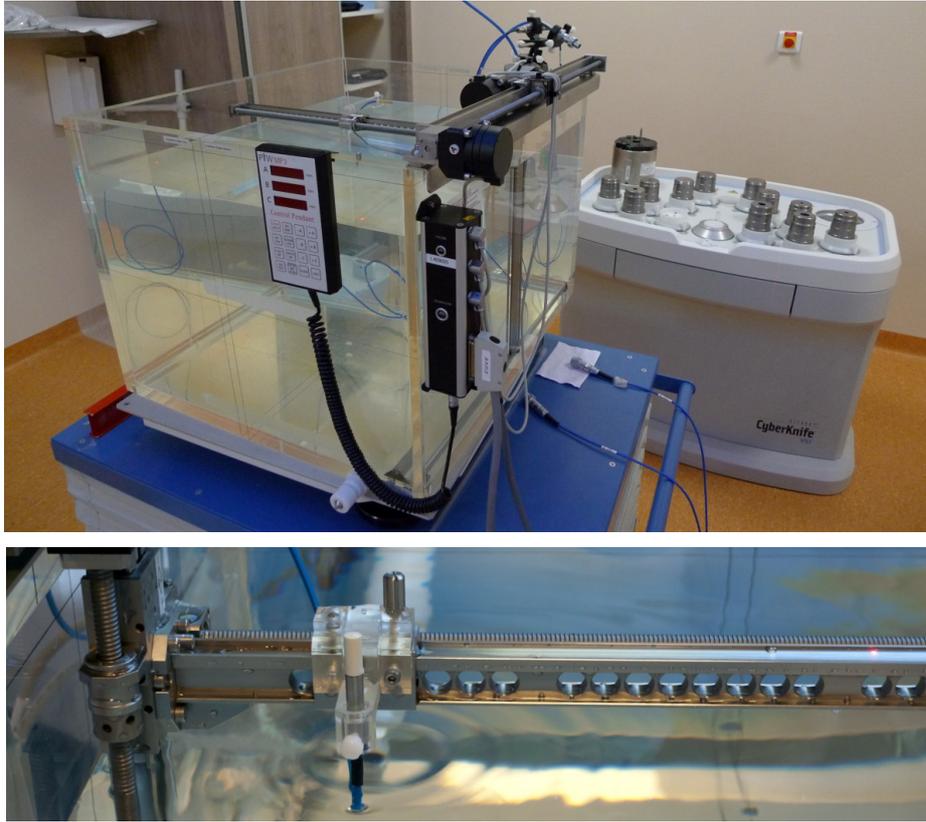


Figure 1.6 : Photos d'une cuve à eau PTW-MP3 et du système de fixation sur rail d'un détecteur.

ii. Théories de la cavité

Lorsqu'une mesure est réalisée à l'aide d'un dosimètre, celui-ci est constitué de matériaux qui vont généralement différer de celui du milieu de mesure (milieu de mesure = eau en radiothérapie). On ne s'intéressera ici qu'à des faisceaux de photons. Le signal (charge) mesuré par le dosimètre est généralement proportionnel à la dose absorbée D_{det} dans le volume sensible (également appelé volume actif) du détecteur.

On peut définir un facteur f_Q selon (1.30) qui permet de passer de la dose absorbée D_{det} dans le dosimètre à la dose absorbée dans l'eau D_w sans la présence du dosimètre pour un faisceau de qualité Q . L'objectif des théories de la cavité est de déterminer ce facteur f_Q .

$$f_Q = \left(\frac{D_w}{D_{\text{det}}}_Q \right) \quad (1.30)$$

❖ Cavité « large »

On suppose que le milieu est irradié par un faisceau de photons. Dans ce cas, on rappelle que si la condition d'EE est atteinte alors l'équation (1.31) est vérifiée dans l'eau en P.

$$D_w = \psi_w \left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho} \right)_w \quad (1.31)$$

Si maintenant on place un dosimètre centré en P et dont le volume est suffisamment large pour assurer la condition d'EE à l'intérieur (c'est-à-dire un volume plus large que le parcours des électrons secondaires dans le milieu de mesure) alors la dose moyennée au sein du matériau est donnée par l'équation (1.32).

$$D_{\text{det}} = \psi_{\text{det}} \left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho} \right)_{\text{det}} \quad (1.32)$$

Si à présent on suppose que le dosimètre ne perturbe pas la fluence énergétique des photons au sein du dosimètre, c'est-à-dire que $\psi_{\text{det}} = \psi_w$, alors on trouve que le facteur f_Q permettant de passer de la dose dans le détecteur à la dose dans l'eau est donné par (1.33).

$$f_Q = \frac{\left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_w}{\left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_{\text{det}}} = \left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_{\text{det}}^w \quad (1.33)$$

❖ Bragg-Gray

Nous allons maintenant considérer la situation opposée à la précédente, c'est-à-dire le cas d'une petite cavité (toujours par rapport au parcours des électrons secondaires). Il faut que les deux conditions suivantes soient respectées pour pouvoir appliquer la théorie de la cavité Bragg-Gray :

- La cavité doit être suffisamment petite pour que sa présence ne perturbe pas la fluence électronique du milieu. Cette condition est réalisable seulement dans les régions où l'EE ou l'EET est atteinte. On a alors pour les électrons :

$$\Phi_{\text{det}} = \Phi_w \quad (1.34)$$

- La dose déposée dans la cavité est seulement due aux particules chargées la traversant (c'est-à-dire que l'interaction des photons dans la cavité est négligeable)

On peut alors utiliser l'équation (1.21) pour relier D_{det} à D_w et trouver l'expression de f_Q selon l'équation (1.35).

$$f_Q = \frac{\left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_{\text{eau}}}{\left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_{\text{det}}} = \left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_{\text{det}}^{\text{eau}} \quad (1.35)$$

❖ Cas intermédiaire : théorie de Burlin

Pour un cas entre les deux cas extrêmes précédents il est éventuellement possible de chercher f_Q selon une formule plus générale (1.36) où d est un facteur de pondération variant entre 0 et 1.

$$f_Q = d \left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_{\text{det}}^{\text{eau}} + (1 - d) \left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_{\text{det}}^{\text{eau}} \quad (1.36)$$

❖ Équivalence-eau d'un dosimètre

On dira qu'un dosimètre est équivalent-eau si f_Q vaut 1 quelle que soit l'énergie, autrement dit dans les conditions où la théorie de la cavité précédente est valide, un dosimètre est équivalent-eau si le coefficient massique d'absorption en énergie des photons pour l'eau $\left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_{\text{eau}}$ et le détecteur $\left(\frac{\mu_{\text{ab}}}{\rho}\right)_{\text{det}}$ ainsi que le pouvoirs d'arrêt massiques des électrons par collision pour l'eau $\left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_{\text{eau}}$ et le détecteur $\left(\frac{S_{\text{col}}}{\rho}\right)_{\text{det}}$ sont identiques à toutes les énergies.

iii. Dosimètres utilisés en radiothérapie externe pour la mesure des données de base et le contrôle qualité

Les chambres d'ionisation à cavité d'air sont le type de détecteurs qui a été intensément utilisé en radiothérapie externe. Elles constituent toujours les dosimètres de référence pour la dosimétrie des faisceaux conventionnels. Les nouvelles techniques de radiothérapie employant des faisceaux de photons de petites dimensions et entraînant la perte de l'EEL ne permettent plus l'utilisation de celles-ci comme dosimètre de référence notamment à cause du fait qu'il n'est plus possible de considérer ce détecteur comme équivalent eau ou tissu dans les conditions de Bragg-Gray. D'autres types de détecteurs

commerciaux couramment utilisés dans les centres avec les faisceaux de petites dimensions sont présentés succinctement ici ainsi que des dosimètres potentiellement intéressants. Selon la taille du volume actif, il est possible de classer les détecteurs en trois catégories [AAPM TG-106, 2008] : « micro » si la taille du volume actif est inférieure à 10 mm³, « mini » si le volume actif est entre 10 et 40 mm³ et « standard » si la taille du volume actif est supérieure à 40 mm³.

❖ Chambre d'ionisation à cavité d'air et liquide

Ces dosimètres sont constitués schématiquement de deux milieux : le premier est le matériau de détection du rayonnement ionisant, le second milieu correspond à l'encapsulation de la cavité de mesure englobant la paroi, les électrodes, etc. Le matériau de détection peut être gazeux (généralement de l'air) ou liquide (iso-octane par exemple).

Une chambre d'ionisation est donc constituée d'une cavité remplie du matériau de détection et connectée à deux électrodes entre lesquelles une différence de potentiel électrique est appliquée créant ainsi un champ électrique à l'intérieur de la cavité. Sous l'action des rayonnements ionisants avec le matériau de détection, des paires d'ions (cations+anions) vont être créées à l'intérieur de la cavité et, sous l'action du champ électrique, vont pouvoir migrer vers les électrodes et ainsi produire une charge qui va pouvoir être mesurée à l'aide d'un électromètre. Il s'agit alors de relier cette charge mesurée à la dose absorbée dans l'air de la cavité, puis de relier la dose absorbée dans l'air à la dose qui aurait été absorbée dans l'eau sans la présence du dosimètre (lorsque l'on souhaite étalonner le faisceau en dose dans l'eau).

Prenons l'exemple des chambres d'ionisation à cavité d'air de petite dimension. L'énergie moyenne déposée dans le gaz par paire d'ions produite est notée W , sa valeur divisée par la charge d'un électron est donnée par (1.37) et est une constante dans l'air sec pour les électrons ayant une énergie supérieure à quelques keV.

$$\left(\frac{W}{e}\right)_{air} = 33.97 \text{ J/C} \quad (1.37)$$

La dose déposée dans la cavité d'air de masse dm sera alors donnée par (1.38) où X (grandeur appelée exposition) représente la valeur absolue de la charge dQ produite par les ions (cation ou anion, pas la charge totale) dans l'air sec lorsque tous les électrons libérés dans la cavité d'air de masse dm sont absorbés à l'intérieur de cette cavité (cette grandeur est évidemment liée au kerma de collision).

$$\begin{cases} D_{air} = X \left(\frac{W}{e}\right)_{air} \\ X = \frac{dQ}{dm} \end{cases} \quad (1.38)$$

Si la tension appliquée aux électrodes n'est pas assez importante, la plupart des ions vont se recombiner avant d'avoir atteint les électrodes résultant dans une perte de la charge collectée, et si la tension est trop importante, les ions vont gagner suffisamment d'énergie cinétique à cause du champ électrique pour produire des ionisations secondaires et ainsi augmenter la charge collectée. Entre les deux existe un régime stable pour le nombre d'ions collectés et c'est cette région (typiquement entre 100 et 400 V) qui est préconisée pour l'utilisation des chambres d'ionisation.

Dans les conditions de Bragg-Gray, la dose déposée dans l'eau peut être alors déterminée grâce au facteur f_Q de l'équation (1.35). En pratique en clinique, ce dosimètre n'est pas utilisé en tant que dosimètre absolu (c'est-à-dire capable de déterminer la dose absorbée dans son volume actif en utilisant une relation directe entre les grandeurs physiques sans avoir recourt à un étalonnage) mais il est raccordé à un étalon via un coefficient d'étalonnage déterminé en France par le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB). Ce dosimètre permet également de réaliser des mesures relatives de dose. Dans ce cas, il suffit simplement de s'assurer que le signal mesuré est proportionnel à la dose absorbée dans l'eau.

Les chambres d'ionisation à cavité d'air sont les détecteurs de référence pour la dosimétrie des faisceaux standards en radiothérapie. En radiothérapie externe, elles sont de géométrie cylindrique ou plate. On ne trouve pas dans le commerce de chambre d'ionisation à cavité d'air de type « micro » car ce

type de détecteur nécessite un volume assez grand pour avoir suffisamment de signal. Le [Tableau 1.3](#) donne des exemples de chambres d'ionisation disponibles dans le commerce, avec la taille de leur volume actif et leur sensibilité. Afin d'avoir des chambres d'ionisation de taille « micro » avec suffisamment de signal, l'air est remplacé par un milieu liquide. C'est le cas de la chambre microLion PTW 31018 qui a un volume actif en iso-octane de 2 mm³ seulement tout en ayant une bonne sensibilité de 9.8 nC/Gy.

Tableau 1.3 : Exemples de chambres d'ionisation à cavité d'air disponibles dans le commerce et classées par volume actif croissant.

Référence	Constructeur	Volume actif (mm ³)	Sensibilité (nC/Gy)
NPL2611	NPL	325	11
CC13	IBA	150	4.4
IC10	Wellhöfer	140	4.4
Semiflex 31010	PTW	125	3.3
A1SL	Exradin	57	1.9
CC04	IBA	40	1.3
PinPoint 31014	PTW	15	0.4
CC01	IBA	10	0.33

❖ Diode en silicium

Il est possible d'utiliser un cristal (diamant, silicium, germanium, etc.) pour réaliser des dosimètres. Le silicium est un matériau très répandu dans l'industrie électronique. Dans le modèle des bandes, celui-ci a un gap (« hauteur » de la bande interdite) de 1.11 eV. À température ambiante le silicium devient un mauvais isolant, c'est-à-dire que des électrons de la bande de valence (BV) peuvent passer dans la bande de conduction (BC), on parle alors de semi-conducteur (on peut voir ça comme une ionisation thermique). La densité des porteurs intrinsèques est alors trop importante pour être utilisée en tant que telle dans les détecteurs. Une jonction P-N est alors utilisée : c'est une réunion de deux morceaux de silicium, l'un dopé P (les porteurs sont majoritairement des trous => Positif) et l'autre dopé N (porteurs majoritairement des électrons => Négatif) créant ainsi une zone dite de déplétion dans le cristal constitué de ces deux régions dans laquelle existe un champ électrique interne. Chaque région est connectée à une électrode. Lorsque le rayonnement ionisant va interagir avec le cristal, des paires électron-trous sont créées puis sous l'effet du champ électrique interne, les électrons et les trous vont pouvoir se déplacer et ainsi créer un courant mesurable par l'électromètre.

Ce type de dosimètre peut s'utiliser sans appliquer de tension ou en la polarisant dans le sens inverse. De manière générale, il faut se référer à la notice du dosimètre pour connaître les conditions d'utilisation propres à chaque dosimètre. La zone de déplétion peut être de type P (dans ce cas on parle de diode P) ou de type N (diode N).

Les diodes ont l'avantage d'avoir un volume actif très faible, jusqu'à 0.017 mm³ pour certaines diodes utilisées en radiothérapie stéréotaxique, ce qui les classe dans la catégorie des détecteurs « micro ». Cependant le silicium possède un numéro atomique élevé ($Z = 14$) par rapport au numéro atomique effectif de l'eau ou de l'air, rendant le dosimètre sensible aux variations spectrales du faisceau [Yin et al., 2004]. Ainsi, dans les faisceaux de photons de basse énergie, les diodes vont sur-répondre par rapport à l'eau. En radiothérapie, la composante basse énergie provient principalement du diffusé pour des faisceaux larges, c'est pourquoi certaines diodes utilisées pour la dosimétrie des faisceaux de photons intègrent un blindage pour réduire cet effet [Rikner et al., 1985].

❖ Dosimètre diamant

Contrairement au silicium, le diamant reste isolant au niveau des énergies thermiques, son gap de 5.5 eV étant plus important (la densité des porteurs libres intrinsèques est alors négligeable) ce qui normalement permet de l'utiliser directement en tant que tel pour la détection des rayonnements

ionisants. Deux dosimètres commerciaux utilisant un diamant ont à ce jour été développés par la société PTW ; le diamant PTW 60003 utilise un diamant naturel et, depuis peu, PTW commercialise un détecteur utilisant un diamant synthétique fonctionnant comme une jonction P-N. Le diamant a l'avantage de permettre la conception de détecteur équivalent-eau à condition d'être dans les conditions de Bragg-Gray (le rapport du pouvoir d'arrêt massique du carbone et de celui de l'eau est constant) et également l'utilisation d'un volume de détection plus petit que celui des cavités d'air des chambres d'ionisation. Pour le diamant naturel, deux électrodes sont disposées de part et d'autre du cristal de diamant et une tension électrique est appliquée afin de créer un champ électrique à l'intérieur du cristal. Lorsque le rayonnement ionisant va interagir avec le diamant, des électrons de la BV vont passer dans la BC, créant ainsi des paires électron-trou. Puis, sous l'effet du champ électrique, les électrons et les trous vont pouvoir se déplacer jusqu'aux électrodes. La charge (ou courant) ainsi mesurée par l'électromètre va pouvoir être reliée à la dose déposée dans le diamant. Pour le diamant synthétique, il n'est pas nécessaire d'appliquer une tension électrique du fait de la jonction P-N.

Un des problèmes qui peut se poser avec le dosimètre diamant est sa dépendance avec le débit de dose. Cet effet peut intervenir lors de la mesure des PDD par exemple. Pour un changement de débit de dose de 1 à 4 Gy.min⁻¹, [Angelis et al., 2002] ont trouvé que la réponse d'un exemplaire du détecteur diamant PTW 60003 était diminuée de ~3%.

❖ Scintillateur

Le développement des dosimètres à base de scintillateur plastique est assez récent dans le domaine de la radiothérapie [Beddar et al., 1992] [Flühs et al., 1996]. Le matériau scintillateur permet d'obtenir un signal lumineux proportionnel à la dose absorbée qui est récupéré par une fibre optique.

Le problème avec ce type de dosimètre est que le signal lumineux récupéré est parasité par le rayonnement Tcherenkov se produisant dans la fibre optique [Beddar et al. 1992] (tous les matériaux avec un indice de réfraction plus grand que 1 peuvent produire un rayonnement Tcherenkov dans les faisceaux haute-énergie). Une des solutions proposées pour ce type de détecteur est d'avoir deux fibres optiques identiques : l'une récupérant le signal scintillateur, l'autre récupérant le signal lumineux du « bruit de fond » à côté. La différence des deux signaux est donc proportionnelle à la lumière émise par le scintillateur et donc proportionnelle à la dose absorbée.

❖ Dosimètres thermo-luminescents

Les dosimètres thermo-luminescents sont des dosimètres passifs (c'est-à-dire que la mesure de dose se fait en différé) et se présentent sous différentes formes (poudre, frittés de différentes dimensions). Le plus utilisé en radiothérapie est le Fluorure de Lithium (LiF) dopé au magnésium et au titane (Mg, Ti) ou encore au magnésium, au cuivre et au phosphore (Mg, Cu, P). Ce dopage permet d'introduire volontairement des pièges dans la bande interdite (gap de 13.6 eV). À température ambiante la BC est vide et tous les électrons sont confinés dans la BV. Lorsque le cristal de LiF est irradié, certains électrons vont gagner assez d'énergie pour passer dans la BC puis une partie de ces électrons va se retrouver stockée dans les pièges (moins de 1%). La probabilité que l'électron puisse revenir dans la BC va dépendre de la « profondeur » du piège et de la température. Lorsque la température augmente, la probabilité de sortir du piège pour aller dans la BC augmente. Ces électrons vont pouvoir ensuite se recombiner avec les trous de la BV au niveau des « centres de recombinaison ». Le signal lumineux émis va ainsi dépendre de la température mais aussi du nombre d'électrons piégés et donc va dépendre de la dose absorbée par le cristal. Ce type de dosimètre ne présente pas de dépendance en énergie au-dessus de 100 keV [McKeever et al., 1995].

❖ Films radiochromiques

Les films radiochromiques ont remplacé les films radiographiques qui étaient basés sur le principe des pellicules argentiques utilisées en photographie (émulsion de bromure d'argent, l'ion argent

précipitant par oxydo-réduction sous l'effet des rayonnements ionisants). Les films radiochromiques sont des dosimètres passifs (lecture différée) qui ont l'avantage de permettre une mesure en deux dimensions de la dose avec une très bonne résolution spatiale (inférieure à 10⁴ dpi). La couche active du film est constituée de molécules monomériques qui vont pouvoir polymériser sous l'action des rayonnements ionisants, modifiant ainsi la propriété optique du film à absorber la lumière, celui-ci devient plus opaque. Cette opacité peut être mesurée et reliée finalement à une dose absorbée via une courbe d'étalonnage.

3. ALGORITHMES DE CALCUL DE DOSE IMPLÉMENTÉS DANS LES TPS

a. Classification des algorithmes

Les algorithmes de calcul implémentés dans les TPS sont conçus pour calculer la dose délivrée au niveau de la tumeur et des organes ou structures à risques. Le calcul des distributions spatiales de dose dans le patient est l'une des étapes les plus importantes du processus de traitement en radiothérapie moderne. Sa précision et sa justesse impactent directement la qualité des traitements : le calcul se doit d'être le plus juste possible afin, d'une part, de permettre d'établir des corrélations fiables entre les doses délivrées et les effets cliniques et, d'autre part, de délivrer effectivement la dose qui a été prescrite. Seuls les algorithmes de calcul de dose pour des faisceaux de photons seront abordés ici.

Au commencement de l'utilisation sur ordinateur des TPS dans les années 50, les algorithmes 2D ont été utilisés. Ceux-ci sont essentiellement basés sur la méthode du rapport tissu-air (TAR) ou d'autres méthodes de transport du rayonnement purement analytiques, ce qui peut être adapté pour calculer la fluence des photons primaires mais échoue dans la prise en compte des particules diffusées d'ordre supérieur. Grâce à l'apparition, dans les années 70, des tomo-densitomètres appelés également scanners CT et au développement de la puissance de calcul des ordinateurs, les TPS commerciaux actuels peuvent utiliser des algorithmes capables de calculer le rayonnement primaire et diffusé en 3D dans l'espace tout en tenant compte des hétérogénéités. L'implémentation des algorithmes dans ces TPS fait appel à des approximations qui sont nécessaires afin d'avoir des temps de calcul raisonnables, mais avec le risque de corrompre l'exactitude du calcul de dose. Les techniques de calcul MC offrent une meilleure exactitude, cependant la puissance de calcul actuelle ne permet pas encore une utilisation avec des temps de calcul raisonnables. Le choix des algorithmes de calcul utilisés en clinique sont généralement un compromis entre l'exactitude du calcul de dose et la vitesse de calcul.

Tableau 1.4 : Classification des algorithmes de calcul de dose implémentés dans les TPS.

	catégorie	sous-catégorie	Exemples d'algorithme	transport latéral des électrons
	1		méthode Clarkson [Clarkson, 1941], IRREG [Cunningham, 1972] [Khan et al., 1973]	non
	2	Kernel « pencil beam »	PBC [Mohan et al., 1986] [Ahnesjö et al., 1992] [Bourland et al., 1992] MultiPlan/RayTracing	non
		Kernel « point spread »	CCC [Mackie et al., 1988] [Mackie et al., 1990] AAA [Sievinen et al., 2005][Ulmer et al., 1995]	oui
	3	équation de Boltzmann	Acuros XB [Vassiliev et al., 2010]	oui
		transport MC	MultiPlan/MCRS [Ma et al., 2008]	oui

On peut classer les algorithmes de calcul de dose implémentés dans les TPS en trois grandes catégories (Tableau 1.4) [Lu, 2013] :

- (1) Les algorithmes basés sur des « méthodes de corrections » de type phénoménologiques,
- (2) les algorithmes basés sur des « modèles »,
- (3) les algorithmes basés sur des « principes physiques ».

On peut également séparer les algorithmes en deux groupes [Knöös et al., 2006] selon la manière dont le transport des électrons est pris en compte dans le modèle. L'amélioration du calcul de dose est visible quand le modèle prend en compte le volume diffusant et les changements dans le transport des électrons de manière explicite, particulièrement en présence de milieux de faibles densités ou en bordure de champ.

b. Algorithmes basés sur les « méthodes de corrections »

Les algorithmes basés sur des « méthodes de corrections » extrapolent ou interpolent la dose à partir des données dosimétriques de base mesurées dans l'eau, ce qui explique que ces algorithmes soient plutôt performants dans les milieux homogènes. Des méthodes de correction peuvent être appliquées pour prendre en compte le volume manquant ou la présence d'une hétérogénéité de manière approximative. Ces algorithmes ont l'avantage d'être très rapides.

Les algorithmes basés sur la méthode « Clarkson » [Clarkson, 1941] font partie de cette catégorie et sont encore parfois utilisés en clinique. La méthode « Clarkson » est basée sur la séparation du rayonnement primaire et du rayonnement diffusé contribuant à la dose, permettant de calculer une dose pour des formes de champs « complexes ». La contribution du diffusé est calculée grâce à la fonction dosimétrique SAR (scatter air ratio) [Nahum et al., 2007].

Ces algorithmes étaient pratiques pour réaliser un calcul « à la main » (ce qui se justifiait à l'époque où il n'y avait pas d'ordinateur) mais la justesse du calcul dans les milieux très hétérogènes tel qu'un thorax humain n'est plus suffisante même si les effets des hétérogénéités peuvent en partie être corrigés par différentes méthodes [AAPM TG-65, 2004].

c. Algorithmes basés sur des « modèles »

Ces dernières années des efforts importants ont été faits pour les systèmes utilisés en clinique afin d'implémenter des algorithmes de calcul de dose en 3D. La plupart d'entre eux sont basés sur la convolution de la distribution d'énergie due aux particules primaires avec un « kernel » décrivant la distribution de dose par les particules secondaires [Ahnesjö et al., 1999] [Scholz, 2004] [Oelfke et al., 2006]. Les kernels sont généralement pré-calculés à partir de simulations MC. Il y a deux classes d'algorithme de superposition : la première est basée sur les « **kernel pencil-beam** », la seconde sur les « **fonctions point-spread** ».

i. Calcul de dose dans un milieu homogène

Le calcul de la dose pour les algorithmes basés sur des « modèles » est réalisé en plusieurs étapes. La première consiste à décrire le faisceau d'irradiation en sortie de LINAC (dans un plan) grâce à la connaissance de la fluence énergétique des photons primaires, obtenue à l'aide d'un modèle ajusté sur des mesures de dose réalisées dans l'eau.

Ensuite, cette information va permettre de déterminer l'absorption énergétique du faisceau primaire en tout point du patient qui peut s'exprimer par l'énergie totale libérée par unité de masse : le terme (Total Energy Released per unit MAss) noté $T(\mathbf{r})$ à la position spatiale \mathbf{r} . Pour cela, le faisceau est

décomposé en plusieurs faisceaux de photons (appelé « rayons ») mono-énergétiques E , perpendiculaires à l'axe z , ayant un diamètre très petit et de fluence initiale Φ dans un milieu homogène d'eau. La fluence en énergie $\Psi(\mathbf{r})$ du faisceau primaire est alors en première approximation déterminée par le coefficient d'atténuation linéaire μ dans l'eau selon l'équation (1.39), où \mathbf{r}_\perp représente la position perpendiculaire à l'axe z du faisceau. Le terme $T(\mathbf{r})$ est alors donné par l'équation (1.40), où ρ est la masse volumique du milieu en r .

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Phi(\mathbf{r}_\perp, 0) \cdot E \cdot e^{-\mu z} \quad (1.39)$$

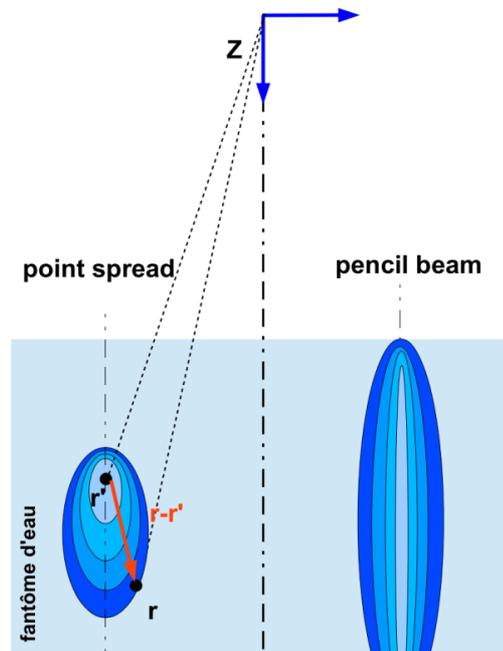
$$T(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{\rho}(\mathbf{r}) \cdot \Psi(\mathbf{r}) \quad (1.40)$$

Cette énergie libérée localement en \mathbf{r} par le faisceau d'irradiation fait apparaître un transport de particules provenant de la position \mathbf{r} , qui peut se décrire à l'aide du concept des « kernel ».

Le kernel « élémentaire », appelé « point-spread » et noté $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E)$, est une fonction décrivant la dose absorbée dans l'eau (à la position \mathbf{r}) due à la propagation des particules provenant de la position « locale » \mathbf{r}' , c'est-à-dire créées par interaction des photons primaires d'énergie E à la position \mathbf{r}' . Ce kernel peut être calculé grâce aux simulations MC [Mackie et al., 1988].

Le kernel, appelé « pencil beam » est obtenu en intégrant les kernel « point-spread » sur l'ensemble du milieu concerné par le « rayon » utilisé pour décomposer le faisceau (Figure 1.7) [Ahnesjö et al., 1999] [Scholz, 2004] [Oelfke et al., 2006]. Ce type de kernel est le plus utilisé actuellement dans les algorithmes des TPS car il permet de réduire le temps de calcul par rapport au précédent. Cependant l'intégration des kernel « point-spread » fait évidemment perdre de l'information rendant la modélisation des processus physiques bien plus grossière et donc la correction des hétérogénéités plus difficile avec ce type d'algorithme.

Figure 1.7 : Kernels « point spread » à gauche et « pencil beam » à droite.



Pour finir, la dose absorbée $D(\mathbf{r})$ par le milieu à la position \mathbf{r} est calculée en combinant les termes et les kernels à l'aide de la méthode de superposition (1.41).

$$D(\mathbf{r}) = \int dE \int d^3 \mathbf{r}' T(\mathbf{r}', E) \cdot K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E) \quad (1.41)$$

La méthode par superposition peut s'avérer très longue à calculer, c'est pourquoi cette méthode est souvent remplacée par la méthode par convolution. En effet, si on fait l'hypothèse que le kernel est invariant par translation, c'est-à-dire qu'il ne dépend pas de la position mais seulement de la distance entre \mathbf{r} et \mathbf{r}' , alors l'équation de superposition (1.41) peut être réduite à une convolution entre T et K (1.42) ce qui dans l'espace des fréquences spatiales (espace de Fourier) se transforme en une simple

multiplication beaucoup plus rapide à calculer. L'hypothèse de l'invariance du kernel par translation est justifiée pour un milieu homogène mais ne l'est plus pour un milieu hétérogène.

$$D(\mathbf{r}) = \int dE \int d^3 \mathbf{r}' T(\mathbf{r}', E). K(\mathbf{r} - \mathbf{r}', E) \quad (1.42)$$

ii. Prise en compte des hétérogénéités

Les hétérogénéités des différents tissus sont prises en compte grâce à l'information sur la densité électronique du milieu déduite à partir des images scanner CT. Les scanners sont des appareils capables de mesurer la valeur du coefficient d'atténuation linéique μ en tout point du patient. Comme cette grandeur est fortement dépendante de l'énergie, on utilise l'échelle de Hounsfield (en unité Hounsfield) calculée selon l'équation (1.43) et noté N_{CT} .

$$N_{CT} = \frac{\mu_{ab}(\text{matériau}) - \mu_{ab}(\text{eau})}{\mu_{ab}(\text{eau})} \times 1000 \quad (1.43)$$

Ce nombre dépend à la fois de la densité électronique et du numéro atomique (pour les matériaux à fort numéro atomique). Une courbe d'étalonnage entre N_{CT} et la densité électronique de matériaux connus permet ainsi à partir des images CT d'un patient de connaître la densité électronique en tout point du patient. Celle-ci va intervenir à la fois dans le calcul du terme T et du kernel K .

Le terme dans le milieu hétérogène est calculé en tenant compte de la densité électronique traversée par les photons du « rayon » pour arriver à la profondeur du point d'interaction \mathbf{r}' . Puis, l'atténuation du faisceau de photons à travers ces hétérogénéités est corrigée en utilisant le parcours effectif (également appelé parcours radiologique) noté EPL et calculé selon l'équation (1.44), où z est la profondeur jusqu'au point d'interaction \mathbf{r}' où le terme est calculé et $\rho_e(z')$ est la densité électronique du milieu en z' .

$$EPL = \frac{1}{\rho_e(\text{eau})} \int_0^z \rho_e(z') dz' \quad (1.44)$$

Comme nous l'avons vu, le pencil beam est un kernel décrivant la distribution de dose pour un faisceau de photons dans l'eau de très petit diamètre, dont on suppose que toutes les interactions des photons sont situées sur l'axe central du pencil beam. Pour les algorithmes « pencil beam », les hétérogénéités sont prises en compte seulement en ajustant le pencil beam selon son axe central en se basant sur le « parcours radiologique » calculé précédemment pour le terme. Les modifications du parcours des électrons (à cause des hétérogénéités) perpendiculairement à l'axe du pencil beam (autrement dit latéralement au faisceau) ne sont pas prises en compte avec ces algorithmes.

Pour ce qui est des algorithmes « point spread », le terme est également corrigé pour prendre en compte les hétérogénéités traversées par le faisceau, mais en plus le kernel est « déformé » (Figure 1.8) en fonction de la densité électronique autour de celui-ci au point d'interaction \mathbf{r}' (toujours à l'aide des EPL mais calculé de manière « interne » au kernel entre \mathbf{r} et \mathbf{r}'). Ces algorithmes prennent ainsi en compte de manière approximative le transport latéral des électrons en présence d'hétérogénéités.

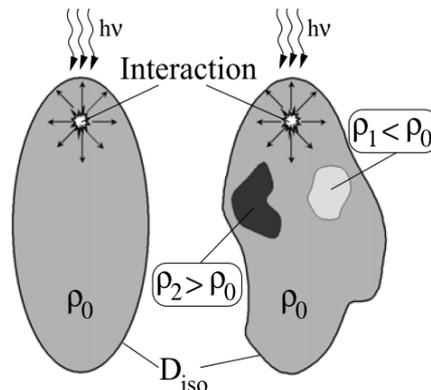


Figure 1.8 : Courbes isodoses d'un kernel prenant en compte la densité électronique locale du milieu [Scholz, 2004].

Il est intéressant de remarquer qu'en pratique ce n'est pas la densité électronique qui est utilisée par de nombreux algorithmes implémentés dans les TPS commerciaux (Helax-TMS, Pinnacle, etc.) pour la correction des hétérogénéités mais la masse volumique. La relation entre la densité électronique ρ_e et la masse volumique ρ est donnée par l'équation (1.45) où f_i est la fraction massique, Z et A le numéro et la masse atomique respectivement de l'élément i . Le rapport (Z/A) est quasi constant (~ 0.5) pour tous les éléments sauf pour l'hydrogène (puisqu'il vaut 1).

$$\rho_e = \rho \times \sum_i f_i \left(\frac{Z}{A} \right)_i \quad (1.45)$$

Dans ces TPS, la masse volumique est utilisée pour calculer les valeurs d'EPL utilisées dans les méthodes de correction des hétérogénéités ce qui peut conduire à des différences significatives, en particulier pour les matériaux 'os' et 'air', du fait que la présence de l'élément hydrogène dans ces matériaux est moins importante que dans l'eau comme l'ont montré [Seco et al., 2006].

C'est la densité électronique qui doit être utilisée pour les corrections d'hétérogénéité car c'est celle-ci qui intervient dans l'interaction Compton. En effet, pour les faisceaux utilisés en radiothérapie entre 0.1 et 10 MeV, on peut estimer avec une bonne approximation que le faisceau primaire est seulement atténué par les interactions Compton. Or le coefficient d'absorption Compton est pour un milieu quelconque donné par l'équation (1.46), où σ_{KN} est la section efficace de Klein-Nishina pour une interaction entre un photon et un électron ce qui conduit bien à l'équation (1.47).

$$\mu^{\text{Compton}} \propto \rho_e \cdot \sigma_{KN} \quad (1.46)$$

$$dEPL_{\mu_{\text{eau}}} = dz' \cdot \mu(z') \rightarrow dEPL = \frac{\mu(z')}{\mu_{\text{eau}}} dz' = \frac{\mu^{\text{Compton}}(z')}{\mu_{\text{eau}}^{\text{Compton}}} dz' = \frac{\rho_e(z')}{\rho_e(\text{eau})} dz' \quad (1.47)$$

d. Algorithmes basés sur des « principes physiques »

On peut identifier deux types d'algorithmes dans cette catégorie : les algorithmes stochastiques MC et les algorithmes déterministes utilisant l'équation de transport de Fokker-Planck.

i. Algorithme Monte Carlo

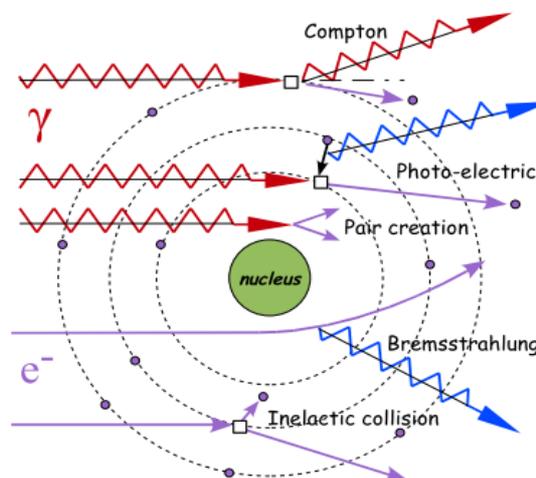
L'utilisation des algorithmes MC s'est limitée à réaliser des « benchmark » (c'est-à-dire à l'utiliser comme « référence ») afin de vérifier l'exactitude des autres algorithmes, cependant l'amélioration des performances des ordinateurs depuis une dizaine d'années a permis de développer leur implémentation dans les TPS. Plusieurs TPS intègrent actuellement un algorithme MC, c'est le cas par exemple des systèmes suivants : ISOgray (Dosisoft), iPlan (BrainLab), Monaco (Elekta), Eclipse (Varian) et MultiPlan (Accuray). Les algorithmes MC implémentés dans les TPS sont souvent basés sur des codes MC « originaux » qui ont été modifiés par des équipes pour une utilisation spécifique et pour les accélérer. Les codes MC optimisés pour la radiothérapie les plus connus sont : MMC [Neuenschwander et al., 1992] [Neuenschwander et al., 1995], PEREGRINE [Cox, 1997], MCDOSE [Li et al., 2000] [Ma et al., 2002], VMC, XMVC, VMC++ [Kawrakow et al., 1996] [Kawrakow et al., 2000a] [Fippel, 1999], MCV [Siebers et al., 2000] et RTMCNP [DeMarco et al., 1998].

L'algorithme MC repose sur les principes physiques de base concernant les mécanismes de l'interaction des particules avec la matière pour ainsi simuler le transport des particules et calculer la distribution de dose déposée dans le patient. La Figure 1.9 est une représentation schématique et « corpusculaire » de quelques mécanismes d'interaction pour les photons et les électrons modélisés dans les algorithmes MC :

- La diffusion Compton (également appelée diffusion incohérente ou inélastique), où un photon est dévié (diffusé) en transmettant une partie de son énergie à un électron du cortège électronique.

- L'effet photoélectrique, où un photon va interagir avec un électron des couches intérieures et être totalement absorbé, en éjectant l'électron de l'atome. La réorganisation du cortège électronique peut donner naissance à l'émission d'un ou plusieurs photons de fluorescence ou électrons Auger.
- La création de paires, où un photon en passant à proximité du champ électrique du noyau va être absorbé en produisant un électron et un positon qui vont se partager son énergie. L'énergie seuil de la réaction est de 1.022 MeV. Le positon peut à son tour être ralenti et interagir avec un électron de la matière par annihilation (avec émission de deux photons de 511 keV de direction quasi opposées),
- Le rayonnement de freinage (également appelé Bremsstrahlung), où un électron est freiné et dévié par le champ électrique du noyau produisant l'émission de photons.
- La collision inélastique entre électrons, où l'électron incident va transmettre une partie de son énergie à un électron du cortège et être dévié.
- D'autres interactions existent, comme la diffusion Rayleigh ou la diffusion élastique entre électrons, mais ne sont pas représentées.

Figure 1.9 : Représentation schématique de quelques interactions des photons et des électrons dans la matière.



ii. Algorithme déterministe

De manière similaire aux algorithmes basés sur le principe d'un calcul MC, les algorithmes déterministes comme Acuros XB [Vassiliev et al, 2010] cherchent à simuler les mécanismes physiques impliqués dans le transport des particules mais au lieu de simuler l'interaction et le transport des particules une par une, l'algorithme utilise l'équation intégréo-différentielle de Fokker-Planck (décrivant l'évolution de la densité de probabilité d'un type de particules spatialement et temporellement) pour résoudre le transport des particules. La résolution informatique du problème peut s'effectuer de manière très rapide, bien plus rapidement qu'avec l'algorithme MC tout en permettant une justesse de calcul comparable.

e. Comparaison des différents types d'algorithme

Pour étudier le comportement des différents types d'algorithme en présence d'hétérogénéités, [Scholz, 2004] a réalisé des mesures et des calculs de distribution de dose pour un faisceau de 30 mm × 30 mm traversant successivement un milieu eau, un milieu liège (densité de l'ordre de 0.2) et un milieu eau. Les distributions de dose latérales obtenues à l'aide de trois algorithmes différents (« pencil beam », « point spread » et MC) sont présentées sur la Figure 1.10 [Scholz, 2004]. La Figure 1.11 compare les distributions de dose calculées par ces algorithmes sur l'axe central, à celles mesurées à l'aide d'une

chambre d'ionisation. On observe que l'algorithme « pencil beam » ne prend pas en compte l'effet de diffusion latérale dans le liège surestimant ainsi la dose sur l'axe central dans le milieu de faible densité (liège), alors que l'algorithme « point spread » prend en compte en grande partie les électrons secondaires diffusés latéralement dans le liège. Un très bon accord est obtenu entre les données expérimentales et celles de l'algorithme MC. Cet exemple illustre parfaitement la nécessité d'avoir dans les TPS des algorithmes modélisant correctement le transport latéral des électrons pour les traitements dans des conditions de manque d'EEL ainsi qu'en présence d'hétérogénéités.

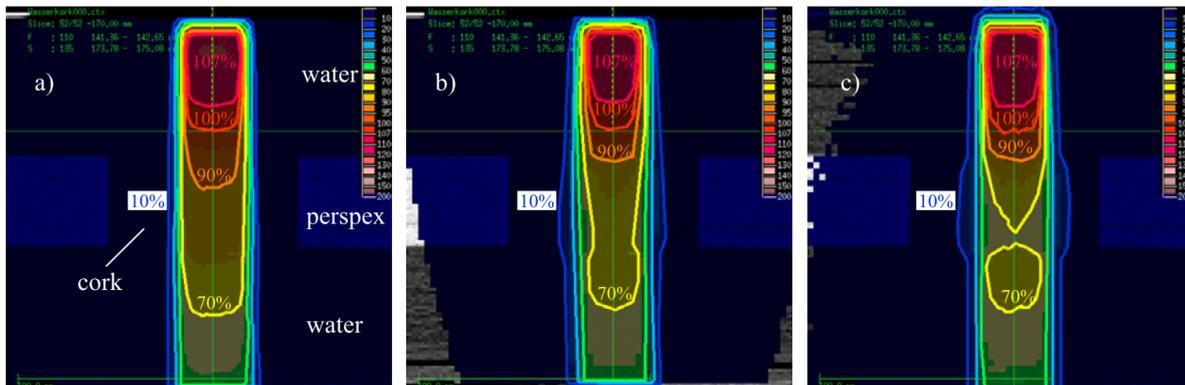
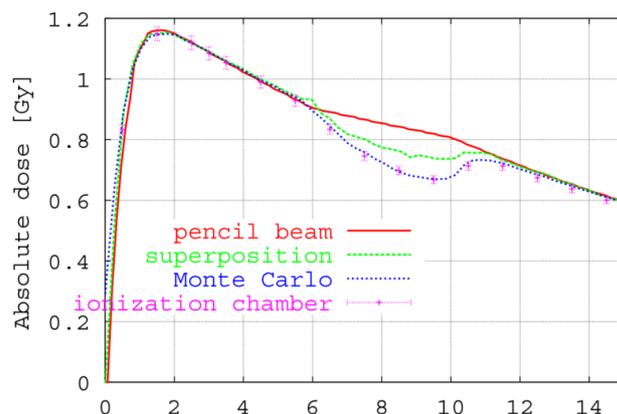


Figure 1.10 : Exemple de distributions de dose 2D calculées pour un faisceau de 30 mm × 30 mm traversant des plaques eau-liège-eau. Un algorithme « Pencil Beam » (a), un algorithme « point spread » (b) et un algorithme « Monte Carlo » sont comparés [Scholz, 2004].

Figure 1.11 : Distribution de dose en profondeur pour les 3 algorithmes de calculs précédents et comparaison avec la mesure réalisée à l'aide d'une chambre d'ionisation [Scholz, 2004].



4. LA RADIOTHÉRAPIE STÉRÉOTAXIQUE

a. Les mini-faisceaux : historique et définition

La stéréotaxie du grec « stereo » signifiant « espace » et de « taxein » signifiant « organiser » est à l'origine une technique utilisée en neurochirurgie pour atteindre à l'aide d'aiguilles les zones profondes du cerveau de manière précise en s'aidant d'un repérage et d'un système de contention sur le crâne du patient.

En radiothérapie stéréotaxique, à la place des aiguilles de neurochirurgie, on utilise la convergence de faisceaux de photons de haute énergie (gamma issus d'appareils de cobalthérapie ou rayons X produits par des accélérateurs médicaux d'électrons de tension accélératrice nominale inférieure ou égale à 10 MV) de petites dimensions, obtenue par une collimation statique. Ces faisceaux sont appelés « mini-faisceaux ». L'utilisation de ce type de faisceaux permet une conformation aux tumeurs de petites tailles impossible par les traitements classiques. Ils permettent de traiter de façon non invasive des

tumeurs malignes situées dans ou à proximité d'organes critiques que ce soit en radiothérapie stéréotaxique (fractionnement du traitement), en radio-chirurgie (forte dose en une seule séance) ou en radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (IMRT). Un faisceau sera dit « mini-faisceau » quand son diamètre est inférieur à celui du parcours latéral des particules chargées. Typiquement les conditions liées aux mini-faisceaux sont présentes [IPEM Report N°103, 2010] :

- lorsque le système de collimation occulte une partie de la source au niveau du point de mesure,
- qu'il y a une perte de l'équilibre électronique,
- ou lorsque l'effet de moyennage volumique par le volume sensible du détecteur réduit le signal au point de mesure.

Il existe actuellement trois types d'appareils utilisés en radiothérapie stéréotaxique : les accélérateurs linéaires conventionnels équipés d'un collimateur additionnel multi-lames (mini-MLC) ou de collimateurs fixes, le GammaKnife équipé de 192 sources de Cobalt-60 collimatées et disposées de façon concentrique autour d'un point fixe et l'accélérateur robotisé CyberKnife. Dans le cas des accélérateurs conventionnels, le mini-MLC est soit intégré soit ajouté comme accessoire au système de collimation de l'accélérateur. Il permet de décrire des champs de forme rectangulaire ou complexe dont la taille minimale dépend de la largeur des lames centrales. Le diamètre minimal des mini-faisceaux rencontrés en clinique est de 4 mm.

b. Le système CyberKnife

i. Description de l'accélérateur

Le CyberKnife (Figure 1.12) est un appareil de radiothérapie stéréotaxique inventé par John R. Alder au début des années 90 et commercialisé par la société Accuray. Ce système est basé sur un LINAC, délivrant des faisceaux RX de 6 MV, monté sur un bras robotisé à 6 degrés de liberté. Il permet de traiter des tumeurs localisées dans l'ensemble du corps (prostate, poumon, cerveau, moelle épinière, foie et pancréas) avec une conformation millimétrique. Le CyberKnife possède un système d'imagerie lui permettant de suivre en temps réel la tumeur (« tracking ») en corrigeant la position du bras robotisé par comparaison entre la position repérée par le système d'imagerie et la position planifiée dans le TPS. Une des particularités du CyberKnife est qu'il ne possède pas de filtre égalisateur. Les champs sont définis à l'aide de 12 collimateurs coniques permettant d'avoir des faisceaux de 60 mm à 5 mm de diamètre à une distance de 80 cm de la source. Deux autres systèmes de collimation sont également commercialisés : un collimateur à ouverture variable nommé Iris et un collimateur multi-lames nommé InCise.



Figure 1.12 : Le CyberKnife du centre Oscar Lambret (Lille) et ses collimateurs fixes.

La version actuellement commercialisée du CyberKnife est la version fonctionnant à un débit de 1000 UM/min mais les précédentes versions opérant à 400, 600 ou 800 UM/min sont toujours utilisées. Les principales évolutions entre le 400 UM/min et le 800 UM/min, hormis l'augmentation du débit de dose, sont : un nouveau design de la cible, une nouvelle chambre moniteur, le remplacement d'un filtre en plomb par un dispositif de filtration en aluminium et un système permettant la fixation de l'Iris. Entre la version 800 et 1000 UM/min, les principaux changements concernent une nouvelle fois la cible mais aussi la remise de l'ancienne filtration en plomb du 600 UM/min à la sortie du collimateur primaire tout en gardant le dispositif en aluminium introduit dans la version 800 UM/min.

L'appareil ne permet pas d'obtenir les conditions de références du protocole dosimétrique [IAEA TRS 398, 2000]. Celui-ci utilise alors des conditions de référence spécifiques (Figure 1.22), à savoir une SDD de 80 cm et une SSD de 78.5 cm. La taille de champ est définie comme la largeur du profil de dose à mi-hauteur en P_{ref} dans les conditions précédentes.

ii. Système de planification de traitement associé au CyberKnife

La version actuelle du système de planification de traitement du CyberKnife, appelé MultiPlan, propose deux algorithmes de calcul de dose : RayTracing (algorithme basé sur du « pencil beam ») et MC MCRS [Ma et al., 2008].

Seul l'algorithme RayTracing était disponible à l'origine dans MultiPlan, l'algorithme MCRS (noté par la suite MC_{TPS}) a été implémenté en 2008 pour les collimateurs fixes dans un premier temps puis pour le système IRIS depuis 2009. Celui-ci est décrit et comparé avec le code MC EGS4/MCSIM (code MC sans simplification) par [Ma et al., 2008] : un très bon accord (<0.5%) a été trouvé entre ces deux codes avec un temps de calcul divisé par ~50 pour MCRS. L'algorithme RayTracing permet un calcul de dose plus rapide que MC_{TPS} , cependant les corrections des hétérogénéités sont réalisées en utilisant la méthode EPL (voir section 3.d). Ce type d'algorithme qui donne de bons résultats dans les régions homogènes tel que le cerveau, ne permet pas de réaliser correctement le calcul de dose dans les zones hétérogènes tel que les poumons, c'est pour répondre à ce problème que l'algorithme MC_{TPS} a été implémenté. L'algorithme MC_{TPS} utilise une source virtuelle (ajustée à l'aide des données dosimétriques de base) afin de représenter la tête d'irradiation et de simuler chaque faisceau du traitement. En clinique, le premier plan est toujours calculé à l'aide de l'algorithme RayTracing, puis l'utilisateur peut recalculer le plan à l'aide de l'algorithme MC_{TPS} en ne changeant pas la direction et l'intensité des faisceaux. Le re-calcul du plan prend entre 5 et 20 min. Si la distribution de dose diffère beaucoup de celle calculée par RayTracing, l'utilisateur peut soit changer le niveau de prescription des isodoses, soit réoptimiser le plan en utilisant MC_{TPS} [Sharma et al., 2010] [Kilby et al., 2010] [Dieterich et al., 2011a].

c. Problèmes dosimétriques liés aux mini-faisceaux

Les mini-faisceaux ayant un faible diamètre comparativement aux dimensions des dosimètres et au parcours des électrons, des problèmes dosimétriques se posent pour la mesure de l'ensemble des données de base nécessaires aux TPS et en particulier celle des facteurs d'ouverture du collimateur. Pour ces derniers, la dispersion des valeurs mesurées avec différents détecteurs peut atteindre plusieurs dizaines de pourcents pour les plus petites tailles de champ [Verhaegen et al., 1998] [Das et al., 2000] [Cheng et al., 2007] [Das et al., 2008] [Alfonso et al., 2008]. Ces problèmes dosimétriques sont liés à la variation du spectre en énergie du faisceau, à la taille du faisceau par rapport à la taille de la surface frontale du dosimètre et au manque d'équilibre électronique latéral. De même, cela pose également des problèmes lors du calcul des doses par le TPS en particulier en présence d'hétérogénéités.

i. La variation du spectre en énergie du faisceau

Le spectre en énergie des photons varie avec la taille de champ comme le montre la Figure 1.13 où le spectre en énergie des photons à la surface du fantôme d'eau (dans l'air) a été calculé par MC pour des

faisceaux de 6MV de taille 100 mm × 100 mm, 10.5 mm de diamètre et 3 mm de diamètre [Sanchez-Doblado et al., 2003]. Les changements dans le spectre sont importants avec une énergie moyenne qui augmente lorsque la taille de champ diminue.

Dans l'eau, le spectre des électrons secondaires engendrés par le faisceau de photons est également modifié de manière importante lorsque la taille de champ diminue (Figure 1.14 a). L'énergie moyenne des électrons secondaires peut alors augmenter de l'ordre de 100~200 keV pour une taille de champ de 5 mm par rapport à une taille de champ de 100 mm de diamètre (Figure 1.14 b).

Cette augmentation de l'énergie moyenne du faisceau de photons primaires et de l'énergie moyenne des électrons secondaires au point de mesure lorsque la taille de champ diminue peut induire une modification de la réponse du dosimètre si celui-ci est composé de matériaux significativement différents de l'eau. Ainsi concernant la mesure des OF, une chambre d'ionisation de type PinPoint ayant une électrode centrale en acier surestime la dose dans les grands champs et conduit donc à une sous-estimation de l'OF en petit champ. Cet effet reste cependant faible et a été estimé à 1% [Martens et al., 2000]. Les diodes silicium sur-répondent aux énergies inférieures à 200 keV, c'est pourquoi certaines sont équipées d'un blindage pour empêcher les photons diffusés en grand champ d'atteindre le volume sensible. Les valeurs d'OF mesurées avec les diodes blindées en mini-faisceaux sont généralement supérieures de quelques pourcents aux valeurs des diodes non-blindées [McKerracher et al., 1999] [Ding et al., 2006] [Sauer et al., 2007] [Scoot et al., 2008] [Bassin et al., 2013].

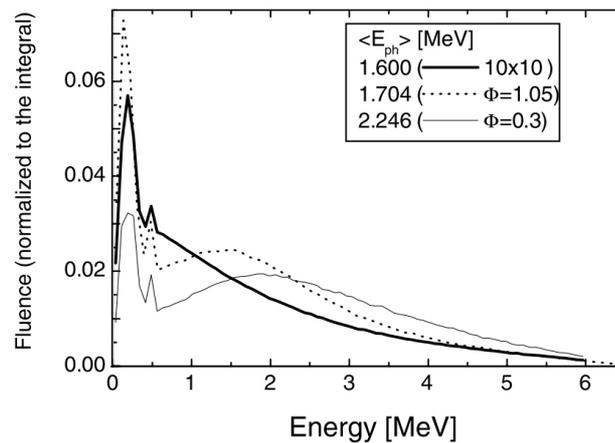


Figure 1.13 : Variation du spectre en énergie des photons dans l'air à la surface d'un fantôme d'eau entre les tailles de champ de 100 mm × 100 mm, 10.5 mm de diamètre ($\sim 87 \text{ mm}^2$) et 3 mm de diamètre ($\sim 7 \text{ mm}^2$), pour un faisceau de photons avec une tension accélératrice de 6 MV [Sanchez-Doblado et al., 2003].

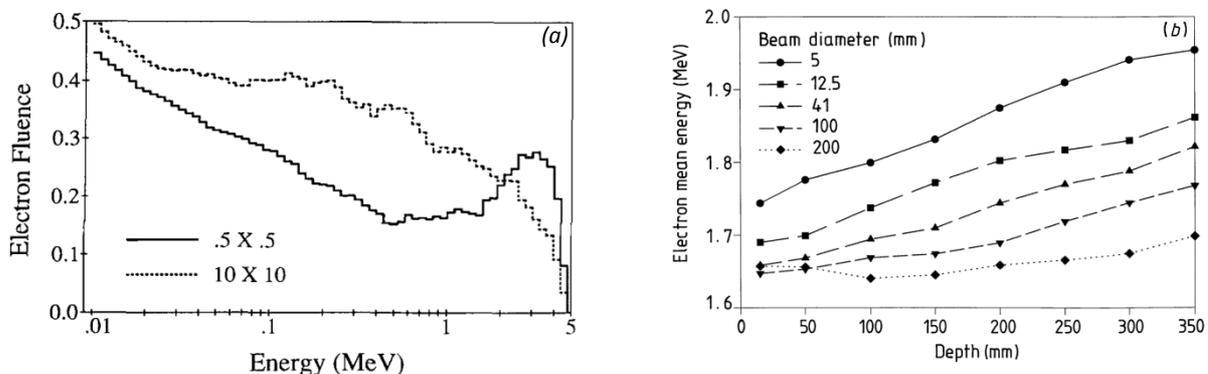


Figure 1.14 : (a) Variation du spectre en énergie des électrons secondaires entre un champ de 5 mm × 5 mm et un champ de 100 mm × 100 mm, à une profondeur de 8 cm dans l'eau, pour un faisceau de photons mono-énergétique de 10 MeV [Wu et al., 1993]. (b) Énergies moyennes des électrons secondaires pour des champs compris entre 5 et 200 mm de diamètre, à différentes profondeurs dans l'eau pour un faisceau de photons de 6 MV [Heydarian et al., 1996].

ii. La taille du faisceau

Des problèmes se posent également lorsque la taille du détecteur devient importante par rapport à celle du faisceau. La Figure 1.15, sur laquelle la réponse de différents détecteurs en fonction de leur taille et du diamètre du faisceau est représentée, montre l'importance de la résolution spatiale du détecteur lorsqu'il s'agit de mesurer correctement la dose « ponctuelle ». Pour une taille de champ donnée, on observe que la réponse en fonction du rayon du détecteur (noté R sur la figure) présente une première partie indépendante R puis une seconde partie où la réponse va rapidement chuter avec l'augmentation de ce rayon. Cette diminution de la réponse est due à l'effet de moyennage volumique de la dose qui va alors diminuer l'estimation de la dose « ponctuelle ». On peut également observer que la valeur de R pour laquelle la réponse n'est plus constante dépend de la taille même du faisceau (noté r sur la figure). Finalement, pour la plus petite taille de faisceau investiguée par [Björngard et al., 1990] à savoir un faisceau de 1.3 mm de diamètre, les films radiochromiques ne présentent pas de problèmes, les diodes de 2.6 mm de diamètre semblent avoir une résolution adaptée seulement pour des faisceaux de diamètre supérieur à 5.4 mm, alors que les chambres d'ionisation standard sous-estiment la valeur de la dose « ponctuelle » pour toutes les tailles de champ investiguées par les auteurs.

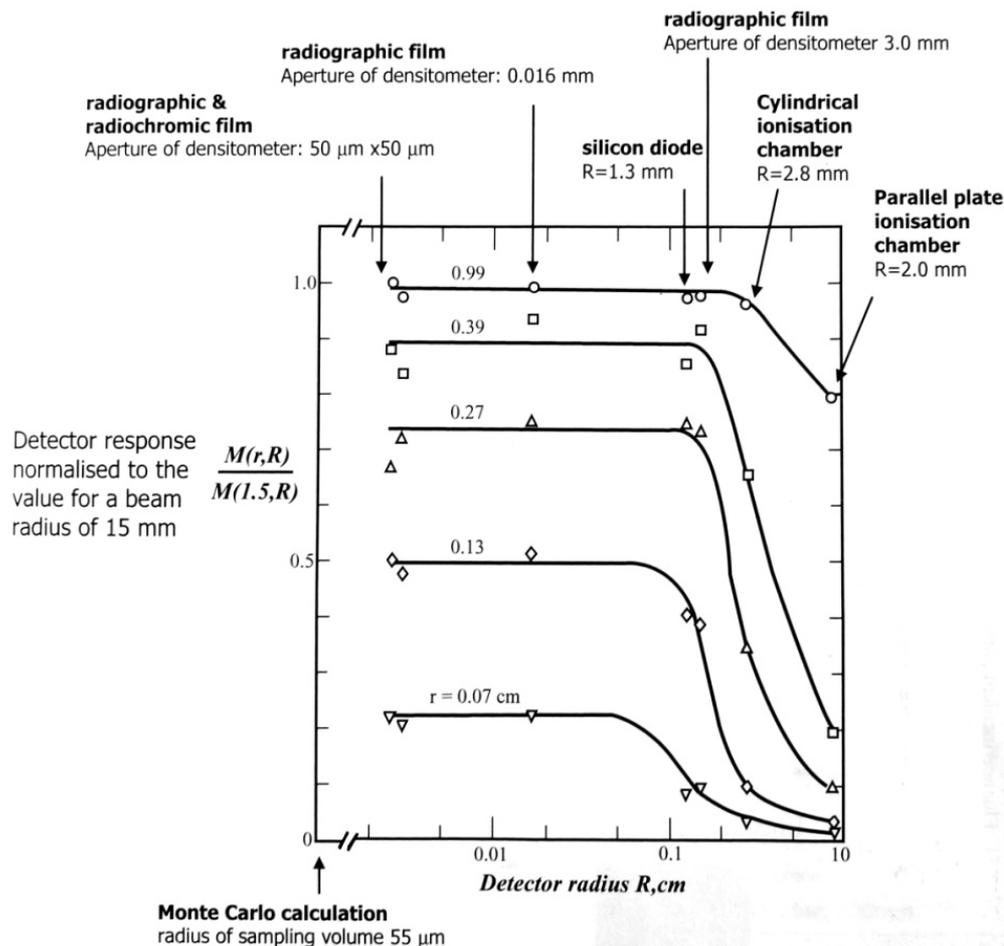


Figure 1.15 : Réponse des détecteurs en fonction de la taille du volume actif (normalisée à la réponse pour un faisceau de 15 mm de diamètre), dans un faisceau de photons de 6 MV, à une profondeur de 5 cm dans l'eau. [Björngard et al., 1990] adapté par [IPEM Report N°103, 2010].

Bien que les diodes aient une bien meilleure résolution que les chambres d'ionisation, une sous-réponse due au moyennage volumique peut également être observée si celle-ci n'est pas conçue pour des faisceaux de stéréotaxie comme le montre la Figure 1.16 : pour une taille de champ de ~5 mm, et une surface active de 2.26 mm de diamètre (correspondant à une diode « normale »), un effet volume de quasiment 10% sur la dose totale est observé contrairement à un volume de diamètre deux fois inférieur (correspondant à une diode « stéréotaxique »).

Le problème se pose pour la mesure des OF. Ainsi, lorsque la taille de la surface frontale du volume sensible du détecteur est supérieure à l'étendue de la partie homogène du faisceau, on observe une sous-réponse du dosimètre car la dose absorbée est moyennée sur l'ensemble du volume sensible du dosimètre [Verhaegen et al., 1998] [McKerracher et al., 1999] [Laub et al., 2003] [Pappas et al., 2005] [Scott et al., 2008]. Il faut cependant être prudent car plus le détecteur est petit, c'est-à-dire avec une bonne résolution spatiale, plus le risque d'avoir une réponse de celui-ci « non-conforme » augmente à cause d'effets parasites (volume partiel, problème de collection des charges, isolants, etc.) [Le Roy, 2011].

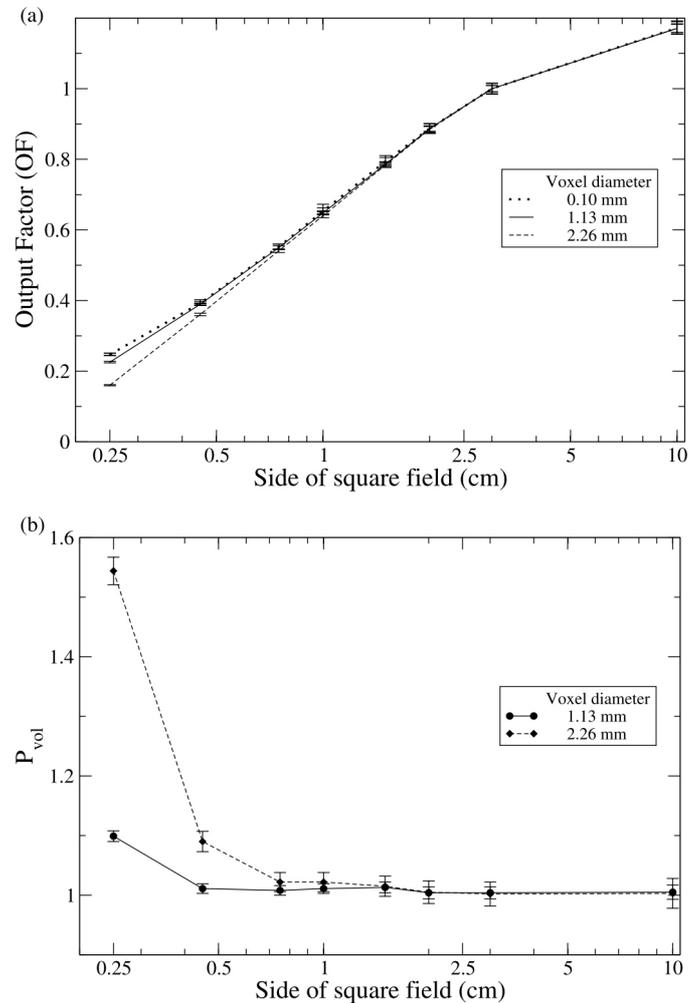


Figure 1.16 : (a) OF calculé par MC pour un voxel d'eau d'épaisseur 0.26 mm et de différents diamètres positionné sur l'axe central d'un faisceau de photons de 15 MV à 5 cm de profondeur dans l'eau. (b) P_{vol} représente le rapport de la dose moyenne absorbée dans un voxel d'eau de diamètre 0.1 mm avec la dose moyenne absorbée pour un voxel plus large (1.13 et 2.26 mm de diamètre) [Scott et al, 2012].

Concernant les rendements en profondeur, le faible diamètre des très petits faisceaux rend la mesure du PDD sensible à la déviation du centrage du dosimètre lorsque celui-ci se déplace en profondeur. Une erreur d'alignement de 1 mm entre le centre du dosimètre et l'axe central d'un mini-faisceau de 6 mm × 6 mm conduit à des erreurs supérieures à 5% sur la mesure du PDD [Ding et al, 2006]. Un autre problème lors des mesures de PDD dans les mini-faisceaux est la variation de la taille de champ avec la profondeur (du fait de la divergence du faisceau), la réponse relative du détecteur peut être différente selon la taille de son volume sensible. Aux faibles profondeurs, la dose mesurée sera sous-estimée de manière plus importante qu'à une profondeur plus élevée ce qui peut conduire à une surestimation de plusieurs pourcents de la courbe du PDD, comme on peut l'observer avec le PDD mesuré à l'aide d'une chambre d'ionisation Scanditronix RK (volume sensible de 0.12 cm³ – diamètre de 4 mm) pour la taille de champ de 5 mm × 5 mm (Figure 1.17).

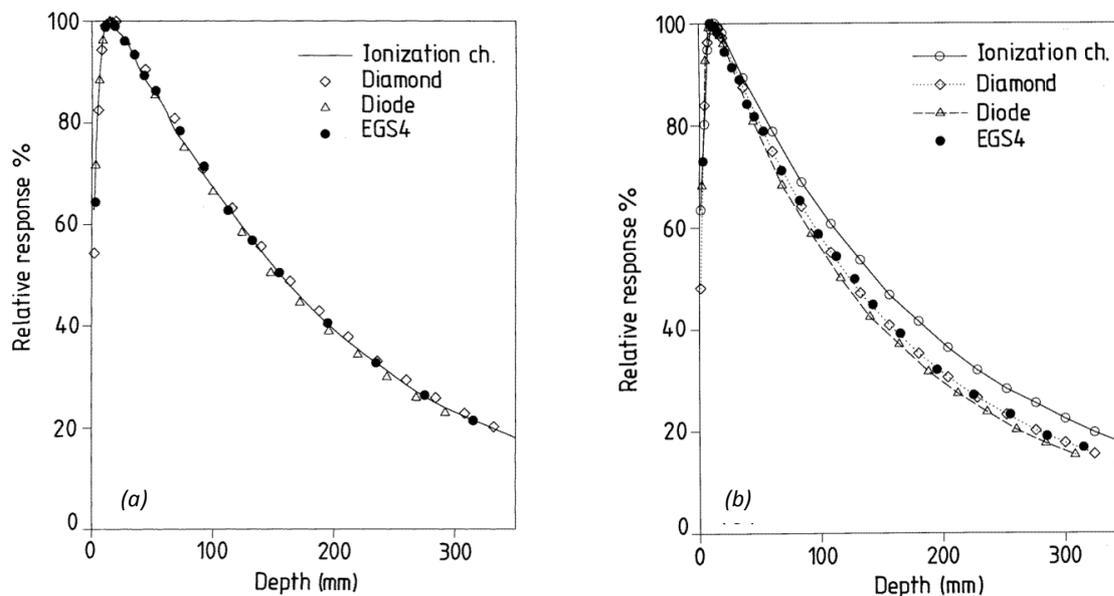


Figure 1.17 : PDD mesurés avec une chambre d'ionisation Scanditronix RK, un détecteur diamant PTW 60003 et une diode Scanditronix PFD, comparé à la simulation MC, dans un faisceau de photon de 6 MV pour une taille de champ de (a) 100 mm × 100 mm et de (b) 5 mm × 5 mm [Heydarian et al, 1996].

Enfin pour la mesure des profils, lorsque la surface frontale de détection des détecteurs est trop grande par rapport au diamètre du faisceau, le profil mesuré a une pénombre élargie à cause de l'effet de moyennage volumique de la dose dans le volume sensible du détecteur. Sur la Figure 1.18, un excellent accord est observé entre les largeurs de pénombre mesurées à l'aide des diodes blindées ou non blindées et celles obtenues avec la simulation MC du profil dans l'eau tandis que la pénombre mesurée à l'aide de la chambre d'ionisation PinPoint, la chambre d'ionisation RK et le diamant PTW, est plus large que celle calculée. Cet effet est également visible sur la Figure 1.19 où les profils à deux profondeurs d'un faisceau de 6 mm × 6 mm ont été mesurés à l'aide d'une chambre d'ionisation (important volume actif) et d'une diode stéréotaxique (faible volume actif).

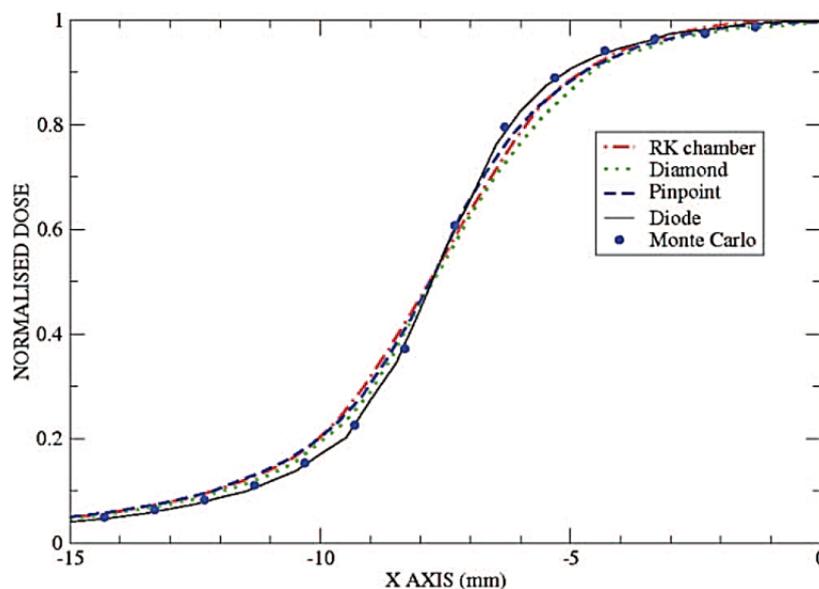


Figure 1.18 : Comparaison entre les demi OAR mesurés avec une chambre d'ionisation RK (diamètre du volume sensible de 4 mm), une chambre PinPoint 31016 (diamètre du volume sensible de 2.9 mm), un détecteur diamant PTW (diamètre du volume sensible équivalent de 2.96 mm) et deux diodes Scanditronix blindée et non blindée (diamètre du volume sensible de 2 mm) dont le profil se superpose et celui calculé par MC, dans un faisceau de 15 MV à 5 cm de profondeur dans l'eau pour une taille de champ de 15 mm [Scott et al., 2008].

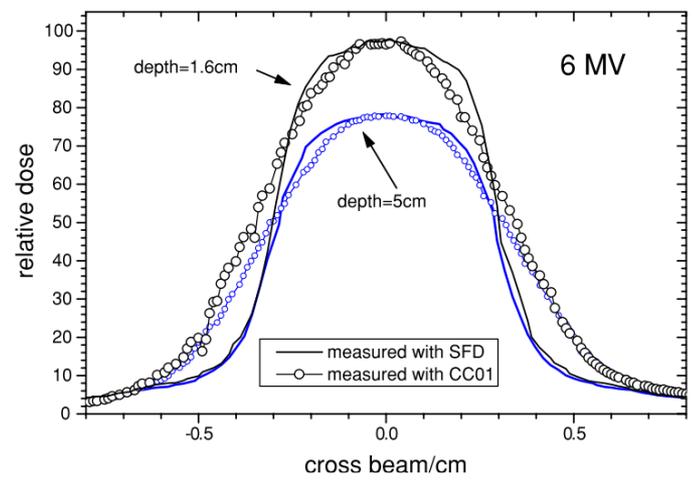


Figure 1.19 : Comparaison des OAR mesurés avec une chambre d’ionisation CC01 (diamètre du volume sensible de 2 mm) par rapport à une diode stéréotaxique SFD (diamètre du volume sensible de 0.6 mm), pour une taille de champ de 6 mm × 6 mm [Ding et al., 2006].

iii. Le manque d’équilibre électronique latéral

Comme évoqué précédemment, celui-ci se produit lorsque le rayon du faisceau est inférieur au parcours maximal des électrons secondaires [Attix, 1986] [Wu et al., 1993]. Pour le CyberKnife par exemple, le diamètre minimal du faisceau assurant l’équilibre électronique latéral sur l’axe du faisceau est d’environ 25 mm.

La Figure 1.20 représente des mesures d’OF (non corrigées) réalisées avec des chambres d’ionisation à cavité d’air, un diamant et une diode pour des tailles de champs allant jusqu’à 10 mm [Haryanto et al., 2002]. Une dispersion importante des valeurs d’OF (non corrigées) est observée pour une taille de champ de 10 mm : la diode mesure la valeur la plus importante, on trouve ensuite la valeur mesurée par le diamant, puis la chambre PinPoint, et enfin la chambre « standard » donne la valeur la plus faible. Concernant la mesure avec les diodes, les auteurs expliquent que l’enrobage du dosimètre n’est pas équivalent-eau, contrairement au dosimètre diamant, ce qui réduit le déséquilibre électronique latéral à cause de l’augmentation du diffusé latéral et, par conséquent, augmente la dose mesurée en petit champ. [Araki, 2006] ajoute que dans le cas des diodes, le silicium cause également une réduction du déséquilibre électronique latéral à cause de sa densité et de son numéro atomique élevés. Concernant les chambres, [Haryanto et al., 2002] expliquent que la dose mesurée avec les chambres est plus faible à cause de la taille du volume actif, mais surtout à cause du manque d’EEL qui est augmenté avec la présence de la cavité d’air.

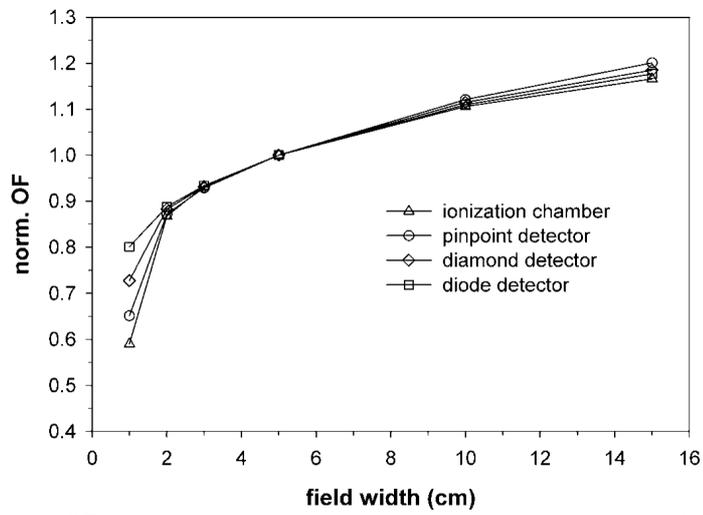


Figure 1.20 : Valeurs des OF (non corrigées) mesurées avec une chambre d’ionisation à cavité d’air standard PTW 31002, une mini-chambre d’ionisation PinPoint 31006, une diode PTW 60008 et un diamant PTW 60003 pour un faisceau de 6 MV à 10 cm de profondeur d’eau. Le champ de référence ici est le champ de 50 mm × 50 mm [Haryanto et al., 2002].

[Laub et al., 2003] ont comparé, pour un champ de 10 mm × 10 mm, les valeurs d'OF mesurées à l'aide d'une diode stéréotaxique, d'un détecteur diamant, d'une chambre PinPoint et d'une chambre Farmer à celles attendues en ne prenant en compte que l'effet volume de ces détecteurs (courbe en trait plein) (Figure 1.21). On peut voir que l'effet de moyennage volumique du volume actif ne permet pas d'expliquer la réponse de la diode et des chambres. Les valeurs mesurées avec la diode et les chambres sont respectivement supérieures et inférieures à celles attendues. On peut également remarquer que la réponse de ces détecteurs dépend de l'énergie du faisceau. L'écart entre les OF mesurés et ceux corrigés de l'effet volume met en évidence l'effet des perturbations dues principalement au manque d'EEL. Pour la diode, on a une diminution du manque d'EEL et donc une augmentation de la dose absorbée. Pour les chambres d'ionisation, la présence de la cavité d'air entraîne une augmentation du manque d'EEL et donc une diminution de la dose absorbée dans le volume actif. On peut donc voir que les mesures d'OF sont largement affectées par ce phénomène de manque d'EEL lorsque les dosimètres ne sont pas suffisamment équivalents -eau.

Concernant la mesure des OAR, [Beddar et al., 1994] ont montré que la nature des matériaux composant les diodes (silicium et matériaux d'encapsulation) entraînait une diminution du parcours des électrons dans les zones de pénombre qui pouvait conduire à une diminution de la largeur des pénombres.

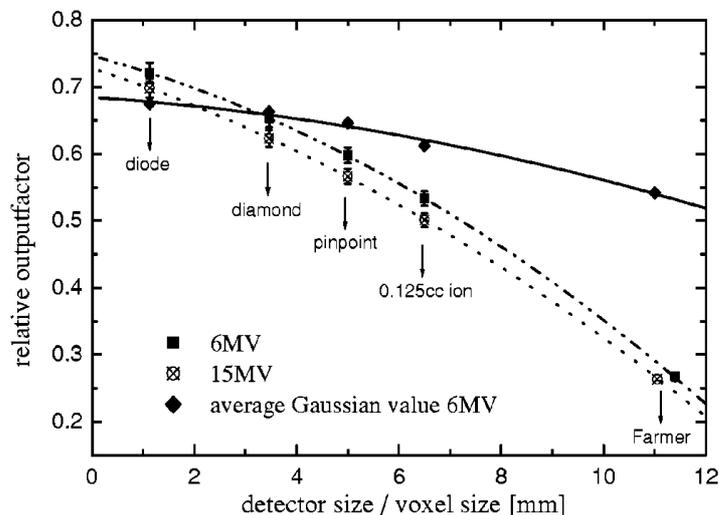


Figure 1.21 : Valeurs des OF (non corrigées) avec des détecteurs de dimensions différentes pour un champ de 10 mm × 10 mm à 10 cm de profondeur dans l'eau. Le trait plein correspond à la valeur attendue en tenant compte uniquement de l'effet volume [Laub et al., 2003].

d. Dosimétrie des mini-faisceaux

i. Nouveau formalisme IAEA

Comme nous avons pu le voir, la mesure des données de base, en particulier celle des OF, dans les mini-faisceaux nécessite l'utilisation d'un dosimètre de bonne résolution spatiale et de bonne équivalence-eau. Actuellement il n'y a pas de dosimètre commercial adapté pour les mesures de dose en mini-faisceaux. Les chambres d'ionisation qui sont les dosimètres de référence pour l'étalonnage des faisceaux conventionnels ne peuvent plus jouer ce rôle. En outre, pour certains appareils (le CyberKnife par exemple), il n'est pas possible d'établir les conditions de référence des protocoles de dosimétrie utilisés pour les champs standards. Une mesure de dose absolue dans un laboratoire primaire de métrologie et dans les conditions d'utilisation clinique permettrait de connaître la dose avec une grande précision. Cependant, il n'existe pas actuellement de références métrologiques pour les mini-faisceaux.

Aussi, au niveau international, l'IAEA (International Atomic Energy Agency) en collaboration avec l'AAPM (American Association of Physicists in Medicine) a mis en place un groupe de travail intitulé

« Dosimetry code of practice for small fields and novel beams » pour l'élaboration d'un protocole international pour la dosimétrie des mini-faisceaux et des faisceaux dits « nouveaux » (ou faisceaux non-standard). Ce groupe a proposé un nouveau formalisme en 2008 [Alfonso et al. 2008] pour permettre d'étendre le protocole de dosimétrie actuel [IAEA TRS 398, 2000] à la dosimétrie des mini-faisceaux statiques et des faisceaux IMRT en définissant deux nouveaux facteurs correctifs.

❖ Débit de référence en mini-faisceaux

Le concept de champ de référence spécifique (f_{msr}) à un appareil donné est introduit pour les appareils de stéréotaxie ne permettant pas d'obtenir les conditions de référence telle que la taille de champ de 10 cm × 10 cm (Figure 1.22). Le champ de référence conventionnel utilisé dans le protocole [IAEA TRS 398, 2000] est noté f_{ref} . Le nouveau formalisme définit un premier facteur correctif $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ (1.48) permettant d'obtenir la dose absorbée dans le champ de référence spécifique à la machine f_{msr} à partir de la dose absorbée dans le champ de référence du protocole de dosimétrie f_{ref} ; ce facteur a pour fonction de corriger les différences entre les tailles de champ, la géométrie, le matériau du fantôme et la qualité du faisceau.

$$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} = \frac{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{w,Q}^{f_{ref}} / M_Q^{f_{ref}}} \quad (1.48)$$

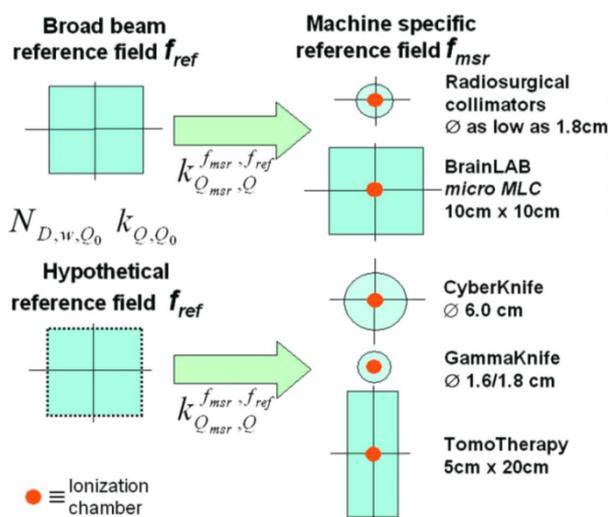
$M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ est la valeur de la charge mesurée par l'électromètre en Coulomb dans le champ f_{msr} corrigée si besoin des facteurs d'influence autres que ceux liés au faisceau, et $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ est la dose absorbée dans l'eau au point de référence dans le faisceau f_{msr} . En général, le champ f_{msr} spécifique à chaque machine est choisi de manière à être le plus proche possible du champ f_{ref} (10 cm × 10 cm).

Ainsi, la dose absorbée dans l'eau au point de référence avec le faisceau de référence spécifique à la machine peut être calculée à l'aide de (1.49) connaissant le facteur correctif $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$.

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \cdot k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (1.49)$$

Lorsque le champ f_{msr} est suffisamment large pour préserver l'EE sur l'axe du faisceau, alors la qualité du faisceau ne change pas significativement et le facteur correctif $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ a pour valeur 1 [Alfonso et al., 2008]. C'est le cas du CyberKnife dont le f_{msr} est défini pour la taille de champ la plus grande disponible avec les collimateurs fixes, à savoir le collimateur de 60 mm.

Figure 1.22 : Illustration du concept de champ de référence spécifique à une machine introduit dans le formalisme [Alfonso et al., 2008].



Pour le CyberKnife, il n'est pas possible d'établir les conditions de référence préconisées par le protocole [IAEA TRS 398, 2000] pour la mesure du débit de référence (taille de champ de 10 cm × 10 cm). Celui-ci est alors déterminé en utilisant la plus grande taille de champ disponible, à savoir celle fournie par le collimateur de 60 mm, et en plaçant le dosimètre à une distance SDD de 800 mm sous 15 mm de profondeur d'eau. Le TPR(20,10) mesuré avec le champ de 60 mm de diamètre est converti afin de

correspondre à une taille de champ de 10 cm × 10 cm et ainsi sélectionner la valeur de k_{Q,Q_0} dans le « Code of Practice » conventionnel.

❖ Facteur d'ouverture du collimateur en mini-faisceaux

Le concept de champ clinique f_{clin} est également introduit dans le nouveau formalisme. Il se réfère aux champs pour lesquels la dose absorbée dans l'eau a besoin d'être déterminée (il s'agit notamment des champs correspondant aux mini-faisceaux). Comme pour les machines de radiothérapie conventionnelle, on définit un facteur d'ouverture collimateur pour les machines en stéréotaxie, noté $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$. Il est défini par l'équation (1.50) et illustré par la Figure 1.23 dans le cas d'un CyberKnife muni des collimateurs fixes.

$$D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot \Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (1.50)$$

Le facteur d'ouverture du collimateur $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ (également appelé facteur de champ) permet de calculer le débit de dose $D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ en P_{ref} pour le champ f_{clin} connaissant le débit de dose pour le champ de référence spécifique à la machine f_{ref} . Le problème en clinique est de déterminer $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ pour les mini-faisceaux à l'aide des dosimètres disponibles. Le nouveau formalisme définit donc un second facteur correctif $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ (1.51) à appliquer aux mesures réalisées avec un détecteur donné. Ces facteurs permettent de corriger la non-équivalence tissu et/ou la mauvaise résolution spatiale du détecteur.

$$k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (1.51)$$

Ainsi le facteur $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ peut être déterminé à l'aide de mesures de dose absorbée entre le champ clinique auquel on s'intéresse et le champ de référence connaissant le facteur correctif $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ selon l'équation (1.52). Le facteur correctif $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ dépend à la fois du détecteur mais aussi du faisceau (machine de traitement utilisée, taille du champ, profondeur de mesure, énergie, ...).

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} \quad (1.52)$$

Une manière d'obtenir la valeur du facteur correctif $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ est d'utiliser une méthode MC comme nous le verrons dans le chapitre 2, dont l'un des objectifs est de déterminer ces facteurs pour différents types de détecteurs de dimensions adaptées à la dosimétrie des mini-faisceaux pour deux installations CyberKnife.

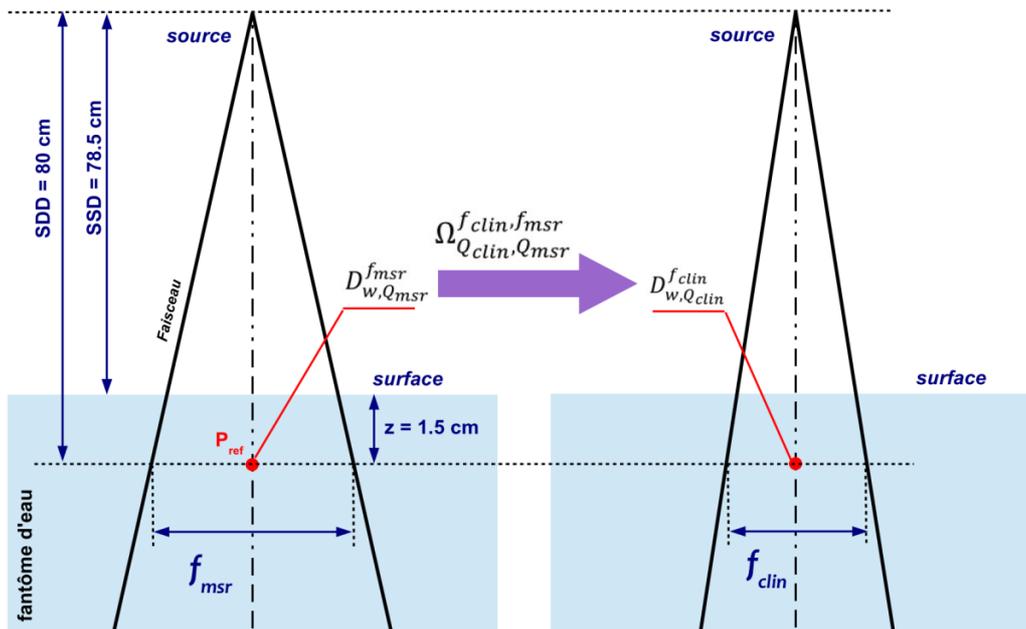


Figure 1.23 : Définition du facteur d'ouverture du collimateur dans le cas du CyberKnife.

ii. Mesures relatives de dose : pratiques et recommandations

Depuis la proposition de ce formalisme en 2008, plusieurs équipes ont réalisé des études pour la mise en œuvre du celui-ci. En outre, différents groupes de travail ont émis des recommandations quant aux bonnes pratiques pour les mesures relatives de dose dans les mini-faisceaux.

❖ Facteur d'ouverture du collimateur

Depuis la parution de l'approche proposée par le groupe IAEA/AAPM, plusieurs équipes internationales se sont efforcées de déterminer les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ à appliquer aux mesures de rapports d'ouverture du collimateur pour différents détecteurs du commerce et différents appareils délivrant des mini-faisceaux. [Francescon et al., 2010] ont modélisé à l'aide du code MC EGSnrc un CyberKnife (600 UM/min) équipé de collimateurs coniques, déterminé par simulation les facteurs correctifs pour des diodes et des chambres d'ionisation du commerce puis adopté la même approche pour un autre modèle de CyberKnife (800 UM/min) et pour différents systèmes de collimation (collimateurs fixes et iris) [Francescon et al., 2012]. Par ailleurs, la même démarche a été mise en œuvre par [Francescon et al., 2011], [Cranmer-Sargison et al., 2011], [Underwood et al., 2013a] et [Czarnecki et al., 2013] pour des accélérateurs linéaires (Siemens Primus et Elekta Synergy pour [Francescon et al., 2011] ; Varian iX pour [Cranmer-Sargison et al., 2011] et [Underwood et al., 2013a], Siemens KD-2 pour [Czarnecki et al., 2013]). Une approche expérimentale a été adoptée par d'autres auteurs. Ainsi [Pantelis et al., 2010] et [Pantelis et al., 2012] ont déterminé expérimentalement, à partir de mesures à l'aide de dosimètres passifs, des facteurs de correction pour des diodes et des chambres d'ionisation pour un CyberKnife équipé de collimateurs fixes et du collimateur IRIS.

Puisqu'il n'existe pas actuellement de dosimètre de référence pour les mini-faisceaux, il est recommandé d'utiliser plusieurs dosimètres dont la taille du volume actif est suffisamment petite par rapport à la taille du faisceau et qui ne nécessitent pas de corrections de perturbation importantes. Ainsi **les micro-chambres d'ionisation liquide, les diodes (en particulier les diodes stéréotaxiques non blindées) et les films radiochromiques** sont recommandés [IEPM Report N°103, 2010]. Lorsque les diodes sont utilisées, il est conseillé de faire les mesures d'OF avec un champ de référence moins large (50 mm × 50 mm par exemple) que le champ habituel de 100 mm × 100 mm. Si nécessaire, l'OF peut être ramené au champ de référence habituel en utilisant une chambre d'ionisation de référence entre le champ de 50 et 100 mm.

❖ Profils et pénombre

Les dosimètres recommandés pour mesurer les profils sont **les films radiochromiques (Gafchromic EBT) et les diodes stéréotaxiques (blindées ou non) avec leur manche parallèle à l'axe du faisceau** [IEPM Report N°103, 2010]. Lorsque les diodes sont orientées avec leur manche perpendiculaire à l'axe du faisceau, les OAR mesurées sont asymétriques du fait de l'anisotropie de la réponse des diodes [Heydarian et al., 1996][Beddar et al., 1994]. Afin d'éviter l'asymétrie, ces dosimètres sont orientés avec leur manche parallèle au faisceau. Si une chambre d'ionisation est utilisée, celle-ci doit avoir un volume sensible inférieur ou égal à 0.01 cm³ et ne pas avoir d'électrode centrale en acier.

❖ Rendement en profondeur (PDD)

Pour la mesure des rendements en profondeur en mini-faisceaux, les dosimètres recommandés sont **les micro-chambres d'ionisation à cavité d'air cylindrique ou plate avec un volume sensible inférieur ou égal à 0.01 cm³ et sans électrode centrale en acier ainsi que les diodes stéréotaxiques (blindées ou non)** [IEPM Report N°103, 2010].

Il est préférable de mesurer le TMR à la place du PDD car ainsi la position du détecteur ne change pas par rapport à la position de la source et la perturbation en première approximation reste constante aux différentes profondeurs, contrairement au PDD où la surface du dosimètre exposée au mini-faisceau varie avec la profondeur.

Il est également recommandé de centrer le détecteur en recherchant la réponse maximale grâce à l'acquisition de profils suivant les deux directions et de prendre un soin particulier à l'alignement de la cuve pour assurer un déplacement strictement vertical du détecteur.

5. TRAVAIL DE THÈSE

a. Programme de recherche mené à l'IRSN portant sur la dosimétrie des mini-faisceaux

Entre 2006 et 2007, à l'hôpital Rangueil de Toulouse, un mauvais choix de dosimètre pour la mesure du facteur d'ouverture du collimateur sur une machine de radiothérapie stéréotaxique a conduit au surdosage (150%) de 145 patients, entraînant des séquelles considérables avec des taux d'incapacité atteignant 60%. L'IRSN avait alors été saisi par l'Autorité de Sureté Nucléaire (ASN) pour une expertise sur la vérification des protocoles expérimentaux d'étalonnage des mini-faisceaux avant et après correction du dysfonctionnement. Dans son rapport d'expertise [Rapport IRSN DRPH/2007-04] l'IRSN mentionnait les difficultés d'étalonnage des mini-faisceaux et l'inexistence de protocoles ou de recommandations nationales ou internationales sur ce sujet. Suite à ces conclusions, l'ASN et l'Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé (AFSSAPS) ont conjointement saisi l'IRSN afin d'établir un protocole national d'étalonnage des très petits faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique. Dans ce cadre, un groupe de travail (GT) composé d'un expert en radiophysique de l'IRSN, de quatre experts en physique médicale de la Société Française de Physique Médicale (SFPM) et d'un radiothérapeute, président de la Société Française de Radiothérapie Oncologique (SFRO), a été constitué. Une des conclusions de ce GT [Rapport IRSN DRPH/SER n°2008-18] était qu'en l'état actuel (pas de références métrologiques, absence de consensus sur le détecteur à utiliser) l'établissement d'un protocole national d'étalonnage des mini-faisceaux n'était pas possible et recommandait la mise en œuvre, en France, de programmes de R&D sur la dosimétrie des mini-faisceaux.

Dans ce contexte, l'IRSN a initié en 2009 un programme de recherche sur les mini-faisceaux visant à caractériser et mettre en œuvre des techniques dosimétriques adaptées et définir les méthodologies nécessaires à une mesure fiable, exacte, précise et reproductible de la dose (relative) dans les mini-faisceaux de photons utilisés en radiothérapie. La démarche de l'IRSN a consisté à :

1. Sélectionner les dosimètres actifs disponibles dans le commerce et dédiés à la mesure des données dosimétriques de base pour les faisceaux de photons de petites dimensions. D'autre part, deux dosimètres passifs (micro-LiF et films radiochromiques EBT2/EBT3) ont également été retenus pour l'intérêt qu'ils pourraient présenter vis-à-vis de la mesure de dose sans facteur correctif dans les très petits faisceaux de photons (équivalence-eau et faible volume sensible)
2. Caractériser ces systèmes dosimétriques (réponse en dose, en débit de dose, en énergie ...) et développer pour les dosimètres passifs des protocoles permettant une mesure précise et juste de la dose pour les mini-faisceaux.
3. Réaliser des mesures de rapport d'ouverture du collimateur avec les dosimètres actifs et passifs sur différentes installations délivrant des mini-faisceaux
4. Évaluer pour au moins une de ces installations la valeur du facteur d'ouverture du collimateur à l'aide de simulations MC. Comparer cette valeur avec les mesures réalisées à l'aide des dosimètres sélectionnés afin d'identifier le(s) système(s) dosimétrique(s) approchant au mieux les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$.
5. Calculer les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ des différents dosimètres étudiés et les comparer à ceux obtenus par les autres auteurs.

6. Élaborer un protocole permettant d'estimer directement les $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour les faisceaux de photons de petites dimensions au moyen du (des) système(s) dosimétrique(s) identifié(s) précédemment sans avoir recours aux facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ (qui ont l'inconvénient d'être faisceau-dépendant).

b. Objectifs du travail de thèse

La thèse s'inscrit dans le cadre du programme de recherche sur la dosimétrie des mini-faisceaux de l'IRSN. L'objectif de la thèse est de permettre une meilleure évaluation de la dose délivrée aux patients traités par radiothérapie stéréotaxique. D'une part, la détermination des données de base nécessaires au paramétrage des TPS servant ensuite à calculer la distribution de dose délivrée au patient, notamment les facteurs d'ouverture de collimation, est problématique pour les mini-faisceaux, et, d'autre part, la plupart des algorithmes de calculs mis en œuvre dans les TPS ne permettent pas de modéliser suffisamment précisément les phénomènes physiques propres aux faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique.

La thèse s'est articulée autour de deux axes principaux, liés à l'étape du calcul de dose réalisé par le TPS ([Figure 1.1](#)), à savoir la détermination des données dosimétriques de base dans les mini-faisceaux (chapitres 2 et 3) et l'évaluation des algorithmes de calcul implémentés dans les TPS utilisés en radiothérapie stéréotaxique (chapitres 4 et 5).

Le **premier axe** a porté sur la détermination des données dosimétriques de base dans les mini-faisceaux, notamment celle du facteur d'ouverture du collimateur. Pour cette partie, qui est principalement basée sur une approche numérique, deux modèles de CyberKnife ainsi que certains détecteurs utilisés pour les mesures dans les mini-faisceaux ont été modélisés à l'aide du code MC PENELOPE. Ce travail théorique a permis d'approcher les données dosimétriques de base de référence pour deux installations (chapitre 2), d'identifier les détecteurs capables de mesurer la dose dans les champs les plus petits avec le minimum d'incertitude (chapitre 2) et de mieux comprendre les phénomènes physiques propres aux mini-faisceaux et les variations de réponse des détecteurs (chapitre 3).

Le **second axe** est consacré à l'évaluation, à l'aide d'une approche expérimentale, des écarts entre la dose calculée par le TPS associé au CyberKnife et la dose réellement délivrée. Un pré-requis était d'établir un protocole expérimental permettant d'avoir une distribution de la dose en deux dimensions (2D) la plus précise possible. La description du protocole mis en œuvre pour la mesure des distributions de dose 2D à l'aide des films radiochromiques EBT3 fait l'objet du chapitre 4. Ensuite, des irradiations d'un fantôme équipés de films radiochromiques, en configuration homogène, d'une part, et en configuration hétérogène, d'autre part, ont été réalisées dans des conditions de traitement de radiothérapie stéréotaxique. En parallèle, les plans de traitement sur ces fantômes ont été calculés à l'aide des deux algorithmes du TPS. Les distributions de dose obtenues expérimentalement ont été comparées à celles obtenues à l'aide du TPS ainsi qu'à l'aide du modèle MC développé dans la première partie (chapitre 5).

Chapitre 2

DÉTERMINATION DE DONNÉES DOSIMÉTRIQUES DE BASE POUR LES MINI- FAISCEAUX PAR SIMULATION NUMÉRIQUE

Sommaire

1.	Introduction	45
2.	Matériels et méthodes	45
a.	Caractéristiques des détecteurs et dosimètres utilisés	45
b.	Mesures expérimentales.....	46
i.	Mesure du rapport d'ouverture du collimateur.....	46
ii.	Mesures additionnelles.....	48
c.	Simulation numérique à l'aide du code PENELOPE	49
i.	La méthode Monte Carlo	49
ii.	Présentation du code de calcul PENELOPE	49
iii.	Le transport des particules dans PENELOPE.....	51
iv.	Optimisation du temps de calcul et de l'incertitude statistique	53
d.	Modélisation d'un CyberKnife 800 UM/min et 1000 UM/min.....	55
i.	Description de la tête d'irradiation du CyberKnife	55
ii.	Implémentations et optimisations.....	56
iii.	Ajustement du modèle pour le CK800 et le CK1000	58
e.	Détermination des données de base et des facteurs correctifs à appliquer aux détecteurs	61
i.	Définition du facteur d'ouverture du collimateur.....	61
ii.	Détermination du facteur d'ouverture du collimateur	61
iii.	Réponse des détecteurs et détermination des facteurs correctifs	62
3.	Résultats et discussion	62
a.	Mesure des rapports d'ouverture du collimateur	62
b.	Modélisation du CK800 et du CK1000 : étude de l'influence des paramètres et ajustement du faisceau primaire d'électrons.....	65
i.	Étude de l'influence des paramètres et ajustement du faisceau primaire d'électrons pour le CK800	65
ii.	Ajustement du faisceau primaire d'électrons pour le CK1000	68
c.	Détermination des facteurs d'ouverture du collimateur pour le CK800 et le CK1000.....	72
d.	Réponse des détecteurs	73
e.	Détermination des facteurs correctifs à appliquer aux détecteurs	75
i.	Facteurs correctifs obtenus pour le CK800	75
ii.	Facteurs correctifs obtenus pour le CK1000.....	76
4.	Conclusion	79

1. INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la détermination, par simulation numérique, des données de base pour une installation délivrant des mini-faisceaux ainsi qu'à l'étude qualitative de la réponse des détecteurs dans les mini-faisceaux ; l'étude quantitative faisant l'objet du chapitre 3. Le choix s'est porté sur le CyberKnife équipé des collimateurs fixes car, d'une part, l'IRSN a pu, après la signature d'un accord de confidentialité, avoir accès aux données nécessaires à la modélisation auprès de la société Accuray et, d'autre part, celui-ci présente moins de difficultés de modélisation qu'un accélérateur linéaire utilisé en stéréotaxie (en particulier pas de filtre égalisateur et de collimateur multi-lames à modéliser). Les appareils modélisés dans ce travail sont le CyberKnife 800 UM/min (CK800) du Centre Oscar Lambret (COL) de Lille et le CyberKnife 1000 UM/min (CK1000) du Centre François Baclesse (CFB) de Caen équipés de collimateurs fixes.

La première partie est consacrée à la description des mesures de données de base réalisées sur les deux installations à l'aide de différents détecteurs. Ensuite, le code de calcul Monte Carlo (MC) PENELOPE utilisé dans cette étude ainsi que les implémentations et optimisations spécifiques réalisées pour la modélisation des deux CyberKnife sont présentés. Une part importante du chapitre est ensuite consacrée à l'ajustement du faisceau primaire des deux modèles de CyberKnife. En effet, du fait de la difficulté de réaliser des mesures fiables dans les mini-faisceaux, l'ajustement nécessite de recourir à deux méthodes distinctes et complémentaires. Une des méthodes est basée sur l'utilisation de modélisations de détecteurs ; il est à noter que les modélisations des détecteurs utilisées dans ce chapitre sont décrites dans le chapitre 3. Dans la dernière partie de ce chapitre, les données de base obtenues par simulation numérique sont comparées à celles mesurées à l'aide des différents détecteurs, une étude qualitative de la réponse des détecteurs est réalisée et enfin les deux jeux de facteurs correctifs, tels que définis dans le nouveau formalisme proposé par l'IAEA [Alfonso et al., 2008], obtenus pour les deux installations étudiées dans ce travail sont analysés et discutés.

2. MATÉRIELS ET MÉTHODES

a. **Caractéristiques des détecteurs et dosimètres utilisés**

La justesse de la dosimétrie des mini-faisceaux nécessite un soin particulier dans le choix des détecteurs en termes de résolution spatiale, d'équivalence eau des matériaux et de précision. Trois types de détecteurs actifs, disponibles dans le commerce et conçus pour être utilisés dans des faisceaux de faibles dimensions, ont été investigués durant ce travail : quatre diodes (PTW 60016, PTW 60017, Sun Nuclear EDGE, IBA SFD), deux chambres d'ionisation (PinPoint PTW 31014, micro-Lion PTW 31018) et un détecteur diamant naturel (PTW 60003). Deux dosimètres passifs aux propriétés tout particulièrement intéressantes vis-à-vis de la dosimétrie des mini-faisceaux ont également été utilisés : les dosimètres thermoluminescents au Fluorure de Lithium ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$ TLD-700 de petite taille (1 mm × 1 mm × 1 mm) commercialisés par Harshaw (dénommés micro-LiF dans la suite du document) et les films radiochromiques EBT2 et EBT3 commercialisés par ISP.

La liste des détecteurs actifs et leurs caractéristiques sont indiquées dans le [Tableau 2.1](#). Les diodes PTW 60017 et IBA SFD sont des diodes non blindées, contrairement aux diodes PTW 60016 et Sun Nuclear (SN) EDGE qui contiennent des éléments métalliques dans l'enrobage qui entoure le volume actif (VA), afin de stopper les photons de basses énergie provenant de la diffusion des photons primaires par le milieu. En effet, les photons interagissent à basse énergie dans le silicium de manière plus importante que dans l'eau par effet photo-électrique entraînant une sur-réponse des diodes aux basses énergies. Ce blindage des diodes est intéressant pour la dosimétrie des faisceaux de taille conventionnelle, en particulier lorsque la taille de champ est supérieure à 10 cm, mais cela peut nuire à la dosimétrie des mini-faisceaux du fait de la sur-réponse engendrée par les électrons secondaires rétrodiffusés par le blindage métallique. La surface frontale du VA de ces détecteurs est comprise entre 0.3 mm² (diode IBA SFD) et

5.8 mm² (diamant PTW 60003). Ces détecteurs ont fait l'objet d'une caractérisation en termes de répétabilité, reproductibilité, réponse en dose, réponse en débit de dose et réponse en énergie [Rapport IRSN PRP-HOM/SDE n°2013-010].

Tableau 2.1 : Caractéristiques des détecteurs actifs utilisés.

type	référence	volume actif		matériaux	
		volume total (mm ³)	surface frontale (mm ²)	détection	enrobage
chambres	PinPoint PTW 31014	15	3.1	air	PMMA graphite aluminium
	micro-Lion PTW 31018	1.7	4.9	iso-octane	polystyrène
	Sun Nuclear EDGE	0.019	0.6	silicium	cuivre laiton epoxy
diodes	PTW 60016 P PTW 60017 E	0.03	0.8	silicium	epoxy PEEK RW3 aluminium argent +acier (60016) +FR4 (60017)
	IBA SFD	0.017	0.3	silicium	
	diam ant PTW 60003	1.4	5.8	carbone (diamant naturel)	polystyrène

b. Mesures expérimentales

i. Mesure du rapport d'ouverture du collimateur

La valeur du rapport d'ouverture du collimateur (OR_{det}) pour un détecteur actif donné est définie par :

$$OR_{det} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (2.1)$$

où $M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}$ et $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ sont les valeurs de la charge électrique mesurées par l'électromètre pour un même nombre d'unité moniteur, lorsque le détecteur est placé au point P_{ref} dans les champs f_{clin} et f_{msr} respectivement. Pour les dosimètres passifs, la valeur du rapport d'ouverture du collimateur est directement déterminée par le rapport des doses mesurées au point P_{ref} dans les champs f_{clin} et f_{msr} . Pour le CyberKnife, f_{msr} est défini par le collimateur fixe qui produit le champ de 60 mm de diamètre à la distance de 80.0 cm de la source, soit la taille de champ la plus large disponible à la distance de référence. Les mesures d' OR_{det} pour le CK800 ont été faites pour les collimateurs fixes de 5, 7.5, 10 et 20 mm. Pour le CK1000, les collimateurs de 12.5, 15, 30, 40 et 50 mm ont été utilisés en plus de ceux utilisés sur le CK800.

Les mesures avec les détecteurs actifs ont été réalisées dans une cuve à eau PTW MP3 à la distance source-surface (SSD) de 78.5 cm et à une profondeur d'eau de 1.5 cm. Tous les détecteurs actifs ont été orientés avec leur manche parallèle à l'axe du faisceau à l'exception de la diode SN EDGE qui a été orientée avec son manche perpendiculaire à l'axe du faisceau. Ces détecteurs ont été connectés à un électromètre PTW Unidos. En accord avec le manuel d'utilisation des détecteurs, aucune tension n'a été appliquée aux diodes et une tension de +100 V a été appliquée au diamant PTW 60003. Concernant la chambre PTW 31014, une seule tension (+400 V, valeur recommandée par le constructeur) a été utilisée pour les mesures des rapports d'ouverture du collimateur sur le CK800 alors que celles sur le CK1000 ont

été réalisées selon les dernières recommandations avec les deux polarités (+/- 400 V). Le point effectif de mesure utilisé pour chaque détecteur est celui indiqué dans le manuel utilisateur fourni par les constructeurs. Avant les mesures d' OR_{det} , chaque détecteur a été centré au moyen des OAR mesurés pour le champ de 5 mm dans les deux directions X et Y du plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les détecteurs actifs ont été placés au maximum de dose dans chaque direction puis les OAR ont été une nouvelle fois acquis pour le champ de 5 mm afin de contrôler le centrage. Les chambres d'ionisation ainsi que le diamant ont été pré-irradiés et 3 mesures de charge par taille de champ ont été réalisées pour chaque détecteur.

Les mesures d' OR_{det} avec les dosimètres passifs ont été réalisées à l'aide d'un fantôme plaque équivalent eau (en polystyrène pour le CK800 et en 'plastic water' pour le CK1000). Pour les micro-LiF, un emplacement a été spécialement usiné dans une plaque en 'virtual water' (Figure 2.1). Leur centrage a été effectué manuellement, dans un premier temps, à l'aide du laser du CyberKnife. Puis des irradiations ont été réalisées avec le champ de 5 mm en plaçant un film radiochromique sur la plaque de 'virtual water' afin de vérifier visuellement si l'emplacement usiné dans la plaque était au centre du champ visible sur le film radiochromique. Lorsqu'un décalage était observé, le fantôme était déplacé manuellement. La procédure (irradiation du film + contrôle centrage + déplacement fantôme) était répétée avec un nouveau film radiochromique jusqu'à ce que le centrage du micro-LiF soit jugé satisfaisant. Pour chaque taille de champ, 4 micro-LiF ont été irradiés à 100 UM (correspondant à 1 Gy pour le champ de 60 mm dans les conditions de référence). Pour les films radiochromiques, une courbe d'étalonnage entre 0.5 et 4.0 Gy a été réalisée puis plusieurs films ont été utilisés pour chaque taille de champ en les irradiant à 300 UM (correspondant à 3 Gy pour le champ de 60 mm dans les conditions de référence). Les mesures des OR_{det} par thermoluminescence avec les micro-LiF ont été réalisées à l'aide d'un lecteur Fimel [Bassin et al., 2013], tandis que les films radiochromiques EBT2 ont été lus à l'aide d'un scanner EPSON Dual Lens Perfection V700 [Huet et al., 2012]. La caractérisation et la mise au point d'un protocole de mesure des profils (OAR_{det}) et des distributions de dose en 2D pour les mini-faisceaux à l'aide des films radiochromiques EBT3 font l'objet du chapitre 3.

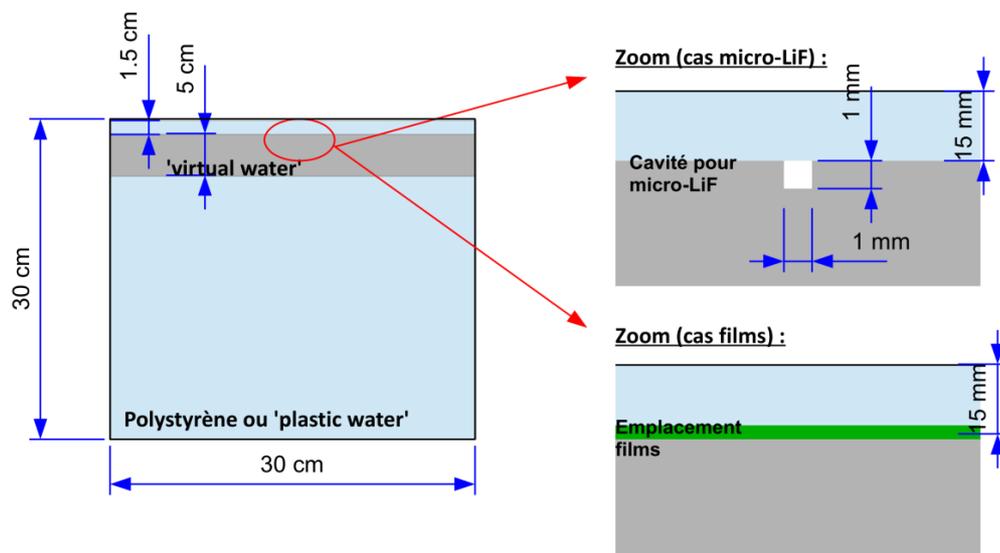


Figure 2.1 : Fantôme utilisé pour les mesures avec les dosimètres micro-LiF et films radiochromiques.

Les mesures d' OR_{det} ont été réalisées a minima deux fois pour les micro-LiF, les films radiochromiques et pour la majorité des détecteurs actifs. Il est à noter que contrairement au CK1000, les mesures sur le CK800 ont été réalisées avant le début du travail de thèse. Elles sont néanmoins rappelées dans la partie résultats mais ne font pas partie du travail réalisé durant la thèse. Les incertitudes sur la mesure d' OR_{det} avec les détecteurs ont également été évaluées en dehors de ce travail [Bassin et al.,

2013] et sont estimées à 1σ à 0.1% pour le diamant PTW 60003, les chambres PinPoint PTW 31014 et micro-Lion, à 0.2% pour les diodes PTW 60016 et PTW 60017, à 0.3% pour la diode EDGE et à 0.4% pour la diode SFD. Concernant les dosimètres passifs, un protocole permettant une mesure de la dose avec une précision de 1.8% (1σ) pour un film EBT2 par point de mesure a été élaboré [Huet et al., 2012] tandis qu'un protocole permettant une mesure de la dose avec un micro-LiF [Bassiniet et al., 2010] a été mis au point, conduisant à une incertitude de 0.75% (1σ) sur la mesure d' OR_{det} avec 4 micro-LiF par point de mesure. La détermination de l'incertitude sur la mesure avec les films EBT3 est développée dans le chapitre 4 de ce manuscrit et a été estimée sur OR_{det} à 2.1% (1σ) pour un film EBT3 par point de mesure.

ii. Mesures additionnelles

D'autres données dosimétriques de base ont été mesurées afin d'ajuster et de valider la modélisation MC du LINAC pour le CK800 ainsi que pour le CK1000. Des mesures de rapport tissu fantôme (TPR_{det}) ont été réalisées aux profondeurs de 10 et 20 cm (normalisé à la profondeur de 1.5 cm) pour le champ de 60 mm à l'aide de la diode PTW 60017 pour le CK800 et à l'aide de la chambre PTW 31014 pour le CK1000. Pour le CK800, les OAR_{det} ont été mesurés avec la diode PTW 60017 aux profondeurs de 1.5, 10 et 20 cm pour le champ de 60 mm et à la profondeur de 1.5 cm pour les autres tailles de champ (20, 10, 7.5 et 5 mm). Pour le CK1000, les OAR_{det} ont été mesurés, à l'aide de la diode PTW 60017, de la chambre PTW 31014 et des films radiochromiques EBT3, aux profondeurs de 1.5, 10 et 20 cm pour le champ de 60 mm et à la profondeur de 1.5 cm pour les autres tailles de champ (50, 40, 30, 20, 15, 12.5, 10, 7.5 et 5 mm). Des rendements en profondeur (PDD_{det}) ont également été réalisés sur les deux installations à l'aide de la diode PTW 60017 pour le champ de 60 mm.

Un support déporté en PMMA (Figure 2.2) a été conçu pour les mesures avec les détecteurs actifs sur CK1000 afin d'éviter toute perturbation du système de fixation métallique de la cuve se trouvant à proximité du détecteur. Cependant la comparaison des résultats avec et sans support déporté n'a montré aucune différence significative dans les mesures.

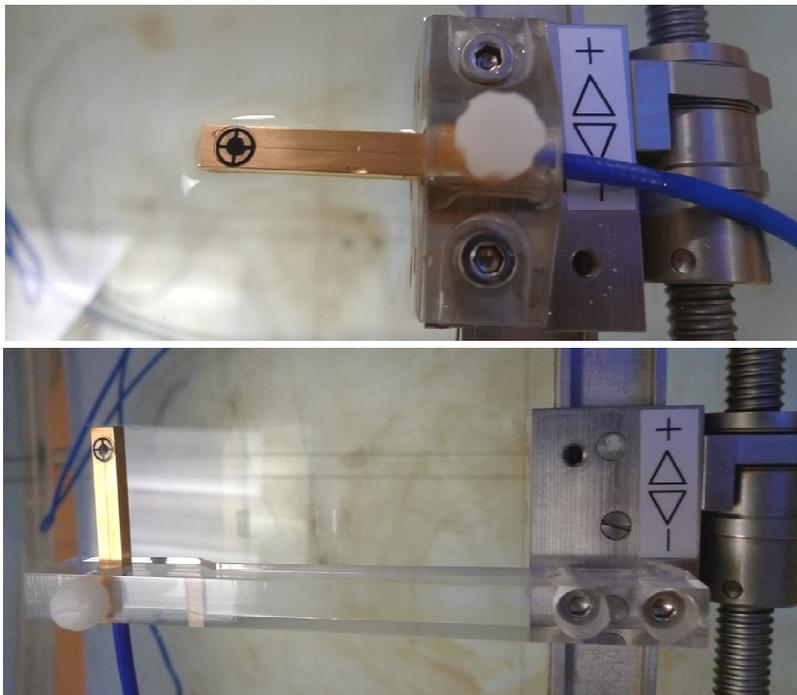


Figure 2.2 : Système de fixation « standard » pour la diode SN EDGE (en haut) et le système déporté (en bas).

c. Simulation numérique à l'aide du code PENELOPE

i. La méthode Monte Carlo

La méthode MC, auparavant connue sous le nom d'échantillonnage aléatoire, a vu son essor à la fin de la seconde guerre mondiale, dans le cadre du projet américain « Manhattan », concernant le développement de la bombe atomique. Cette époque correspond également au développement des premiers ordinateurs. On attribue généralement son application en physique au mathématicien Stanislaw Ulam qui travailla dans le cadre du projet « Manhattan » sur des calculs d'intégrales entrant en jeu dans les réactions nucléaires. Le mathématicien et physicien John von Neumann a également fortement contribué à développer cette méthode. Le terme « Monte Carlo » fait référence à la capitale de la principauté de Monaco, notamment connue pour ses jeux de hasard. En effet, la méthode MC consistait à l'origine à simuler sur ordinateur un phénomène stochastique qu'est la diffusion de neutrons dans les matériaux fissibles.

Dans le cadre de la physique médicale, on utilise la méthode MC pour simuler le transport et les interactions des particules à travers la matière. La méthode consiste à suivre chaque particule primaire (issue directement de la source) ainsi que les particules secondaires générées, pas à pas, en se basant sur les sections efficaces et sur les probabilités d'interaction et cela pour un nombre considérable de particules primaires afin d'obtenir une statistique satisfaisante. Bien que la méthode semble simple, son implémentation est complexe (techniques d'échantillonnage, modèle de diffusion multiple, géométrie combinatoire, etc.) et la validation du code l'est tout autant. De nombreux codes de calcul MC sont utilisés pour des applications en radiothérapie tels que EGS4 [Nelson et al., 1985], EGS4/BEAM [Rogers et al., 1995], EGSnrc [Kawrakow, 2000b], MCNP [Briesmeister, 2000], MCNPX [Waters et al., 2007], GEANT4 [Allison et al., 2003] et PENELOPE [Sempau et al., 2001][Salvat et al., 2008]. Une des difficultés est la simulation du transport des électrons et des positons. La principale raison est que l'énergie moyenne perdue par un électron en une seule interaction est très petite (de l'ordre de quelques dizaines d'eV) et par conséquent, les électrons et positons de haute énergie vont subir un nombre de collisions considérables avant d'être thermalisés par le milieu conduisant à un temps de simulation non acceptable. De ce fait, la plupart des codes MC ont recouru à la théorie de la diffusion multiple permettant la simulation « condensée » de l'ensemble des interactions subies par la particule chargée sur une distance donnée : l'ensemble des « petites » interactions sont réunies et traitées de manière groupée. Certains codes (PENELOPE et EGS par exemple) utilisent une méthode de simulation « mixte » dans laquelle les interactions dites « molles » (faible déviation angulaire et faible perte d'énergie) sont décrites à l'aide d'une approche de diffusion multiple alors que les interactions dites « dures » (ou « catastrophiques ») sont simulées individuellement [Berger et al., 1963] [Salvat et al., 2008] [Salvat et al., 2009].

ii. Présentation du code de calcul PENELOPE

C'est le code de calcul PENELOPE « PENetration and Energy LOss of Positons and Electrons » (version 2008), qui a été choisi pour les simulations numériques réalisées dans ce travail pour deux raisons principales. Premièrement, les modèles physiques utilisés par ce code pour le transport des électrons sont plus justes. En effet, [Sempau et al., 2003] ont montré un très bon accord entre les simulations et les valeurs expérimentales pour des énergies allant de quelques keV à 1 GeV. D'autres auteurs [Das et al., 2001][Das et al., 2002] ont également réalisé des benchmarks du code PENELOPE et ils ont trouvé que ce code donne des résultats plus proches des valeurs expérimentales au niveau des interfaces des milieux hétérogènes que les codes EGS4 et MCNP. L'implémentation dans PENELOPE des interactions repose à la fois sur du calcul analytique mais aussi sur des modèles semi-empiriques et sur des données numériques afin d'avoir le modèle d'interaction le plus fiable. Deuxièmement, l'ouverture, la flexibilité et la structure relativement simple du code écrit en langage Fortran 77 permettent d'adapter le programme principal à ses besoins sans toucher à la partie « physique » du transport des particules.

Le code PENELOPE simule la physique du transport des électrons, des positons et des photons ayant une énergie comprise entre 50 eV et 1 GeV dans les matériaux simples (numéro atomique $Z = 1$ à 92) et les matériaux composites (os, muscles, tissu mou, alliages, etc.). Le programme principal fourni d'origine avec le code PENELOPE est « Penmain ». Cependant, nous avons utilisé le programme principal « PenEasy » (version 2010-09-07) [Sempau et al., 2011], qui s'avère être plus flexible pour le travail demandé que « Penmain ». Le programme principal « PenEasy » fait appel à plusieurs « sous-programmes ». L'organisation de ces programmes ainsi que les fichiers d'entrée et de sortie sont représentés sur la Figure 2.3.

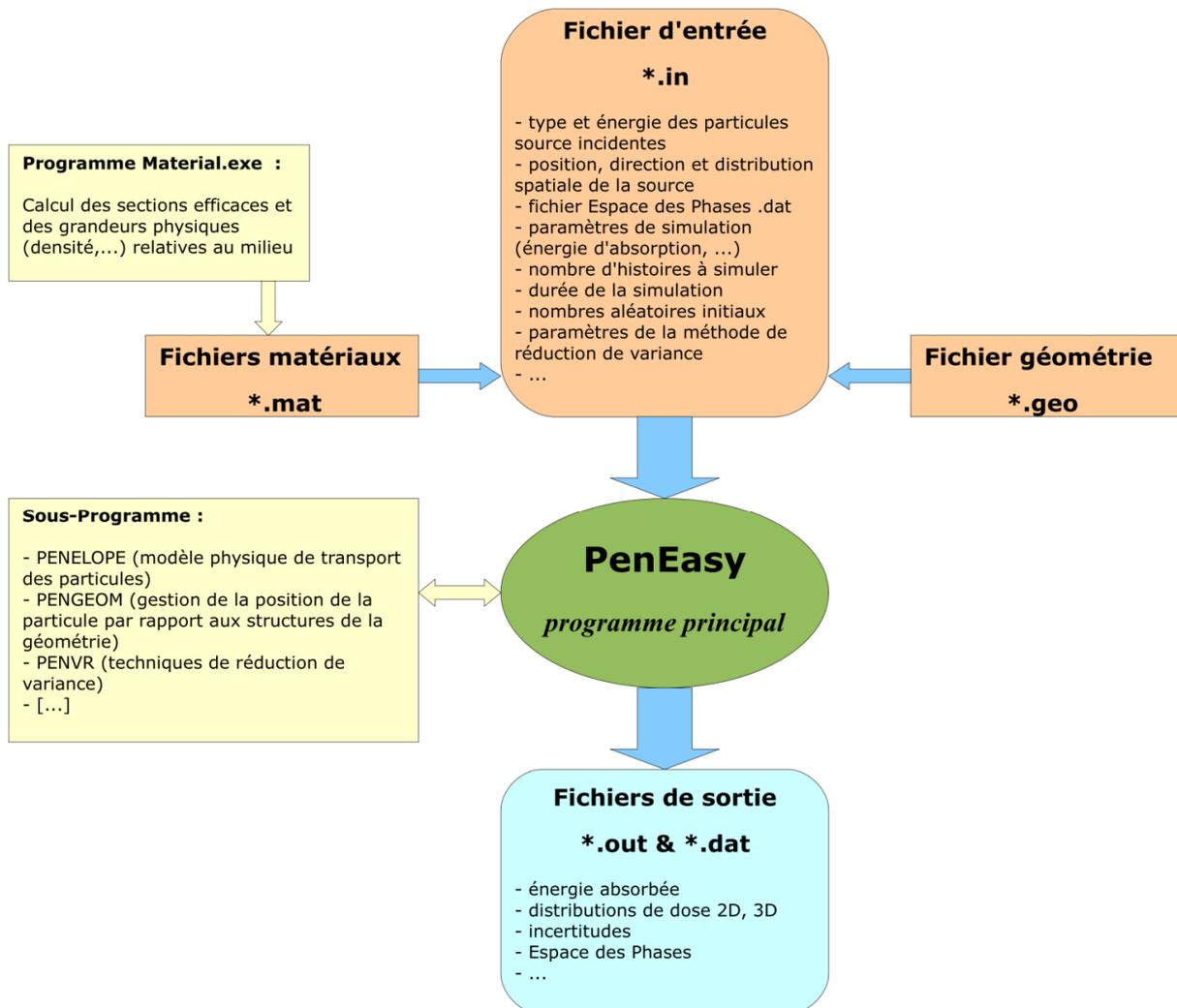


Figure 2.3 : Organigramme des programmes et des fichiers entrées/sorties du code PENELOPE.

Dans PENELOPE, la géométrie complète du problème est rentrée sous forme d'un fichier texte « .geo ». La définition de la géométrie se fait à l'aide de surfaces élémentaires (plans, sphères, cylindres, cônes, ...) décrites par les indices I_i [Salvat et al., 2008] correspondant à l'équation quadratique réduite (2.2) de cette surface avec la possibilité d'effectuer des transformations simples (translation, rotation, homothétie).

$$F(x,y,z) = I_1 x^2 + I_2 y^2 + I_3 z^2 + I_4 z + I_5 = 0 \quad (2.2)$$

Les surfaces ainsi définies séparent l'espace en deux parties :

- $F(x,y,z) > 0$ («side pointer» = +1) correspond à l'«extérieur» de la surface
- $F(x,y,z) < 0$ («side pointer» = -1) correspond à l'«intérieur» de la surface.

Il est alors possible de définir un volume élémentaire fini (qu'on appelle BODY) à partir de ces surfaces. La géométrie du système est ainsi divisée en «BODY», définis par leur matériau et les surfaces qui les délimitent. Par ailleurs, pour optimiser la simulation, il est nécessaire de définir des «modules» qui sont un regroupement raisonnable de «BODY» ou de «sous-modules» dans lesquels la simulation est indépendante des autres modules, ainsi qu'un volume de «fermeture» englobant l'ensemble de la géométrie où toute particule en sortant n'est plus simulée.

Dans PENELOPE, les fichiers matériaux, contenant les informations sur les différents milieux nécessaires à la simulation MC (sections efficaces d'interactions, masse volumique, composition atomique, etc.) sont créés à l'aide du programme «Material». Ces informations sont déduites soit d'un ensemble de données tabulées, soit de modèles analytiques.

iii. Le transport des particules dans PENELOPE

❖ *Algorithme du transport*

L'algorithme utilisé dans PENELOPE pour simuler le transport des particules est résumé sur l'organigramme présenté sur la [Figure 2.4](#). Une particule, dite particule primaire, est générée à partir d'un modèle de source défini par l'utilisateur. On définit une «histoire» comme étant la simulation d'une particule primaire. Le code simule ensuite le transport, à travers la géométrie définie par l'utilisateur, en échantillonnant de manière stochastique la distance parcourue par la particule primaire jusqu'à sa prochaine interaction avec la matière. Cette interaction peut donner lieu à sa diffusion, son absorption ou à la production de particules dites secondaires. Le choix de l'interaction de la particule avec la matière est réalisé connaissant la probabilité que celle-ci se produise : des échantillonnages permettent alors de déterminer le type d'interaction se produisant ainsi que le résultat de celle-ci (angle de déviation, énergie transmise à la particule secondaire, ...). L'implémentation de ces échantillonnages à l'aide des sections efficaces et l'implémentation des mécanismes d'interaction rayonnement-matière dans PENELOPE sont détaillés par [Sempau et al., 2003], [Salvat et al., 2008] et [Salvat et al., 2009].

Le transport de la particule primaire est réalisé jusqu'à ce qu'elle soit totalement absorbée par le milieu ou qu'elle sorte du volume de fermeture de la géométrie. Dans l'algorithme de transport, une énergie cinétique minimale (appelée énergie d'absorption ou énergie de coupure) est définie pour laquelle le transport de la particule n'est plus réalisé afin d'éviter de simuler des particules de faibles énergies ayant peu d'impact sur le résultat final. La particule est alors «tuée», son énergie est déposée localement et la simulation reprend le transport des particules secondaires (elles sont transportées selon le même algorithme que les particules primaires). Puis, lorsque toutes les particules découlant d'une histoire ont été transportées, une nouvelle histoire est générée en échantillonnant une nouvelle particule primaire à partir de la source. La simulation prend fin selon un critère préalablement défini par l'utilisateur pouvant être une durée totale de simulation, un nombre maximum d'histoires ou encore une incertitude statistique minimale à atteindre sur la grandeur calculée. L'inconvénient principal d'un calcul réalisé par la méthode MC est le temps de simulation qui peut être très élevé dans certains cas pour atteindre une statistique suffisante. Cependant, l'immense atout de la méthode MC est sa capacité à modéliser au plus près de la réalité de la physique du transport des particules dans des milieux complexes (dans la limite toutefois des connaissances sur les sections efficaces d'interaction et des approximations liées au transport des particules chargées afin d'accélérer la simulation).

On notera que ce modèle de propagation utilisé dans les simulations MC suppose notamment que les forces entre les particules du faisceau sont négligeables et que les particules sont considérées de manière corpusculaire. Le caractère ondulatoire des particules n'est en effet pas considéré, ce qui est justifié dans le cas des faisceaux de haute énergie, pour lesquels les longueurs d'onde sont bien plus petites que la distance séparant les atomes du milieu.

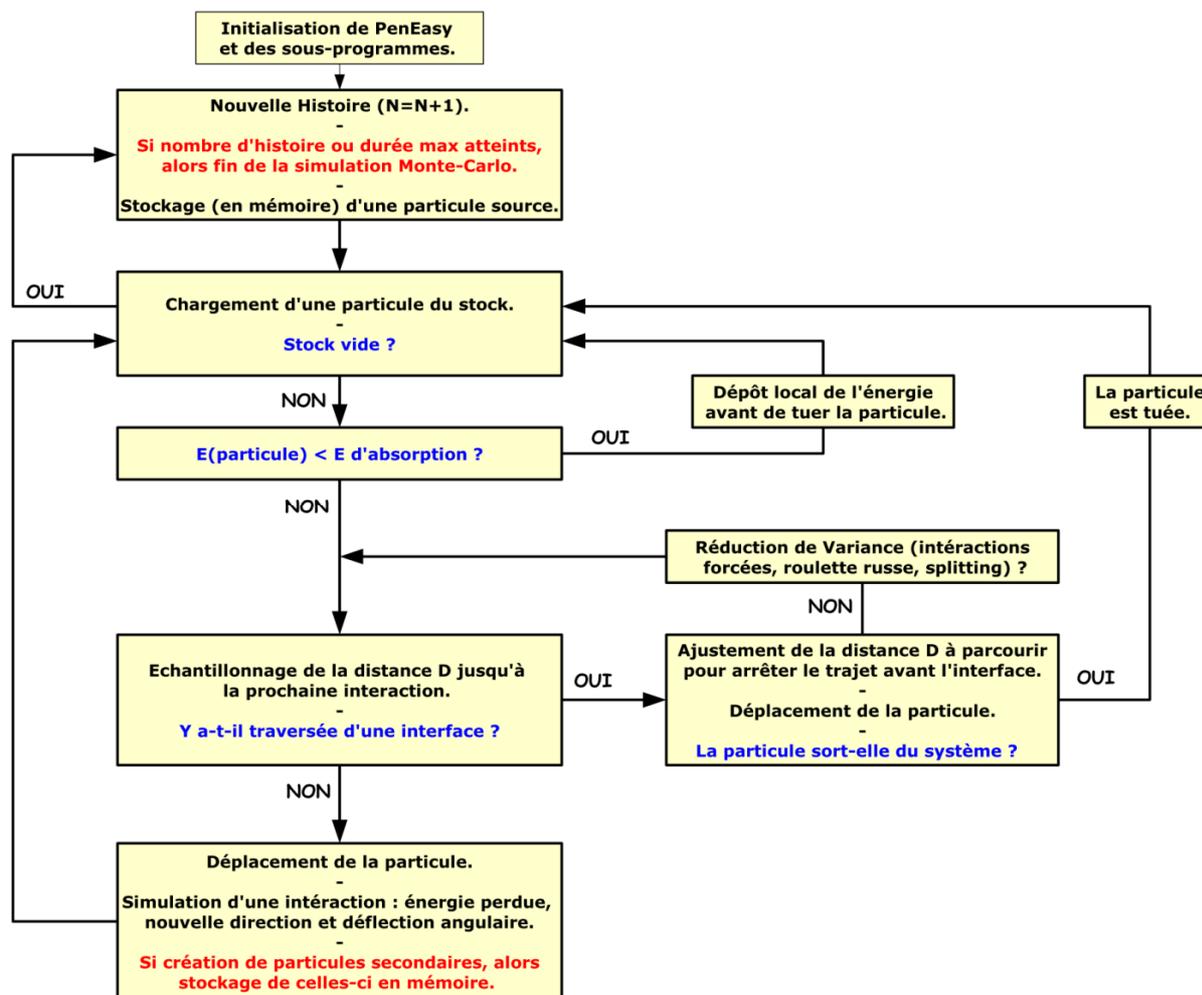


Figure 2.4 : Organigramme du transport des particules dans PENELOPE.

❖ Quantité d'intérêt calculée

La quantité d'intérêt généralement calculée en physique médicale est la dose absorbée (d) dans un volume donné. Cette quantité est estimée par simulation MC en moyennant la dose d_n déposée dans le volume en question pour chaque histoire n simulée selon l'équation (2.3) où N est le nombre total de particules primaires simulées que l'on suppose très grand ici. La « précision » du calcul MC est donnée par l'incertitude statistique et se calcule à l'aide de l'écart-type $\sigma(\langle d \rangle)$ donné par l'équation (2.4). La dose calculée dans un volume par simulation MC n'est pas directement exprimée en Gy (J.kg^{-1}) mais est rapportée au nombre d'histoires et s'exprime en $\text{eV.g}^{-1}.\text{histoire}^{-1}$. On notera que pour diviser l'incertitude statistique par un facteur p , il faut augmenter le nombre de particules primaires (N) d'un facteur p^2 . Le temps de simulation étant proportionnel au nombre d'histoires, on comprend que l'obtention d'une « bonne incertitude » statistique nécessite du temps. D'après le théorème de la limite centrale ($N \rightarrow \infty$), l'intervalle $[\langle d \rangle \pm \sigma(\langle d \rangle)]$ contient la valeur exacte de la dose avec une probabilité de 68.3%, de même pour les intervalles $[\langle d \rangle \pm 2\sigma(\langle d \rangle)]$ et $[\langle d \rangle \pm 3\sigma(\langle d \rangle)]$ avec une probabilité de 95.4% et 99.7% respectivement.

$$\langle d \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N d_n \quad (2.3)$$

$$\sigma(\langle d \rangle) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N d_n^2 - \langle d \rangle^2} \quad (2.4)$$

❖ Paramètres de simulation pour PENELOPE

Dans le fichier d'entrée de la simulation (Figure 2.3) il est nécessaire de définir, pour chaque matériau, la valeur de certains paramètres de simulation qui vont avoir un impact direct sur la physique des simulations [Sempau et al., 2003] [Salvat et al., 2008] :

- Eabs : énergie d'absorption pour chaque type de particule (photon, électron et positon) correspondant à l'énergie cinétique minimale pour laquelle la particule continue d'être transportée dans la matière,
- Wcc et Wcr : seuil de perte d'énergie à partir duquel il faut considérer comme « dure » l'interaction, respectivement pour les collisions inélastiques et pour l'émission de rayonnement de freinage. Ces deux paramètres définissent les limites entre les interactions « dures » et « molles ». Plus la valeur est élevée plus la simulation est rapide mais peut perdre en justesse.
- C1 : paramètre limitant la déflexion angulaire moyenne θ entre deux événements considérés comme « durs », c'est-à-dire la déflexion due à tous les événements « mous » entre deux événements « durs ». La valeur de C1 est telle que $C1 \approx 1 - \langle \cos \theta \rangle$. PENELOPE accepte des valeurs comprises entre 0.0 (simulation entièrement détaillée mais lente) et 0.2 (correspondant à un angle de déflexion moyen de 37°).
- C2 : fraction d'énergie moyenne que les particules peuvent perdre au maximum entre deux événements « durs ». PENELOPE accepte des valeurs entre 0.0 (simulation entièrement détaillée mais lente) et 0.2 (perte d'énergie maximum de 20%).
- DSmax : distances maximales entre deux événements « durs ». Ce paramètre est particulièrement important pour les milieux de faible épaisseur, pour lesquels il doit être d'une valeur d'au moins un dixième de l'épaisseur.

iv. Optimisation du temps de calcul et de l'incertitude statistique

❖ Techniques de réduction de variance

Afin de diminuer l'incertitude statistique liée au calcul de la dose autour de la région d'intérêt sans avoir à augmenter la durée de simulation, il est possible d'avoir recours à différentes techniques dites de « réduction de variance ». Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé les techniques d'interactions forcées, de Roulette Russe et de Splitting. Dans l'algorithme PenEasy, l'activation de ces techniques de réduction de variance est indiquée à l'aide du numéro de matériau dans lequel on souhaite que celui-ci soit pris en compte.

L'interaction forcée consiste à avantager la probabilité des interactions qui nous intéressent (type A) par rapport aux autres interactions (type B). En pratique, on remplace le libre parcours moyen réel LPM(A) par un plus court LPMforcé(A). Pour échantillonner la distance D jusqu'à la prochaine interaction on utilise la distribution exponentielle décroissante avec LPMforcé(A), ce qui est équivalent à augmenter la probabilité d'interaction de type A par unité de longueur d'un facteur $F = \text{LPM}(A) / \text{LPMforcé}(A) > 1$. La valeur de F pour chaque type d'interactions est fixée par l'utilisateur dans PENELOPE pour chaque type de particule et chaque matériau présent dans la simulation. Afin de ne pas biaiser la simulation, il est nécessaire de prendre en compte l'augmentation de la probabilité d'interactions de type A par rapport à celles de type B. Le « poids statistique » WGHT des particules secondaires engendrées et l'énergie déposée lors de l'interaction forcée sont modifiés en conséquence :

$$\text{WGHT (des particules secondaires)} = \text{WGHT (des particules primaires)} / F \quad (2.5)$$

Ainsi, bien que les interactions de type B diminuent avec l'utilisation des interactions forcées, les « conséquences » (énergie déposée par exemple) engendrées par celles-ci seront compensées par un « poids statistique » plus important que celles de type A.

Les techniques de Splitting et de Roulette Russe sont utilisées pour favoriser le flux des particules de leur zone de création (la source) vers la zone d'intérêt en « dupliquant » (cas du Splitting) celles se

dirigeant vers la zone d'intérêt ou en « éliminant » celles ayant peu de chance d'y parvenir (cas de la Roulette Russe). Comme pour l'interaction forcée, pour ne pas biaiser la simulation, il est nécessaire de modifier le « poids statistique » des particules. Lorsque la particule se dirige dans la « bonne direction », on peut appliquer le splitting. Dans ce cas, la particule est dupliquée en NSPLIT particules identiques mais avec un poids WGHT/NSPLIT. Lorsque la particule s'éloigne de la « bonne direction » on peut appliquer la Roulette Russe. Dans ce cas, la particule est tuée avec une probabilité PKILL, si la particule survit alors son poids est augmenté d'un facteur 1/PSURV avec PSURV = 1 - PKILL.

❖ Espace des phases

L'utilisation d'un Espace des Phases consiste dans un premier temps à définir virtuellement un plan dans la géométrie. Toutes les particules arrivant dans ce plan ainsi que leurs caractéristiques (type, énergie, position, direction, etc.) sont enregistrées dans un fichier (PSF) sur le disque-dur de l'ordinateur. Puis dans un deuxième temps, ce PSF est utilisé comme terme source des simulations en repartant du plan ; la simulation est ainsi découpée en deux zones. L'avantage de cette technique est de gagner du temps lorsqu'on réalise plusieurs simulations en ne simulant qu'une seule fois la zone de la simulation qui ne change pas. L'inconvénient réside dans le besoin de disposer d'espace disque conséquent (plusieurs To).

❖ Pseudo-parallélisation du code

Les programmes PenEasy, PENELOPE et les sous-programmes tels qu'ils sont fournis ne sont pas conçus pour effectuer les calculs « multi-processeurs ». La parallélisation des différentes routines du programme n'était pas l'objectif de ce travail de thèse et demande des compétences très spécifiques en programmation. Il a cependant été possible de recourir à une astuce pour paralléliser la simulation MC. L'idée est de lancer plusieurs fois et de manière individuelle le même programme PenEasy (avec la même modélisation de la source, la même géométrie, les mêmes techniques de réduction de variance, ...) sur différents cœurs du cluster puis, une fois que toutes les simulations individuelles sont terminées, de « combiner » l'ensemble des résultats pour en obtenir un seul ayant une meilleure statistique. Chacun des programmes, que l'on nommera « Clone », peut ainsi se lancer sur une unité de calcul. Cependant, il convient de modifier pour chaque « sous-calcul » la génération de la suite de nombres aléatoires. En effet, les programmes de simulations MC utilisent un générateur de nombres pseudo-aléatoires, qui génère une suite de nombres sans corrélation avec les précédents. Pour cela, un germe (*seed* en anglais) est fourni au générateur de nombres. Afin que chaque sous-calcul soit indépendant, il faut donc fournir un germe différent. Les germes, calculés à l'aide du code seedsMLCG [Badal et al., 2006], ont été choisis de manière à avoir un intervalle de 1.10^{15} nombres pseudo-aléatoires entre chaque Clone afin d'éviter tout risque de retomber sur la même séquence de nombres aléatoires ce qui engendrerait un biais dans la simulation.

Le programme PenEasy a été modifié de manière à prendre en compte la création de ces différents Clones. Pour cela, il a fallu séparer le fichier d'entrée .in en deux : une partie spécifique à chaque Clone renseignant le germe à utiliser par le générateur de nombres pseudo-aléatoires ainsi que le numéro du Clone et une partie commune à l'ensemble des Clones comportant le reste des informations pour la simulation. Il a également fallu distinguer le nom des fichiers de sorties *.out et *.dat pour chaque Clone. Pour combiner l'ensemble des résultats de chaque Clone en un seul, un programme a été créé.

Après que N_k histoires aient été simulées par le $k^{\text{ème}}$ Clone, produisant la valeur de la quantité d'intérêt q_k (ex : dose absorbée dans un volume donné, dans ce cas $q_k = \langle d \rangle$ vu précédemment) avec l'écart-type $\sigma(q_k)$. La valeur moyenne $\langle q \rangle$ et son écart-type $\sigma(\langle q \rangle)$ sont obtenus en utilisant les relations suivantes (2.6) :

$$\langle q \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^K N_k \cdot q_k \quad (2.6)$$

$$\text{avec } N = \sum_{k=1}^K N_k \quad \text{et } \sigma(\langle q \rangle) = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{k=1}^K N_k^2 \cdot \sigma^2(q_k)}$$

Dans l’hypothèse où l’on obtient sensiblement le même nombre d’histoires simulées et la même incertitude sur la grandeur d’intérêt q en un voxel, ce qui est le cas lorsque la durée de simulation de chaque Clone est identique et que le nombre d’histoires est important, on peut écrire (2.7) et en déduire (2.8).

$$N_k \approx \frac{N}{K} \quad \text{et} \quad \sigma(q_k) \approx \sigma(q_j) \quad \forall k,j \tag{2.7}$$

$$\sigma(\langle q \rangle) \approx \frac{1}{\sqrt{K}} \sigma(q_k) \tag{2.8}$$

Cela signifie que si l’on souhaite réduire l’incertitude statistique sur la grandeur d’intérêt par 10 par exemple, il faut alors lancer 100 Clones ce qui est aussi équivalent à multiplier le temps de calcul pour le Clone seul par 100. Autrement dit, le gain de temps est proportionnel au nombre de Clones. La pseudo-parallélisation du code permet ainsi de profiter de la puissance de calcul d’un cluster. Dans ce travail, 80 Clones ont été systématiquement utilisés pour simuler un total de 7.4×10^{10} histoires en moyenne.

d. Modélisation d’un CyberKnife 800 UM/min et 1000 UM/min

i. Description de la tête d’irradiation du CyberKnife

L’appareil de radiothérapie stéréotaxique faisant l’objet du travail de thèse est le CyberKnife. La société Accuray a fourni à l’IRSN les dessins industriels de la tête d’irradiation, renseignant sur les dimensions, la position et la constitution de différents éléments (Figure 2.5). Un accord de confidentialité avec la société Accuray a été signé pour la non-divulgation de ces informations.

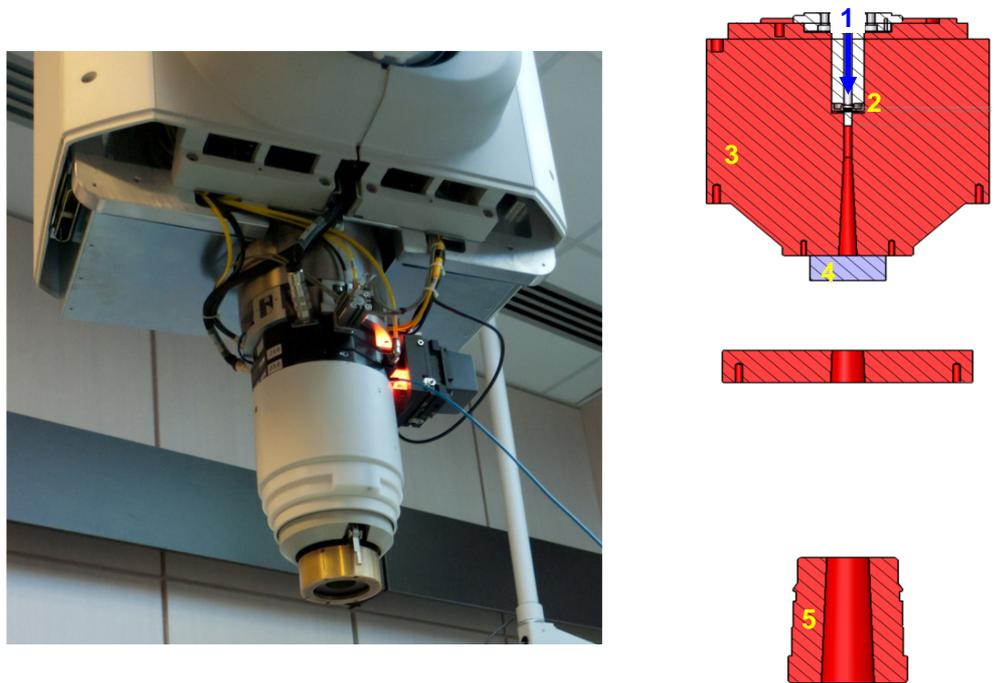


Figure 2.5 : Photo de la tête d’irradiation (à gauche) et schéma technique d’ensemble de la tête d’irradiation (à droite).

Le fonctionnement est le suivant :

- Le faisceau primaire d’électrons (1) vient frapper une cible (2) principalement constituée de tungstène (numéro atomique Z élevé).
- Ces électrons de haute énergie, soumis au champ électrostatique des atomes de la cible, sont ralentis et ainsi émettent un rayonnement de freinage (« Bremsstrahlung»). Les

électrons qui n'ont pas interagi sont arrêtés par un filtre en Aluminium situé derrière la cible.

- Il y a émission de photons de haute énergie préférentiellement selon la direction incidente des électrons primaires.
- Le collimateur primaire (3) arrête les photons qui ne vont pas vers la sortie de la tête d'irradiation (vers le patient) et permet une première collimation conique du faisceau de photons.
- En sortie du premier collimateur, le faisceau de photons traverse deux chambres d'ionisation (4) et le miroir du laser sans être affecté.
- Puis un second collimateur conique (5) va permettre de conformer le faisceau de photons selon un diamètre (à une distance de 80.0 cm de la cible) de 60 mm à 5 mm, en fonction du collimateur secondaire choisi.

La particularité de cet appareil par rapport aux accélérateurs linéaires classiques est qu'il ne possède pas de filtre égalisateur.

ii. Implémentations et optimisations

Les têtes d'irradiation des CyberKnife 800 et 1000 UM/min ont été modélisées à l'aide du code MC PENELOPE. L'implémentation de la géométrie finale de la tête d'irradiation du CyberKnife 800 UM/min, visualisée à l'aide du programme « Gview », est présentée sur la Figure 2.6, celle du 1000 UM/min est similaire. L'axe du faisceau est aligné sur l'axe Z et l'origine du repère coïncide avec la source. Une cuve à eau a également été modélisée par un cube d'eau de 50 cm de côté avec la surface à 78.5 cm de la cible pour l'ensemble des simulations, à l'exception des simulations pour le calcul des OAR à 10 et 20 cm de profondeur pour lesquelles la surface est placée respectivement à 70.0 et 60.0 cm de la cible.

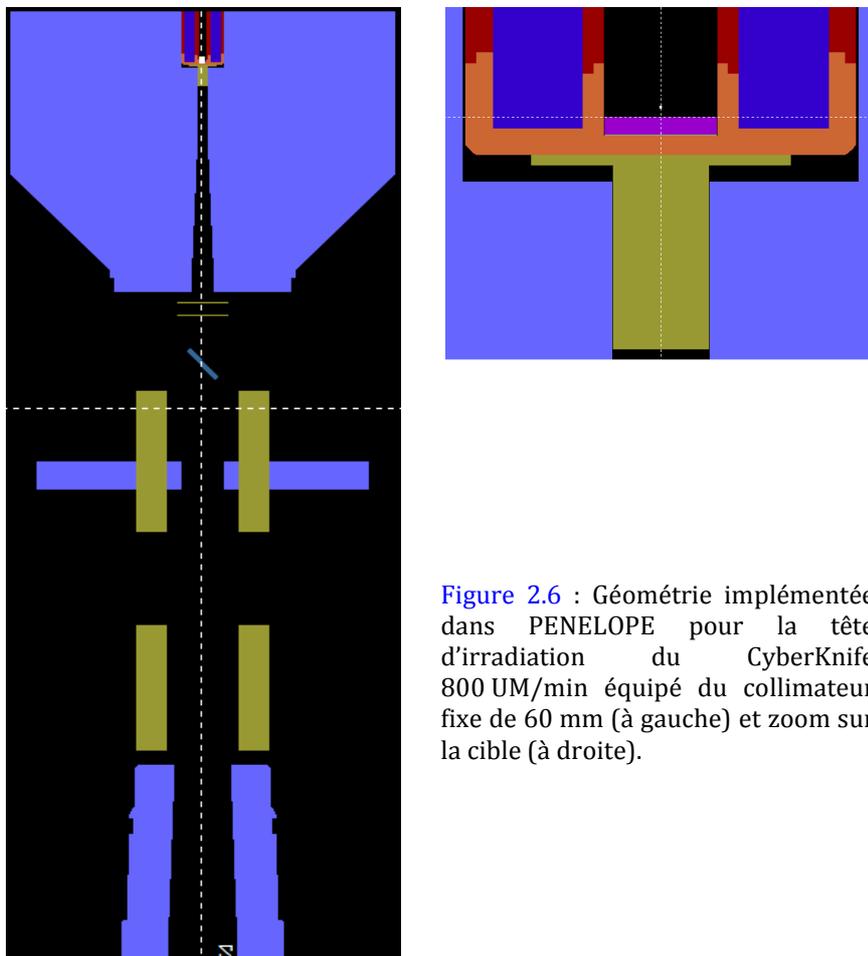


Figure 2.6 : Géométrie implémentée dans PENELOPE pour la tête d'irradiation du CyberKnife 800 UM/min équipé du collimateur fixe de 60 mm (à gauche) et zoom sur la cible (à droite).

Afin de réduire le temps de calcul tout en conservant la même statistique, nous avons utilisé les techniques de réduction de variance évoquées précédemment. L'interaction forcée a été appliquée aux électrons interagissant dans la cible pour le rayonnement de freinage et pour l'ionisation des couches atomiques. Elle a également été appliquée aux photons dans une partie de la cuve à eau pour la diffusion Compton et pour l'effet photoélectrique et également dans le détecteur lorsque celui-ci est intégré à la simulation.

Dans le code d'origine, l'application de la Roulette Russe se fait seulement par rapport au numéro d'un matériau. Le code PenEasy a donc été modifié afin d'appliquer cette technique aux particules sortant d'un cône défini entre la cible et la cuve à eau (sommet défini par la cible, ouverture légèrement plus large que l'ouverture angulaire du collimateur primaire). Si la particule sort de ce cône alors il y a une forte probabilité que celle-ci n'atteigne pas la cuve à eau mais qu'elle soit absorbée par le collimateur primaire par exemple. Or, nous souhaitons simuler le transport des particules pour avoir une bonne précision sur la distribution de dose dans la cuve à eau et non dans les collimateurs, c'est pourquoi nous avons appliqué la Roulette Russe à toutes les particules se retrouvant en dehors de ce cône.

Que ce soit pour l'ajustement du faisceau primaire d'électrons ou pour le calcul de grandeurs physiques une fois le modèle ajusté, il est nécessaire de réaliser différents calculs de dose au niveau de la cuve à eau. Le transport des électrons étant coûteux en temps de calcul, il n'est pas envisageable de simuler à chaque fois le transport des particules au niveau de la tête d'irradiation. Nous avons donc opté pour l'utilisation d'Espaces des Phases puisque le transport des particules à partir de la source jusqu'au collimateur secondaire ne change pas pour un ajustement donné. On évite ainsi de recalculer inutilement toutes les interactions avant l'Espace des Phases, c'est-à-dire ici dans la tête d'irradiation du CyberKnife. Dans ce cas, la simulation du problème concernant l'ajustement du faisceau primaire en champ large a été divisée en deux parties :

- une première partie où on effectue la simulation jusqu'à la sortie du collimateur secondaire de 60 mm (champ le plus large),
- une deuxième partie où on reprend la simulation de la sortie du collimateur secondaire (nouvelle source de la simulation = espace des phases enregistré dans la première partie) jusqu'à la cuve à eau, avec les changements nécessaires aux calculs des grandeurs recherchées.

Une fois le faisceau primaire ajusté en champ large, un nouvel Espace des Phases a été calculé en le plaçant avant le collimateur secondaire pour permettre par exemple le calcul (avec un seul Espace des Phases) des facteurs d'ouverture du collimateur ou encore pour étudier et quantifier les effets impactant la réponse des détecteurs selon la taille du champ. La technique du Splitting a été utilisée sur l'Espace des Phases (paramètre ESPLIT).

Concernant les paramètres de simulation (C1, C2, Wcc, Wcr, Eabs, DSmax), ceux-ci doivent être choisis avec prudence afin de ne pas fausser la justesse des modèles physiques utilisés pour les simulations, tout en conservant un temps de simulation raisonnable. Une étude de sensibilité a été réalisée dans le but d'optimiser ces paramètres. Par exemple, l'influence des paramètres C1 et C2 a été étudiée en faisant varier leur valeur entre 0.0 et 0.2. Aucune différence n'a été observée à l'exception de la chambre PinPoint PTW 31014 pour laquelle une valeur de 0.05 a été retenue. Les paramètres de simulation qui ont été retenus sont résumés dans le [Tableau 2.2](#).

Tableau 2.2 : Valeur des paramètres de la simulation PENELOPE.

Partie de la géométrie dans la modélisation	C1 & C2 (-)	Wcc (keV)	Wcr (keV)	Eabs photons (keV)	Eabs e- & e+ (keV)	DSmax (cm)
Cible	0.2	512	10	10	512	$8 \cdot 10^{-3}$
Collimateurs	0.2	512	10	10	512	$1 \cdot 10^{20}$
Air ambiant	0.2	100	10	10	100	$1 \cdot 10^{20}$
Cuve à eau, fantôme	0.2	100	10	10	100	$1 \cdot 10^{20}$
Détecteurs (sauf chambre PinPoint)	0.2	100	10	10	100	$1 \cdot 10^{-5}$
Chambre PinPoint	0.05	10	10	10	10	$1 \cdot 10^{-5}$

iii. Ajustement du modèle pour le CK800 et le CK1000

La modélisation d'un accélérateur n'est jamais tout-à-fait conforme à l'accélérateur réel car, d'une part, les données du constructeur concernant la géométrie sont souvent incomplètes et, d'autre part, les paramètres du faisceau primaire d'électrons sont mal connus. Les constructeurs peuvent seulement fournir un intervalle de valeurs concernant les paramètres physiques du faisceau. La méthodologie pour modéliser un accélérateur médical linéaire consiste donc tout d'abord à modéliser de façon précise les différents éléments géométriques de l'accélérateur puis à ajuster les caractéristiques du faisceau primaire d'électrons pour chaque installation. Le faisceau primaire des CyberKnife a été modélisé par un faisceau mono-énergétique d'électrons, unidirectionnel vers la cible et ayant radialement une distribution gaussienne. Ainsi les deux paramètres du modèle à ajuster sont : l'énergie E et la largeur à mi-hauteur FWHM de la distribution radiale gaussienne. Il existe actuellement deux méthodes pour ajuster le modèle du faisceau primaire des LINAC.

❖ *Ajustement par comparaison des données dosimétriques de base (OAR, TPR, PDD) mesurées et calculées*

La première méthode (classique) qui est toujours utilisée pour modéliser les LINAC délivrant des faisceaux de taille conventionnelle, consiste à comparer de manière itérative les données dosimétriques de bases mesurées dans une cuve à eau à celles calculées [Lin et al., 2001] [Ding, 2002] [Sheikh-Bagheri et al., 2002] [Verhaegen et al., 2003] [Tzedakis et al., 2004] [Mesbahi et al., 2005]. Pour les accélérateurs linéaires classiques équipés de cône égalisateur, il a été montré que les PDD sont relativement insensibles à l'énergie moyenne du faisceau d'électrons primaire. En revanche, les cornes des OAR sont un bon indicateur de l'énergie moyenne du faisceau [Lovelock et al., 1995]. Il a également été montré que la largeur de la tâche focale avait une influence sur les OAR au niveau des zones de pénombre [Pena et al., 2004]. Comme indiqué précédemment, la particularité du CyberKnife est qu'il ne possède pas de cône égalisateur. Aussi, dans un premier temps, il a été nécessaire de réaliser une étude de sensibilité afin d'étudier l'influence de l'énergie et de la largeur à mi-hauteur de la tâche focale (FWHM) sur les OAR, les PDD et les TPR. Ensuite, les données calculées pour différents paramètres de la source ont été comparées aux données expérimentales afin de déterminer le meilleur ajustement pour E et FWHM.

Ainsi, des profils (OAR_{MC}), des rapports tissu-fantômes (TPR_{MC}) et des rendements en profondeur (PDD_{MC}) ont été calculés afin d'appliquer cette méthode à la modélisation du CK800 et du CK1000. Afin de s'affranchir des difficultés de mesure liées aux mini-faisceaux, l'ajustement a été réalisé à l'aide du plus grand champ disponible sur le CyberKnife (60 mm). Concernant l'étude de sensibilité avec le CyberKnife 800 UM/min, nous avons fait varier l'énergie E de 6.5 à 7.5 MeV par pas de 0.5 MeV et la largeur à mi-hauteur de la tâche focale (FWHM) de 1.8 à 2.6 mm par pas de 0.2 mm. Du fait de la symétrie de révolution axiale de la tête des LINAC, un maillage cylindrique de voxels a été utilisé pour le calcul des OAR_{MC} (voxel = volume défini par un maillage équivalent au « pixel » mais en 3 dimensions). La taille des voxels est un compromis entre résolution spatiale et incertitude de calcul ; c'est pourquoi le rayon des voxels doit être choisi soigneusement : assez faible pour éviter un moyennage volumique de la dose conduisant à une sous-estimation de celle-ci et assez large pour minimiser l'incertitude statistique. La configuration des maillages dans PenEasy pour les OAR_{MC} à 15, 100 et 200 mm de profondeur et pour le PDD avec le collimateur de 60 mm est résumée dans le [Tableau 2.3](#). Pour les petites tailles de champ, la taille des voxels a été réduite afin d'éviter l'effet moyennage volumique pour le voxel cylindrique central.

Tableau 2.3 : Configuration dans PenEasy des maillages cylindriques pour le calcul des $OAR_{MC,w}$ et du $PDD_{MC,w}$.

	f_{clin} (mm)	Z_{min}^1 (cm)	Z_{max}^1 (cm)	NZbin ²	Z (surface de l'eau) (cm)	Rmax ³ (cm)	NRbin ⁴
OAR _{MC} "15 mm"	60					7.00	
	20					7.00	
	15					7.00	
	12.5	79.9	80.1	1	78.5	3.95	70
	10					3.95	
	7.5					3.95	
	5					2.80	
PDD _{MC}	60	78.5	102.5	120	78.5	0.10	1
OAR _{MC} "100 mm"	60	79.9	80.1	1	70.0	7.00	70
OAR _{MC} "200 mm"	60	79.9	80.1	1	60.0	7.00	70

¹Zmin, Zmax : coordonnées selon l'axe z du début et de la fin du maillage respectivement

²NZbin : nombre de mailles entre Zmin et Zmax

³Rmax : rayon extérieur du maillage cylindrique

⁴NRbin : nombre de mailles entre 0 et Rmax

❖ **Ajustement par comparaison des rapports d'ouverture du collimateur mesurés et calculés**

Il a été montré que l'ajustement, à l'aide de comparaisons mesure/calcul de profils, de rendements et de TPR, n'était pas toujours suffisant pour les installations délivrant des mini-faisceaux du fait de l'occlusion partielle de la source lorsque la taille de champ diminue [Scott et al., 2009]. Une deuxième méthode d'ajustement de la largeur de source pour des LINAC délivrant des mini-faisceaux a donc été adoptée par différents auteurs [Francescon et al., 2008] [Scott et al., 2009] [Francescon et al., 2011] [Cranmer-Sargison et al., 2011] [Francescon et al., 2012] [Czarnecki et al., 2013]. Celle-ci est basée sur la comparaison des rapports d'ouverture du collimateur OR_{det} mesurés par différents détecteurs placés dans une cuve à eau, avec ceux calculés à l'aide des modélisations de ces mêmes détecteurs. Ces derniers sont notés $OR_{MC,det}$ et sont calculés selon (2.9).

$$OR_{MC,det} = \frac{D_{MC,det,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{MC,det,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (2.9)$$

où $D_{MC,det,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ et $D_{MC,det,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ représentent la dose totale déposée dans le volume actif du détecteur modélisé obtenue par simulation MC pour les champs f_{msr} et f_{clin} respectivement. On rappelle que le champ f_{msr} est obtenu à l'aide du collimateur de 60 mm pour le CyberKnife.

Une petite variation de la valeur de la FWHM entraîne une variation de plusieurs pourcents de la valeur d' $OR_{MC,det}$ pour les plus petites tailles de champ [Francescon et al., 2008] [Scott et al., 2009]. Cette méthode, proposée en 2008 par [Francescon et al., 2008], permet donc d'ajuster finement la FWHM pour les petits champs. Elle nécessite de modéliser un certain nombre de détecteurs en connaissant précisément leur géométrie (en particulier celle du volume actif) mais aussi la composition et la masse volumique des différents matériaux constituant les détecteurs. Un accord de confidentialité avec les industriels est donc nécessaire ce qui limite le nombre de détecteurs modélisables. De plus, il a été montré que certaines données, comme la masse volumique de l'époxy utilisé pour les diodes PTW par exemple, ne sont pas connues précisément et peuvent donc parfois nécessiter un ajustement [Francescon et al., 2012].

L'ajustement du faisceau primaire d'électrons par cette méthode consiste alors à déterminer l'unique valeur qui permet de minimiser l'écart-relatif Y_{model} (2.10) entre le rapport d'ouverture du collimateur expérimental et celui obtenu par simulations pour l'ensemble des tailles de champs et pour l'ensemble des détecteurs modélisés (Figure 2.7). Le fait de réaliser cet ajustement pour un panel varié de détecteurs permet de réduire le risque d'erreurs liées à la modélisation. On notera que les mesures d' OR_{det} sont des mesures brutes sans correction de la perturbation due au détecteur, à l'exception de la correction de polarité pour la chambre PinPoint.

Pour le CK800, les modélisations du micro-LiF, du diamant PTW 60003 et des diodes PTW 60016 et PTW 60017 ont été utilisées pour calculer les $OR_{MC,det}$ et l'écart-relatif Y_{model} entre le rapport d'ouverture du collimateur expérimental et celui obtenu par simulations a été évalué pour les tailles de champ inférieures ou égales à 20 mm. Concernant le CK1000, deux modélisations supplémentaires (diode SN EDGE et chambre PTW 31014) ont été utilisées. **Les détails sur la modélisation des détecteurs et le calcul d' $OR_{MC,det}$ sont donnés dans le chapitre 3.**

$$Y_{model} = \left(\frac{OR_{det} - OR_{MC,det}}{OR_{MC,det}} \right) \quad (2.10)$$

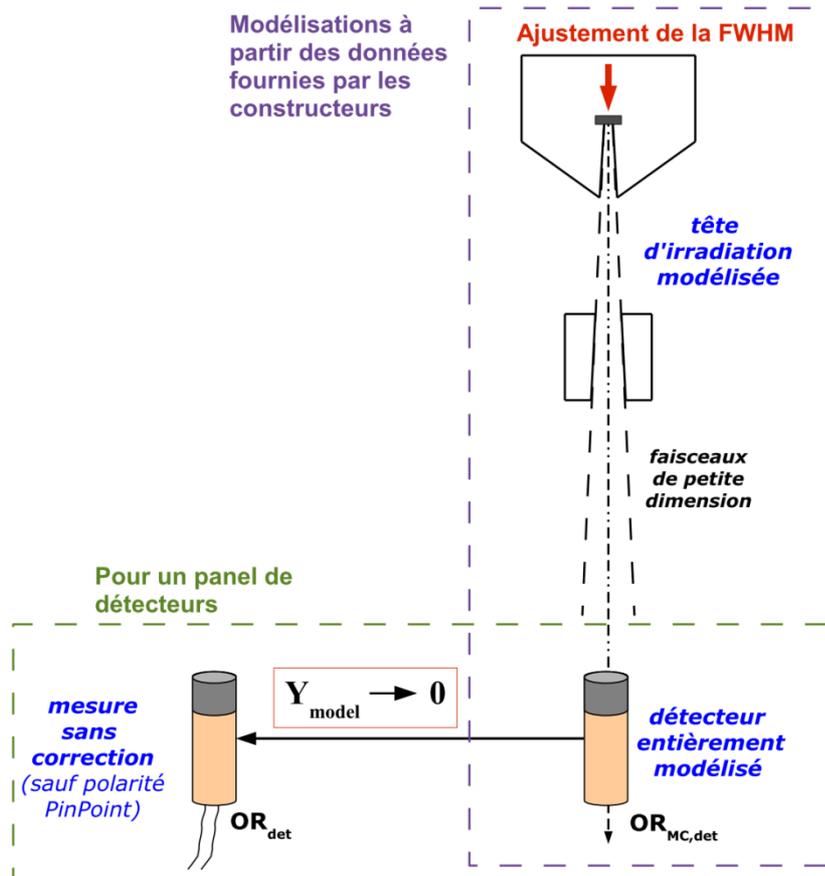


Figure 2.7 : Illustration du principe d'ajustement par comparaison des rapports d'ouverture du collimateur mesurés par les détecteurs (OR_{det}) et des rapports d'ouverture du collimateur calculés par simulation MC ($OR_{MC,det}$) en petits champs.

❖ Méthodologie utilisée dans ce travail pour l'ajustement

Ces deux méthodes complémentaires ont été utilisées simultanément dans ce travail afin d'ajuster à la fois en champs larges et en petits champs les modélisations du CK800 et du CK1000. Dans un premier temps, la méthode d'ajustement par comparaison des données dosimétriques de base mesurées et calculées est utilisée en grand champ pour ajuster l'énergie E et la largeur FWHM du faisceau primaire d'électrons. Puis dans un deuxième temps, la méthode par comparaison des rapports d'ouverture du collimateur mesurés et calculés est utilisée afin de vérifier que l'ajustement en grand champ reste valable pour les petits champs malgré la réduction du diamètre d'ouverture du collimateur. Si ce n'est pas le cas, la largeur FWHM est réajustée finement à l'aide de cette dernière méthode pour les petites tailles de champ seulement.

e. Détermination des données de base et des facteurs correctifs à appliquer aux détecteurs

i. Définition du facteur d'ouverture du collimateur

On rappelle que le facteur d'ouverture du collimateur théorique $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ est défini par l'équation (2.11) et qu'il permet, pour un même nombre d'unité moniteur, de déterminer la dose absorbée dans l'eau $D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ au point de référence dans la cuve à eau pour le champ f_{clin} connaissant la dose absorbée dans l'eau dans les conditions de référence (champ de référence spécifique à la machine f_{msr}).

$$D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} = D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot \Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (2.11)$$

En pratique, $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ peut être déterminé, soit en le mesurant à l'aide de l'équation (2.12) qui utilise le facteur correctif $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ du détecteur introduit par le nouveau formalisme [Alfonso et al., 2008] :

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \text{OR}_{\text{det}} \cdot k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (2.12)$$

soit en le calculant directement à l'aide de simulations numériques :

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{D_{MC, w, Q_{clin}}^{f_{clin}} / D_{MC, mon, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{MC, w, Q_{msr}}^{f_{msr}} / D_{MC, mon, Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \text{OF}_{MC, w} \cdot \frac{D_{MC, mon, Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{MC, mon, Q_{clin}}^{f_{clin}}} \quad (2.13)$$

avec $\text{OF}_{MC, w} = \frac{D_{MC, w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{MC, w, Q_{msr}}^{f_{msr}}}$

$\text{OF}_{MC, w}$ est le facteur d'ouverture du collimateur calculé dans l'eau par la simulation MC. Celui-ci est obtenu en faisant le rapport entre la dose calculée dans un volume « ponctuel » à une profondeur donnée pour le champ f_{clin} et la dose calculée dans un volume « ponctuel » à la même profondeur avec le champ de référence spécifique à la machine f_{msr} .

$D_{MC, mon, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ et $D_{MC, mon, Q_{msr}}^{f_{msr}}$ sont les doses déposées dans la chambre moniteur par nombre d'histoires simulées pour les champs f_{clin} et f_{msr} respectivement. Le rapport $D_{MC, mon, Q_{msr}}^{f_{msr}} / D_{MC, mon, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ permet de prendre en compte l'influence des particules rétrodiffusées (à cause du changement de collimateur par exemple) dans la chambre moniteur.

ii. Détermination du facteur d'ouverture du collimateur

Les facteurs d'ouverture du collimateur ($\text{OF}_{MC, w}$) ont été déterminés par simulation numérique pour le CK800 et le CK1000. Le volume « ponctuel » utilisé pour le calcul des $\text{OF}_{MC, w}$ pour les deux modèles est défini par les voxels centraux issus des $\text{OAR}_{MC, w}$ calculés à la profondeur de 15 mm (Tableau 2.3). Ces voxels ont donc une épaisseur de 2 mm et un rayon de 1.00, 1.00, 1.00, 1.00, 1.00, 1.00, 0.56, 0.56, 0.56 et 0.40 mm pour les champs de 60, 50, 40, 30, 20, 15, 12.5, 10.0, 7.5 et 5 mm respectivement. Le paramètre ESPLIT des espaces des phases est de 5 pour les champs de 60 à 10 mm et de 10 pour les champs de 7.5 et 5 mm. L'incertitude statistique $\sigma(\text{OF}_{MC, w})$ de la méthode MC sur le calcul du facteur d'ouverture du collimateur a été évaluée par propagation des incertitudes [GUM, 2008] :

$$\frac{\sigma(\text{OF}_{MC, w})}{\text{OF}_{MC, w}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(D_{MC, w, Q_{clin}}^{f_{clin}})}{D_{MC, w, Q_{clin}}^{f_{clin}}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(D_{MC, w, Q_{msr}}^{f_{msr}})}{D_{MC, w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \right)^2} \quad (2.14)$$

De plus, la sensibilité d' $OF_{MC,w}$ par rapport aux deux paramètres d'ajustement du modèle de la source a été étudiée :

- pour le CK800 : énergies E de 6.5 à 7.5 MeV par pas de 0.5 MeV et largeurs FWHM de 1.8, 2.2, 2.4 et 2.6 mm,
- pour le CK1000 : énergies E de 6.5 à 7.5 MeV par pas de 0.5 MeV et largeurs FWHM de 2.2, 2.4 et 2.6 mm.

En l'absence de références métrologiques, le facteur d'ouverture du collimateur déterminé par simulation numérique est utilisé dans la suite du travail comme valeur de comparaison.

iii. Réponse des détecteurs et détermination des facteurs correctifs

La réponse du détecteur peut être quantifiée par l'écart-relatif Y_{det} entre la mesure du rapport d'ouverture du collimateur (OR_{det}) et le facteur d'ouverture du collimateur calculé dans l'eau ($OF_{MC,w}$) (2.15). L'incertitude sur celui-ci est donnée par l'équation (2.16).

$$Y_{det} = \left(\frac{OR_{det} - OF_{MC,w}}{OF_{MC,w}} \right) \quad (2.15)$$

$$\sigma(Y_{det}) \approx \sqrt{\left(\frac{\sigma(OR_{det})}{OR_{det}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(OF_{MC,w})}{OF_{MC,w}} \right)^2} \quad (2.16)$$

En combinant l'équation (2.12) et (2.13), on trouve que le facteur correctif $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour chaque détecteur peut être calculé ainsi :

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{OF_{MC,w}}{OR_{det}} \cdot \frac{D_{MC,mon,Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{MC,mon,Q_{clin}}^{f_{clin}}} \quad (2.17)$$

Lors de nos simulations numériques, la différence de dose $D_{MC,mon,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ et $D_{MC,mon,Q_{clin}}^{f_{clin}}$ déposée (rapporté au nombre d'électrons du faisceau primaire) dans la chambre moniteur avec le changement du collimateur secondaire était négligeable (différence inférieure à 0.15%). Le calcul dans la chambre moniteur n'a donc pas été pris en compte dans ce travail et le facteur correctif $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ a été calculé selon (2.18) tandis que l'incertitude sur sa valeur a été évaluée selon (2.19).

$$\frac{D_{MC,mon,Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{MC,mon,Q_{clin}}^{f_{clin}}} \approx 1 \Rightarrow k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \approx \frac{OF_{MC,w}}{OR_{det}} = \frac{1}{Y_{det} + 1} \quad (2.18)$$

$$\frac{\sigma(k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}})}{k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(OR_{det})}{OR_{det}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(OF_{MC,w})}{OF_{MC,w}} \right)^2} \quad (2.19)$$

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Dans cette partie, les valeurs des incertitudes sur les grandeurs mesurées ou calculées sont données, soit directement dans le texte, soit dans les tableaux. Les barres d'incertitude correspondantes ne sont volontairement pas indiquées sur les graphes dans un souci de lisibilité.

a. Mesure des rapports d'ouverture du collimateur

Les mesures d' OR_{det} qui avaient été réalisées préalablement dans le laboratoire sur le CK800 [Bassin et al., 2013] sont rappelées dans le [Tableau 2.4](#) et celles réalisées sur le CK1000 sont données dans le [Tableau 2.5](#), leur représentation graphique est donnée sur la [Figure 2.8](#). Les valeurs présentées

correspondent à la moyenne des mesures. Une dispersion importante est observée entre les OR_{det} pour les tailles de champ inférieures ou égales à 10 mm (environ 20% pour le champ de 5 mm) et par conséquent l'estimation du facteur d'ouverture du collimateur n'est pas possible lorsque la mesure de celui-ci par les détecteurs n'est pas corrigée. Un bon accord entre les détecteurs et les dosimètres est observé pour les tailles de champ supérieures ou égales à 20 mm (dispersion inférieure à 0.8 %).

Pour chacune des deux installations, les OR_{det} mesurés par les diodes PTW (60016 et 60017) et SN EDGE sont proches. Ils sont par ailleurs supérieurs de plusieurs pourcents à ceux obtenus avec les autres détecteurs, ceci pour les champs de taille inférieure ou égale à 10 mm. Les OR_{det} obtenus avec les diodes blindées PTW 60016 et SN EDGE sont très proches (écart inférieur à 0.8%). Les valeurs mesurées avec la diode non blindée PTW 60017 sont légèrement inférieures à celles obtenues avec les diodes blindées (PTW 60016 et SN EDGE), en accord avec les résultats observés par [Francescon et al., 2012]. La différence de comportement entre les diodes blindées et la diode non blindée PTW 60017 peut s'expliquer, d'une part, pour la diode non-blindée par la contribution significative du rayonnement diffusé pour les grandes tailles de champ [Sauer et al., 2007] et, d'autre part, pour les diodes blindées par la contribution significative, dans le volume sensible, du rayonnement rétrodiffusé par le blindage [Scott et al., 2008]. Les valeurs d' OR_{det} obtenues avec la diode SFD sont globalement inférieures de 2 à 3 % par rapport à celles des autres diodes. Concernant la chambre PinPoint 31014, pour les trois plus petites tailles de champ, les OR_{det} mesurés avec la chambre sont systématiquement inférieurs de plusieurs pourcents à ceux mesurés avec tous les autres détecteurs actifs et dosimètres passifs. Pour le diamant PTW 60003, hormis pour le champ de 5 mm, un bon accord est observé avec les valeurs d' OR_{det} mesurées avec les films radiochromiques (écart inférieur à 1%). Les dosimètres passifs (films EBT3 et micro-LiF) présentent un bon accord entre eux pour l'ensemble des tailles de champ (écart inférieur à 2%), sauf pour le champ de 5 mm sur le CK1000 où l'écart est de l'ordre de 2.9%.

Les valeurs mesurées par les diodes PTW (60017 et 60016) et SN EDGE ainsi que par le diamant PTW 60003 sont proches sur les deux installations pour l'ensemble des tailles de champ (écart inférieur à 1.1%) alors que une valeur plus faible est mesurée par les films radiochromiques et les micro-LiF sur le CK1000 pour le champ de 5 mm (écart de 3.0% et de 2.2% respectivement). Concernant la chambre PinPoint PTW 31014, les valeurs d' OR_{det} obtenues avec une polarité de +400 V et une polarité de -400 V sur le CK1000 sont présentées dans le [Tableau 2.6](#). On peut remarquer que l'effet de polarité est présent uniquement pour les champs de 5 et 7.5 mm, de l'ordre de 4.7% et 1.4% respectivement, ce qui est en accord avec les résultats obtenus par [Francescon et al., 2008] sur un CyberKnife fonctionnant à 600 UM/min. Pour la chambre PinPoint, les mesures sur le CK800 ayant été faites avec une seule polarité (+400 V), il faut comparer uniquement les mesures obtenues avec la même polarité sur le CK1000 : dans ces conditions, une valeur plus importante est mesurée avec la chambre PinPoint PTW 31014 sur le CK1000.

Les OR_{det} obtenus avec la diode IBA SFD sont en bon accord avec ceux mesurés par [Dieterich et al., 2011b] sur un CyberKnife opérant à 800 UM/min. Pour la diode PTW 60016, les OR_{det} sont également en bon accord avec ceux mesurés par [Wilcox et al., 2007] à l'aide de la diode PTW60008 (ancien modèle de la diode PTW 60016) sur un CyberKnife (version non précisée par les auteurs) équipé des collimateurs fixes avec une différence de 1% pour le champ de 5 mm et une différence inférieure à 0.5% pour les autres tailles de champs. Un écart important est obtenu entre les mesures réalisées par [Wilcox et al., 2007] à l'aide de films EBT et les mesures présentées ici : jusqu'à 4.4% pour le champ de 10 mm avec les films EBT2 sur le CK800 et jusqu'à 5.7% pour le champ de 5 mm avec les films EBT3 sur le CK1000. Cependant un bon accord est trouvé pour le CK1000 avec les mesures d' OR_{det} réalisées par [Pantelis et al., 2010] avec des films radiochromiques EBT pour un système CyberKnife (version non précisée par les auteurs) avec les collimateurs fixes de 10, 7.5 et 5 mm. Concernant les OR_{det} mesurés avec les micro-LiF pour les champs de 5 et 7.5 mm du CK800 et du CK1000, un désaccord de ~2% est observé par rapport aux mesures réalisées par [Pantelis et al., 2010], allant même jusqu'à 4% pour le champ de 5 mm du CK800.

Tableau 2.4 : Valeurs des OR_{det} mesurés sur le CK800. Incertitudes relatives (à 1σ) sur OR_{det} indiquées dans la dernière ligne du tableau.

Taille de champ (mm)	diode PTW 60017	diode PTW 60016	diode SN EDGE	diode IBA SFD	Chambre micro-Lion PTW 31018	Chambre PinPoint PTW 31014 (*)	diamant PTW 60003	films EBT2	TLD micro-LiF
20	0.964	0.969	0.968	0.950	-	0.952	0.959	0.965	0.959
10	0.892	0.906	0.902	0.867	-	0.842	0.869	0.863	0.879
7.5	0.851	0.865	0.861	0.824	-	0.783	0.817	0.818	0.827
5	0.717	0.718	0.724	0.700	-	0.611	0.630	0.682	0.696
	(0.2%)	(0.2%)	(0.3%)	(0.4%)	-	(0.1%)	(0.1%)	(0.9%)	(0.75%)

(*) : une seule polarité (+400 V)

Tableau 2.5 : Valeurs des OR_{det} mesurés sur le CK1000. Incertitudes relatives (à 1σ) sur OR_{det} indiquées dans la dernière ligne du tableau.

Taille de champ (mm)	diode PTW 60017	diode PTW 60016	diode SN EDGE	diode IBA SFD	chambre micro-Lion PTW 31018	chambre PinPoint PTW 31014 (*)	diamant PTW 60003	films EBT3	TLD micro-LiF
50	0.995	0.996	0.997	-	0.998	0.998	0.990	1.004	0.999
40	0.989	0.992	0.991	-	0.993	0.992	0.986	0.993	0.986
30	0.982	0.985	0.985	-	0.986	0.985	0.977	0.990	0.982
20	0.968	0.974	0.973	-	0.972	0.965	0.961	0.961	0.966
15	0.948	0.957	0.956	-	0.948	0.938	0.935	0.928	0.940
12.5	0.927	0.939	0.938	-	0.923	0.908	0.911	0.902	0.911
10	0.893	0.908	0.905	-	0.880	0.859	0.869	0.864	0.876
7.5	0.850	0.866	0.861	-	0.826	0.795	0.813	0.808	0.823
5	0.714	0.717	0.716	-	0.640	0.609	0.631	0.662	0.681
	(0.2%)	(0.2%)	(0.3%)	-	(0.1%)	(0.1%)	(0.1%)	(1.0%)	(0.75%)

(*) : moyenne des deux polarités (+/- 400 V)

Tableau 2.6 : Effet de la polarité sur la valeur d' OR_{det} avec la chambre PinPoint PTW 31014 sur le CK1000.

Taille de champ (mm)	50	40	30	20	15	12.5	10	7.5	5
+400 V	0.996	0.990	0.984	0.964	0.937	0.909	0.862	0.801	0.623
-400 V	1.000	0.993	0.987	0.967	0.939	0.908	0.859	0.790	0.595

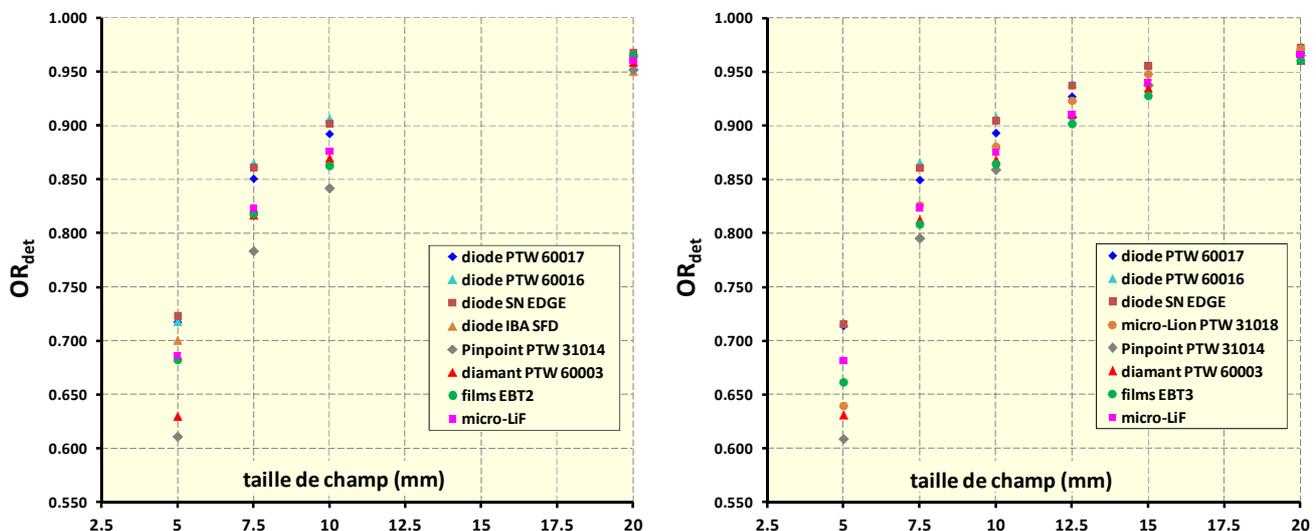


Figure 2.8 : Représentation graphique des OR_{det} pour le CK800 (à gauche) et le CK1000 (à droite).

b. Modélisation du CK800 et du CK1000 : étude de l'influence des paramètres et ajustement du faisceau primaire d'électrons

i. Étude de l'influence des paramètres et ajustement du faisceau primaire d'électrons pour le CK800

❖ Étude de sensibilité

Les OAR_{MC} calculés à une profondeur de 15 mm pour une énergie $E = 7.0$ MeV et pour une distribution radiale gaussienne avec une $FWHM = 1.8, 2.2$ et 2.6 mm sont comparés sur la [Figure 2.9](#) avec ceux mesurés à l'aide de la diode PTW 60017. On peut noter que l'OAR est sensible à la valeur de la $FWHM$, en particulier au niveau de l'épaulement du profil. Ainsi, pour une $FWHM$ de 1.8 mm, l' OAR_{MC} est au-dessus de l' OAR_{det} , en particulier au niveau de la zone du profil correspondant à la distance entre 1.5 et 3.0 cm de l'axe central, alors que pour une $FWHM$ de 2.6 mm l' OAR_{MC} se situe en dessous d' OAR_{det} . L'influence de l'énergie sur les OAR, dans l'intervalle de 6.5 à 7.5 MeV, est illustrée sur la [Figure 2.10](#) et on observe que la modification de l'énergie n'induit pas de changement sur les OAR. Il s'avère donc que les OAR_{MC} calculés peuvent être utilisés pour ajuster la valeur de la $FWHM$, indépendamment de celle de l'énergie. Pour une $FWHM$ de 2.2 mm, le calcul et la mesure sont en excellent accord.

Les valeurs des TPR mesurés et calculés pour quatre $FWHM$ ($1.8, 2.2, 2.4$ et 2.6 mm) et trois énergies ($6.5, 7.0$ et 7.5 MeV) sont présentées dans le [Tableau 2.7](#). On peut voir que le TPR n'est pas sensible à la modification de la $FWHM$ dans l'intervalle de valeur étudié ce qui avait également été observé par [Francescon et al., 2008]. En revanche, une variation de 0.5 MeV de l'énergie entraîne une variation significative du TPR_{MC} , celle-ci augmentant lorsque la profondeur augmente (de l'ordre de 3% pour le $TPR(20,1.5)$). Il s'avère donc que les TPR_{MC} calculés peuvent être utilisés pour ajuster la valeur de l'énergie, indépendamment de celle de la $FWHM$. Les TPR_{MC} calculés pour $E = 7.0$ MeV ($FWHM = 2.2$ mm) sont en bon accord avec ceux mesurés avec la diode PTW 60017 (écart inférieur à 0.5% et 1.0% avec $TPR_{det}(10,1.5)$ et $TPR_{det}(20,1.5)$ respectivement).

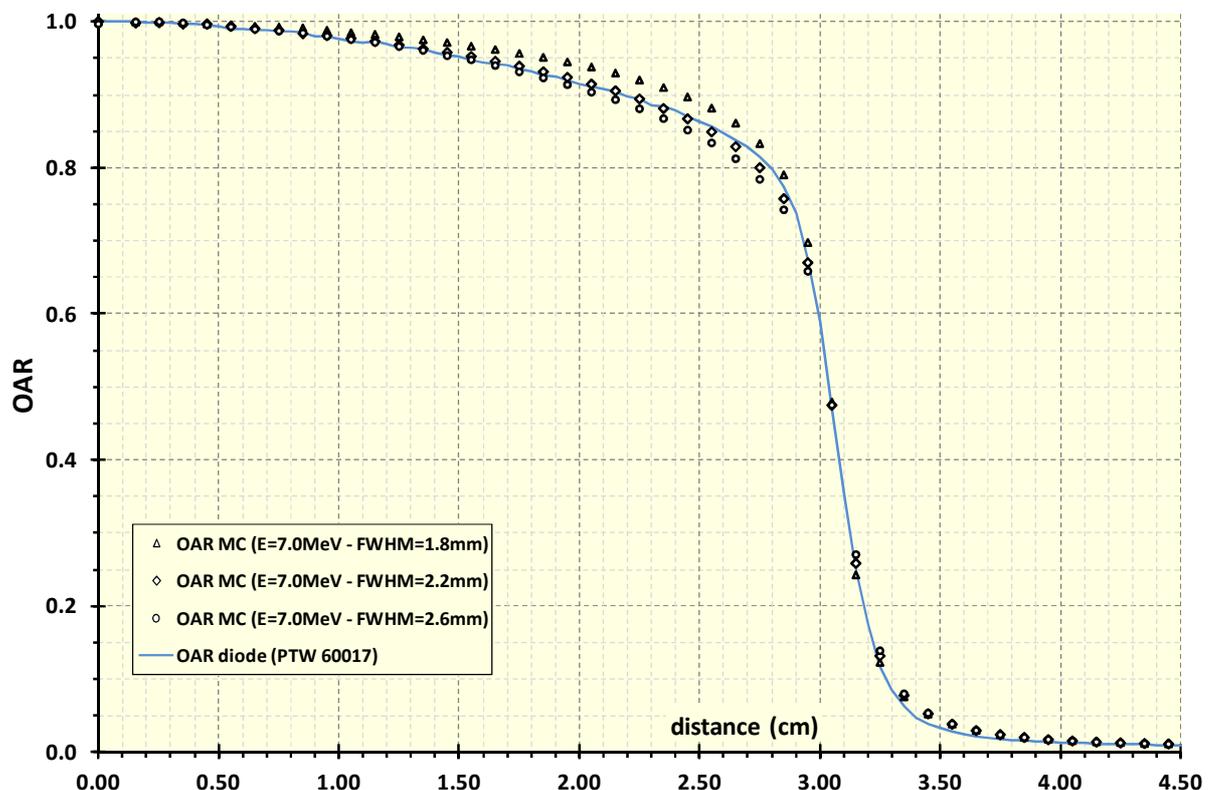


Figure 2.9 : Comparaison des OAR mesurés et calculés pour trois valeurs de $FWHM$ obtenus avec le champ de 60 mm à une profondeur de 1.5 cm pour le CK800.

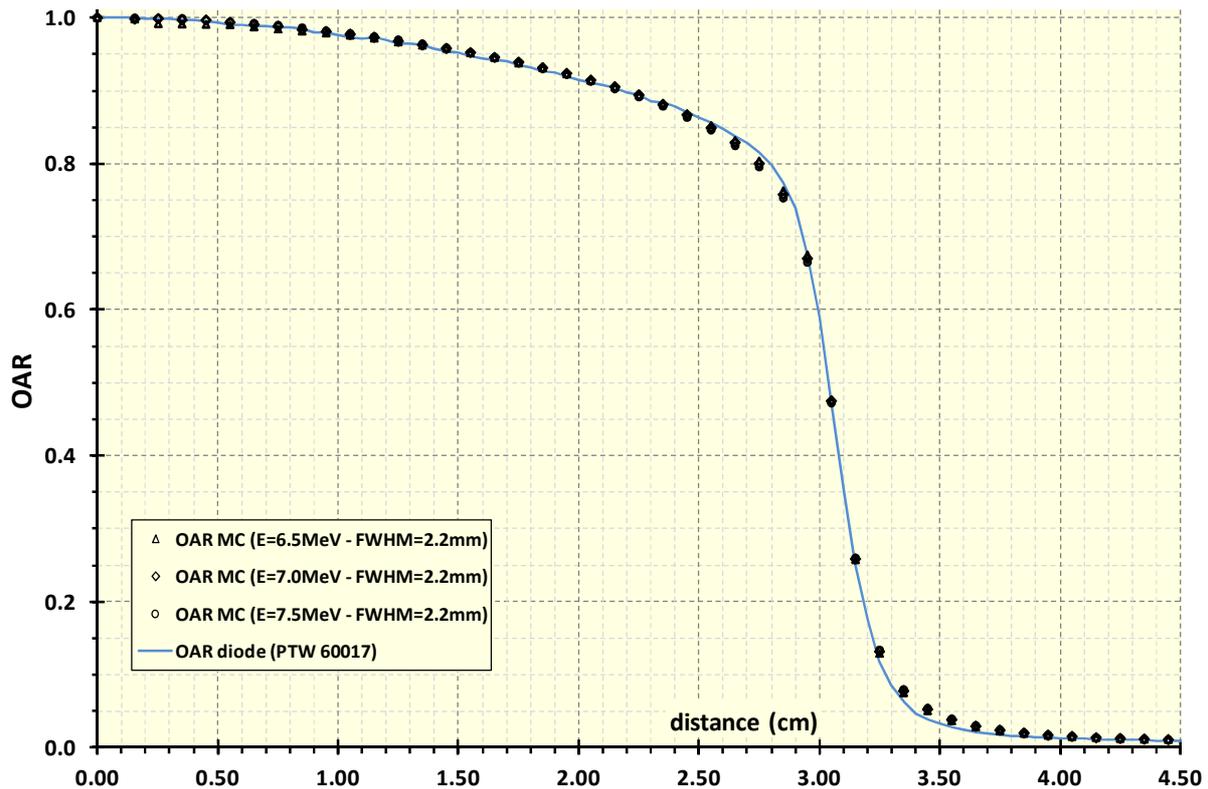


Figure 2.10 : Comparaison des OAR mesurés et calculés pour trois valeurs de E avec le champ de 60 mm à une profondeur de 1.5 cm pour le CK800.

Tableau 2.7 : Valeurs des TPR mesurés avec la diode PTW 60017 et calculés avec quatre FWHM et trois énergies différentes obtenues avec le champ de 60 mm. Les valeurs correspondant au modèle ajusté sont indiquées en gras et l'écart-relatif à la mesure est noté entre parenthèses.

	FWHM (mm)		E (MeV)			mesures		
	2.2	1.8	2.2	2.4	2.6			
TPR(10,1.5)	0.716 (-0.7)	0.725 (+0.6)	0.739 (+2.5)	0.726 (+0.7)	0.725 (+0.6)	0.725 (+0.6)	0.724 (+0.4)	0.721
TPR(20,1.5)	0.447 (-1.5)	0.458 (+0.9)	0.475 (+4.6)	0.461 (+1.5)	0.458 (+0.9)	0.457 (+0.7)	0.458 (+0.9)	0.454

❖ Ajustement du faisceau primaire d'électrons

A partir de l'étude de sensibilité réalisée, la méthode d'ajustement basée sur la comparaison des profils et des TPR mesurés et calculés nous a donc permis de déterminer les paramètres suivants pour la modélisation du faisceau d'électrons primaire du CK800 du COL : **E = 7.0 MeV – FWHM = 2.2 mm.**

La méthode d'ajustement basée sur la comparaison des rapports d'ouverture du collimateur mesurés et calculés a ensuite été utilisée pour éventuellement réajuster la valeur de FWHM pour les plus petites tailles de champs. Les écart-relatifs $Y_{\text{modél}}$ obtenus pour E = 7.0 MeV et FWHM = 2.2 mm sont présentés dans le Tableau 2.8. Ils sont respectivement inférieurs à 0.6%, 0.7%, 0.3% et 0.8% pour les diodes PTW 60017 et PTW 60016, le diamant PTW 60003 et les micro-LiF pour l'ensemble des champs étudiés. Ce très bon accord montre que l'ajustement du faisceau primaire d'électrons obtenu par comparaison des OAR et des TPR mesurés et calculés en champ large est également correct pour les petites tailles de champ.

Tableau 2.8 : Valeurs des écart-relatifs $Y_{\text{modél}}(\%)$ pour les 4 détecteurs modélisés avec le CK800.

E = 7.0 MeV FWHM = 2.2 mm	Détecteur	Taille de champs (mm)			
		20	10	7.5	5
	PTW 60017	0.0	+0.2	+0.4	-0.6
	PTW 60016	+0.2	-0.7	-0.5	0.0
	PTW 60003	-0.3	0.0	0.1	0.0
	micro-LiF	-0.3	0.3	-0.5	-0.8

La Figure 2.11 présente le PDD_{MC} calculé avec le modèle ajusté et le PDD_{det} mesuré avec la diode PTW 60017, on observe un bon accord entre la mesure et le calcul, à l'exception du premier point de mesure à la surface ($z = 0$ cm) du fait que la tête du détecteur est partiellement hors de l'eau.

La Figure 2.12 présente les OAR_{MC} et OAR_{det} pour les champs de 20, 10, 7.5 et 5 mm : on observe que la pénombre des OAR_{MC} est plus large que celle mesurée avec la diode PTW 60017. Pour les minifaisceaux, une comparaison directe entre les OAR_{MC} calculés dans l'eau et l' OAR_{det} mesuré est problématique car les matériaux constituant le détecteur peuvent influencer la mesure du fait qu'ils ne sont pas équivalents à l'eau (rétrodiffusion dans le volume actif des électrons primaires et secondaires provenant des parties métalliques de l'encapsulation, sur-réponse due aux photons diffusés basse énergie, etc.). Cependant, ce type de comparaison est utile pour vérifier grossièrement la modélisation des autres collimateurs (ouverture angulaire). On peut noter que le même problème se produit au niveau de la pénombre pour le champ de 60 mm du fait du manque d'équilibre électronique en bordure de champ et de la non-équivalence-eau du détecteur diode. Il est bon de préciser que la zone réellement utilisable à l'ajustement par comparaison des OAR en champ de 60 mm se situe autour de l'axe central jusqu'à ~ 2.7 cm.

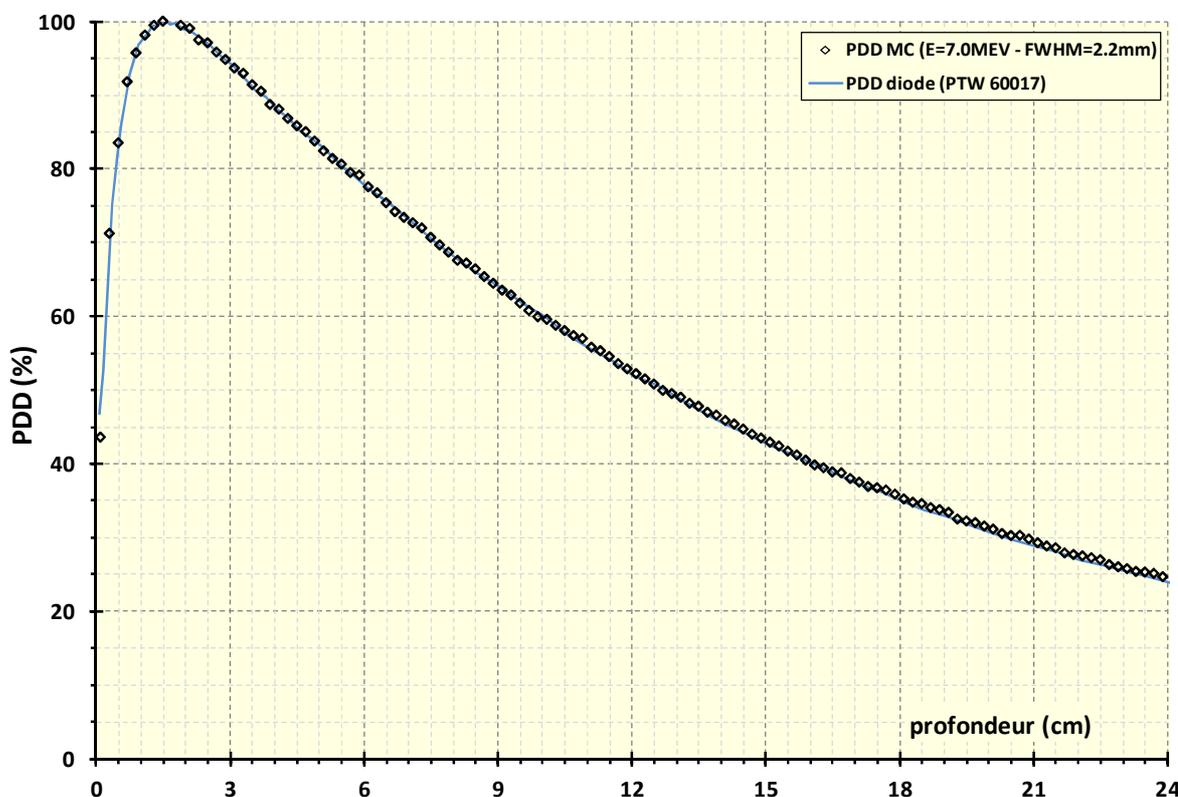


Figure 2.11 : Comparaison du PDD mesuré avec la diode PTW 60017 et calculé avec le champ de 60 mm pour le CK800.

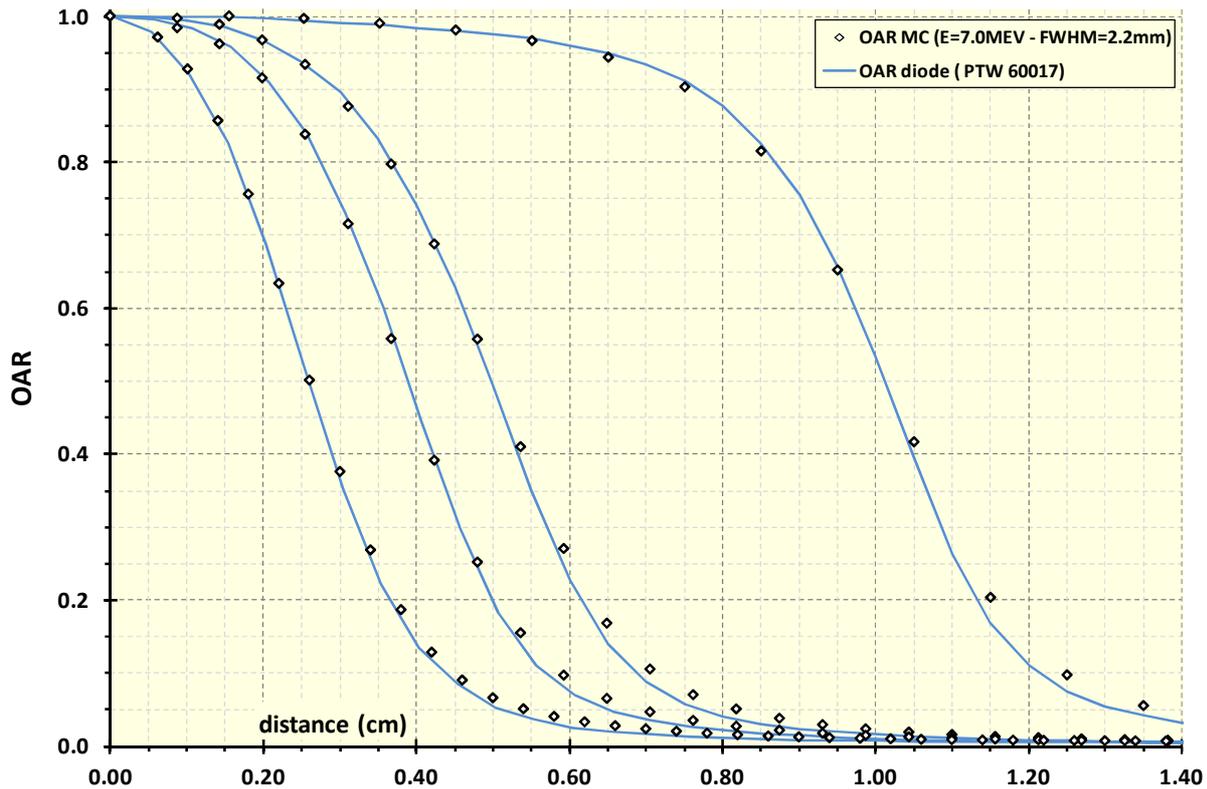


Figure 2.12 : Comparaison entre les OAR mesurés avec la diode PTW 60017 et ceux calculés dans l'eau pour les champs de 20, 10, 7.5 et 5 mm à une profondeur $z = 1.5$ cm pour le CK800.

ii. Ajustement du faisceau primaire d'électrons pour le CK1000

L'ajustement du CK1000 a été réalisé après celui du CK800, ce qui a permis de réinvestir l'expérience acquise sur l'ajustement des paramètres de la source. Les TPR mesurés et calculés pour $E = 6.5, 7.0$ et 7.5 MeV sont présentés dans le [Tableau 2.9](#). On obtient un très bon accord (différence inférieure à 0.6%) entre les $TPR_{det}(10,1.5)$ et $TPR_{det}(20,1.5)$ mesurés à l'aide de la chambre PinPoint PTW 31014 et ceux calculés pour une énergie $E = 7.0$ MeV.

Tableau 2.9 : Valeurs des TPR mesurés avec la chambre PinPoint PTW 31014 et calculés avec deux FWHM et trois énergies différentes pour le champ de 60 mm. L'écart-relatif à la mesure est noté entre parenthèses.

	FWHM (mm)		2.2		2.4	mesures
	E (MeV)		6.5	7.0	7.5	
TPR(10,1.5)	0.729	0.742	0.752	0.742	0.743	0.743
	(-1.9)	(-0.2)	(+1.2)	(-0.2)	(-0.6)	
TPR(20,1.5)	0.464	0.476	0.488	0.476	0.476	0.476
	(-2.5)	(0.0)	(+2.5)	(0.0)	(-0.1)	

Les OAR_{MC} calculés à une profondeur de 15 mm pour une énergie $E = 7.0$ MeV et pour une distribution radiale gaussienne avec $FWHM = 2.2, 2.4$ et 2.8 mm sont comparés sur la [Figure 2.13](#) avec ceux mesurés à l'aide de la diode PTW 60017, de la chambre PinPoint PTW 31014 et des films radiochromiques EBT3. Un très bon accord est trouvé, entre le profil calculé et les trois profils mesurés, pour une FWHM de 2.4 mm sur la zone d'ajustement « utilisable » (distance par rapport à l'axe comprise entre 0 et ~ 2.5 cm). Au niveau de la pénombre ([Figure 2.14](#)), on observe des différences entre les 3 types

de détecteurs (diode PTW 60017, chambre PinPoint PTW 31014 et films EBT3). La diode PTW 60017 produit la pénombre la moins large alors que la chambre PinPoint PTW 31014 produit celle la plus large. La pénombre mesurée à l'aide des films EBT3 (bonne équivalence tissu) se situe entre les deux et est en bon accord avec la pénombre obtenue par calcul pour une FWHM égale à 2.4 mm. Ainsi, la méthode d'ajustement basée sur la comparaison des profils et des TPR mesurés et calculés nous a donc permis de déterminer les paramètres suivants pour la modélisation du faisceau d'électrons primaire du CK1000 : $E = 7.0 \text{ MeV} - \text{FWHM} = 2.4 \text{ mm}$. La Figure 2.15 présente le PDD_{MC} calculé avec le modèle du CK1000 ajusté en champ large et le PDD_{det} mesuré avec la diode PTW 60017. On observe un bon accord entre la mesure et le calcul, à l'exception du premier point de mesure à la surface ($z = 0 \text{ cm}$) pour la même raison que celle évoquée pour le CK800.

Comme pour le CK800, la méthode d'ajustement basée sur la comparaison des rapports d'ouverture du collimateur mesurés et calculés a ensuite été utilisée pour éventuellement réajuster la valeur de FWHM pour les plus petites tailles de champs. Les écart-relatifs Y_{model} obtenus pour $E = 7.0 \text{ MeV}$ et $\text{FWHM} = 2.4 \text{ mm}$ sont présentés dans le Tableau 2.10. Pour la plus petite taille de champ, un écart important est observé entre les rapports d'ouverture de collimateur calculés et ceux mesurés avec la diode PTW 60016, la diode SN EDGE, la chambre PinPoint PTW 31014, le diamant PTW 60003 et les micro-LiF : $Y_{\text{model}} = +1.7\%$, $+3.6\%$, $+4.0\%$, $+3.2\%$ et $+1.5\%$ respectivement pour le champ de 5 mm pour une FWHM = 2.4 mm (l'incertitude sur Y_{model} à 1σ est respectivement de 0.5%, 0.8%, 0.3%, 0.3% et 0.6%). En revanche pour une FWHM = 2.2 mm (Tableau 2.10), un bon accord est observé pour l'ensemble des détecteurs et des tailles de champ: en particulier $Y_{\text{model}} = -0.1\%$, -0.2% , $+1.5\%$, $+0.4\%$ et -0.6% respectivement pour la diode PTW 60016, la diode SN EDGE, la chambre PTW 31014, le diamant PTW 60003 et les micro-LiF pour le champ de 5 mm. On observe donc que l'ajustement réalisé en grand champ avec une FWHM de 2.4 mm ne convient plus quand la taille de champ diminue fortement. Au final, le faisceau primaire du CK1000 a été modélisé par une source mono-énergétique de 7.0 MeV avec une largeur FWHM de la distribution radiale gaussienne dépendante de la taille du champ f_{clin} : **FWHM = 2.4 mm pour les tailles de champs supérieures à 20 mm et FWHM = 2.2 mm pour les tailles de champs inférieures ou égale à 20 mm.**

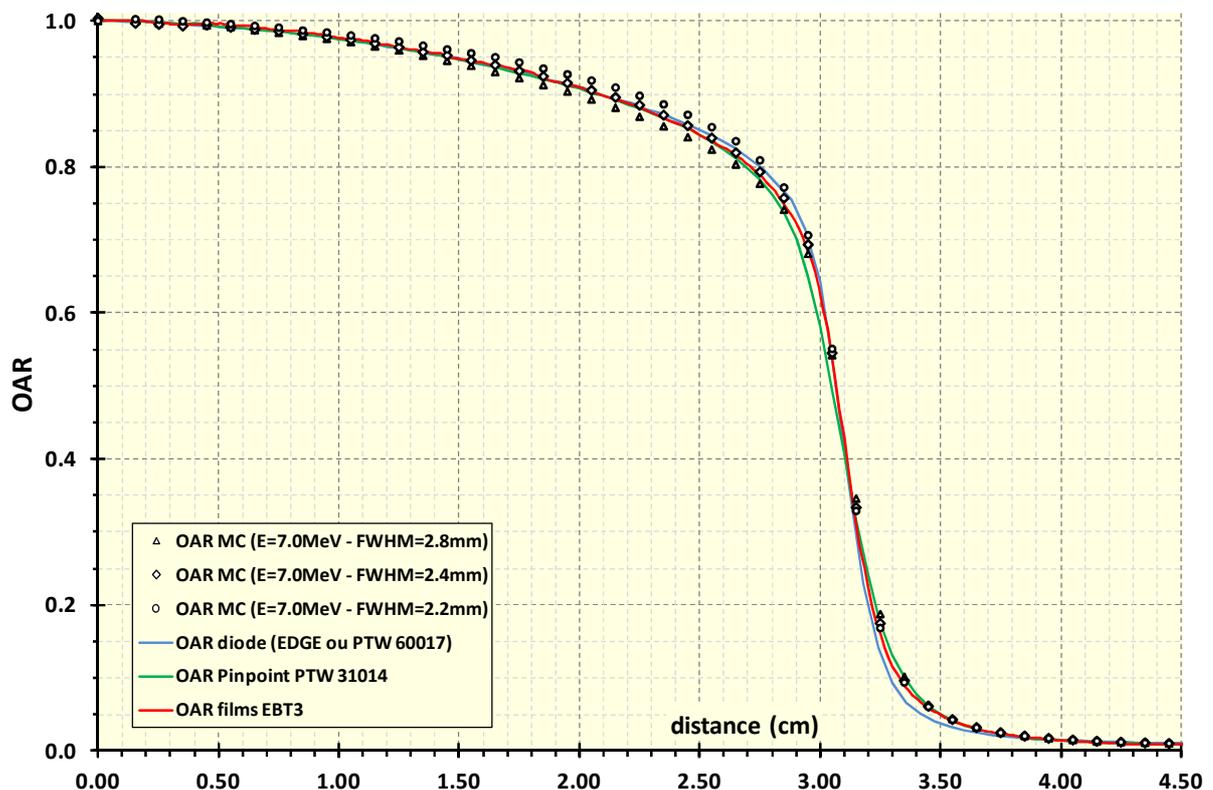


Figure 2.13 : Comparaison entre les OAR mesurés et calculés pour trois valeurs de FWHM obtenus avec le champ de 60 mm pour le CK1000.

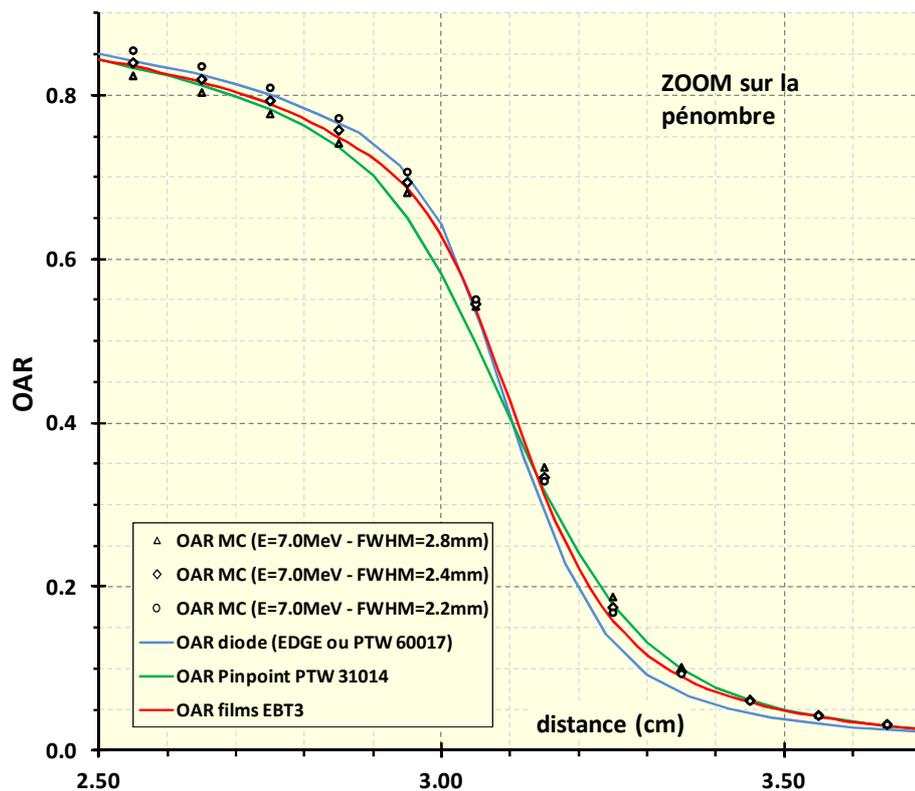


Figure 2.14 : Zoom sur la pénombre de la Figure 2.13.

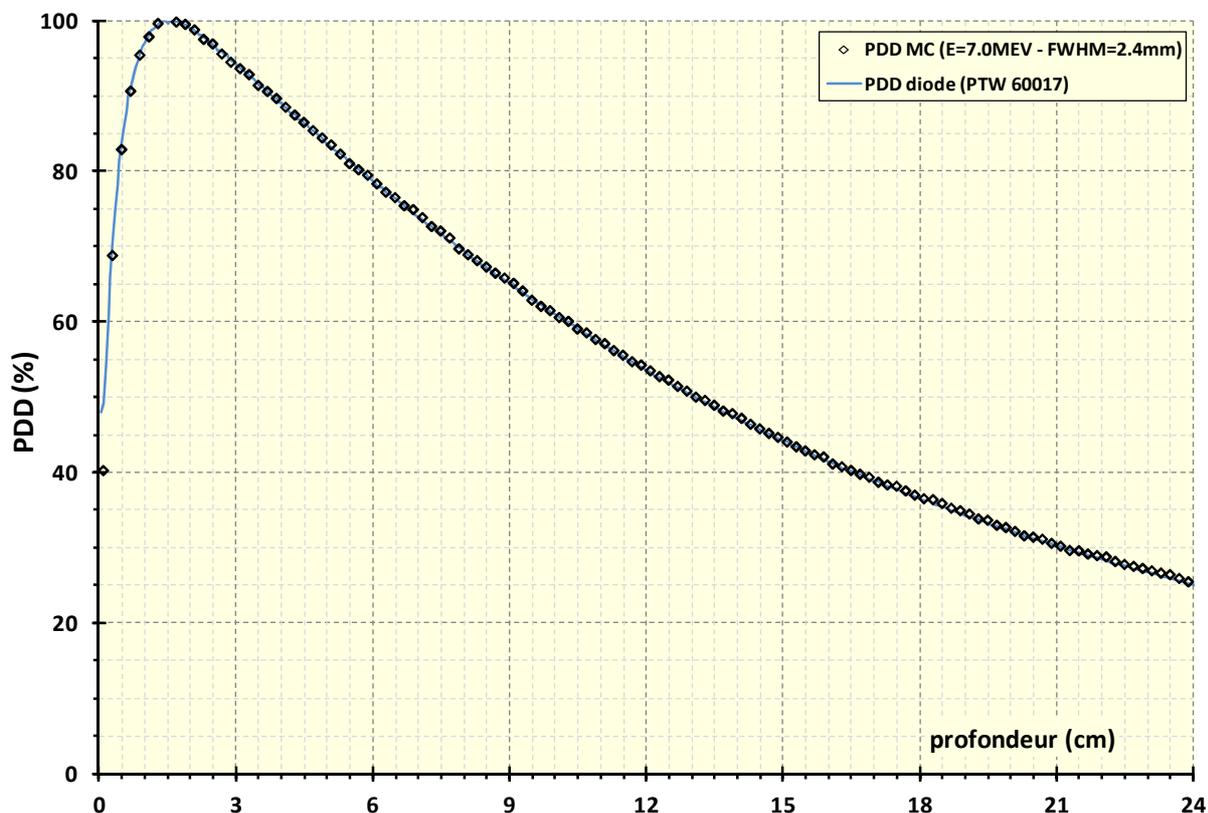


Figure 2.15 : Comparaison du PDD mesuré et calculé avec le champ de 60 mm pour le CK1000.

Tableau 2.10 : Valeurs des écart-relatifs $Y_{\text{model}}(\%)$ pour une énergie E de 7.0 MeV et pour FWHM = 2.2 et 2.4 mm pour le CK1000.

Détecteur		Taille de champ (mm)					
		20	15	12.5	10	7.5	5
E = 7.0 MeV FWHM = 2.2 mm	PTW 60017	+0.5	+0.6	0.0	+0.2	-1.0	-0.7
	PTW 60016	+0.6	+0.7	+0.9	+0.9	-0.1	-0.1
	SN EDGE	-0.2	-0.7	-0.5	0.0	+0.4	-0.2
	PTW 31014	-0.3	+0.3	+0.6	+0.5	+1.1	+1.5
	PTW 60003	-0.6	-0.5	-0.3	-0.1	0.0	+0.4
	micro-LiF	-0.1	-0.1	-0.3	+0.1	-0.4	-0.6
E = 7.0 MeV FWHM = 2.4 mm	PTW 60017	+0.7	-0.1	+0.3	+0.4	-0.8	-0.3
	PTW 60016	-0.1	-0.6	-0.3	-0.5	-0.2	+1.7
	SN EDGE	+0.9	+0.1	+1.0	+2.5	+2.1	+3.6
	PTW 31014	+0.1	+0.6	+0.3	+1.1	+1.8	+4.0
	PTW 60003	-0.7	-0.3	+0.1	+0.5	+0.4	+3.2
	micro-LiF	+0.2	+0.0	+0.0	+0.2	+0.2	+1.5

Les OAR_{det} mesurés à l'aide des diodes PTW 60017 et SN EDGE, de la chambre PinPoint PTW31014 et des films EBT3 sont comparés pour les champs de 5, 7.5 et 10 mm sur la [Figure 2.16](#) aux OAR_{MC} calculés dans l'eau pour $E = 7.0$ MeV – FWHM = 2.2 mm. Pour les deux diodes un seul profil a été représenté car les deux profils se superposaient exactement. Comparé à l' OAR_{MC} , on s'aperçoit que les profils les plus justes sont obtenus à l'aide des films radiochromiques, tandis que la chambre PinPoint PTW 31014 ne produit pas un profil assez prononcé (elle sous-estime dans le champ et surestime hors du champ) et que les diodes produisent un profil plus prononcé qu'il ne l'est réellement dans l'eau (elles sous-estiment hors du champ). Le déséquilibre électronique latéral étant très important, ces différences pourraient s'expliquer par la non-équivalence-eau de ces détecteurs. Il semble qu'un matériau de forte masse volumique (2.33 g.cm^{-3} pour le silicium) conduise à une pénombre plus marquée et à l'inverse un matériau de faible masse volumique (0.0012 g.cm^{-3} pour l'air) semble conduire à une pénombre moins marquée. Les pénombres obtenues à l'aide des films EBT3 sont en très bon accord avec celles obtenues par calcul. Ceci est cohérent avec la quasi-équivalence-eau des films radiochromiques.

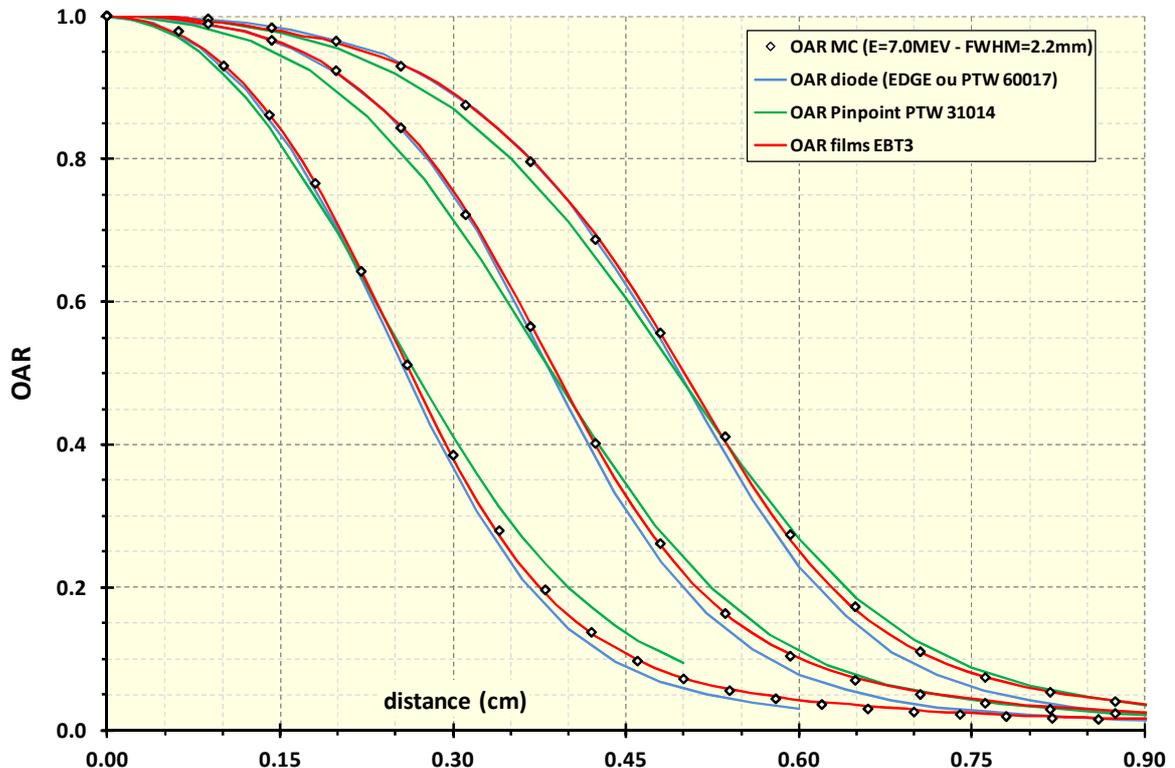


Figure 2.16 : Comparaison entre les OAR calculés dans l'eau et ceux mesurés sur le CK1000 avec les diodes SN EDGE et PTW 60017, la chambre PinPoint PTW 31014 et les films EBT3 pour les champs de 10, 7.5 et 5 mm (SDD = 80 cm – z = 1.5 cm).

c. Détermination des facteurs d'ouverture du collimateur pour le CK800 et le CK1000

Les valeurs des facteurs d'ouverture du collimateur ($OF_{MC,w}$) et de leurs incertitudes associées obtenues par la simulation MC pour le CK800 sont données dans le [Tableau 2.11](#) pour les 3 énergies E et les 4 largeurs FWHM différentes. Les valeurs correspondant au modèle ajusté pour le CK800 (E = 7.0 MeV – FWHM = 2.2 mm) sont indiquées en gras dans le tableau. Les valeurs des $OF_{MC,w}$ et de leurs incertitudes associées obtenues pour le CK1000 pour les trois FWHM (2.2, 2.4 et 2.6 mm) sont présentées dans le [Tableau 2.12](#).

À l'exception du champ de 5 et 7.5 mm entre 7.0 et 7.5 MeV, on peut voir que la variation de la valeur d' $OF_{MC,w}$ entre 6.5 et 7.0 MeV est de 0.4% pour le champ de 5 mm, et de moins de 0.3% pour les autres tailles de champ sur la gamme d'énergie étudiée. Compte-tenu de l'incertitude statistique, la valeur d' $OF_{MC,w}$ est globalement insensible à l'énergie du faisceau primaire.

Pour le CK800, la variation de la valeur d' $OF_{MC,w}$ entre FWHM = 1.8 mm et 2.6 mm est d'environ 3.5%, 1.6% et 0.4% pour les champs de 5, 7.5 et 10 mm respectivement tandis que pour le CK1000 une variation de 0.4 mm pour la FWHM entraîne une différence d'environ 3% sur la valeur d' $OF_{MC,w}$ pour le champ de 5 mm. Pour le CK1000 et pour les champs au-dessus de 5 mm, il n'y a pas de différence sur la valeur d' $OF_{MC,w}$ entre FWHM = 2.2 mm et FWHM = 2.4 mm. La valeur d' $OF_{MC,w}$ est donc très sensible à la FWHM pour la plus petite taille de champ uniquement ; celle-ci diminue lorsque la FWHM de la distribution radiale gaussienne augmente.

Tableau 2.11 : $OF_{MC,w}$ calculé dans un voxel quasi-ponctuel pour les champs de 5, 7.5, 10 et 20 mm pour différentes valeurs de E et FWHM pour le CK800. Les valeurs correspondant au modèle ajusté (E = 7.0 MeV – FWHM = 2.2mm) sont indiquées en gras.

Taille de champ (mm)	FWHM (mm)	2.2			1.8	2.2	2.4	2.6	1σ (%)
		6.5	7.0	7.5	7.0				
20		0.963	0.960	0.963	0.962	0.960	0.963	0.961	0.3
10		0.867	0.865	0.864	0.868	0.865	0.867	0.864	0.4
7.5		0.824	0.822	0.810	0.816	0.822	0.820	0.809	0.4
5		0.679	0.682	0.668	0.694	0.682	0.671	0.670	0.5

Tableau 2.12 : $OF_{MC,w}$ calculé dans un voxel quasi-ponctuel pour les champs de 5, 7.5, 10, 12.5, 15, 20, 30, 40 et 50 mm pour E = 7.0 MeV, FWHM = 2.2, 2.4 et 2.6 pour le CK1000. Les valeurs correspondant au modèle ajusté sont indiquées en gras.

Taille de champ (mm)	$OF_{MC,w}$			écart entre FWHM = 2.2 mm et 2.4 mm (%)	1σ (%)
	FWHM 2.2 mm	FWHM 2.4 mm	FWHM 2.6 mm		
50	0.998	0.998	0.997	0.0	0.3
40	0.989	0.991	0.993	0.2	0.3
30	0.985	0.983	0.984	0.2	0.3
20	0.966	0.962	0.971	0.5	0.3
15	0.936	0.937	0.935	0.1	0.3
12.5	0.910	0.909	0.910	0.2	0.4
10	0.865	0.866	0.862	0.1	0.4
7.5	0.811	0.808	0.811	0.5	0.4
5	0.667	0.654	0.648	1.9	0.5

d. Réponse des détecteurs

Les écart-relatifs Y_{det} entre la mesure des OR_{det} avec les différents détecteurs et le facteur d'ouverture du collimateur dans l'eau ($OF_{\text{MC,w}}$) sont présentés respectivement pour le CK800 et pour le CK1000 sur la [Figure 2.17](#) et la [Figure 2.18](#) pour les champs de taille inférieure ou égale à 20 mm. Les valeurs de Y_{det} obtenues pour le CK1000 pour les tailles de champ supérieures ou égales à 20 mm sont présentées sur la [Figure 2.19](#). Une variation importante de Y_{det} est observée, en particulier pour le champ de 5 mm avec des valeurs allant de -10.3% à $+6.3\%$ pour le CK800 et de -8.7% à $+7.5\%$ pour le CK1000. Pour le champ de 20 mm, un accord meilleur que 1% est observé entre $OF_{\text{MC,w}}$ et OR_{det} pour l'ensemble des détecteurs. Pour ce champ et les champs au-dessus, la détermination du facteur d'ouverture du collimateur n'est pas un problème (du moins pas un problème lié aux mini-faisceaux) et ne nécessite pas l'utilisation des facteurs correctifs $k_{Q_{\text{clin}},Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}},f_{\text{msr}}}$ alors que pour les champs en-dessous de 20 mm, la mesure est perturbée pour la majorité des détecteurs.

Le comportement des détecteurs actifs est comparable entre le CK800 et le CK1000 mais les valeurs des écarts diffèrent, en particulier pour les champs de 7.5 et 5 mm. Pour les champs inférieurs à 20 mm, le comportement des diodes PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE est similaire sur les deux installations. La sur-réponse de ces diodes augmente lorsque la taille de champ diminue et cette sur-réponse est légèrement plus prononcée avec le CK1000 : pour le champ de 5 mm elle est d'environ $+6\%$ avec le CK800 et $+7.5\%$ avec le CK1000. La diode IBA SFD a seulement été utilisée avec le CK800 et elle présente un accord entre OR_{det} et $OF_{\text{MC,w}}$ meilleur que 1%, excepté pour le champ de 5 mm pour lequel la diode sur-répond de 2.9%. Cette sur-réponse pour la mesure du rapport d'ouverture collimateur en petits champs par les diodes a été observée par de nombreux auteurs sur différentes types d'installation délivrant des mini-faisceaux, soit en comparant à la simulation MC [Francescon et al., 2008] [Scott et al., 2008] [Scott et al., 2009] [Francescon et al., 2011] [Francescon et al., 2012] [Czarnecki et al., 2013] [Charles et al., 2013] [Benmakhlouf et al., 2014], soit en comparant à d'autres dosimètres [Sauer et al., 2007] [Pantelis et al., 2012] [Ralston et al., 2012].

Pour la chambre micro-Lion PTW 31018, on observe une sous-réponse de 4.1% pour le champ de 5 mm et une légère sur-réponse ($<2\%$) pour les champs plus grands délivrés par le CK1000. [Francescon et al., 2011] [Underwood et al., 2013a] [Benmakhlouf et al., 2014] ont également observé ce comportement de légère sur réponse puis sous-réponse avec la réduction de la taille de champ pour la micro-Lion PTW.

Le diamant PTW 60003 sous-répond de 7.5% pour le champ de 5 mm avec le CK800 et de 5.3% avec le CK1000, alors qu'un accord meilleur que 1% entre OR_{det} et $OF_{\text{MC,w}}$ est trouvé pour les deux CyberKnife pour les tailles de champ supérieures à 5 mm. [Haryanto et al., 2002] [Fippel et al., 2003] [Crop et al., 2007] ont également observé que pour des tailles de champs supérieures ou égales à 10 mm, la réponse du détecteur PTW 60003 était meilleure que 1%. Pour une taille de champ de 5 mm avec le diamant PTW 60003, [Benmakhlouf et al., 2014] ont trouvé que la réponse était meilleure que 0.8%, alors que [Underwood et al., 2013a] ont trouvé que celle-ci sous-répond de $\sim 3\%$ pour cette taille de champ. Cette différence peut s'expliquer par la disparité dans les tailles du diamant naturel utilisé dans ces détecteurs. En effet, le constructeur PTW indique que les diamants naturels peuvent varier en épaisseur de 0.1 à 0.4 mm et en surface frontale de 3 à 15 mm², ce qui rend la réponse du diamant PTW 60003 en petits champs dépendante de l'exemplaire utilisé. Pour rappel, le diamant utilisé dans notre étude à une surface frontale de 5.8 mm².

Pour la chambre PinPoint PTW 31014, la valeur d' OR_{det} est systématiquement plus faible que celle d' $OF_{\text{MC,w}}$ de 10.3%, 4.6% et 2.6% pour le CK800 avec les champs de 5, 7.5 et 10 mm respectivement. Pour le CK1000, la chambre PinPoint sous-répond également de 8.7% et 2% pour les champs de 5 et 7.5 mm respectivement et est en bon accord avec $OF_{\text{MC,w}}$ pour les champs supérieurs. Pour ce détecteur la comparaison directe des réponses n'est pas possible car seulement une polarité a été utilisée pour les mesures d' OR_{det} avec le CK800. La sous réponse des chambres PinPoint est un phénomène communément rapporté par les différentes études sur la réponse des détecteurs en mini-faisceaux [Martens et al., 2000]

[Haryanto et al., 2002] [Laub et al., 2003] [Crop et al., 2007] [Francescon et al., 2008] [Pantelis et al., 2010] [Czarnecki et al., 2013] [Benmaklauf et al., 2014].

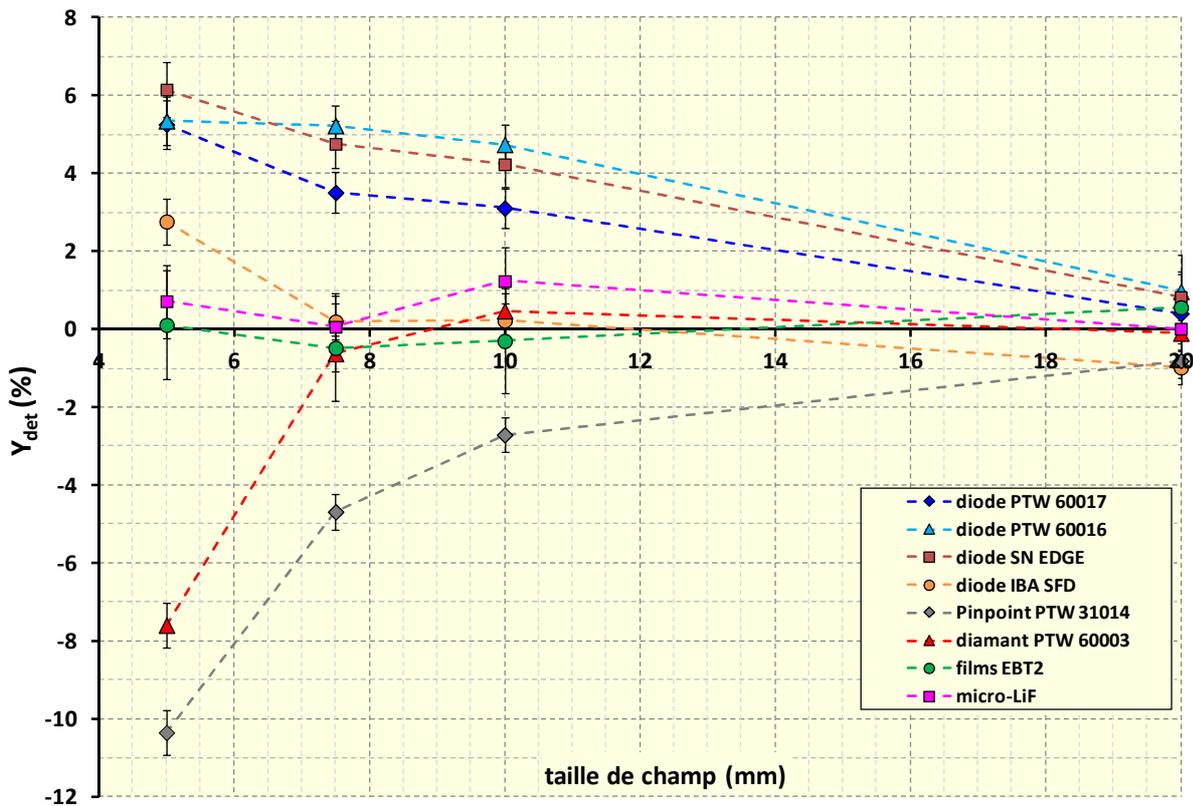


Figure 2.17 : Écart-relatifs Y_{det} (%) entre OR_{det} et $OF_{MC,w}$ en fonction de la taille de champ pour le CK800. Les barres d'incertitude statistique à 1σ sont représentées.

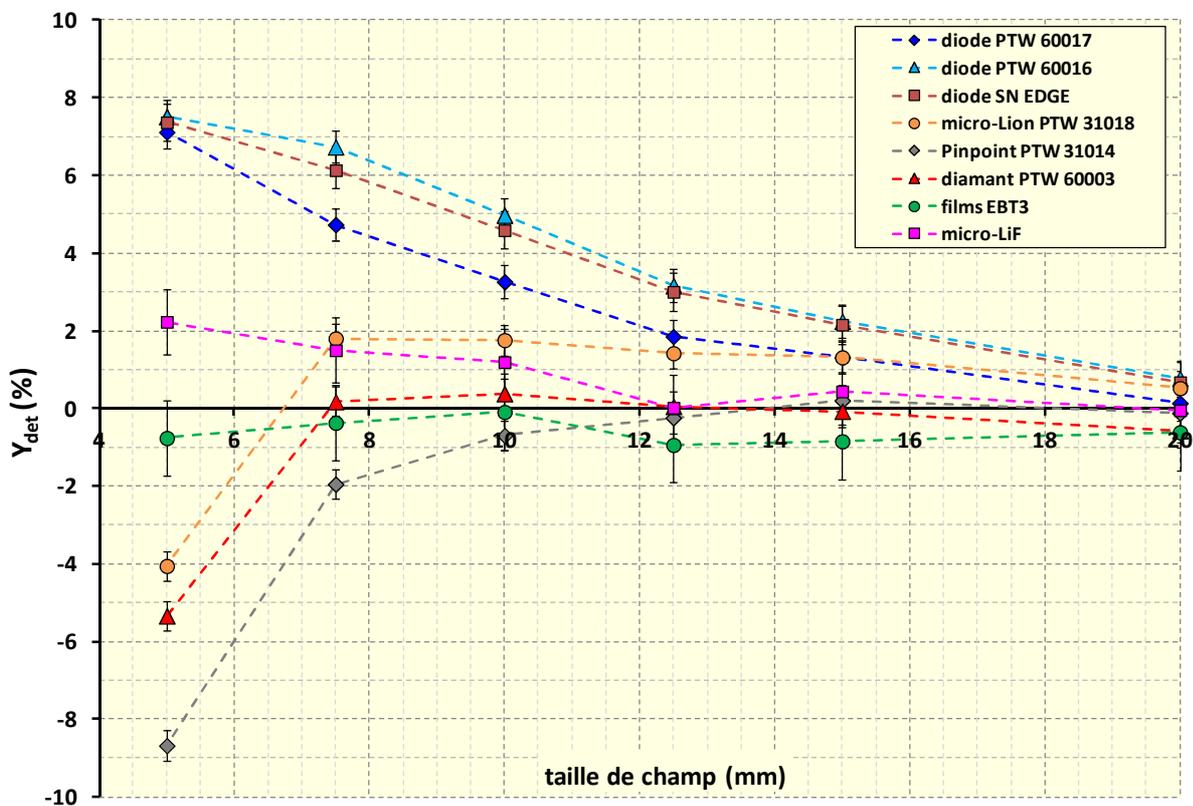


Figure 2.18 : Écart-relatifs Y_{det} (%) entre OR_{det} et $OF_{MC,w}$ en fonction de la taille de champ pour le CK1000 ($E = 7.0$ MeV - FWHM = 2.2 mm). Les barres d'incertitude statistique à 1σ sont représentées.

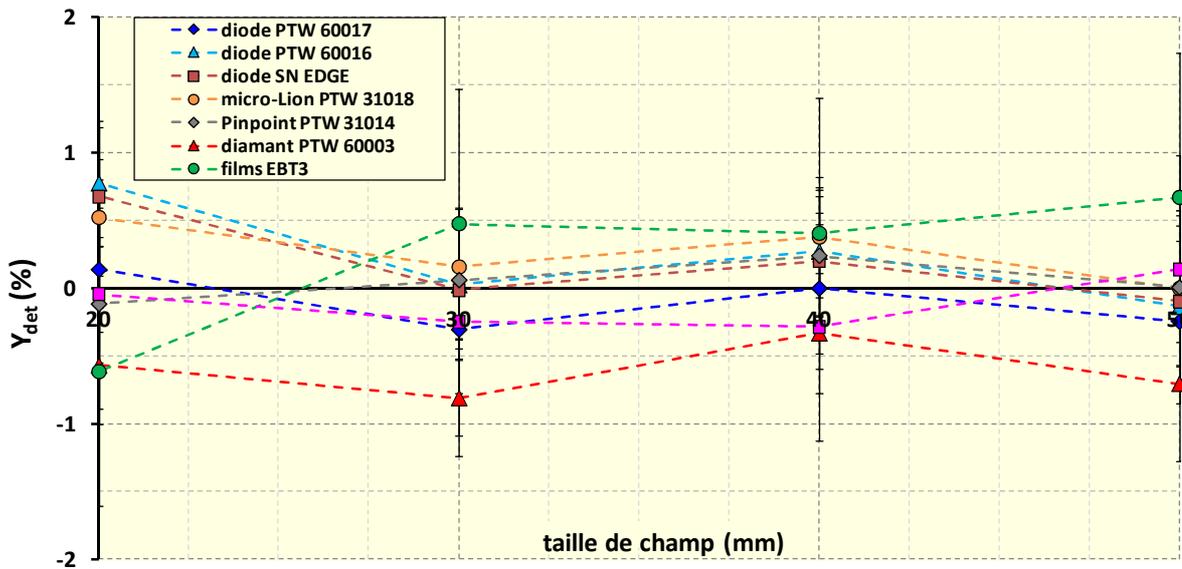


Figure 2.19 : Écart-relatifs Y_{det} (%) entre OR_{det} et $OF_{\text{MC,w}}$ pour les tailles de champ de 20, 30, 40 et 50 mm du CK1000 ($E = 7.0$ MeV - FWHM = 2.2 mm). Les barres d'incertitude statistique à 1σ sont représentées.

Concernant les deux dosimètres passifs, les OR_{det} et les $OF_{\text{MC,w}}$ sont en bon accord pour le CK800 avec un écart inférieur à 1.4% pour toutes les tailles de champ. C'est d'ailleurs avec ces dosimètres que l'on observe le meilleur accord avec les $OF_{\text{MC,w}}$. Pour le CK1000, les OR_{det} mesurés avec les films radiochromiques EBT3 présentent un accord meilleur que 1% avec les $OF_{\text{MC,w}}$ pour toutes les tailles de champ. Cependant, les micro-LiF présentent une légère sur-réponse, jusqu'à 2.2%, pour les champs de 5 et 7.5 mm.

La réponse des détecteurs en mini-faisceaux peut être principalement expliquée par deux caractéristiques : la taille du volume actif et les matériaux qui composent le détecteur, en particulier la masse volumique des matériaux [Scott et al., 2012] [Fenwick et al., 2013] [Underwood et al., 2013ab] [Charles et al., 2013]. La quantification détaillée de ces effets sur la réponse des détecteurs fait l'objet du chapitre 3.

e. Détermination des facteurs correctifs à appliquer aux détecteurs

i. Facteurs correctifs obtenus pour le CK800

Les facteurs correctifs $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ calculés en utilisant la relation (2.18) sont donnés dans le [Tableau 2.13](#) pour les champs de 5, 7.5, 10 et 20 mm pour le CK800. Les facteurs correctifs $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ du CK800 sont en bon accord avec ceux calculés par [Francescon et al., 2012] (différence inférieure à 1.3%) pour les diodes PTW 60017 et SN EDGE. Concernant la diode PTW 60016 (qui est la nouvelle version de la diode PTW 60008), les facteurs correctifs $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ sont aussi en bon accord (différence inférieure à 1.0%) avec ceux publiés par [Morin et al., 2013], ainsi qu'avec ceux publiés par [Francescon et al., 2012] et [Pantelis et al., 2010] pour la diode PTW 60008, à l'exception du facteur correctif calculé par [Francescon et al., 2012] pour le champ de 10 mm (écart de 2%).

Pour la chambre PTW 31014, les facteurs correctifs $k_{Q_{\text{clin}}, Q_{\text{msr}}}^{f_{\text{clin}}, f_{\text{msr}}}$ diffèrent légèrement de ceux publiés par [Francescon et al., 2012] et [Pantelis et al., 2010] : pour les deux plus petits champs, la différence est de 2.4% au maximum. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que les mesures réalisées avec la chambre PTW 31014 sur le CK800 ont été faites avec seulement une polarité (+400 V).

Concernant la diode IBA SFD, à notre connaissance seuls [Morin et al., 2013] ont publié des facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour un CyberKnife 800 UM/min avec ce détecteur. Pour les deux plus petits champs, la différence entre les facteurs déterminés dans notre étude et ceux obtenus par [Morin et al., 2013] est de 1.8%.

En ce qui concerne le diamant PTW 60003, à l'exception du champ de 5 mm, les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont proches de 1. Si on compare ce facteur correctif pour le champ de 5 mm avec celui publié par [Francescon et al., 2008], on observe une différence de 2.3%. Cette différence s'explique par le fait que chaque détecteur PTW 60003 utilise un diamant naturel avec une taille spécifique à chaque exemplaire, ce qui conduit à différents effets de moyennage volumique sur la mesure de dose, en particulier pour le champ de 5 mm. Aussi, le facteur correctif $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ déterminé pour ce détecteur est seulement valide pour notre exemplaire. L'utilisation d'un diamant synthétique pour lequel la taille peut être contrôlée à la place d'un diamant naturel pourrait être une alternative à ce problème.

Compte tenu des incertitudes statistiques MC sur les calculs de $\sim 0.5\%$ à 1σ , les résultats sur les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus pour les diodes sont en bon accord avec ceux obtenus dans la littérature pour le CyberKnife 800 MU/min. Cela signifie que la reproductibilité de conception de ces détecteurs, d'une part, et de celle du CyberKnife, d'autre part, est très bonne et que les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ fournis par ce travail pour les diodes IBA SFD, SN EDGE, PTW 60016 et PTW 60017 peuvent être utilisés pour des CyberKnife 800 UM/min autres que celui investigué dans ce travail.

Tableau 2.13 : Valeur des facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus pour le CyberKnife 800 UM/min avec les collimateurs fixes (SDD = 80 cm – z = 15 mm).

Taille de champ (mm)	diode PTW 60017	diode PTW 60016	diode SN EDGE	diode IBA SFD	chambre PinPoint PTW 31014(*)	diamant PTW 60003(**)
20	0.996	0.990	0.992	1.010	1.008	1.001
10	0.970	0.955	0.959	0.998	1.028	0.995
7.5	0.966	0.950	0.955	0.998	1.049	1.006
5	0.950	0.949	0.942	0.973	1.116	1.082

(*) : une seule polarité (+ 400 V)

(**) : seulement pour le détecteur utilisé dans ce travail

ii. Facteurs correctifs obtenus pour le CK1000

Les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus pour le CK1000 pour les champs de 20, 15, 12.5, 10, 7.5 et 5 mm sont présentés dans le [Tableau 2.14](#). Il n'y a pas à notre connaissance de publications sur la valeur des facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour un CyberKnife 1000 UM/min équipés de collimateurs fixes ; les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus pour le CK1000 sont donc comparés à ceux obtenus avec le CK800. Les écart-relatifs entre les deux jeux de facteurs correctifs sont indiqués dans le [Tableau 2.14](#) pour les tailles de champ communes. La chambre PTW 31014 n'est pas comparée car une seule polarité (+ 400 V) avait été utilisée sur le CK800 contre deux (+/- 400 V) sur le CK1000.

Pour les champs de 20 et 10 mm, il n'y a pas de différence entre les valeurs des facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ obtenus pour le CK800 et le CK1000. Pour les champs de 7.5 et 5 mm, la correction à appliquer

aux détecteurs pour le CK1000 est plus importante que ceux du CK800 pour les détecteurs diodes et le micro-LiF (c'est-à-dire que la sur-réponse de ces détecteurs est plus importante) et elle est plus faible pour le détecteur diamant PTW 60003 (c'est-à-dire que la sous-réponse de ce détecteur est moins importante).

Pour le champ de 5 mm, l'écart entre les facteurs correctifs $k_{Q_{clin} \cdot Q_{msr}}^{f_{clin} \cdot f_{msr}}$ du CK1000 et ceux du CK800 est de 1.7%, 2.0%, 1.1% et 2.4% pour les diodes PTW 60017, PTW 60016 et SN EDGE et le diamant PTW 60003 respectivement. Si on considère l'incertitude sur le calcul des facteurs correctifs (0.6% pour le champ de 5 mm à 1σ), la différence observée pour les diodes PTW60017 et SN EDGE n'est pas significative, alors que la différence pour la diode PTW 60016 et le diamant PTW 60003 l'est (supérieur à 3σ).

Les simulations MC montrent que le spectre en énergie des photons (Figure 2.20 et Figure 2.21) arrivant dans un volume de 1 mm × 1 mm × 1 mm à une profondeur de 1.5 cm dans la cuve à eau pour le CK1000 est plus dur que celui du CK800 (énergie moyenne de 1.49 MeV et 1.74 MeV pour le champ de 5 mm du CK800 et du CK1000 respectivement ; énergie moyenne de 1.21 MeV et 1.44 MeV pour le champ de 60 mm du CK800 et du CK1000 respectivement). En effet, le nouveau filtre en plomb situé dans la tête de l'irradiateur entraîne une augmentation de l'énergie moyenne des photons et par conséquent de l'énergie moyenne des électrons, ce qui a pour effet d'augmenter le parcours moyen des électrons. Par conséquent, l'importance de l'effet moyennage volumique, de l'effet du matériau actif et de l'effet des matériaux d'enrobage rentrant en jeu sur la réponse du détecteur ne sont plus les mêmes entre les deux modèles de CyberKnife, ce qui expliquerait que les facteurs correctifs $k_{Q_{clin} \cdot Q_{msr}}^{f_{clin} \cdot f_{msr}}$ de certains détecteurs diffèrent entre les deux versions.

[Francescon et al., 2012] ont trouvé des facteurs correctifs $k_{Q_{clin} \cdot Q_{msr}}^{f_{clin} \cdot f_{msr}}$ comparables entre un CyberKnife 600 UM/min et un CyberKnife 800 UM/min (accord moyen de 0.2%). Ils en ont conclu que ces facteurs pouvaient également être utilisés pour un CyberKnife 1000 UM/min. À la vue de nos résultats, nous recommandons d'utiliser des facteurs correctifs spécifiquement calculés pour le CyberKnife 1000 UM/min à la place de ceux utilisés pour les précédentes versions, s'ils sont disponibles, afin d'accroître la justesse sur l'estimation du facteur d'ouverture du collimateur pour les deux plus petits champs.

Tableau 2.14 : Valeur des facteurs correctifs $k_{Q_{clin} \cdot Q_{msr}}^{f_{clin} \cdot f_{msr}}$ obtenus pour le CyberKnife 1000 MU/min équipé des collimateurs fixes (SDD = 80 cm - z = 1.5 cm). L'écart-relatif (%) entre les facteurs correctifs du CK1000 et ceux obtenus avec le CK800 est noté entre parenthèses lorsqu'il est disponible.

Taille de champ (mm)	diode PTW 60017	diode PTW60016	diode SN EDGE	chambre PinPoint PTW 31014 (*)	chambre microLion PTW 31018	diamant PTW 60003 (**)	TLD micro-LiF
20	0.999 (+0.3)	0.992 (+0.2)	0.993 (+0.2)	1.001 -	0.995 -	1.006 (+0.5)	1.000 (+0.1)
15	0.987 -	0.978 -	0.979 -	0.998 -	0.987 -	1.001 -	0.996 -
12.5	0.982 -	0.969 -	0.971 -	1.002 -	0.986 -	0.999 -	1.000 -
10	0.968 (-0.1)	0.953 (-0.2)	0.956 (-0.3)	1.007 -	0.983 -	0.996 (+0.1)	0.988 (+0.0)
7.5	0.955 (-1.2)	0.937 (-1.4)	0.942 (-1.3)	1.020 -	0.982 -	0.998 (-0.8)	0.985 (-1.4)
5	0.934 (-1.7)	0.930 (-2.0)	0.931 (-1.1)	1.095 -	1.042 -	1.056 (-2.4)	0.978 (-1.5)

(*): deux polarités (+/- 400 V)

(**): seulement pour le détecteur utilisé dans ce travail

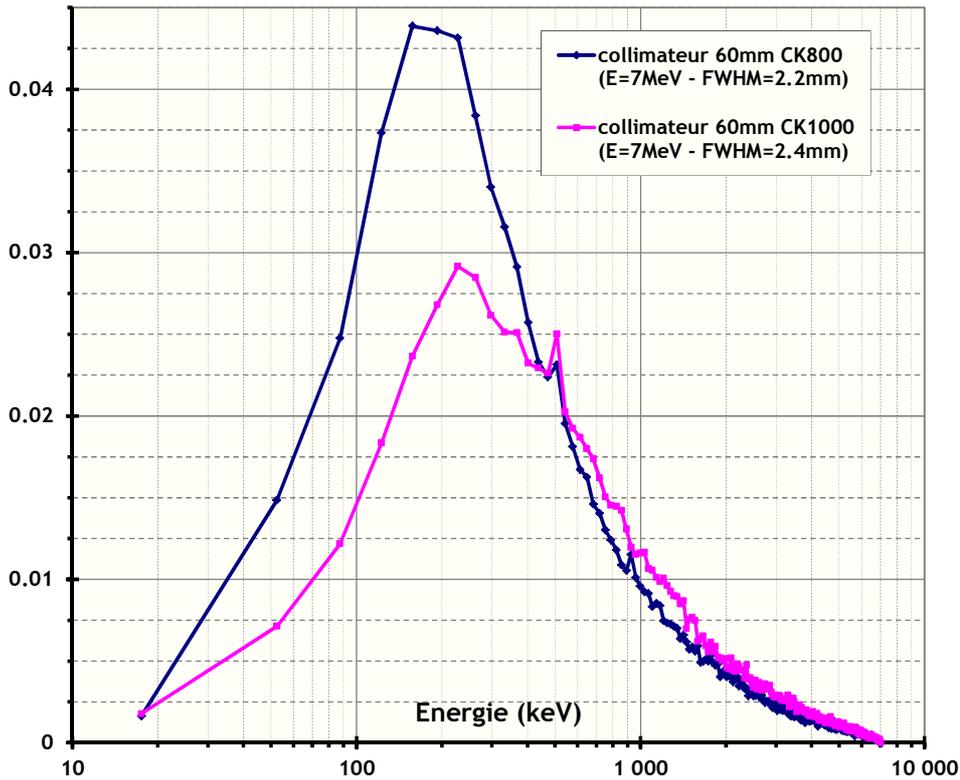


Figure 2.20 : Comparaison des spectres d'énergie des photons du CK1000 et du CK800 pour le champ de 60 mm dans un volume de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ à 1.5 cm de profondeur dans l'eau. Normalisation à l'aire sous la courbe (SDD = 80 cm - z = 1.5 cm).

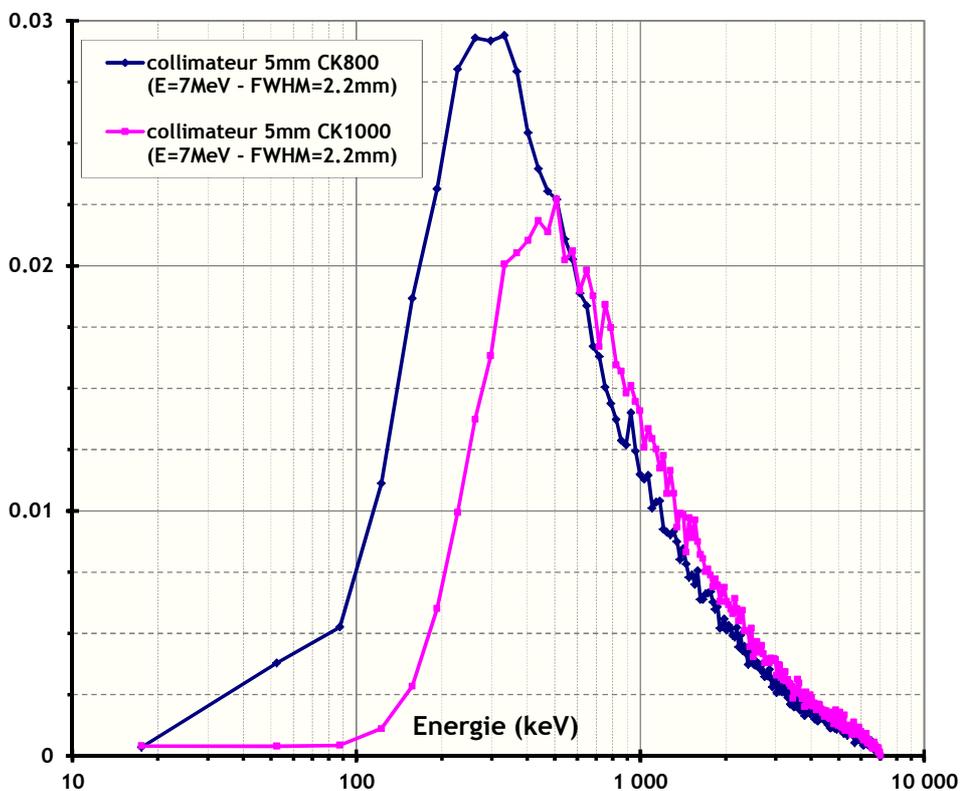


Figure 2.21 : Comparaison des spectres d'énergie des photons du CK1000 et du CK800 pour le champ de 5 mm dans un volume de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ à 1.5 cm de profondeur dans l'eau. Normalisation à l'aire sous la courbe (SDD = 80 cm - z = 1.5 cm).

4. CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la mise en œuvre des simulations MC à l'aide du code PENELOPE pour les CyberKnife 800 UM/min du COL (CK800) et 1000 UM/min du CFB (CK1000) qui diffèrent principalement par l'ajout pour ce dernier d'un filtre en plomb en sortie de collimateur primaire, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'énergie moyenne des photons en sortie. Le faisceau primaire d'électrons a été modélisé dans les deux cas par un faisceau mono-énergétique de distribution radiale gaussienne. Pour le CK800, l'ajustement en champ large sur les profils a conduit à des paramètres du faisceau primaire tel que $E = 7.0$ MeV et $FWHM = 2.2$ mm pour toutes les tailles de champs. Pour le CK1000, l'ajustement en champ large a conduit à un ajustement du faisceau primaire tel que $E = 7.0$ MeV et $FWHM = 2.4$ mm, alors que la méthode d'ajustement en petits champs a conduit à réajuster la $FWHM$ à 2.2 mm.

La modélisation des CyberKnife, a permis de déterminer les données de base, en particulier les facteurs d'ouverture du collimateur $OF_{MC,w}$ qui ont été comparés aux mesures OR_{det} des détecteurs afin d'évaluer leurs réponses en mini-faisceaux. **Aucun des détecteurs actifs étudiés n'est adapté à la mesure du facteur d'ouverture du collimateur $OF_{MC,w}$ sans l'utilisation de facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ appropriés.** D'importantes surestimations et sous-estimations du facteur d'ouverture du collimateur ont été observées en mini-faisceaux avec les détecteurs diodes et chambre d'ionisation respectivement (si leurs mesures ne sont pas corrigées). Parmi les détecteurs étudiés, **le film radiochromique est le seul détecteur capable de mesurer directement le facteur d'ouverture du collimateur $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$** (c'est à dire sans facteur correctif) avec une bonne justesse. Des détecteurs actifs développés récemment et basés sur l'utilisation de scintillateurs plastiques semblent prometteurs. Ainsi, [Ralston et al., 2012] ont développé un détecteur à base de scintillateurs et ont obtenu un très bon accord entre les mesures du rapport d'ouverture du collimateur réalisées avec leur détecteur et celles réalisées avec des films radiochromiques EBT2 pour des tailles de champ allant jusqu'à 4 mm. [Morin et al., 2013] ont également étudié la possibilité d'utiliser un détecteur à base de scintillateurs plastiques pour les mesures de facteur d'ouverture collimateur et pour la mesure des profils. Ils ont trouvé pour un scintillateur ayant une surface frontale de 0.5 mm de diamètre, un très bon accord entre les mesures du rapport d'ouverture du collimateur et le facteur d'ouverture du collimateur pour des tailles de champ allant jusqu'à 5 mm. Ils ont également trouvé un bon accord avec une diode PTW 60012 et les films EBT2 pour la mesure de profils pour les tailles de champ de 5 et 60 mm du CyberKnife. Ce détecteur à base de scintillateurs plastiques développé par [Morin et al., 2013] est commercialisé depuis peu par la société Standart Imaging sous la référence Exradin W1. Les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ de ce dernier détecteur ont été récemment déterminés pour un système CyberKnife par [Francescon et al., 2014] et ils ont trouvé une correction inférieure à 0.5% pour toutes les tailles de champ.

Un nouveau détecteur utilisant un micro-diamant synthétique est commercialisé depuis peu par PTW sous la référence PTW 60019 afin de remplacer le détecteur diamant PTW 60003 et le détecteur micro-Lion PTW 31018. Celui-ci a été étudié par [Chalkley et al., 2013] sur une installation CyberKnife et un accord meilleur que 2% entre les rapports d'ouverture du collimateur et les facteurs d'ouverture du collimateur a été trouvé selon ces auteurs. Cependant [Lechner et al., 2013] ont trouvé une réponse comparable à celle des diodes non blindées sur une installation Elekta Precise équipé d'un micro-MLC M3 de chez Brainlab pouvant produire des tailles de champs jusqu'à 6 mm \times 6 mm.

Concernant la mesure des profils en mini-faisceaux, les travaux menés dans cette étude ont montré que les films radiochromiques sont les détecteurs à privilégier. Pour la mesure des rendements, nous recommandons l'utilisation d'une diode dédiée à la stéréotaxie.

Un jeu de facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour les CyberKnife 800 UM/min et 1000 UM/min équipés des collimateurs fixes a été déterminé pour différents détecteurs actifs (PTW 60016, PTW 60017, PTW 31017, PTW 31018, IBA SFD, SN EDGE). Il a été montré que les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ du CyberKnife

800 UM/min pour les champs de 5 et 7.5 mm pouvaient différer légèrement de ceux du 1000 UM/min. L'utilisation des facteurs correctifs des anciens modèles pour le CyberKnife 1000 UM/min est acceptable mais peut conduire à une légère erreur sur l'estimation du facteur d'ouverture du collimateur pour les deux plus petites tailles de champs (5 et 7.5 mm). Nous recommandons donc d'utiliser, lorsqu'ils sont disponibles, des facteurs correctifs calculés spécifiquement pour le CyberKnife 1000 UM/min. Dans tous les cas, la vérification à l'aide des films radiochromiques est une bonne pratique, dans la mesure où le protocole utilisé permet une mesure suffisamment fiable et précise.

Les résultats issus de ce travail ont contribué à l'élaboration d'un protocole de mesure des facteurs d'ouverture du collimateur dans les mini-faisceaux [Rapport IRSN PRP-HOM/SDE n°2013-010].

Chapitre 3

ÉTUDE DE LA RÉPONSE DES DÉTECTEURS DANS LES MINI-FAISCEAUX

Sommaire

1.	Introduction.....	83
2.	Matériels et méthodes.....	83
a.	Modélisation des détecteurs.....	83
b.	Influence des caractéristiques des détecteurs sur leur réponse.....	85
i.	Formalisme pour l'étude.....	85
ii.	Effets masse volumique et composition atomique.....	88
iii.	Effets matériau, volume et enrobage.....	88
iv.	Dimension de la puce en silicium d'une diode.....	89
3.	Résultats et discussion.....	90
a.	Comparaison des rapports d'ouverture du collimateur expérimentaux et calculés.....	90
b.	Quantification des effets masse volumique et composition atomique pour différents matériaux.....	91
c.	Quantification des effets volume, matériau et enrobage du matériau actif sur la réponse des détecteurs.....	94
i.	TLD micro-LiF.....	94
ii.	Diamant PTW 60003.....	95
iii.	Diodes (PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE).....	95
iv.	Chambre PinPoint PTW 31014.....	96
d.	Effet de la taille de la puce de silicium sur la réponse des diodes.....	99
4.	Conclusion.....	99

1. INTRODUCTION

Nous venons de voir dans le chapitre précédent le développement des outils numériques permettant la modélisation, à l'aide du code Monte Carlo (MC) PENELOPE, du CyberKnife 800 UM/min installé au Centre Oscar Lambret de Lille (CK800) et du CyberKnife 1000 UM/min installé au Centre François Baclesse de Caen (CK1000). Le travail a permis de déterminer les données dosimétriques de base pour ces deux installations, en particulier les facteurs d'ouverture du collimateur, et **d'identifier les films radiochromiques comme le seul détecteur (parmi ceux étudiés) capable de mesurer directement le facteur d'ouverture du collimateur** $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ (c'est à dire sans facteur correctif) et les profils (OAR) avec une bonne justesse. Les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, nécessaires pour corriger les mesures du rapport d'ouverture du collimateur (OR_{det}) réalisées à l'aide des différents détecteurs actifs du commerce, ont été évalués. Il a été observé que les écarts avec le facteur d'ouverture du collimateur calculé dans l'eau ($OF_{MC,w}$) sont particulièrement importants lorsque la taille de champ diminue.

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer l'importance des effets volume, composition atomique, masse volumique et enrobage du matériau de détection, intervenant sur la réponse des détecteurs en mini-faisceaux. Dans ce chapitre, les modélisations MC des deux CyberKnife sont donc réutilisées afin de mieux comprendre les phénomènes physiques propres aux mini-faisceaux et les variations de réponse des différents types de détecteurs. Tout d'abord, les modélisations de six détecteurs sont présentées. Ces dernières ont également été utilisées dans le chapitre 2 afin de valider ou réajuster la modélisation du CK800 et du CK1000 pour les petits champs, selon la méthode proposée par [Francescon et al., 2008]. Ensuite, la méthodologie mise en œuvre pour l'étude de la réponse des détecteurs est exposée. Ce chapitre se conclut par la quantification des effets intervenant dans la mesure du facteur d'ouverture du collimateur $\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour les détecteurs nécessitant un facteur correctif.

2. MATÉRIELS ET MÉTHODES

a. Modélisation des détecteurs

Le matériau de détection (défini comme l'ensemble du matériau constituant le milieu de détection et englobant par conséquent le volume actif) et le volume actif (défini comme le volume effectif de détection à l'intérieur du matériau de détection) sont notés respectivement MD et VA dans ce chapitre. Le micro-LiF, le diamant PTW 60003, les diodes PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE et la chambre d'ionisation PTW 31014 ont été modélisés sous PENELOPE à l'aide des spécifications fournies par les fabricants sur ces détecteurs (dessins techniques et information sur les matériaux) après la signature d'un contrat de non divulgation avec les sociétés PTW, d'une part, et Sun Nuclear, d'autre part.

Le micro-LiF a été modélisé par un volume cubique de 1 mm de côté rempli par du matériau LiF (masse volumique de 2.50 g.cm^{-3}). Ce volume représente aussi le VA du dosimètre micro-LiF.

Concernant les diodes, le volume physique de la puce en silicium des diodes PTW (c'est à dire le volume du MD) a été modélisé par un parallépipède rectangle à base carrée de $1.5 \text{ mm} \times 1.5 \text{ mm}$ de côtés et de 0.525 mm d'épaisseur, alors que celui de la diode SN EDGE est de $1.3 \text{ mm} \times 1.3 \text{ mm}$ de côtés et de 0.38 mm d'épaisseur. Selon les données constructeurs, le VA des diodes PTW est décrit comme un cylindre de $30 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et de 1 mm^2 de surface frontale alors que le VA de la SN EDGE est décrit par un parallépipède rectangle à base carrée de $30 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et de $0.8 \text{ mm} \times 0.8 \text{ mm}$ de surface frontale. Le VA des diodes PTW est positionné à la surface de la puce en silicium, tandis que celui de la diode SN EDGE est situé en profondeur par rapport à la surface de la puce en silicium. L'encapsulation de la puce en silicium a également été modélisée à l'aide des données fournies par les constructeurs. Celle-ci diffère d'une diode à l'autre : toutes les diodes modélisées dans ce travail ont leur puce en silicium

entourée de résine époxy, mais certaines ont des filtres placés en amont de la puce en silicium par exemple (PTW 60016 et 60017) alors que d'autres ont un blindage (SN EDGE et PTW 60016). En ce qui concerne la masse volumique de la résine époxy, [Francescon et al., 2012] ont noté qu'il était souvent impossible d'avoir de la part du constructeur une valeur exacte et qu'il est donc souvent nécessaire d'ajuster cette valeur. Les masses volumiques moyennes pour la résine époxy données par les constructeurs sont 1.77, 1.16 et 1.5 g.cm⁻³ pour les diodes PTW 60017, PTW 60016 et SN EDGE respectivement. Pour les deux diodes PTW, [Francescon et al., 2012] ont ajusté la masse volumique de la résine époxy à 1.4 g.cm⁻³. Après étude de l'influence de la masse volumique de la résine époxy, ce paramètre a été ajusté dans notre étude à 1.5 g.cm⁻³ pour la diode PTW 60017, celles des diodes SN EDGE et PTW 60016 n'ont pas été changées.

Concernant la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014, le VA a été modélisé par une cavité d'air de 2 mm de diamètre (représenté en bleu clair sur la Figure 3.2). Dans PenEasy (version 2010-09-07), le calcul de dose se fait uniquement dans des volumes définis par un maillage de forme parallélépipédique, cylindrique ou sphérique. La cavité de la chambre ayant une forme particulière, un tally permettant de calculer la dose totale déposée dans un matériau (ici l'air dans la cavité de la chambre d'ionisation) a donc été implémenté dans PenEasy.

Concernant le détecteur diamant PTW 60003, le VA est considéré être celui du volume physique du diamant naturel. Comme le diamant naturel utilisé comme MD a une forme quadratique qui n'est pas connue, celui-ci a été modélisé par un parallélépipède rectangle (Figure 3.1). En champ large, la modélisation du VA par un cylindre ou un parallélépipède rectangle à base carrée peut s'avérer éventuellement suffisante, mais pour la modélisation en mini-faisceaux cela est insuffisant à cause de l'effet volume qui dépend fortement de la forme du diamant. L'épaisseur est définie par le paramètre e , alors que la largeur et la longueur de la surface frontale sont définies par x et y . Le certificat d'étalonnage indique que le volume, la surface et l'épaisseur du diamant naturel sont égaux à 1.4 mm³, 5.8 mm² et 0.24 mm respectivement. Il y a, selon l'hypothèse du volume en forme de parallélépipède rectangle, un paramètre inconnu ; c'est pourquoi un coefficient de proportion α a été défini tel que $y = \alpha x$. La surface $S = x y$ est connue, ainsi pour un paramètre α donné, x et y sont donnés par l'équation (3.1).

$$x = \sqrt{\frac{S}{\alpha}} \quad \text{et} \quad y = \sqrt{\alpha \cdot S} \quad (3.1)$$

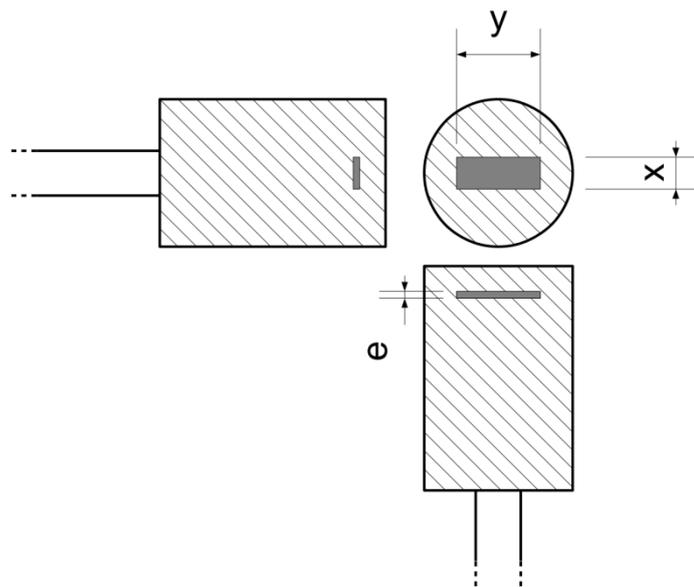


Figure 3.1 : Représentation schématique de la modélisation du diamant naturel du détecteur PTW 60003. Le diamant est en gris, l'enrobage en polystyrène est en hachure.

Des valeurs de α allant de 0.2 à 1.0 (cette dernière correspondant à un parallélépipède à base carrée) ont été considérées ce qui correspond à une largeur du diamant allant de 1.1 à 5.4 mm. Les valeurs

de x et y pour notre exemplaire du diamant PTW 60003 ont été déterminées en minimisant l'écart entre les mesures d' OR_{det} et les calculs d' $OR_{MC,det}$ obtenus pour le diamant PTW 60003 sur le CK800 pour les plus petits champs (5, 7.5 et 10 mm). La géométrie (zoomée sur de la tête) des détecteurs actifs ainsi modélisés sous MC PENELOPE est représentée (à l'aide du programme « gview2D ») sur la [Figure 3.2](#).

Les modèles des détecteurs actifs ont été placés dans la cuve à eau modélisée par un fantôme cubique d'eau en positionnant le point de mesure effectif sur l'axe du faisceau à une distance de 80.0 cm de la cible et à une profondeur de 1.5 cm. Comme lors des mesures, les diodes PTW 60016 et PTW 60017, le diamant PTW 60003 et la chambre PTW 31014 ont été placés avec leur manche parallèle à l'axe du faisceau et la diode SN EDGE a été placée perpendiculairement à l'axe du faisceau. Le micro-LiF a été positionné dans la même modélisation de cuve à eau à une distance de 80.0 cm de la cible et une profondeur de 1.5 cm. Il a été vérifié par simulation que l'utilisation d'un fantôme d'eau, à la place du fantôme solide utilisé lors des mesures, n'influait pas la dose absorbée par le dosimètre (<0.3%). L'interaction des photons a été forcée dans les détecteurs et dans le volume à proximité. Comme les détecteurs actifs sont constitués de volumes de faible épaisseur (notamment le VA), le paramètre DSmax (distance maximale entre événements « durs ») a été choisi à 10^{-5} cm pour l'ensemble des matériaux utilisés dans les détecteurs.

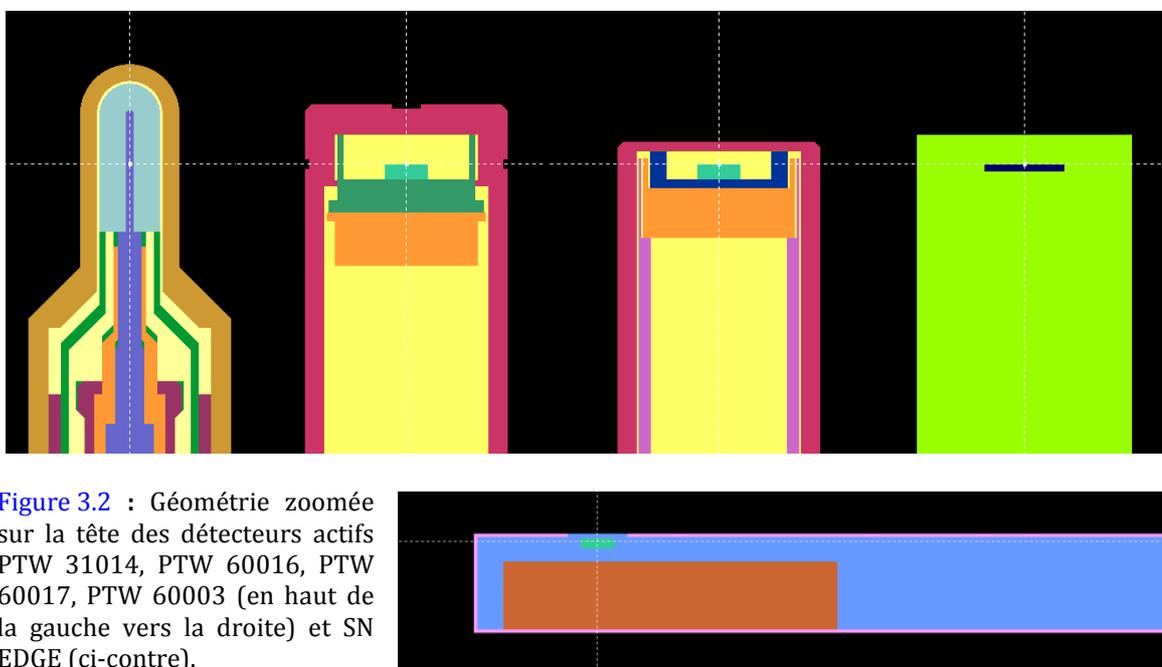


Figure 3.2 : Géométrie zoomée sur la tête des détecteurs actifs PTW 31014, PTW 60016, PTW 60017, PTW 60003 (en haut de la gauche vers la droite) et SN EDGE (ci-contre).

b. Influence des caractéristiques des détecteurs sur leur réponse

i. Formalisme pour l'étude

L'objet de ce chapitre étant de caractériser l'influence de la composition atomique, de la masse volumique et de la taille du MD sur la dose mesurée par les détecteurs dans le but de comprendre leur réponse en mini-faisceaux, de nouvelles grandeurs de rapport de dose (OR_{MC}) calculées par MC avec PENELOPE ainsi que des écart-relatifs (Y) entre ces grandeurs ont été définis.

L'écart-relatif sur la grandeur d'intérêt utilisé dans ce travail est calculé par l'équation (3.2) où la grandeur OX ($OF_{MC,w}$ ou OR) de référence (ref) et celle d'intérêt (i) sont définies dans le [Tableau 3.1](#). L'incertitude sur les écart-relatifs Y se calcule selon l'équation (3.3). $OR_{MC,mat}$, $OR_{MC,vol}$, $OR_{MC,density}$ et $OR_{MC,atom}$ sont des rapports de dose calculée avec le champ f_{clin} sur la dose calculée avec le champ f_{msr} dans le VA pour un MD entouré d'eau seulement (c'est-à-dire sans l'enrobage). L'effet de l'enrobage est pris en compte dans le calcul d' $OR_{MC,det}$ (grandeur introduite dans le chapitre 2). On rappelle qu' $OR_{MC,det}$ est le

rapport d'ouverture du collimateur calculé à l'aide des doses déposées dans le VA avec le détecteur entièrement modélisé (MD + enrobage).

$$Y(i) = \frac{OX(i) - OX(ref)}{OX(ref)} \tag{3.2}$$

$$\sigma(Y(i)) \approx \sqrt{\left(\frac{\sigma(OX(i))}{OX(i)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(OX(ref))}{OX(ref)}\right)^2} \tag{3.3}$$

Tableau 3.1 : Définition des écart-relatifs Y.

OX (ref)	OX (i)	Y (i)
OF _{MC,w}	OR _{MC,vol}	Y _{MC,vol}
OF _{MC,w}	OR _{det}	Y _{det}
OF _{MC,w}	OR _{MC,det}	Y _{MC,det}
OF _{MC,w}	OR _{MC,mat}	Y _{MC,chip}
OR _{MC,vol}	OR _{MC,mat}	Y _{MC,mat}
OR _{MC,atom}	OR _{MC,mat}	Y _{MC,atom}
OR _{MC,density}	OR _{MC,mat}	Y _{MC,density}
OR _{MC,mat}	OR _{MC,det}	Y _{MC,coat}
OR _{MC,det}	OR _{det}	Y _{model}

Toutes les notations et les définitions sont synthétisées sur la Figure 3.4. Les écart-relatifs Y_{MC,atom}, Y_{MC,density}, Y_{MC,vol}, Y_{MC,mat}, Y_{MC,chip} et Y_{MC,coat} quantifient respectivement :

- L'effet dû à la composition atomique du MD,
- L'effet dû à la masse volumique du MD,
- L'effet dû au VA, produisant un moyennage volumique de la dose calculée comparé à la dose dans un voxel « ponctuel »,
- L'effet global du matériau constituant le MD (composition atomique + masse volumique) sans tenir compte de l'effet volume,
- L'effet global du MD (puce en silicium par exemple dans l'étude des diodes) par rapport à un voxel « ponctuel » d'eau, prenant ainsi en compte l'effet volume,
- L'effet dû à l'enrobage du MD, c'est-à-dire l'effet dû à l'ensemble des matériaux encapsulant le MD.

La Figure 3.3 illustre les écart-relatifs définis pour la quantification des effets enrobage, volume, matériau et global du MD en prenant pour exemple la chambre PinPoint PTW 31014 pour laquelle le VA est constitué d'air et a une forme de « fer à cheval » dans une vue en coupe.

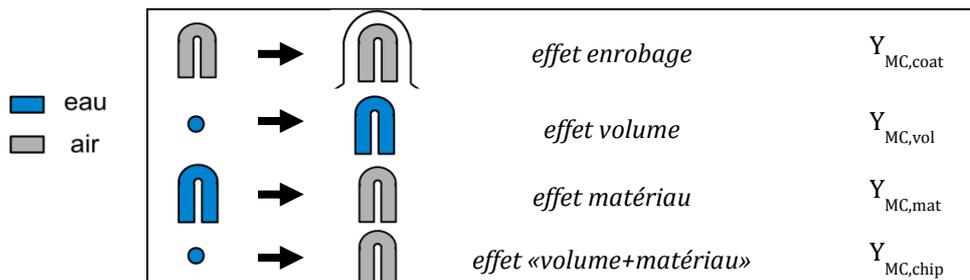


Figure 3.3 : Représentation schématique pour la chambre PinPoint PTW 31014 des écart-relatifs Y_{MC,vol}, Y_{MC,mat}, Y_{MC,chip} et Y_{MC,coat} définis pour la quantification des différents effets.

À partir de la [Figure 3.4](#), on peut noter qu'il existe des relations simples entre les différents écart-relatifs Y ; ainsi il est possible de calculer, dans une boucle fermée et orientée, un écart-relatif Y à partir des autres selon la formule (3.2). Par exemple, on peut déduire la valeur de $Y_{MC,chip}$ à partir de $Y_{MC,mat}$ et $Y_{MC,vol}$, en appliquant la formule précédente et on obtient l'équation (3.6). La valeur de $Y_{MC,chip}$ n'est pas en toute rigueur la somme des valeurs de $Y_{MC,mat}$ et $Y_{MC,vol}$ du fait de la présence d'un troisième terme (non linéaire) dans cette équation.

$$\prod(Y_{\text{dans le sens de la boucle}} + 1) = \prod(Y_{\text{dans le sens opposé}} + 1) \tag{3.4}$$

$$(Y_{MC,chip} + 1) = (Y_{MC,mat} + 1) \times (Y_{MC,vol} + 1) \tag{3.5}$$

$$Y_{MC,chip} = Y_{MC,mat} + Y_{MC,vol} + Y_{MC,mat} Y_{MC,vol} \tag{3.6}$$

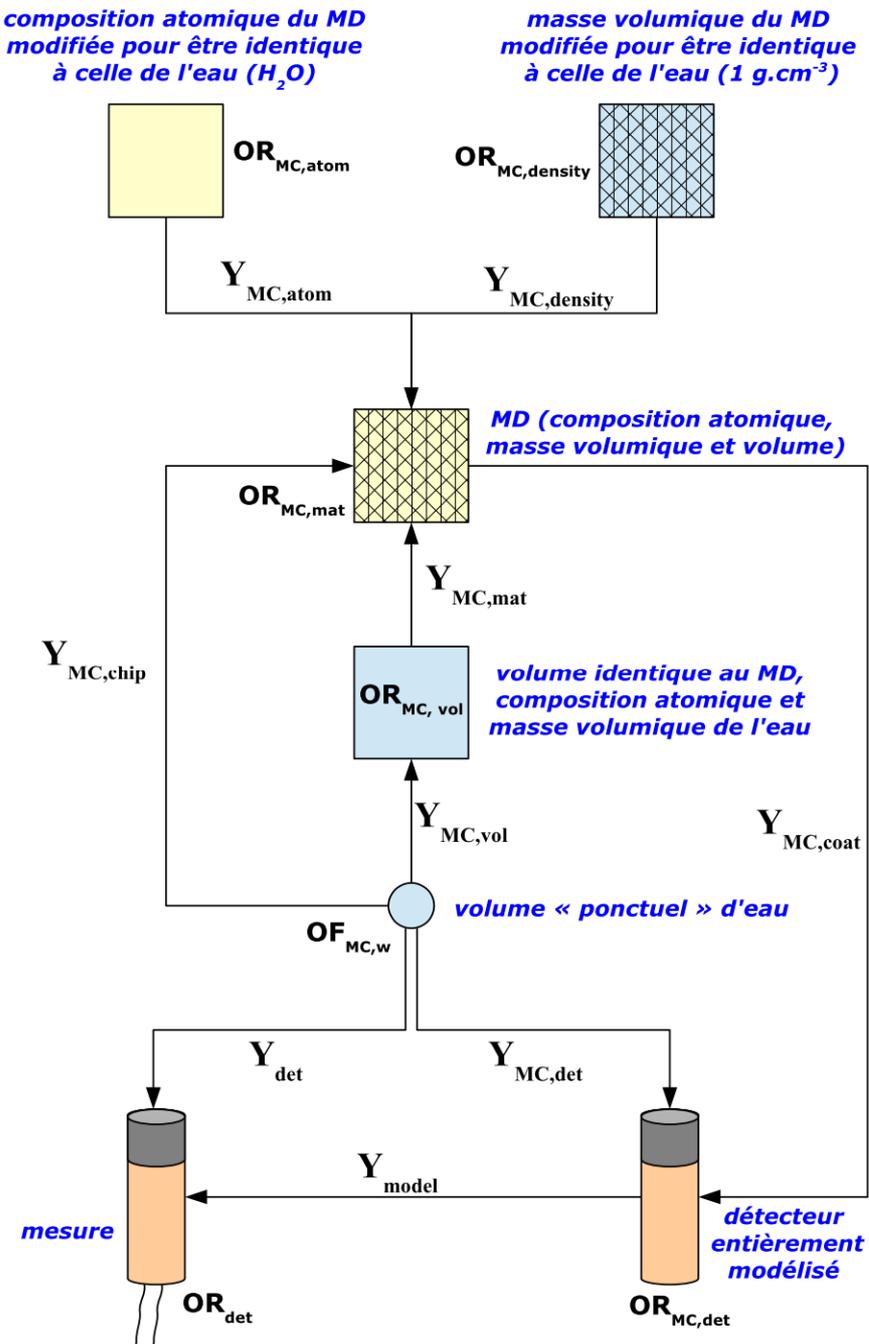


Figure 3.4 : Représentation schématique des grandeurs définies afin d'étudier la réponse des détecteurs dans les mini-faisceaux.

ii. Effets masse volumique et composition atomique

Afin d'étudier, dans un premier temps, l'impact respectif de la masse volumique et de la composition atomique du MD sur la réponse des détecteurs, un simple volume homogène de MD entouré d'eau a été utilisé pour quantifier ces deux effets. Ceux-ci ont été étudiés pour la plus petite taille de champ (5 mm) disponible sur le CyberKnife pour du matériau LiF, silicium et diamant pour le CK800 et pour du matériau LiF, silicium, diamant et EBT3 pour le CK1000. Le film EBT3 est composé de deux types de couches : la couche active et les couches servant de support à la couche active. Les matériaux composant la couche active et la couche support sont notés respectivement EBT3(actif) et EBT3(support).

Afin d'avoir le même effet volume pour l'ensemble des matériaux, le MD a été modélisé par le même volume soit un parallélépipède rectangle à base carrée de 1.5 mm × 1.5 mm de côté et de 0.525 mm d'épaisseur, alors que le VA a été défini par un volume cylindrique de surface frontale égale à 1.0 mm² et de 0.500 mm d'épaisseur. Les grandeurs $OR_{MC,mat}$, $OR_{MC,atom}$, $OR_{MC,density}$ et $OR_{MC,vol}$ ont été calculées et les écart-relatifs $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,atom}$, $Y_{MC,density}$ ont été déterminés comme indiqué dans le [Tableau 3.2](#) et le [Tableau 3.1](#).

En complément, les effets composition atomique et masse volumique du dosimètre micro-LiF ont été étudiés : la taille spécifique de ce dosimètre (1 mm × 1 mm × 1 mm) a par conséquent été utilisée pour quantifier ces deux effets.

Tableau 3.2 : Définition des grandeurs $OR_{MC,mat}$, $OR_{MC,atom}$, $OR_{MC,density}$ et $OR_{MC,vol}$ utilisées pour l'étude des effets masse volumique et composition atomique.

OR	Matériau de détection	
	composition atomique	masse volumique (g.cm ⁻³)
$OR_{MC,mat}$	LiF	2.50
	Si	2.33
	C	3.52
	EBT3 (actif)	1.20
	EBT3 (support)	1.35
$OR_{MC,density}$	LiF, Si, C ou EBT3	1.00
$OR_{MC,atom}$	H ₂ O	2.50, 2.33, 3.52, 1.20 ou 1.35
$OR_{MC,vol}$	H ₂ O	1.00

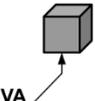
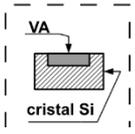
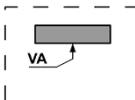
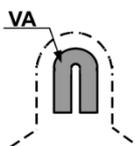
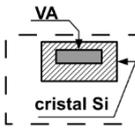
EBT3 (actif) = { H + Li + C + O + Al }
 EBT3 (support) = { H + C + O }

iii. Effets matériau, volume et enrobage

Les effets matériau (sans distinction entre la masse volumique et la composition atomique), volume et enrobage du MD ont été étudiés pour les micro-LiF, le diamant PTW 60003 et les diodes PTW 60016 et PTW 60017 dans le cadre des simulations avec le CK800. Les effets sur ces détecteurs ont également été évalués dans le cadre des simulations avec le CK1000. En outre pour cette installation, ces effets ont également été étudiés pour la chambre PinPoint PTW 31014 et la diode SN EDGE.

Afin d'étudier ces effets dans les mini-faisceaux, le calcul des grandeurs $OR_{MC,mat}$ et $OR_{MC,vol}$ a été réalisé avec les champs de 20, 10, 7.5 et 5 mm pour le CK800 et avec les champs de 20, 15, 12.5, 10, 7.5 et 5 mm pour le CK1000. Les définitions d' $OR_{MC,mat}$ et $OR_{MC,vol}$ pour chaque détecteur sont données dans le [Tableau 3.3](#). Les écart-relatifs $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$, $Y_{MC,chip}$ et $Y_{MC,coat}$ sont déterminés comme indiqué dans le [Tableau 3.1](#).

Tableau 3.3 : Définition des $OR_{MC,mat}$ et $OR_{MC,vol}$ pour les différents détecteurs modélisés.

Détecteur (sans l'enrobage pour le calcul d' $OR_{MC,vol}$ et $OR_{MC,mat}$)	OR	matériau de détection (MD)			volume actif (VA)
		Composition atomique	Masse volumique ($g.cm^{-3}$)	taille	taille
micro-LiF 	$OR_{MC,mat}$	LiF	2.50	Cube $1.0 \times 1.0 \times 1.0 \text{ mm}^3$	Même que MD
	$OR_{MC,vol}$	H ₂ O	1.00		
PTW 60016 & 60017 	$OR_{MC,mat}$	Si	2.33	Parallélépipède surface = $1.5 \times 1.5 \text{ mm}^2$ épaisseur = 0.55 mm	Cylindre surface = 1.0 mm^2 épaisseur = 30 μm
	$OR_{MC,vol}$	H ₂ O	1.00		
PTW 60003 	$OR_{MC,mat}$	C	3.52	Parallélépipède Longueur/Largeur ajustées (4.07 mm \times 1.43 mm) épaisseur = 0.24 mm	Même que MD
	$OR_{MC,vol}$	H ₂ O	1.00		
PTW 31014 	$OR_{MC,mat}$	Air	0.0012	Volume = 15 mm^3 Diamètre = 2 mm	Même que MD
	$OR_{MC,vol}$	H ₂ O	1.00		
SN EDGE 	$OR_{MC,mat}$	Si	2.33	Parallélépipède surface = $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ épaisseur = 0.38 mm	Parallélépipède surface = $0.8 \times 0.8 \text{ mm}^2$ épaisseur = 30 μm
	$OR_{MC,vol}$	H ₂ O	1.00		

iv. Dimension de la puce en silicium d'une diode

Comme nous l'avons déjà mentionné, l'un des problèmes que l'on rencontre avec l'utilisation des détecteurs pour les mini-faisceaux est la taille du VA par rapport à la taille du champ : lorsqu'on examine les profils des plus petits champs, on s'aperçoit que la plupart des détecteurs sont exposés à une dose non uniforme à travers leur volume sensible. Si on considère seulement la largeur du VA, les diodes prennent l'avantage sur les autres détecteurs. Les industriels et les laboratoires maîtrisent bien le processus de fabrication des puces de silicium et sont capables d'atteindre des dimensions extrêmement réduites. Nous nous sommes donc intéressés dans cette partie à quantifier les effets matériau et volume produits par la modification des dimensions de la puce en silicium afin d'étudier comment la taille de la puce pouvait influencer la mesure du OR_{det} et si la perturbation induite par celle-ci pouvait être réduite.

Un détecteur diode simplifié a été modélisé par un voxel homogène de silicium de largeur L et d'épaisseur e pour le MD (Figure 3.5) entouré par de l'eau. L'épaisseur totale du MD est constituée de deux parties : le VA a une épaisseur constante $e_{VA} = 30 \mu\text{m}$ qui représente la couche de déplétion, alors que le volume du substrat a une épaisseur de $e_{sub} = e - e_{VA}$.

Nous avons fait varier les dimensions L et e_{sub} de la puce de silicium (Tableau 3.4). Le MD avec une épaisseur de 0.525 mm et une largeur de 1.5 mm représente la taille d'origine des puces des deux diodes PTW, alors que le MD avec les autres dimensions représente une puce de taille modifiée ayant pour intérêt de réduire les effets volume et matériau $OR_{MC,mat}$ et $OR_{MC,vol}$, définis dans le Tableau 3.4. Les effets volume et matériau ont été quantifiés pour le champ de 5 mm pour le CK800 pour les différentes tailles de la puce en déterminant les écart-relatifs $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$ et $Y_{MC,chip}$.

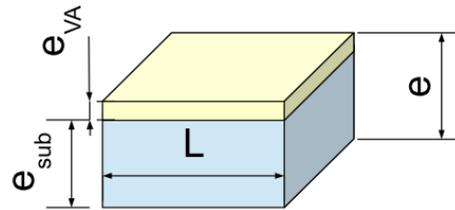


Figure 3.5 : Représentation schématique de la largeur (L), de l'épaisseur totale (e), de l'épaisseur du volume actif (e_{VA}) et de l'épaisseur du substrat (e_{sub}) pour la puce de la diode simplifiée.

Tableau 3.4 : Taille de puce étudiée et définition d'OR_{MC,mat} et OR_{MC,vol} pour la diode simplifiée.

OR	Matériau de détection		Taille de la puce	
	Composition atomique	Masse volumique (g.cm ⁻³)	L (mm)	e (mm)
OR _{MC,mat}	Si	2.33	1.5, 1.0, 0.5	0.525, 0.100
OR _{MC,vol}	H ₂ O	1.00		

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

a. Comparaison des rapports d'ouverture du collimateur expérimentaux et calculés

Concernant l'ajustement des dimensions (x et y) du diamant, l'écart-relatif Y_{model} entre OR_{det} et $OR_{\text{MC,det}}$ pour le détecteur diamant PTW 60003 est représenté sur la Figure 3.6 pour des valeurs de α allant de 0.20 à 0.80 pour le champ de 5 mm (à droite sur la figure) et pour trois valeurs de α (0.30, 0.35 et 0.40) pour les champs de 20, 10, 7.5 et 5 mm (à gauche sur la figure). Une variation importante est observée pour le champ de 5 mm : une modification de 4.4 mm à 3.8 mm (c'est-à-dire α allant de 0.40 à 0.30) dans la largeur du diamant induit un changement de 3.4% sur le calcul d' $OR_{\text{MC,det}}$. Pour $\alpha = 0.35$, on voit que la différence entre OR_{det} et $OR_{\text{MC,det}}$ est minimale pour tous les champs étudiés. Ainsi, les dimensions du diamant spécifiques au diamant PTW 60003 utilisés sont 4.07 mm, 1.43 mm et 0.24 mm pour la longueur, la largeur et l'épaisseur respectivement. On remarque que la longueur est comparable au diamètre du plus petit champ, ce qui est cohérent avec la sous-réponse que l'on a observée avec ce détecteur pour le champ de 5 mm dans le chapitre 2. Les valeurs des paramètres du volume physique ainsi déterminées ne sont valables que pour le détecteur utilisé ici car les dimensions des diamants naturels utilisés par PTW pour ce modèle de détecteur sont très variables d'un modèle à l'autre.

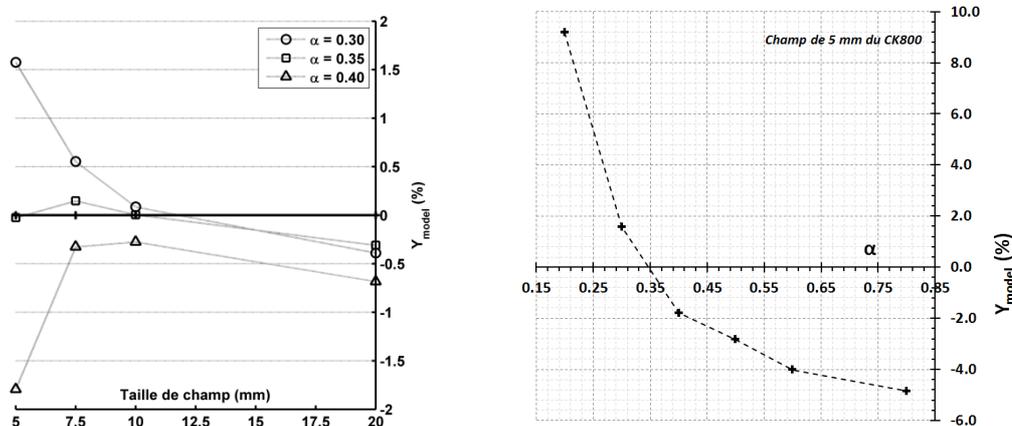


Figure 3.6 : Écart-relatif Y_{model} (%) en fonction de la taille du champ et du paramètre d'ajustement α pour la modélisation du diamant PTW 60003 avec le CK800.

Les $OR_{MC,det}$ calculés avec les diodes SN EDGE, PTW 60016 et PTW 60017, le diamant PTW 60003, les micro-LiF et la chambre d'ionisation PTW 31014 sont donnés en Annexe dans le [Tableau 3.10](#) pour le CK800 (à l'exception de la SN EDGE et de la PTW 31014) et le CK1000. Les valeurs de Y_{model} (différence entre la mesure OR_{det} et la valeur calculée avec la modélisation du détecteur $OR_{MC,det}$) sont données dans le [Tableau 3.5](#) et le [Tableau 3.6](#) pour le CK800 et le CK1000 respectivement. Les incertitudes sur l'écart-relatif Y_{model} sont à 1σ de 0.5%, 0.5%, 0.8%, 0.3%, 0.3% et 0.6% respectivement pour les diodes PTW 60017, PTW 60016 et SN EDGE, la chambre PinPoint PTW 31014, le diamant PTW 60003 et les micro-LiF. Pour le diamant PTW60003, l'écart-relatif obtenu avec le CK1000 est inférieur à 0.6% pour l'ensemble des tailles de champ. Ceci permet de valider l'ajustement des dimensions (x et y) du diamant qui avait été réalisé sur le CK800. En considérant l'ensemble des tailles de champ et l'ensemble des détecteurs, l'écart-relatif Y_{model} est au maximum de 0.8% pour le CK800 et de 1.0% pour le CK1000 (à l'exception de la chambre PTW 31014 pour laquelle un écart de 1.5% est observé pour le champ de 5 mm). Compte tenu des incertitudes de mesures et des incertitudes statistiques de la simulation MC, nous pouvons donc considérer que les modélisations des détecteurs sont correctes et les utiliser pour quantifier les effets impactant leurs réponses.

Tableau 3.5 : Valeurs des écart-relatifs Y_{model} (%) pour les 3 détecteurs et le dosimètre micro-LiF modélisés avec le CK800.

E = 7.0 MeV FWHM = 2.2 mm	Détecteur	Taille de champ (mm)			
		20	10	7.5	5
	Diode PTW 60017	0.0	+0.2	+0.4	-0.6
Diode PTW 60016	+0.2	-0.7	-0.5	0.0	
Diamant PTW 60003	-0.3	0.0	0.1	0.0	
micro-LiF	-0.3	0.3	-0.5	-0.8	

Tableau 3.6 : Valeurs des écart-relatifs Y_{model} (%) pour les 5 détecteurs et le dosimètre micro-LiF modélisés avec le CK1000.

E = 7.0 MeV FWHM = 2.2 mm	Détecteur	Taille de champ (mm)					
		20	15	12.5	10	7.5	5
	Diode PTW 60017	+0.5	+0.6	0.0	+0.2	-1.0	-0.7
Diode PTW 60016	+0.6	+0.7	+0.9	+0.9	-0.1	-0.1	
Diode SN EDGE	-0.2	-0.7	-0.5	0.0	+0.4	-0.2	
Chambre PTW 31014	-0.3	+0.3	+0.6	+0.5	+1.1	+1.5	
Diamant PTW 60003	-0.6	-0.5	-0.3	-0.1	0.0	+0.4	
micro-LiF	-0.1	-0.1	-0.3	+0.1	-0.4	-0.6	

b. Quantification des effets masse volumique et composition atomique pour différents matériaux

Les écart-relatifs $Y_{MC,atom}$, $Y_{MC,density}$ et $Y_{MC,mat}$ obtenus pour les matériaux silicium, diamant, LiF, EBT3(actif) et EBT3(support), sont présentés dans le [Tableau 3.7](#). L'incertitude sur ces trois écart-relatifs à 1σ est de 0.7% pour l'ensemble des matériaux.

Pour le volume considéré, l'effet composition atomique est inférieur à 0.5% pour l'ensemble des matériaux pour les deux installations à l'exception du matériau LiF pour le CK800 pour lequel l'effet est de -1.2% et du matériau diamant pour le CK1000 où l'effet est de -1.3%. L'effet masse volumique atteint, pour le CK 800, +5.1%, +5.2% et +6.9% et, pour le CK1000, +4.4%, +4.9% et +7.1% pour les matériaux silicium, LiF et diamant respectivement (classés par ordre de masse volumique croissante). Concernant le matériau EBT3, pour lequel les données sont disponibles uniquement pour le CK1000, l'effet masse volumique est respectivement égal à +2.0%, et +2.1% pour les matériaux EBT3(actif) et EBT3(support).

Au vu de ces résultats et compte tenu des incertitudes statistiques des simulations, la réponse des détecteurs est peu sensible à la composition atomique du MD mais dépend fortement de la masse volumique du MD. Plus celle-ci est élevée (par rapport à celle de l'eau), plus l'effet est important. Lorsque le détecteur est dans un milieu où l'équilibre électronique est établi, l'équivalence eau de celui-ci ne dépend pas de sa masse volumique selon la théorie de la cavité Bragg-Gray et les pouvoirs d'arrêt massique $(S_{\text{coll}}/\rho)_{\text{matériau}}$ ainsi que le rapport des coefficients d'atténuation massique $(\mu_{\text{en}}/\rho)_{\text{matériau}}$ du MD peuvent être comparés directement à ceux de l'eau pour avoir une indication sur l'équivalence-eau du détecteur. La Figure 3.7 (gauche) représente les rapports du pouvoir d'arrêt massique $(S_{\text{coll}}/\rho)_{\text{eau/mat}}$ des électrons par collision les matériaux silicium ou diamant en fonction de l'énergie. On peut voir que, contrairement au silicium, le matériau diamant présente peu de variations par rapport à l'eau en fonction de l'énergie ce qui rend ce matériau intéressant pour la dosimétrie des faisceaux conventionnels.

Cependant, dans le cas des faisceaux de petites dimensions où les conditions d'équilibre électronique ne sont pas réalisées, la théorie de la cavité Bragg-Gray n'est plus rigoureusement applicable. La masse volumique des matériaux doit donc être prise en compte pour examiner l'équivalence-eau du détecteur. Dans ce cas, la valeur du pouvoir d'arrêt des électrons par collision S_{coll} doit être comparée directement à celle de l'eau sans normalisation par la masse volumique du matériau (Figure 3.7, droite). En fait c'est le parcours et la fluence des électrons qui doivent être considérés dans le cas de la dose déposée dans les champs pour lesquels l'EE n'est pas réalisé. La Figure 3.8 reprend la Figure 1.4 présentée dans le chapitre 1 afin d'illustrer visuellement l'influence de la masse volumique d'un matériau sur l'énergie déposée dans un voxel dans les conditions hors EEL. Dans cet exemple, la masse volumique d'une « tranche » de voxel (voxels grisés) a été virtuellement augmentée de sorte que le parcours latéral des électrons secondaires est deux fois plus court. Lorsque la masse volumique du matériau est augmentée, l'énergie déposée dans le voxel d'intérêt situé sur l'axe du faisceau ne change pas (4.5 en unité arbitraire) pour un faisceau large (Figure 3.8 a) du fait que l'EE est établi tandis que l'énergie déposée dans le voxel d'intérêt situé sur l'axe du faisceau passe de 3.5 (unité arbitraire) à 4.5 (unité arbitraire) pour un petit faisceau (Figure 3.8 b) du fait du manque d'EEL.

Ainsi lorsque la densité électronique du matériau est supérieure à celle de l'eau, le parcours des électrons est plus faible ce qui conduit à une énergie déposée dans le VA supérieure à celle qui l'aurait été dans l'eau. Dans le cas où la densité électronique du matériau est inférieure à celle de l'eau, le parcours des électrons est plus important ce qui conduit à une énergie déposée dans le VA inférieure à celle qui l'aurait été dans l'eau. Si l'on considère seulement l'effet masse volumique alors le silicium et le LiF présentent une « meilleure équivalence-eau » que le diamant lorsqu'on s'intéresse à la dosimétrie des mini-faisceaux. D'ailleurs le numéro atomique effectif Z_{eff} d'un matériau n'est pas la grandeur physique qui doit être considéré aux énergies des photons utilisés en radiothérapie car la majorité des interactions sont du type Compton dans les matériaux à Z faible.

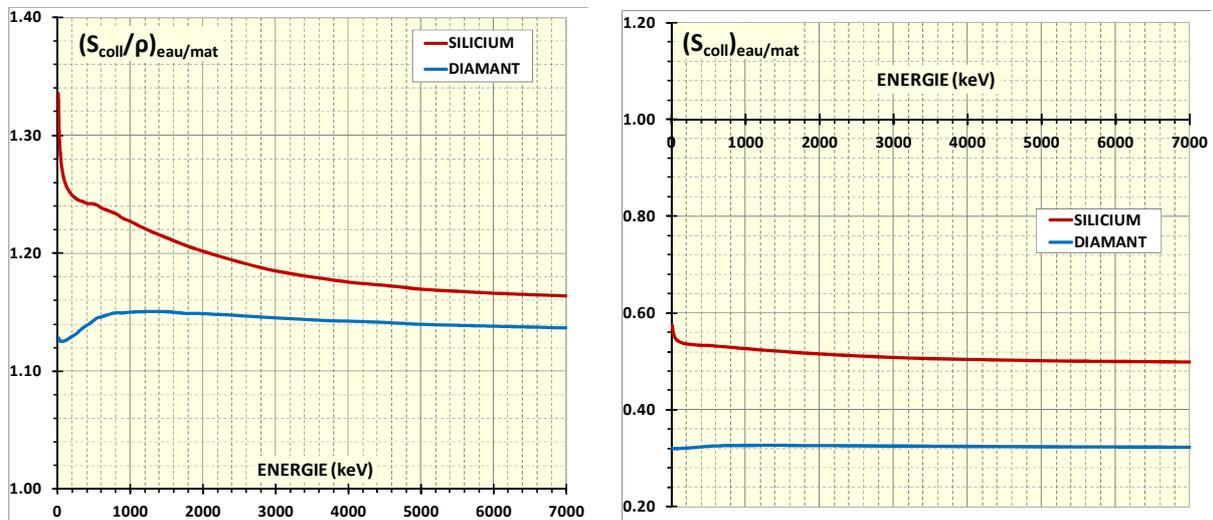


Figure 3.7 : Représentation du rapport des pouvoirs d'arrêt massique $(S_{\text{coll}}/\rho)_{\text{eau/mat}}$ et des pouvoirs d'arrêt $(S_{\text{coll}})_{\text{eau/mat}}$ des électrons par collision les matériaux silicium et diamant.

Une étude similaire sur une puce en silicium avait été initiée par [Scott et al., 2008]. Ils ont montré par simulation MC que le rapport des pouvoirs d'arrêt massique des électrons par collision $(S_{coll}/\rho)_{\text{eau/silicium}}$ ainsi que le rapport des coefficients d'atténuation massique $(\mu_{en}/\rho)_{\text{eau/silicium}}$ pour un faisceau de 15 MeV généré par un accélérateur linéaire Varian 2100C changeaient très peu (<1.1%) avec la taille de champ alors que les doses absorbées dans l'eau et dans le silicium différaient de 3% lorsque la taille de champ diminuait à 5 mm. Ils en ont conclu que la variation de réponse des détecteurs diodes avec la taille de champ en mini-faisceaux était due à la différence entre la masse volumique du silicium et de l'eau (2.33 contre 1 g.cm⁻³).

Pour l'étude de l'effet masse volumique et composition atomique nous avons utilisé un MD de dimensions 1.5 mm × 1.5 mm × 0.525 mm et un VA de 1.0 mm² × 0.500 mm quel que soit le matériau étudié, hors ces effets vont dépendre des dimensions du MD et du VA et également de la position du VA à l'intérieur du MD. Le [Tableau 3.7](#) indique la valeur des écart-relatifs $Y_{MC,atom}$, $Y_{MC,vol}$ et $Y_{MC,mat}$ pour les dimensions du dosimètre micro-LiF. L'effet composition du MD sur la réponse du micro-LiF reste faible ($Y_{MC,atom} = -1\%$) alors que l'effet masse volumique est important ($Y_{MC,density} = +4.2\sim 4.5\%$). On retrouve donc des effets très similaires à ceux obtenus précédemment, ce qui peut s'expliquer par le fait que le micro-LiF a un volume finalement proche de celui utilisé pour l'étude générale sur les effets matériaux silicium, LiF, diamant, EBT3(actif) et EBT3(support).

Tableau 3.7 : Valeurs des écart-relatifs $Y_{MC,atom}$, $Y_{MC,vol}$ et $Y_{MC,mat}$ pour les différents matériaux obtenus pour le champ de 5 mm (E = 7.0 MeV – FWHM = 2.2 mm pour les deux CyberKnife).

	dimensions	MD = 1.5 mm × 1.5 mm × 0.525 mm VA = 1.0 mm ² × 0.500 mm					MD = VA = 1mm ³
		matériau	silicium	LiF	diamant	EBT3 actif	EBT3 support
	masse volumique (g.cm ⁻³)	2.33	2.50	3.52	1.20	1.35	2.50
CyberKnife 800 UM/min	OR _{MC,mat}	0.705	0.699	0.718	-	-	0.692
	OR _{MC,atom}	0.706	0.707	0.719	-	-	0.700
	OR _{MC,density}	0.675	0.665	0.669	-	-	0.664
	OR _{MC,vol}	0.672	0.672	0.672	-	-	0.665
	$Y_{MC,atom}(\%)$	+0.4	-1.2	-0.5	-	-	-1.1
	$Y_{MC,density}(\%)$	+5.1	+5.2	+6.9	-	-	+4.2
	$Y_{MC,mat}(\%)$	+4.8	+4.0	+6.8	-	-	+4.0
CyberKnife 1000 UM/min	OR _{MC,mat}	0.695	0.693	0.708	0.665	0.669	0.686
	OR _{MC,atom}	0.696	0.690	0.717	0.663	0.669	0.693
	OR _{MC,density}	0.665	0.661	0.661	0.653	0.656	0.656
	OR _{MC,vol}	0.665	0.665	0.665	0.665	0.665	0.657
	$Y_{MC,atom}(\%)$	-0.2	+0.5	-1.3	+0.4	0.0	-1.0
	$Y_{MC,density}(\%)$	+4.4	+4.9	+7.1	+2.0	+2.1	+4.5
	$Y_{MC,mat}(\%)$	+4.4	+4.2	+6.4	0.0	+0.6	+4.4

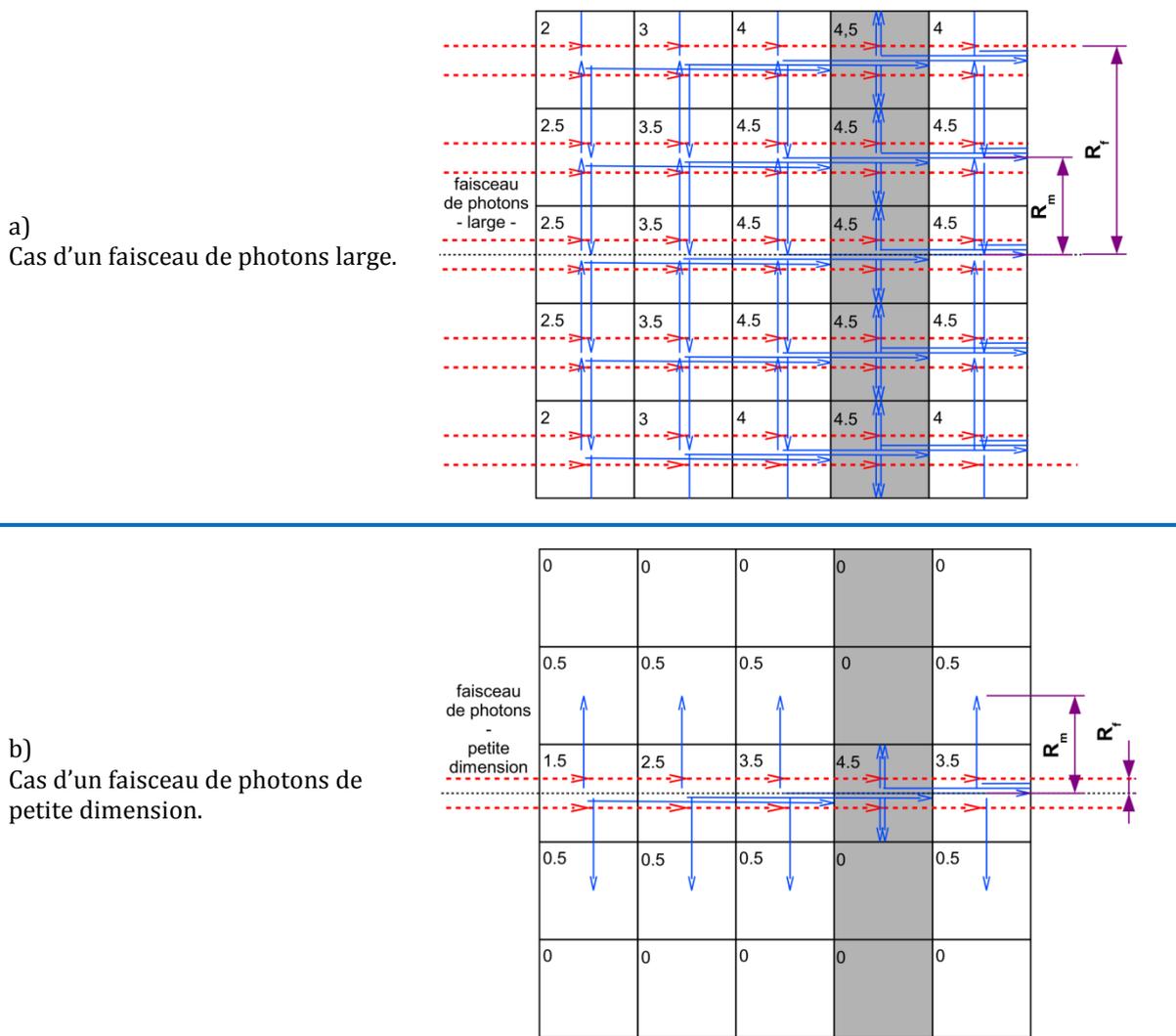


Figure 3.8 : Représentation didactique de l'influence de l'augmentation de la masse volumique d'une « tranche » de voxel (voxels grisés) sur l'énergie déposée (indiquée en unité arbitraire dans chaque voxel). Le faisceau de photons est représenté en rouge et les électrons secondaires sont représentés en bleu.

c. Quantification des effets volume, matériau et enrobage du matériau actif sur la réponse des détecteurs

Les valeurs d' $OR_{MC,mat}$ et $OR_{MC,vol}$ obtenues avec les différentes tailles de champs et les différents détecteurs étudiés pour les deux CyberKnife sont données en annexe (Tableau 3.11) et les valeurs des écart-relatifs $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$, $Y_{MC,chip}$ et $Y_{MC,coat}$ correspondant aux différents effets sont représentées graphiquement sur la Figure 3.9 pour le CK800 et sur la Figure 3.10 pour le CK1000. Les incertitudes sur ces quatre écart-relatifs à 1σ sont de 0.6%, 0.4%, 0.8%, 0.8%, 1.1 et 0.4% respectivement pour le micro-LiF, le diamant PTW 60003, les diodes PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE et la chambre PinPoint PTW 31014.

i. TLD micro-LiF

D'après les définitions données dans ce chapitre, $OR_{MC,det}$ et $OR_{MC,chip}$ sont identiques pour le dosimètre micro-LiF car celui-ci n'a pas d'enrobage. Pour les deux CyberKnife et pour le champ de 5 mm, l'effet volume conduit à une sous-estimation du facteur d'ouverture du collimateur $OF_{MC,w}$ de 1.5~2.3% tandis que le matériau LiF entraîne une augmentation de la réponse d'environ 4~4.5 % ($Y_{MC,mat}$) par

rapport à l'eau, principalement dû à l'effet de la masse volumique comme cela a été démontré dans le paragraphe précédent. Ces deux effets tendent à s'équilibrer pour le CK800 ($Y_{MC,chip} = +1.7\%$) permettant une bonne estimation du $OF_{MC,w}$ tandis que pour le CK1000 l'effet matériau est plus important que l'effet volume ce qui conduit à la légère sur-réponse des micro-LiF observé dans le chapitre 2 pour le champ de 5 mm ($Y_{MC,chip} = +2.9\%$). Bien que moins significatif, le même phénomène se produit aussi avec le champ de 7.5 mm pour le CK800 et avec les champs de 7.5 et 10 mm pour le CK1000. Pour les autres tailles de champ, ce dosimètre n'est pas affecté par les effets matériau et volume.

Bien que la surface de ce dosimètre soit petite (1 mm²), elle est encore trop grande pour des mesures avec une taille de champ de 5 mm.

ii. Diamant PTW 60003

Concernant le détecteur diamant PTW 60003, les effets sont comparables pour les deux modèles de CyberKnife. Pour le champ de 5 mm, l'effet volume conduit à une diminution de $\sim 11\%$ ($Y_{MC,vol}$) alors que la présence du matériau diamant induit une augmentation de la valeur du $OR_{MC,mat}$ de $\sim 4\%$ ($Y_{MC,mat}$) par rapport à l'eau. On voit donc que pour le champ de 5 mm l'effet volume est très important et conduit à un effet global du MD en diamant d'environ -7.5% ($Y_{MC,chip}$). Pour le champ de 7.5 mm, $Y_{MC,mat}$ est de $1.7\sim 2.3\%$ et $Y_{MC,vol}$ de $2.1\sim 3.1\%$ ce qui conduit à un effet cumulé ($Y_{MC,chip}$) inférieur à 0.8% . Les effets volume et matériau sont toujours présents pour les champs de 10 mm et 12.5 mm et sont négligeables à partir du champ de 15 mm. L'effet de l'enrobage $Y_{MC,coat}$ est inférieur à 0.3% à l'exception du champ de 5 mm ($Y_{MC,coat} = +1.5\%$) pour le CK1000.

Le très bon accord entre OR_{det} et $OF_{MC,w}$ observé dans le chapitre 2 ($k_{Q_{clin}^{f_{msr}}} \sim 1.00$ sauf champ de 5 mm) est donc expliqué, pour les tailles de champs entre 7.5 mm et 12.5 mm, par la compensation, dans ces conditions de « mesure », entre l'effet dû à la masse volumique et l'effet dû à la taille du diamant. L'enrobage en polystyrène n'a pas d'influence sur la réponse du détecteur diamant, ce qui est consistant avec les propriétés d'équivalence eau du polystyrène (masse volumique de 1.06 g.cm^{-3}). Les résultats sur l'influence de la masse volumique du diamant PTW 60003 en mini-faisceaux et de la non influence de son enrobage sont en accord avec les travaux de [Underwood et al., 2013a].

iii. Diodes (PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE)

Concernant les diodes PTW 60016 et PTW 60017, le MD et le VA de la puce de silicium étant exactement les mêmes, les valeurs de $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$ et $Y_{MC,chip}$ sont identiques. Pour ces deux détecteurs, il n'y a pas d'effet volume à l'exception du champ de 5 mm pour le CK800 pour lequel une légère sous réponse (-1.7%) est observée. L'effet matériau (dû à la masse volumique) atteint $+3.7\%$ pour les petits champs, avec le CK800 et $+3.1$ avec le CK1000. L'effet enrobage pour ces deux diodes est important : $Y_{MC,coat}$ atteint environ $+4\%$ pour les petits champs du CK800 et $+5\%$ pour ceux du CK1000. La sur-réponse de ces diodes observée dans le chapitre 2 est donc à la fois due à la non-équivalence-eau du matériau silicium lui-même ainsi qu'à celle des matériaux constituant l'enrobage.

Concernant les résultats obtenus avec la diode SN EDGE pour le CK1000, il n'y a pas d'effet volume observé. La valeur de $Y_{MC,vol} = +1\%$ obtenue pour le champ de 5 mm n'est pas significative. En effet, l'effet volume ne peut conduire qu'à un écart-relatif négatif ; les dimensions du voxel « ponctuel » d'eau étant systématiquement inférieures à celles du VA des détecteurs. Cette valeur positive $Y_{MC,vol}$ vient de l'incertitude statistique plus élevée (1.1% à 1σ) obtenue avec ce détecteur car son VA est plus petit que celui des autres. L'effet matériau atteint environ $+4\%$ et $+3\%$ pour les champs de 5 et 7.5 mm respectivement. L'effet de l'enrobage est moins important que celui obtenu avec les diodes PTW, notamment pour les champs de 5 mm et 7.5 mm ($Y_{MC,coat} < 2.5\%$).

Contrairement au diamant PTW 60003, l'enrobage des diodes PTW a donc un impact très important sur leur réponse. Ces diodes sont principalement construites avec des matériaux non-

équivalent-eau (tous les matériaux utilisés dans les diodes ont une masse volumique supérieure à celle de l'eau). Finalement, la sur-réponse de ces diodes concernant la mesure d' OR_{det} pour les mini-faisceaux, est due, d'une part, à la masse volumique du silicium et, d'autre part, aux matériaux qui sont utilisés dans l'encapsulation du MD. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par [Underwood et al., 2013a] pour la diode non blindée PTW 60012 concernant l'impact de la masse volumique de la puce en silicium et de son enrobage sur la réponse du détecteur.

Récemment, [Cranmer-Sargison et al., 2012] ont réalisé des simulations avec un Varian 6 MV équipé d'un système de collimation délivrant des champs carrés jusqu'à 5 mm. Pour la diode PTW 60017, ils ont estimé l'effet d'enrobage à environ 1% pour les champs de 5 à 10 mm et ils ont trouvé que cet effet était principalement dû au filtre placé en amont de la puce en silicium. Dans notre étude l'effet de l'enrobage pour cette diode est bien plus important (4.0~5.8% pour le champ de 5 mm). Concernant la diode PTW 60016, l'effet d'enrobage estimé par [Cranmer-Sargison et al., 2012] est d'environ 7% pour le champ de 5 mm et d'environ 4% pour le champ de 10 mm. Cet effet est attribué principalement à la présence du blindage situé juste derrière la puce en silicium. Dans notre étude, l'effet d'enrobage est légèrement moins important pour le plus petit champ (3.5~5.6%). Ces différences sont difficiles à expliquer car, d'une part, la forme du champ n'est pas la même et que, d'autre part, le spectre en énergie peut être très différent ; mais on peut cependant noter que la modélisation de la puce en silicium est différente entre ces deux études (en taille et en forme). [Cranmer-Sargison et al., 2012] ont conclu que, excepté le petit filtre localisé en entrée du détecteur pour les deux détecteurs PTW et le blindage situé à l'arrière de la puce pour la PTW 60016, ces deux diodes pouvaient être modélisées sans l'enrobage. Cependant, [Francescon et al., 2012] ont montré que la réponse de ces détecteurs était très sensible à la masse volumique de la résine époxy (une différence de réponse pour la PTW 60017 allant jusqu'à 3% avec le champ de 5 mm est trouvée par [Francescon et al., 2012] pour une variation de masse volumique de 0.6 g.cm⁻³ pour la résine époxy). La résine époxy des diodes PTW est représentée en jaune dans la [Figure 3.2](#), on voit que celle-ci entoure directement la puce en silicium. Cette proximité avec le VA peut expliquer la sensibilité de la réponse de ces détecteurs avec la masse volumique de la résine époxy.

iv. **Chambre PinPoint PTW 31014**

Concernant les résultats obtenus pour la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014 avec le CK1000, on observe que l'effet volume est nul pour toutes les tailles de champ sauf pour celle de 5 mm, où il est d'environ 3% ($Y_{MC,vol} = -3,2\%$). L'effet matériau apparaît à partir d'une taille de champ de 15 mm ($Y_{MC,mat} \sim -1\%$), mais ne devient significatif qu'à partir du champ de 10 mm ($Y_{MC,mat} = -3\%$) et est important pour le champ de 5 mm ($Y_{MC,mat} = -10\%$), ce qui conduit avec le cumul de l'effet volume, à une importante sous-estimation ($Y_{MC,chip} = -13\%$). L'effet de l'enrobage est de 3.4% pour le champ de 5 mm et il est inférieur à 2% pour les tailles de champ supérieures.

L'effet volume pour la chambre PTW 31014 n'existe que pour le champ de 5 mm et n'est pas si important que ça lorsqu'on le compare à l'effet matériau. La sous-réponse de la chambre PTW 31014 est due majoritairement à l'effet matériau du fait que le matériau utilisé pour le VA est l'air qui a une masse volumique ~1000 fois inférieure à celle de l'eau. Les chambres d'ionisation ne sont donc pas utilisables pour la dosimétrie des mini-faisceaux où il n'y a pas d'EEL, du simple fait qu'elles utilisent un MD de masse volumique extrêmement éloignée de l'eau. L'effet de l'enrobage est bien contenu malgré la présence de l'électrode en aluminium et d'autres matériaux non-équivalent-eau utilisés pour l'encapsulation.

L'effet du matériau observé ici avec la chambre PinPoint PTW 31014 est en bon accord avec les résultats de [Underwood et al., 2013a] obtenus pour la chambre PTW 31006 (ancien modèle de la PTW 31014) : ils ont trouvé que le matériau air de la cavité de la chambre PinPoint PTW 31006 produisait une sous-réponse de ~11% pour un champ de 5 mm produit par un MLC. Ils ont également noté que l'enrobage de la cavité augmente la réponse du détecteur et que l'utilisation d'un enrobage plus dense pour la PinPoint pourrait compenser la sous-réponse due à la faible masse volumique de l'air.

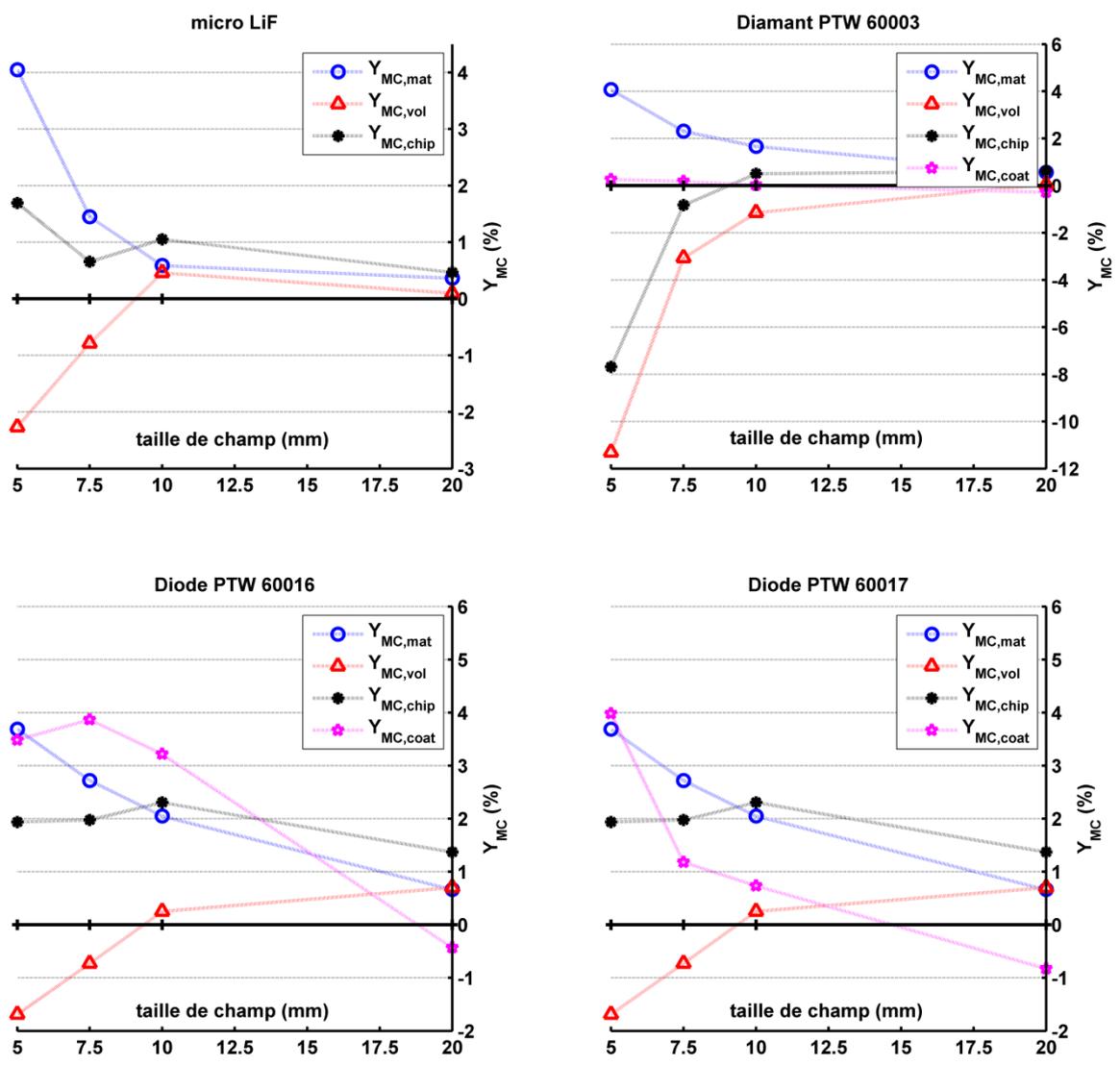


Figure 3.9 : Ecart-relatifs $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$, $Y_{MC,chip}$ et $Y_{MC,coat}$ en fonction de la taille de champ pour les détecteurs modélisés dans l'étude du CyberKnife 800 UM/min du COL (CK800).

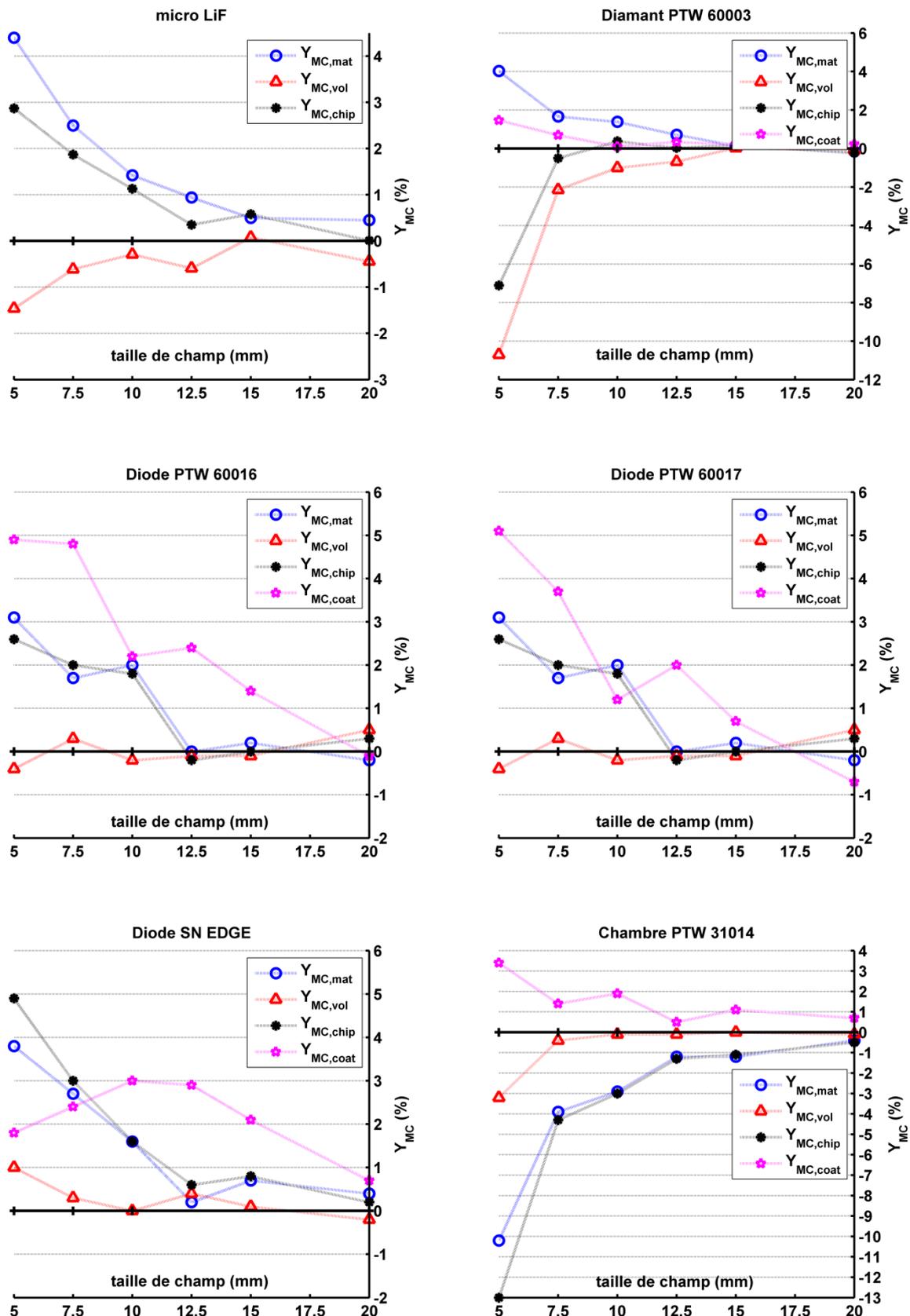


Figure 3.10 : Ecart-relatifs $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$, $Y_{MC,chip}$ et $Y_{MC,coat}$ en fonction de la taille de champ pour les détecteurs modélisés dans l'étude du CyberKnife 1000 UM/min du CFB (CK1000).

d. Effet de la taille de la puce de silicium sur la réponse des diodes

Les valeurs de $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$ et $Y_{MC,chip}$ du détecteur diode simplifié pour le champ de 5 mm du CK1000 et pour différentes valeurs des paramètres e et L sont reportées dans le [Tableau 3.8](#). $Y_{MC,mat}$ diminue lorsque la largeur ou l'épaisseur du MD (puce en silicium) diminue, et $Y_{MC,vol}$ diminue lorsque la largeur diminue. Les effets matériau et volume sont nuls pour $e = 0.100$ mm et $L = 0.5$ mm. Si on ne considérait que l'effet « puce » ($Y_{MC,chip}$), la première interprétation serait que la taille du MD avec $e = 0.525$ mm et $L = 1.5$ mm est suffisante pour ne pas avoir d'impact sur la réponse du détecteur du fait que $Y_{MC,chip}$ est nul ($Y_{MC,chip} = +0.3\%$). Cependant avec ces dimensions, on se rend compte que les effets matériau ($Y_{MC,mat} \sim +3\%$) et volume ($Y_{MC,vol} \sim -3\%$) en réalité se compensent mais ne sont pas nuls. Ainsi, pour la dosimétrie des mini-faisceaux, la taille du MD est un facteur à prendre en compte dans la réponse du détecteur diode et est une des composantes de la perturbation induite par le détecteur. La réduction de la taille du MD peut permettre des mesures sans correction plus justes et plus consistantes avec l' $OF_{MC,w}$. Finalement, les détecteurs diode en silicium sont des candidats potentiellement intéressants pour la dosimétrie des mini-faisceaux, à condition que la taille de la puce soit bien choisie (afin de réduire la perturbation due à la masse volumique élevée du silicium) et que cette puce soit encapsulée par des matériaux équivalent-eau (virtual water, plastic water, RW3, polystyrène, etc.).

Une autre méthodologie permettant l'amélioration de la réponse des détecteurs, en réduisant cette dépendance due à la masse volumique, est basée sur le principe de « compensation de masse volumique ». Cela consiste à ajouter un milieu filtrant de faible masse volumique à l'intérieur du détecteur, comme cela a été étudié à l'aide de simulation par [Charles et al., 2013] et [Underwood et al., 2013b]. Par exemple, [Charles et al., 2013] ont démontré qu'un gap d'air de dimensions bien choisies pouvait être introduit à l'entrée des diodes PTW 60016 et PTW 60017 afin de réduire la dépendance de leur réponse avec la taille du champ pour la dosimétrie des mini-faisceaux. Cependant l'optimisation de la taille du gap d'air a été réalisée avec la modélisation MC d'un seul système (Varian 2liX équipé d'un micro-MLC M3 de chez Brainlab) et la réponse a été étudiée pour des profondeurs dans l'eau supérieures ou égale à 5 cm. La taille du gap d'air nécessaire pour compenser la sur-réponse des détecteurs diodes avec la diminution de la taille du champ risque de ne pas être la même selon le système de traitement et les conditions de mesure. De plus la mesure du rendement en profondeur dans la région du build-up pourrait être perturbée par la présence du gap d'air devant le VA.

Tableau 3.8 : Valeurs des écart-relatifs $Y_{MC,mat}$, $Y_{MC,vol}$ et $Y_{MC,chip}$ calculés pour différentes tailles de la puce en silicium du détecteur diode simplifié pour le champ de 5 mm du CyberKnife 800 MU/min (CK800).

e (mm)	0.525			0.100		
	L (mm)	1.5	1.0	0.5	1.5	1.0
$OR_{MC,mat}$	0.683	0.689	0.684	0.671	0.675	0.676
$OR_{MC,vol}$	0.662	0.664	0.676	0.662	0.664	0.676
$Y_{MC,mat}$ (%)	+3.2	+3.7	+1.2	+1.4	+1.7	+0.1
$Y_{MC,vol}$ (%)	-2.8	-2.4	-0.8	-2.8	-2.4	-0.8
$Y_{MC,chip}$ (%)	+0.3	+1.2	+0.4	-1.4	-0.8	-0.7

4. CONCLUSION

Pour une taille de champ de 5 mm, l'impact de la masse volumique et de la composition atomique du MD sur la mesure de la dose dans l'eau a été étudié pour le LiF, le silicium, le diamant et l'EBT3. Il a été montré que la masse volumique influe considérablement la réponse alors que la composition atomique n'a pratiquement pas d'influence. Ainsi, la masse volumique du MD doit être proche de 1g.cm^{-3} pour minimiser la modification de la fluence des particules (électrons) dans les champs où il y a un fort manque d'équilibre électronique.

Pour toutes les tailles de champ étudiées dans ce travail, les effets volume, matériau et enrobage ont été évalués et comparés pour les micro-LiF, les diodes SN EDGE, PTW 60016 et PTW 60017, le diamant PTW 60003 et la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014. Aucun des détecteurs étudiés (excepté les films radiochromiques) n'est suffisamment équivalent-eau, principalement du fait que la masse volumique des matériaux n'est pas proche de celle de l'eau. La [Tableau 3.9](#) présente de manière synthétique l'importance des effets volume, matériau et enrobage sur les détecteurs diamant PTW 60003, chambre PinPoint PTW 31014, micro-LiF et pour les diodes lors de la mesure du facteur d'ouverture du collimateur pour la taille de champ de 5 mm.

Pour le détecteur diamant étudié, un bon accord avait été trouvé dans le chapitre 2 entre OR_{det} et $OF_{MC,w}$ pour les tailles de champ supérieures à 5 mm des CyberKnife, malgré l'importante masse volumique du diamant (3.52 g.cm^{-3}). Nous avons démontré que ce bon accord était dû à la compensation entre les effets masse volumique et volume du VA.

Pour la PinPoint PTW 31014, l'explication parfois avancée pour expliquer sa sous-réponse est que la taille de son VA est trop importante. Or aucun effet volume n'est observé pour les champs supérieurs à 5 mm et un effet de 3% seulement est trouvé pour le champ de 5 mm. Par contre l'effet matériau, et par là même l'effet masse volumique dû à l'air utilisé dans la cavité, impacte la réponse à hauteur de 10%, 4% et 3% pour les champs de 5, 7.5 et 10 mm respectivement.

Pour le silicium, il a été montré que la réduction de la taille de la puce réduisait la perturbation induite par la masse volumique du silicium. Pour les tailles de champ investiguées et pour ces conditions de mesure, les effets volume et matériau sont nuls par exemple pour une puce de 0.5 mm de largeur et de 0.100 mm d'épaisseur. Il faudrait vérifier que cela est également le cas pour la plus petite taille de champ disponible sur les appareils délivrant des mini-faisceaux (4 mm) et pour d'autres conditions de mesure (à 10 cm de profondeur par exemple) et un détecteur diode fabriqué avec ces spécifications et avec un enrobage équivalent-eau pourrait être une alternative pour concevoir un détecteur adapté aux mini-faisceaux sans avoir recours aux facteurs correctifs $k_{Q_{clin}^{f_{msr}}}^{f_{msr}}$ qui sont dépendants des machines et des conditions de mesure pour certains détecteurs (profondeur notamment).

Tableau 3.9 : Synthèse des effets impliqués dans la réponse des détecteurs lors de la mesure des rapports d'ouverture du collimateur pour le champ de 5 mm.

Détecteur	effets pour le champ de 5 mm			
	matériau	volume	enrobage	
Diamant PTW 60003	+	++	0	sous-réponse
Chambre PTW 31014	++	+	+	sous-réponse
micro-LiF	+	~0		légère sur-réponse
Diodes PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE	+	0	+	sur-réponse

Graduation : { 0, +, ++ } pas d'effet à effet important.

Annexe du chapitre 3

Tableau 3.10 : $OR_{MC,det}$ pour le micro-LiF, le diamant PTW 60003, les diodes PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE et la chambre PTW 31014, pour les deux CyberKnife.

Taille de champ (mm)		Micro-LiF	PTW 60003	PTW 60016	PTW 60017	SN EDGE	PTW 31014
CyberKnife 800 UM/min	20	0.963	0.962	0.968	0.964	-	-
	15	-	-	-	-	-	-
	12.5	-	-	-	-	-	-
	10	0.873	0.869	0.913	0.891	-	-
	7.5	0.826	0.816	0.870	0.847	-	-
	5	0.692	0.630	0.718	0.722	-	-
CyberKnife 1000 UM/min	20	0.967	0.966	0.968	0.963	0.975	0.969
	15	0.941	0.939	0.950	0.943	0.963	0.935
	12.5	0.914	0.914	0.931	0.927	0.943	0.903
	10	0.875	0.869	0.900	0.892	0.905	0.855
	7.5	0.826	0.813	0.867	0.858	0.856	0.787
	5	0.686	0.628	0.718	0.719	0.711	0.600

Tableau 3.11 : Valeurs des $OR_{MC,mat}$ et $OR_{MC,vol}$ pour le micro-LiF, le diamant PTW 60003, les diodes PTW 60016, PTW 60017 et SN EDGE et la chambre PTW 31014, pour les deux CyberKnife.

	Taille de champ (mm)	micro-LiF		PTW 60003		PTW 60016 PTW 60017		SN EDGE		PTW 31017	
		<i>mat</i>	<i>vol</i>	<i>mat</i>	<i>vol</i>	<i>mat</i>	<i>vol</i>	<i>mat</i>	<i>vol</i>	<i>mat</i>	<i>vol</i>
CyberKnife 800 UM/min	20	0.963	0.960	0.965	0.959	0.972	0.965	-	-	-	-
	15	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	12.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	10	0.873	0.868	0.869	0.854	0.884	0.867	-	-	-	-
	7.5	0.826	0.815	0.814	0.796	0.837	0.815	-	-	-	-
	5	0.692	0.665	0.628	0.604	0.694	0.669	-	-	-	-
CyberKnife 1000 UM/min	20	0.967	0.962	0.964	0.966	0.970	0.972	0.968	0.964	0.962	0.965
	15	0.941	0.937	0.937	0.936	0.936	0.935	0.943	0.937	0.925	0.936
	12.5	0.914	0.905	0.911	0.904	0.909	0.909	0.916	0.918	0.899	0.909
	10	0.875	0.863	0.869	0.857	0.881	0.864	0.879	0.870	0.839	0.864
	7.5	0.826	0.806	0.807	0.794	0.826	0.813	0.836	0.817	0.777	0.808
	5	0.686	0.657	0.619	0.595	0.680	0.666	0.699	0.677	0.580	0.645

Chapitre 4

DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOCOLE DE MESURE DE DISTRIBUTION DE DOSE 2D POUR LES MINI-FAISCEAUX

Sommaire

1.	Introduction	105
2.	Matériels et méthodes	105
a.	Dosimétrie par films radiochromiques	105
i.	Principe de la dosimétrie par films et définitions	105
ii.	Établissement d'un protocole de mesure de distribution de dose associant les films EBT3 et le scanner V700	107
b.	Évaluation des incertitudes de mesure	110
i.	Rappels	110
ii.	Sources d'incertitude du protocole	112
iii.	Propagation des distributions sur le mesurande	114
c.	Étude des paramètres influençant la mesure de distribution de dose à l'aide d'un protocole associant les films radiochromiques EBT3 et le scanner V700	115
i.	Caractérisation de la réponse du scanner V700	116
ii.	Caractérisation des films EBT3	117
3.	Résultats et discussion	122
a.	Caractérisation de la réponse du scanner	122
i.	Stabilité de numérisation	122
ii.	Réponse surfacique du scanner	124
b.	Caractérisation de la réponse des films	125
i.	Réponse en dose	125
ii.	Influence du passage répété de la lampe du scanner et de la lumière ambiante sur les films EBT3	127
iii.	Étude de l'homogénéité des films EBT3 « 10 cm × 10 cm » non-irradiés	128
iv.	Étude de l'homogénéité des films EBT3 après irradiation	130
v.	Réponse angulaire	131
vi.	Réponse en fonction de l'énergie	131
c.	Protocole de mesure et incertitudes associées	132
i.	Protocole de mesure de distribution de dose à l'aide du dosimètre « 4 films »	132
ii.	Estimation de l'incertitude associée au protocole	133
iii.	Application du protocole pour la détermination des facteurs d'ouverture du collimateur en mini-faisceaux	134
4.	Conclusion	135

1. INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré au développement d'un protocole de mesure de distribution de dose à deux dimensions (2D) à l'aide de films radiochromiques adapté aux mini-faisceaux. Dans le chapitre 2, nous avons vu que les films radiochromiques étaient le dosimètre, parmi les différents détecteurs étudiés, qui permettait la mesure la plus juste pour la détermination du facteur d'ouverture du collimateur mais également pour la mesure de profils en petits champs. Les films de type EBT3 couplés à un scanner de numérisation par transmission Epson Perfection V700 (noté V700 par la suite), ont donc été retenus pour établir le protocole de mesure de distribution de dose. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la réponse du scanner de numérisation V700 en termes de stabilité de mesure et de réponse surfacique. La seconde partie est consacrée à la caractérisation des films EBT3 en particulier en termes de réponse en dose, d'homogénéité, de réponse angulaire et de réponse en énergie. La dernière partie aborde le protocole de mesure mis en place à l'aide d'un dosimètre conçu avec des films EBT3 et l'évaluation de l'incertitude de mesure sur la dose liée au protocole. Une application de ce protocole est réalisée pour la mesure de dose ponctuelle afin de déterminer les facteurs d'ouverture du collimateur du CyberKnife du Centre François Baclesse. L'application du protocole pour des mesures de distributions de dose 2D fait l'objet du chapitre 5.

2. MATÉRIELS ET MÉTHODES

a. Dosimétrie par films radiochromiques

i. Principe de la dosimétrie par films et définitions

❖ *Caractéristiques des films, principe et densité optique*

La première génération des films EBT était de couleur bleue, symétrique et composée de deux couches actives de 17 μm d'épaisseur isolées par une couche de 6 μm , l'ensemble étant protégé par deux couches de polyester transparent de 97 μm . En juin 2009, la Société ISP a arrêté la production des films EBT. Ils ont été remplacés par les films EBT2. La composition de la couche active reste la même, cependant la structure du film diffère du fait de la mise au point d'un nouveau système de collage des différentes couches du film. Une couche de gélatine de couleur jaune a également été ajoutée permettant ainsi de réduire la sensibilité des films aux rayonnements UV. La structure des films EBT2 n'est pas symétrique. Les films EBT3 sont commercialisés depuis 2011 par ISP afin de pallier certains problèmes rencontrés avec les films EBT2. Ces derniers sont cependant toujours commercialisés. Les deux nouveautés apportées aux films EBT3 sont le retour à un film symétrique et l'ajout de particules de silice à la surface du film afin d'avoir un micro gap d'air entre la surface du scanner et le film pour remédier aux problèmes d'artéfacts (anneaux de Newton) observés avec les EBT2.

Les films radiochromiques EBT3 sont constitués d'une couche active (épaisseur d'environ 28 μm) et de deux couches (épaisseur de 120 μm chacune) servant de support et de protection à la couche active. Cette dernière intègre des molécules monomériques qui vont polymériser sous l'action des rayonnements ionisants (Figure 4.1) et ainsi changer de propriété optique : la couche active va devenir plus absorbante en particulier pour des longueurs d'onde dans le rouge [Butson et al., 2005]. Plus la couche active reçoit une dose importante, plus la « quantité » de molécules qui vont polymériser sera importante, rendant ainsi le film de plus en plus absorbant. La gamme de dose mesurable, annoncée par le constructeur, va de 10 mGy à 40 Gy. L'absorbance optique peut être quantifiée à l'aide de la densité optique (OD) qui se calcule selon l'équation (4.1).

$$\text{OD} = -\log\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (4.1)$$

Les grandeurs Φ_0 et Φ correspondent respectivement au flux lumineux avant et après traversée du film EBT3. Le rapport Φ / Φ_0 est appelé transmittance et va dépendre de la longueur d'onde du faisceau lumineux.

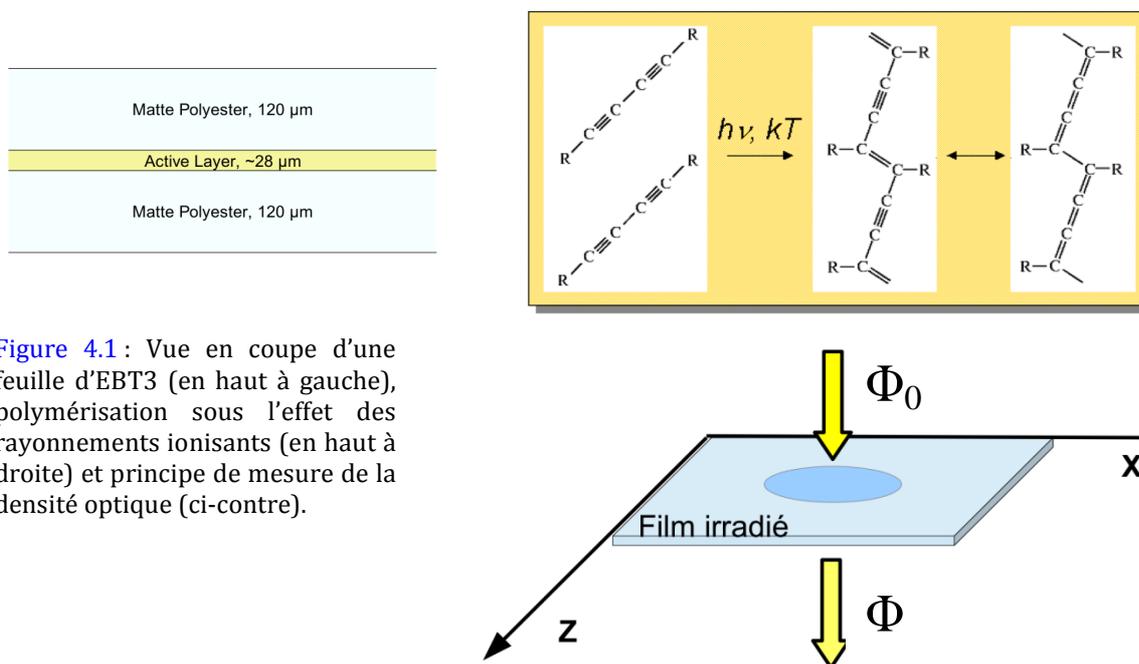


Figure 4.1 : Vue en coupe d'une feuille d'EBT3 (en haut à gauche), polymérisation sous l'effet des rayonnements ionisants (en haut à droite) et principe de mesure de la densité optique (ci-contre).

Pour calculer cette transmittance en fonction de la position (Z,X) sur la surface du film, il est possible d'utiliser un scanner de numérisation par transmission, comme le scanner V700. Les numérisations des films sont réalisées dans trois canaux de couleur (rouge, vert et bleu) au format 48 bits, c'est-à-dire que, dans un canal, la valeur de la transmittance est codée sur 16 bits. Ainsi les densités optiques du film irradié (OD) et du film avant irradiation (OD_{BDF}) sont calculées à partir des images scannées, selon les équations (4.2) où PV correspond une « valeur de pixel » ou à une moyenne de « valeur de pixel » dans l'image correspondant à la numérisation du film irradié alors que PV_{BDF} correspond à une « valeur de pixel » ou à une moyenne de « valeur de pixel » dans l'image correspondant au film avant irradiation (on appelle également cette image « bruit de fond » (BDF) du film EBT3). La valeur $(2^{16}-1)$ correspond à une valeur de pixel sans la présence du film, lorsque l'information est codée sur 16 bits. A cet effet, un étalonnage du signal des photosites est réalisé par le scanner dans une zone dédiée juste avant la numérisation de chaque film. Enfin, afin de déterminer la dose reçue par le film, un étalonnage en dose est nécessaire. Il consiste à irradier des films à des doses connues sur une gamme couvrant les doses rencontrées dans le ou les films à analyser. La dose sur les films à analyser est ensuite déterminée à l'aide de la courbe d'étalonnage $f(OD_{\text{cal}})=\text{Dose}$.

$$\begin{cases} OD(Z, X) = -\log\left(\frac{PV(Z, X)}{2^{16}-1}\right) \\ OD_{\text{BDF}}(Z, X) = -\log\left(\frac{PV_{\text{BDF}}(Z, X)}{2^{16}-1}\right) \end{cases} \quad (4.2)$$

❖ Méthodes de correction

La couche active des films et la réponse surfacique du scanner V700 ne sont pas parfaitement homogènes ce qui peut fausser la détermination de la valeur de densité optique. Aussi, deux méthodes de correction sont couramment utilisées :

- La première, appelée méthode de correction par « soustraction du BDF », a été proposée par [Devic et al., 2005]. Pour cette méthode, seule la matrice de pixels dans le canal rouge de l'image est utilisée. La densité optique lue sur l'image du film réalisée avant irradiation (c'est-à-dire

$OD_{BDF}(Z,X)$) est soustraite de la densité optique après irradiation (c'est-à-dire $OD(Z,X)$), pixel par pixel. Le résultat obtenu est appelé *netOD*.

- La seconde, proposée par [Micke et al., 2011] et appelée méthode de correction « multicanaux », repose sur l'utilisation des trois canaux de couleur rouge, vert et bleu. Pour cette méthode, seule l'image du film après irradiation est utilisée. Les canaux vert et bleu sont utilisés pour déterminer un terme dit perturbatif pour chaque pixel du film afin de corriger la densité optique calculée dans le canal rouge.

Dans ce travail, les deux méthodes ont été évaluées. Cependant, concernant la méthode de correction « multicanaux », seuls les résultats obtenus pour l'étalonnage en dose sont présentés ; cette dernière s'étant avérée moins performante que la méthode de correction par « soustraction du BDF ».

❖ **Densité optique corrigée du bruit de fond**

On définit la densité optique « nette » corrigée par la méthode de correction par « soustraction du BDF » ($netOD_{corr}$) selon l'équation (4.3), ce qui permet d'écrire (4.4) d'après l'équation (4.2).

$$netOD_{corr}(Z, X) = -\log\left(\frac{PV(Z, X)}{PV_{BDF}(Z, X)}\right) \quad (4.3)$$

$$netOD_{corr}(Z, X) = OD(Z, X) - OD_{BDF}(Z, X) \quad (4.4)$$

Dans notre étude, afin de pouvoir comparer le gain apporté par la méthode de correction par « soustraction du BDF », nous avons défini une « valeur de pixel » corrigée (PV_{corr}) qui se calcule selon l'équation (4.5) et conduit à une densité optique corrigée (OD_{corr}) donnée par l'équation (4.6).

$$\begin{cases} PV_{corr}(Z, X) = \langle PV_{BDF} \rangle \cdot 10^{-\{netOD_{corr}(Z,X) - offsetOD\}} \\ offsetOD = -\log\left(\frac{\langle PV_{BDF} \rangle}{2^{16} - 1}\right) \end{cases} \quad (4.5)$$

$$OD_{corr}(Z, X) = -\log\left(\frac{PV_{corr}(Z, X)}{2^{16} - 1}\right) = netOD_{corr}(Z, X) + offsetOD \quad (4.6)$$

Ainsi les écarts-types sur les valeurs de pixel avec et sans correction du BDF vont pouvoir être comparés et l'apport de la correction sur l'incertitude de mesure de la dose va pouvoir être estimé.

ii. **Établissement d'un protocole de mesure de distribution de dose associant les films EBT3 et le scanner V700**

La littérature est fournie concernant la caractérisation des films EBT et EBT2. En revanche, peu de données sont disponibles en ce qui concerne les films EBT3. Un protocole de mesure de dose « ponctuelle » à l'aide des films radiochromiques EBT2 associé au scanner V700 avait été établi au sein du laboratoire par [Huet et al., 2012]. Dans ce travail, nous sommes partis du protocole précédent que nous avons adapté et optimisé, d'une part, pour les films EBT3, et, d'autre part, pour la mesure des distributions de dose. La Figure 4.2 présente, schématiquement, les différentes étapes du protocole de mesure de distribution de dose 2D.

Le protocole est scindé en deux parties :

- la première partie est expérimentale : elle concerne la préparation des films EBT3, la numérisation des BDF, les irradiations des films utilisés pour la courbe d'étalonnage et pour la mesure et la numérisation des films après irradiation.
- la seconde partie concerne l'analyse et le traitement des images issues de la numérisation des films afin d'aboutir à une matrice de distribution de dose 2D reçue par le film utilisé pour la mesure. Pour cela, un outil a été développé avec le logiciel MatLab (version R2013a) et les toolbox 'Image Processing' et 'Statistics'.

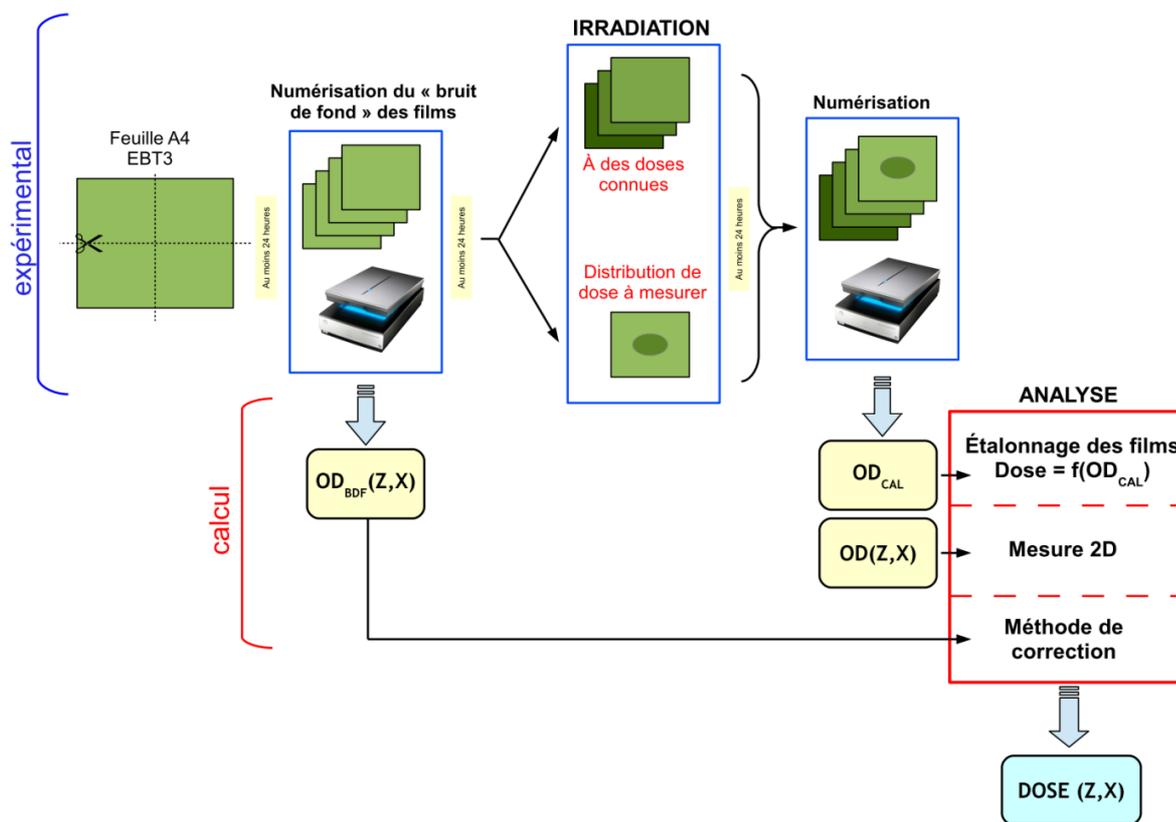


Figure 4.2 : Schéma de principe du protocole de mesure {film EBT3 + scanner V700 + outil d'analyse sous MatLab}.

❖ Précautions pour la préparation des films

Les films EBT3 utilisés dans cette étude sont vendus en boîte de 25 feuilles au format A4. Les feuilles d'EBT3 ont toutes été utilisées avec la même orientation en faisant attention à ne pas les retourner une fois sorties de la pochette. À partir d'une feuille, il est possible de découper 4 films EBT3 d'une taille de 10 cm × 10 cm comme indiqué sur la Figure 4.3. Le bord droit de la feuille n'est alors pas utilisé et chaque film est identifié selon sa provenance de zone sur la feuille (A, B, C ou D) telle qu'elles sont définies sur la Figure 4.3. Une fois découpée, la zone et le numéro de provenance de feuille sont indiqués au stylo indélébile dans le coin en haut à gauche et deux trous de repérage (Figure 4.4, droite) sont réalisés à l'aide d'une perforatrice dans les coins situés en haut à gauche et en bas à droite. Ces repérages vont servir lors de l'analyse des images avec MatLab à recalculer automatiquement et finement, pixel par pixel, l'image du BDF sur l'image du film irradié et permettre ainsi d'appliquer la méthode de correction par « soustraction du BDF ».

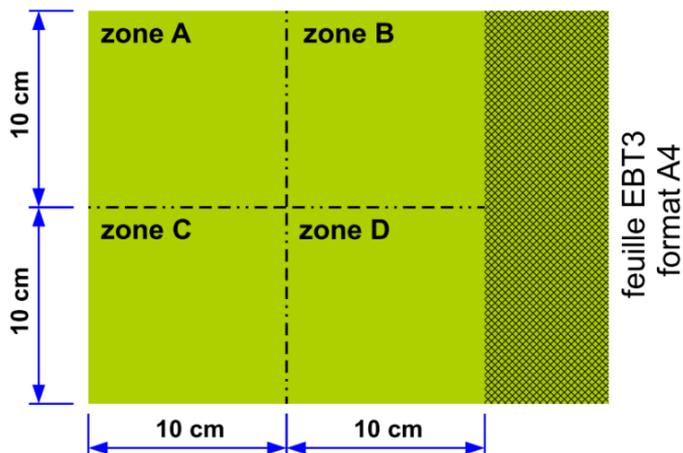


Figure 4.3 : Découpage des feuilles A4 d'EBT3 pour les films « 10 cm × 10 cm » et définition des zones A, B, C et D.

❖ *Précautions pour l'étape de numérisation*

À l'exception de l'expérience pour l'étude de la répétabilité de mesure du scanner V700, toutes les numérisations des films ont été réalisées une fois le scanner stabilisé. Il faut également prendre la précaution de toujours numériser les films en gardant la même orientation. En effet la réponse des films radiochromiques est très sensible à l'orientation sur la surface du scanner car ils polarisent (rectilignement) la lumière les traversant [Butson et al., 2003] [Lynch et al., 2006] [Zeidan et al., 2006]. Un support de films en PMMA (Figure 4.4) a été spécialement conçu, permettant notamment de garder une orientation rigoureusement identique pour l'ensemble des films. Ce support permet également de toujours positionner les films au même endroit sur la zone de numérisation et de les surélever légèrement sur les bords pour laisser un gap d'air suffisant entre le film et la vitre du scanner pour éviter la formation d'interférences lumineuses du type anneaux de Newton. Pour les films EBT3, la présence des billes de silice permet a priori de corriger ce problème mais nous avons tout de même souhaité, par précaution, conserver ce système de surélévation. Deux zones avec des films neutres ont également été intégrées au support pour films, afin de s'assurer de la stabilité de mesure du V700 a posteriori. La numérisation des films a toujours été effectuée avec **une résolution de 150 dpi** et les images ont été enregistrées au format TIFF 48 bits. Avant de numériser les films irradiés, une attente d'au moins 24 h est laissée afin de s'assurer que la polymérisation du film est complète [Cheung et al., 2005] [Zeidan et al., 2006] [Devic et al., 2010].

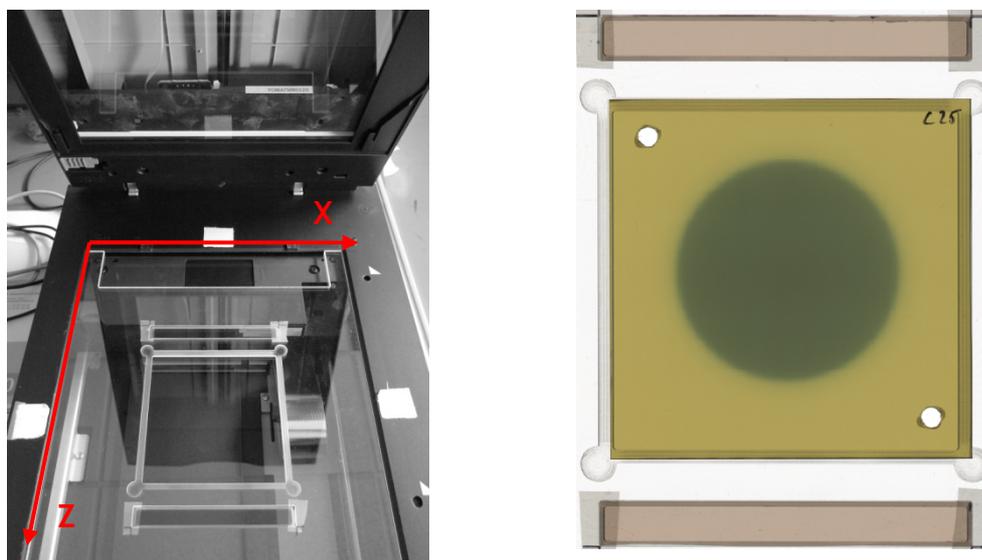


Figure 4.4 : Photographie de la surface vitrée du scanner V700 munie du masque « 10 cm × 10 cm » de positionnement des films (à gauche) et image numérisée d'un film EBT3 de « 10 cm × 10 cm » irradié, avec le système de repérage utilisé pour le recalage du BDF (à droite).

❖ *Dosimètre « 4 films »*

Dans ce travail, nous définissons un nouveau dosimètre appelé dosimètre « 4 films » correspondant à une superposition de 4 films EBT3 (Figure 4.5) issus d'un découpage de plusieurs feuilles numérotées de 1 à N et tel que :

- Chaque film provient d'une zone différente, c'est-à-dire qu'il faut un représentant de chacune des zones A, B, C et D définies précédemment. Par commodité, on les classe dans l'ordre alphabétique avec le film issu de la zone A au-dessus de la pile.
- Chaque film provient d'une feuille différente de sorte que les 4 films soient un échantillon représentatif de l'ensemble des films.
- Le film de la zone D est orienté à +90° du film de la zone C, le film de la zone C est orienté à +90° du film de la zone B, et le film de la zone B est orienté à +90° du film de la zone A.

Attention, l'orientation à 90° des films ne concerne que le dosimètre. Lors de la numérisation des films, ces 4 films sont à nouveau séparés et numérisés individuellement (on ne numérise pas les 4 films en même temps), avec une orientation « normale » (c'est-à-dire la même que celle utilisée pour la numérisation du BDF des films).

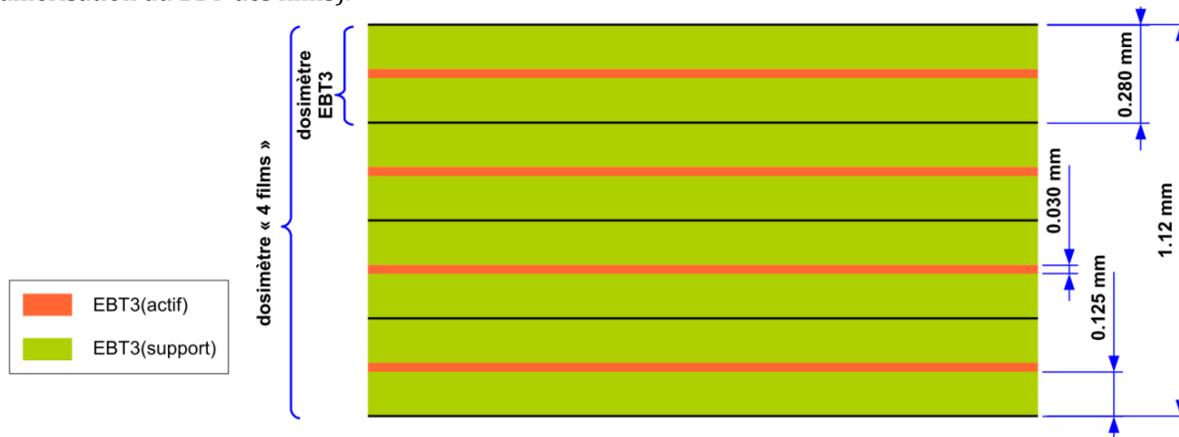


Figure 4.5 : Vue en coupe du dosimètre « 4 films ».

b. Évaluation des incertitudes de mesure

La méthodologie à mettre en œuvre pour évaluer les incertitudes de mesure consiste, dans un premier temps, à analyser le processus de mesure dans son ensemble et à recenser l'ensemble des facteurs influant sur le résultat produit par le processus de mesure ; puis à établir le bilan des causes d'erreur en déterminant la façon de quantifier l'influence de chaque facteur et à les quantifier. Enfin, il s'agit d'appliquer la loi de propagation des incertitudes [GUM, 2008].

i. Rappels

La grandeur physique mesurée est appelée le « mesurande » : on la note D dans le cadre de notre étude car cette grandeur physique est la dose qui est mesurée à l'aide du protocole utilisant les films EBT3. L'ensemble des opérations permettant de déterminer expérimentalement une ou plusieurs valeurs du mesurande est appelé « mesurage ». La valeur vraie (M_{vrai}) du mesurande est la valeur obtenue si le mesurage était parfait, cette valeur n'est jamais connue puisqu'un mesurage n'est jamais parfait. Le résultat du mesurage (M) (ou résultat de mesure) est un ensemble de valeurs attribuées à un mesurande, qu'il est possible d'indiquer par un intervalle des valeurs probables du mesurande associé à un niveau de confiance. On appelle m la mesure de la valeur du mesurande. Les grandeurs physiques autres que le mesurande qui influencent le résultat du mesurage sont appelées grandeurs d'influence.

❖ Définition des erreurs de mesure

L'erreur de mesure (E) est la différence entre la valeur mesurée d'une grandeur et la valeur vraie. La valeur vraie n'étant jamais connue, on utilise une valeur de référence M_{ref} étant la meilleure estimation connue de la valeur vraie (4.7) (dans nos expériences, elle correspond à la dose délivrée par les installations d'irradiation du laboratoire qui sont étalonnées à l'aide de détecteur de référence).

$$E = m - M_{\text{vrai}} \approx m - M_{\text{ref}} \quad (4.7)$$

Si on effectue N mesures m_i dans des conditions de répétabilité, alors le meilleur estimateur de la valeur du mesurande est la valeur moyenne $\langle m \rangle$ des N mesures (4.8).

$$\langle m \rangle = \frac{1}{N} \times \sum_{i=1}^N m_i \quad (4.8)$$

L'**erreur aléatoire** (E_a) sur une mesure m_i est le résultat d'un mesurage moins la moyenne d'un nombre infini de mesurages effectués dans des conditions de répétabilité. Un nombre infini de mesures n'étant pas réalisable, il est seulement possible de déterminer une **estimation** de l'erreur aléatoire selon (4.9).

$$E_a = m_i - \langle m \rangle_{N=\infty} \approx m_i - \langle m \rangle_{N \text{ grand}} \quad (4.9)$$

L'**erreur systématique** (E_s) est donnée par l'équation (4.10). Il est seulement possible de déterminer une estimation de cette erreur car la vraie valeur du mesurande n'est jamais connue et il n'est pas possible de réaliser un nombre infini de mesures.

$$E_s = \langle m \rangle_{N=\infty} - M_{\text{vrai}} \approx \langle m \rangle_{N \text{ grand}} - M_{\text{ref}} \quad (4.10)$$

L'erreur de mesure E peut alors s'écrire selon (4.11) avec une composante liée à une erreur aléatoire et une composante liée à l'erreur systématique (appelée également erreur de justesse).

$$E = E_a + E_s \quad (4.11)$$

La « **fidélité** » ou la **précision** d'un instrument (ou d'une chaîne de mesure) est son aptitude à donner des valeurs exemptes d'erreur aléatoire, tandis que la « **justesse** » d'un instrument est son aptitude à donner des valeurs exemptes d'erreur systématique. L'**exactitude** est l'aptitude de l'instrument à être à la fois « fidèle » et « juste ».

❖ **Incertitude de mesure**

L'incertitude de mesure $U(m)$ est un paramètre que l'on associe au résultat d'un mesurage et qui reflète l'impossibilité de connaître exactement la valeur du mesurande. L'incertitude de mesure représente un encadrement de l'erreur de mesure avec un niveau de confiance donné. Le résultat d'une mesure est alors donné sous la forme d'un intervalle des valeurs probables du mesurande $[m - U(m) ; m + U(m)]$ associé à un niveau de confiance. $U(m)$ est également appelée **incertitude absolue** et $U(m)/|m|$ est appelée **incertitude relative**.

L'évaluation des incertitudes de mesure peut se faire par des méthodes statistiques lorsqu'il est possible de réaliser une série d'observations ; on parle alors d'**évaluation de type A**. Dans le cas où une analyse statistique n'est pas possible, l'incertitude est alors évaluée par des méthodes analytiques en se basant sur des informations obtenues dans la littérature, des spécifications constructeurs, des phénomènes physiques etc. ; on parle alors d'une **évaluation de type B**. Dans le cadre de ce travail, les évaluations des incertitudes ont été réalisées par des évaluations de type A.

Dans ce cas, la meilleure estimation du résultat de la mesure est donnée par la moyenne arithmétique (4.8) ainsi $m = \langle m \rangle$, et l'incertitude de mesure associée à la valeur moyenne s'exprime à l'aide de l'écart-type sur la valeur moyenne noté $u(m)$ (qu'on appelle également **incertitude-type**).

❖ **Évaluation de type A et écart-type de répétabilité d'une grandeur physique**

Soit la grandeur physique X (dans le cadre de notre étude cette grandeur physique est une valeur de pixel PV issue des images numérisées à l'aide du scanner V700). La **distribution statistique** de cette grandeur peut être caractérisée par sa **moyenne noté μ** et son **écart-type noté σ** .

On note (x_1, x_2, \dots, x_p) un p -échantillon de X , les p mesures x_1, x_2, \dots, x_p constituent **un échantillon** des valeurs prises par la grandeur physique X . La meilleure estimation de la moyenne de la distribution statistique de X est donnée par la **moyenne arithmétique $\langle x \rangle$** calculée selon l'équation (4.12) tandis que la meilleure estimation de l'écart-type de la distribution est donnée par l'**écart-type expérimental d'une mesure $s(X)$** , également appelé **écart-type de répétabilité**, se calculant selon l'équation (4.13) (à ne pas confondre avec l'écart-type sur la valeur moyenne).

$$\langle x \rangle = \frac{1}{p} \times \sum_{i=1}^p x_i \quad (4.12)$$

$$s(X) = \sqrt{\frac{1}{p-1} \times \sum_{i=1}^p (x_i - \langle x \rangle)^2} \quad (4.13)$$

Lorsque la taille de l'échantillon est grande on peut écrire les équations (4.14). Dans ce travail, on s'arrangera pour toujours avoir un échantillon suffisamment grand et on utilisera donc la notation « σ » pour l'écart-type d'un échantillon.

$$\begin{cases} \mu = \lim_{p \rightarrow \infty} \langle x \rangle \approx \langle x \rangle \\ \sigma = \lim_{p \rightarrow \infty} s(X) \approx s(X) \end{cases} \quad (4.14)$$

❖ Propagation des distributions

Si le mesurande D est fonction de plusieurs grandeurs physiques X_j indépendantes, ayant pour écart-type σ_j alors l'écart-type sur D (noté σ_D) est donné par la formule de propagation des écarts-types (4.15).

$$\sigma_D = \sqrt{\sum_{j=1}^p \left(\frac{\partial D}{\partial X_j} \right)^2 \sigma_j^2} \quad (4.15)$$

Il n'est pas toujours possible de connaître analytiquement la fonction reliant le mesurande D aux grandeurs physiques X_j . On peut cependant réaliser une simulation numérique (méthode « Monte Carlo ») afin de propager les différentes distributions X_j , pour ainsi évaluer la distribution statistique du mesurande D. Dans l'étude présentée dans ce chapitre, on fait l'hypothèse que les grandeurs physiques suivent une loi de distribution gaussienne. L'essentiel du travail va être d'estimer la valeur de σ_D liée au protocole de mesure. La connaissance de cet écart-type permettra ensuite de déterminer l'incertitude-type sur la valeur moyenne de N mesurages de D selon l'équation (4.16). Le coefficient de Student n'intervient pas dans cette équation car σ_D est l'écart-type sur le mesurande et non l'écart-type expérimental d'un petit échantillon de valeurs expérimentales du mesurande.

$$u(\langle m \rangle) = \frac{\sigma_D}{\sqrt{N}} \quad (4.16)$$

ii. Sources d'incertitude du protocole

❖ Diagramme des 5 M spécifique à l'étude

Afin d'identifier les sources d'incertitude d'un processus de mesure, un outil appelé diagramme des « 5 M » (également appelé diagramme causes - effets) proposé par Kaoru Ishikawa est utilisé en métrologie [Kindlarski, 1984]. Il permet de structurer sous forme d'un diagramme les différentes sources d'incertitudes en les regroupant en 5 catégories. Les 5 catégories sont les suivantes :

- Méthode : il s'agit de toute la logique du processus mis en œuvre (mode opératoire, opérations de calculs ...).
- Matière : il s'agit de l'élément qui fait l'objet du processus de mesure.
- Moyens : il s'agit des instruments et des étalons utilisés dans les méthodes de comparaison, et plus généralement de tout ce qui est matériellement nécessaire et qui n'est pas considéré dans la catégorie précédente.
- Main-d'œuvre : il s'agit des sources d'incertitude dues au facteur humain.
- Milieu : il s'agit de l'environnement dans lequel on travaille (typiquement la température, la pression, les vibrations, ...).

La Figure 4.6 présente, sous forme d'un diagramme « 5 M », un bilan non exhaustif des sources d'incertitude qui peuvent avoir un effet sur la mesure de la dose à l'aide d'un protocole associant les films radiochromiques EBT3 et le scanner V700. Dans ce chapitre, nous présentons plus particulièrement les études de la stabilité et de l'homogénéité de réponse surfacique du V700, le gain dû à la méthode de correction par « soustraction du BDF », l'impact de la lumière ambiante, l'homogénéité des films EBT3 ainsi que leur réponse en dose, en énergie et angulaire.

L'incertitude sur la dose délivrée par les différentes installations n'est pas prise en compte dans cette étude : on s'intéresse seulement à l'incertitude liée au système de mesure {film EBT3 + scanner V700 + outil d'analyse}. Pour une expérience donnée, les erreurs systématiques sur la dose délivrée par les installations sont prises en compte dans l'étalonnage des films, qui est réalisé à chaque fois dans les mêmes conditions que le film utilisé pour la mesure, et l'erreur aléatoire sur la dose délivrée est négligeable (incertitude-type estimée à 0.4 mGy pour l'irradiateur au Cobalt-60 utilisé dans ce travail).

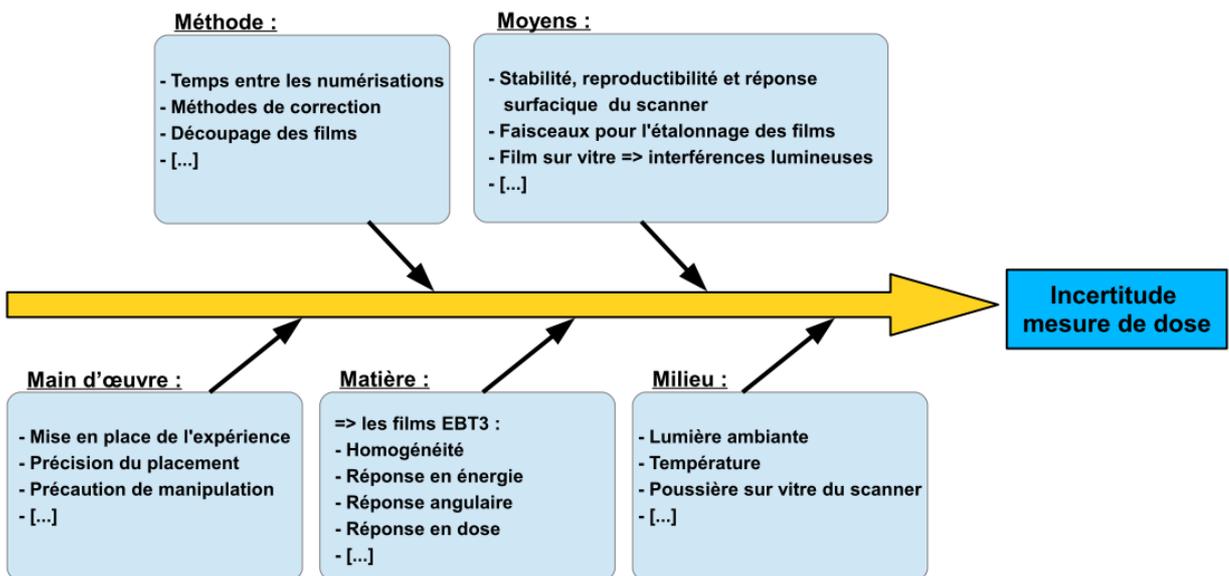


Figure 4.6 : Diagramme des « 5 M » résumant les grandeurs influençant la mesure de la distribution de dose selon le protocole de dosimétrie par films radiochromiques associés au scanner V700.

❖ **Composition des écarts-types et régions d'intérêt utilisées**

La valeur de pixel donnée par la numérisation des films à l'aide du V700 peut être modélisée par l'équation (4.17), où les variables E_1 à E_p représentent les différentes **composantes indépendantes** de l'erreur δPV . PV_0 est la valeur de pixel dans le cas d'un mesurage parfait.

$$PV = PV_0 + \delta PV = PV_0 + E_1 + E_2 + \dots + E_p \tag{4.17}$$

Dans ce cas, l'écart-type total sur PV et les écarts-types de chaque composante indépendante de l'erreur sont reliés par l'équation (4.18).

$$\sigma^2(PV) = \sigma^2(E_1) + \sigma^2(E_2) + \dots + \sigma^2(E_p) \tag{4.18}$$

Trois tailles de régions d'intérêt (ROI) pour la détermination des valeurs de pixel ont été définies :

- ROI_{5pix} correspond à une surface carrée de l'image de 5 pixels par 5 pixels. Les valeurs de pixel moyennées sur cette surface sont notées **PV_{5pix}**. Cette ROI est représentative de l'unité de surface utilisée pour la détermination de la valeur de pixel pour la distribution de dose. Aucun effet volume n'avait été observé avec un VA de 0.4 mm de rayon pour le champ de 5 mm de diamètre dans les conditions de mesure du chapitre 2 pour le CyberKnife, ce qui correspond à un VA de ~5 pixels de diamètre pour une résolution de numérisation de 150 dpi.
- ROI_{4mm} correspond à une surface circulaire de 4 mm de diamètre. Les valeurs de pixel moyennées sur cette surface sont notées **PV_{4mm}**. Cette ROI est représentative de la surface utilisée pour la détermination de la valeur de pixel pour les films d'étalonnage.

- ROI_{1cm} correspond à une surface carrée de 1 cm par 1 cm. Les valeurs de pixel moyennées sur cette surface sont notées PV_{1cm} . Cette ROI est utilisée uniquement pour l'étude des différents paramètres d'influence.

iii. Propagation des distributions sur le mesurande

La mesure de la dose est fonction des valeurs de pixel lues pour les films d'étalonnage et le film utilisé pour la mesure (4.19). Cela signifie que la valeur de l'écart-type sur $D(\text{meas})$ est elle-même fonction de l'écart-type sur $PV(\text{cal})$ et $PV(\text{meas})$ (4.20) d'après l'équation (4.15). Cette fonction qui traduit les étapes du processus du mesurage présentées sur la Figure 4.2 n'est pas simple à exprimer analytiquement. Une simulation a donc été réalisée, dans MatLab, afin de propager les distributions de $PV(\text{cal})$ et $PV(\text{meas})$ sur $D(\text{meas})$ en appliquant les étapes présentées dans la Figure 4.8. L'écart-type σ_D a été calculé dans notre étude pour les valeurs $D_0(\text{meas})$ de 0.0, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0 et 4.0 Gy. À noter que $\sigma_{\text{cal}}(PV)$ et $\sigma_{\text{meas}}(PV)$ sont elles-mêmes fonction des grandeurs d'influence présentées dans la Figure 4.6. La méthode de détermination de la valeur de ces deux écarts-types est présentée par la suite.

$$D(\text{meas}) = \text{fonction}(PV(\text{cal}), PV(\text{meas})) \quad (4.19)$$

$$\sigma_D = \text{fonction}(\sigma_{\text{cal}}(PV), \sigma_{\text{meas}}(PV)) \quad (4.20)$$

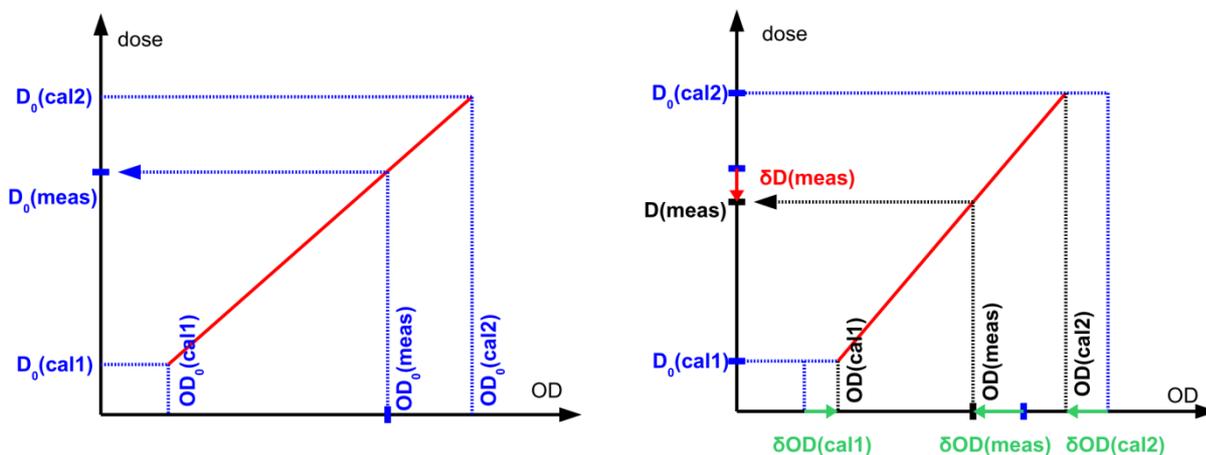


Figure 4.7 : Schéma illustrant la simulation de la propagation des distributions des PV sur la dose (cas où le mesurage est parfait à gauche et modélisation d'une mesure à droite).

Tableau 4.1 : Valeurs des $PV_0(\text{cal})$ utilisées en fonction de la dose et valeurs tronquées des $OD_0(\text{cal})$ correspondant pour modéliser la courbe d'étalonnage des films.

Dose $D_0(\text{cal})$ (Gy)	$PV_0(\text{cal})$	$OD_0(\text{cal})$
0.0	45838	0.1552
0.5	38785	0.2278
1.0	33978	0.2853
1.5	30599	0.3308
2.0	28077	0.3681
2.5	26099	0.3998
3.0	24488	0.4275
3.5	23139	0.4521
4.0	21984	0.4744
4.5	20979	0.4947

Étapes de la simulation pour une valeur donnée de $D_0(\text{meas})$:

On fait l'hypothèse que les grandeurs physiques suivent une loi de distribution gaussienne.

Cas du film EBT3

- 1) Pour chaque point « i » de la courbe d'étalonnage, on réalise un tirage aléatoire de PV(cal i) selon une distribution gaussienne centrée en PV_0 et d'écart-type $\sigma_{\text{cal}}(PV_{4\text{mm}})$. Pour notre simulation, les points vont de 0.0 Gy à 4.5 Gy et les valeurs des PV_0 correspondantes sont données dans le [Tableau 4.1](#).
- 2) On réalise un tirage aléatoire de PV(meas) selon une distribution gaussienne centrée en $PV_0(\text{meas})$ et d'écart-type $\sigma_{\text{meas}}(PV_{5\text{pix}})$, $\sigma_{\text{meas}}(PV_{\text{corr},5\text{pix}})$ ou $\sigma_{\text{center}}(PV_{\text{corr},5\text{pix}})$ selon que l'on souhaite connaître l'écart-type σ_D pour, respectivement, une mesure de distribution de dose sans correction du BDF, une mesure de distribution de dose avec correction du BDF ou pour une mesure « ponctuelle » au centre de la zone de scan.
- 3) Les OD(cal i) ainsi que l'OD(meas) sont calculés selon l'équation (4.21).

$$OD = -\log\left(\frac{PV}{2^{16} - 1}\right) = OD_0 + \delta OD \quad (4.21)$$

- 4) Une courbe d'étalonnage est générée à partir des OD(cal i). Une illustration est donnée sur la [Figure 4.7](#).
- 5) La valeur de la dose mesurée D(meas) est déterminée à partir de la courbe d'étalonnage et de la valeur d'OD(meas). Cette valeur est alors enregistrée, et on recommence la simulation à partir de l'étape 1) jusqu'à atteindre un nombre suffisant de tirages sur D. Dans cette étude, le nombre de simulations était de 10^4 .
- 6) Pour finir, l'écart-type σ_D est calculé sur l'ensemble des valeurs de D(meas).

Cas du dosimètre « 4 films »

Le calcul de σ_D pour le dosimètre « 4 films » est identique à la simulation précédente sauf que :

- 4 tirages aléatoires de PV sont effectués à l'étape 1 pour chaque point de la courbe d'étalonnage, la valeur de PV(cal i) est alors la moyenne de ces 4 valeurs.
- 4 tirages aléatoires de PV sont effectués à l'étape 2, la valeur de PV(meas) est alors la moyenne de ces 4 valeurs.

Figure 4.8 : Simulation de la propagation des distributions des grandeurs PV sur le mesurande D.

c. Étude des paramètres influençant la mesure de distribution de dose à l'aide d'un protocole associant les films radiochromiques EBT3 et le scanner V700

Le but principal de cette partie du travail est d'estimer les valeurs de $\sigma_{\text{cal}}(PV)$ et $\sigma_{\text{meas}}(PV)$ en étudiant les principales grandeurs d'influence sur le protocole de mesure sachant que le protocole vise à établir une distribution de dose 2D sur une surface d'environ 10 cm × 10 cm.

i. Caractérisation de la réponse du scanner V700

Avant d'étudier les films EBT3, nous nous sommes attachés à caractériser l'instrument qui permet la lecture de l'OD(Z,X) des films, c'est-à-dire le scanner V700. Les films radiochromiques étant sensibles aux scans successifs [Paelinck et al., 2007], nous avons utilisé un film semi-transparent de couleur marron (appelé film neutre dans la suite de l'étude) ayant une valeur d'OD(Z,X) constante dans le temps (l'homogénéité de l'OD n'est cependant pas garantie, la position de la ROI sur le film doit donc rester la même).

Plusieurs paramètres d'influence ont été étudiés comme la présence de poussière sur la vitre, l'influence de la lumière ambiante ou de la température de la salle lors des numérisations, mais seuls les paramètres les plus influents sont présentés ici ; à savoir la répétabilité de mesure du scanner V700 et l'homogénéité de la réponse surfacique.

❖ *Répétabilité de mesure du V700*

Il est connu que, pour certains scanners, il est nécessaire d'effectuer un certain nombre de scans « à blanc » afin que celui-ci se stabilise [Devic et al., 2005] [Paelinck et al., 2007] [Ferreira et al., 2009]. Si la valeur des PV n'est pas suffisamment stable au cours du temps, alors l'étude des EBT3 et la mise en place d'un protocole de dosimétrie fiable n'est pas possible. La répétabilité de mesure ponctuelle du V700 a été caractérisée et quantifiée en numérisant successivement le film neutre, de dimension 10 cm × 10 cm, placé sur le support en PMMA correspondant et immobile tout le long de l'expérience.

Ces numérisations successives ont été automatisées à l'aide du logiciel AutoMate (version 7). La numérisation du film neutre commençait avec le scanner « à froid » et un grand nombre de numérisations (de l'ordre de plusieurs centaines) étaient réalisées successivement. L'expérience a été reproduite à différents jours afin de s'assurer de la reproductibilité de la stabilité.

Les images numérisées du film neutre ont ensuite été analysées avec MatLab afin de récupérer la valeur moyennée des pixels dans une ROI_{5pix}, une ROI_{4mm} et une ROI_{1cm} localisées au centre.

Les écarts-types $\sigma_{\text{stab}}(\text{PV}_{5\text{pix}})$, $\sigma_{\text{stab}}(\text{PV}_{4\text{mm}})$ et $\sigma_{\text{stab}}(\text{PV}_{1\text{cm}})$, correspondant à l'écart-type de la valeur des ROI_{5pix}, ROI_{4mm} et ROI_{1cm} respectivement, ont été calculés.

❖ *Homogénéité de la réponse surfacique du V700*

La réponse surfacique des scanners n'est pas homogène. En outre, celle-ci dépend de la valeur de l'OD, du canal de couleur, du type de média et bien entendu du scanner lui-même. Cependant, il a été montré que pour des mesures dans le canal rouge, la réponse à une position donnée sur le scanner était identique pour différentes valeurs d'OD pour les films EBT [Paelinck et al., 2007] et pour les films EBT2 [Richley et al., 2010]. Le protocole visant à mesurer une distribution de dose en 2D, l'uniformité de la réponse surfacique du V700 doit être étudiée afin de définir une zone de mesure sur la surface vitrée présentant une bonne homogénéité. Pour cela, 35 positions (5 selon l'axe X et 7 selon l'axe Z) ont été définies à l'aide d'un masque en papier placé sur la surface vitrée du scanner (Figure 4.9). Un film neutre de 3 cm × 3 cm a été utilisé avec une marque au stylo indélébile en son centre, afin de sélectionner par la suite exactement la même ROI_{1cm} centrée en ce point sur le film. La valeur moyenne des pixels de la ROI_{1cm} a été extraite avec le logiciel ImageJ.

Des numérisations successives ont été réalisées. Le film neutre a été placé sur le masque selon le quadrillage du masque en papier, les bords du film neutre sont posés sur le cadre en papier pour avoir un léger gap d'air entre le film et la surface vitrée du V700, afin d'éviter d'avoir des interférences lumineuses du type anneaux de Newton. À chaque numérisation le film était déplacé d'une case.

L'écart par rapport au centre (en rouge sur la Figure 4.9) pour chaque position sur la vitre a été quantifié en termes de PV. L'expérience a été reproduite avec 3 autres films neutres et la valeur moyenne des écarts de chaque position a été calculée.

L'écart-type $\sigma_{\text{surf}}(\text{PV})$ correspondant à l'homogénéité du scanner a alors pu être déterminé selon l'équation (4.22) en calculant l'écart-type σ_{exp} des valeurs de l'expérience et en retirant la composante de l'erreur sur la stabilité de numérisation d'une $\text{ROI}_{1\text{cm}}$.

$$\sigma_{\text{surf}}(\text{PV}) = \sqrt{\sigma_{\text{exp}}^2(\text{PV}_{1\text{cm}}) - \sigma_{\text{stab}}^2(\text{PV}_{1\text{cm}})} \quad (4.22)$$

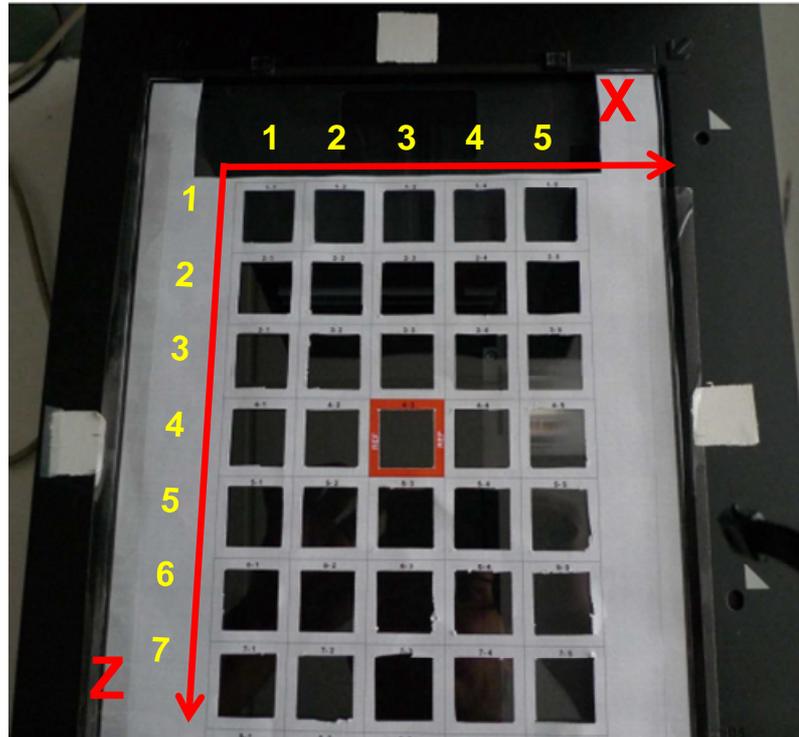


Figure 4.9 : Photographie du masque utilisé pour l'étude de l'homogénéité de la réponse surfacique du scanner V700.

ii. Caractérisation des films EBT3

Concernant les films EBT3, plusieurs paramètres d'influence ont été étudiés comme l'influence de l'orientation, d'une petite rotation lors de la numérisation ou de l'homogénéité du film près des bords de découpage mais seules l'influence de la lumière, la réponse en fonction de la dose, l'homogénéité des films, la réponse angulaire et la réponse en fonction de l'énergie sont présentées dans ce manuscrit.

❖ Réponse en fonction de la dose des films EBT3

Afin d'étudier la réponse en fonction de la dose des films EBT3, deux courbes d'étalonnages ont été réalisées à l'aide de l'irradiateur au Cobalt-60 installé au laboratoire dont le faisceau est étalonné en kerma air à l'aide d'une chambre de référence (PTW 31010). Pour cela, des films EBT3 de 10 cm × 10 cm ont été placés individuellement derrière une plaque de PMMA de 4 mm d'épaisseur afin d'assurer l'équilibre électronique (Figure 4.10). La première courbe d'étalonnage a été réalisée en irradiant un film de 10 mGy à 100 mGy par pas de 10 mGy. La seconde a été réalisée en irradiant un film de 0.5 à 4.0 Gy par pas de 0.5 Gy.

Les valeurs de PV ont été déterminées pour une $\text{ROI}_{1\text{cm}}$ placée au centre du film. Les valeurs des PV dans le canal vert et le canal bleu (en plus de l'habituel canal rouge utilisé tout au long de cette étude) ont été récupérées et les deux courbes d'étalonnages ont été établies, à la fois pour la méthode utilisant la correction par « soustraction du BDF » et pour la méthode de correction « multicanaux ».

Ensuite, 6 films (d'une taille de 10 cm × 10 cm) ont été irradiés à des doses « inconnues » (c'est-à-dire que la dose n'est connue qu'après avoir réalisé la détermination de la valeur de la dose reçue par le film selon la méthode d'analyse) dans la gamme de dose allant de 10 à 100 mGy et 4 autres films ont été irradiés dans la gamme de dose allant de 0.5 à 4.0 Gy. La valeur de PV, pour une ROI_{1cm} placée au centre du film, a été calculée et la dose a été déterminée à l'aide de la courbe d'étalonnage correspondant soit, celle de la méthode de correction par « soustraction du BDF » et celle de la méthode de correction « multicanaux ».

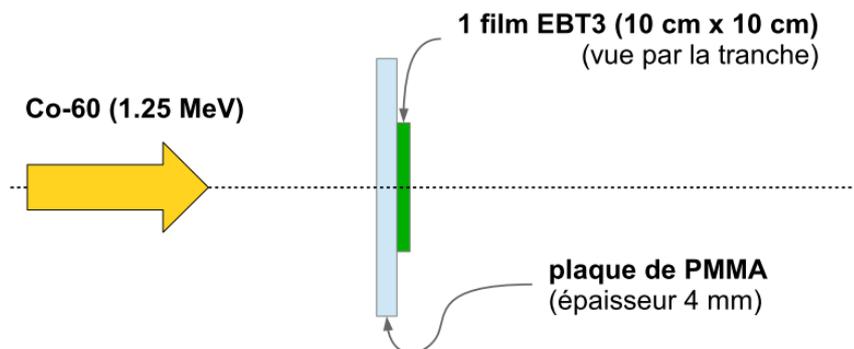


Figure 4.10 : Représentation schématique de l'irradiation d'un film avec l'irradiateur Cobalt-60.

❖ *Influence du passage répété de la lampe du scanner et de la lumière ambiante sur un film EBT3*

Les films radiochromiques sont des dosimètres qui ne réagissent pas seulement aux rayonnements ionisants mais également à la lumière et la température. En effet, après des scans répétés, une augmentation de la densité optique a été observée pour les films EBT et attribuée, d'une part, à l'élévation de la température au niveau de la vitre du scanner [Lynch et al., 2006] et, d'autre part, à l'exposition aux UV venant de la lampe [Paelinck et al., 2007].

L'influence du passage de la lampe du scanner a été évaluée en plaçant 6 films EBT3 de 3 cm × 3 cm sur la surface du scanner à l'aide du support dédié (annexe Figure 4.22) et en les numérisant de manière répétée une dizaine de fois. La variation moyenne en PV en fonction du nombre de numérisations a ensuite été évaluée pour les ROI_{1cm} centrées sur les films 3 cm × 3 cm.

L'influence de la lumière ambiante a été évaluée en plaçant 18 films EBT3 de 3 cm × 3 cm, non irradiés, à la lumière d'un néon allumé en continu dans une salle sans fenêtre, 18 autres films EBT3 ont été exposés à la lumière du soleil en été et 18 autres films EBT3 ont été gardés dans l'obscurité. La valeur d'une ROI_{1cm} centrée sur le film a été déterminée, pour chaque film, avant exposition. L'évolution de la valeur de cette même ROI_{1cm} a été déterminée au bout d'un jour, d'une semaine et de deux mois d'exposition.

❖ *Étude de l'homogénéité des films EBT3 non-irradiés*

Afin d'étudier l'homogénéité des films non-irradiés, sept feuilles d'EBT3 ont été découpées afin de préparer 28 films de 10 cm × 10 cm dont 7 issus de la zone A, 7 de la zone B, 7 de la zone C et 7 de la zone D (Figure 4.3). Les films ont été numérotés de 1 à 7 de manière à garder l'information sur le numéro de feuille, ainsi chaque film est identifié par sa zone sur la feuille (A, B, C ou D) et par son numéro de feuille. Le BDF de chaque film a été numérisé dans l'ordre (A1, B1, C1, D1, A2, B2, ... D7). Les valeurs de PV de 121 ROI_{5pix} réparties sur la surface des films 10 cm × 10 cm ont été déterminées pour chaque film (Figure 4.11, gauche). Des écarts-types entre ROI_{5pix} et entre moyenne de ROI_{5pix} ont été calculés afin d'étudier la dispersion des valeurs au sein même d'un film 10 cm × 10 cm (intra film), entre les films 10 cm × 10 cm (inter film) issus d'une même feuille et entre les 7 feuilles d'EBT3 (inter feuille). L'écart-type sur l'ensemble des ROI_{5pix} a également été évalué (inter+intra films). Ce dernier écart-type (c'est-à-dire inter+intra films) a également été calculé pour des ROI_{4mm} situées au centre des films (Figure 4.11, droite).

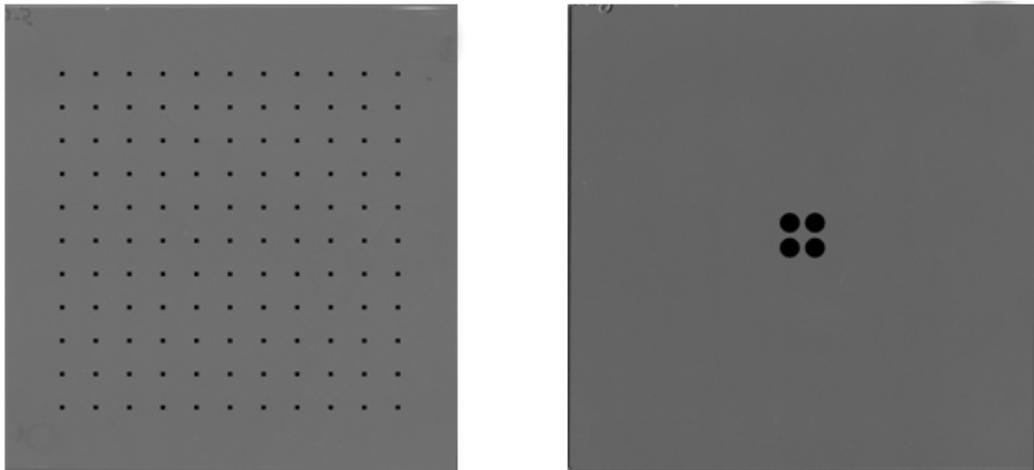


Figure 4.11 : Positions sur le film EBT3 « 10 cm × 10 cm » des ROI_{5pix} (à gauche) et des ROI_{4mm} (à droite).

❖ *Étude de l'homogénéité des films EBT3 irradiés*

Les 28 films précédents, dont le bruit de fond a été numérisé, ont été utilisés pour étudier l'homogénéité des films après irradiation. Nous avons réalisé des lots de 4 films issus d'une zone différente et avec un numéro de feuille choisi de manière à **avoir pour chaque lot un échantillon (au sens statistique) de 4 films le plus représentatif de l'ensemble des films**. Exemple de lot : (B1, D3, A5, C7).

Les 4 films du premier lot ont été irradiés individuellement de manière uniforme à une dose de 0.5 Gy à l'aide de l'irradiateur au Cobalt-60 (Figure 4.10). La même chose a été réalisée avec les autres lots pour une dose de 1.0 Gy, 2.0 Gy, 3.0 Gy et 4.0 Gy (deux lots ont été utilisés pour le 4.0 Gy). Les films EBT3 ont ensuite été reclassés dans l'ordre et numérisés à nouveau à l'aide du V700.

Les valeurs de PV des 121 ROI_{5pix} de l'expérience précédente ont été déterminées pour les différents films EBT3 irradiés (Figure 4.11, gauche). Les valeurs de PV des 4 ROI_{4mm} au centre du film (Figure 4.11, droite) ont été déterminées pour les différents films.

Les valeurs de PV corrigées du BDF pour les différentes ROI précédentes ont été calculées selon l'équation (4.5) et différents écarts-types ont été évalués afin d'être représentatifs de différentes situations de mesures et pour les différents niveaux de dose. La définition des écarts-types calculés est donnée dans le Tableau 4.2, ces écarts-types vont être utilisés par la suite pour évaluer l'écart-type de la distribution du mesurande D. Deux de ces écarts-types sont calculés sans la correction du BDF afin d'évaluer le gain qu'apporte la méthode de correction par « soustraction du BDF » sur la mesure de la distribution de dose.

Tableau 4.2 : Définition des écarts-types utilisés dans la propagation des distributions sur la mesure de dose.

Notation	zone sur le film	ROI	correction BDF	utilisation
$\sigma_{\text{meas}}(\text{PV}_{5\text{pix}})$	surface	5 pix	non	distribution de dose sans BDF
$\sigma_{\text{cal}}(\text{PV}_{4\text{mm}})$	centre	4 mm	non	courbe d'étalonnage sans BDF
$\sigma_{\text{meas}}(\text{PV}_{\text{corr},5\text{pix}})$	surface	5 pix	oui	distribution de dose
$\sigma_{\text{cal}}(\text{PV}_{\text{corr},4\text{mm}})$	centre	4 mm	oui	courbe d'étalonnage
$\sigma_{\text{center}}(\text{PV}_{\text{corr},5\text{pix}})$	centre	5 pix	oui	mesure des OF (petit champ)

❖ Dépendance angulaire

L'objectif final étant la mesure de distribution de dose en mini-faisceaux, les films sont donc destinés à être irradiés par des faisceaux de différentes incidences. L'objectif de l'expérience présentée ici est, dans un premier temps, d'étudier la réponse angulaire des films EBT3 de 10 cm × 10 cm, et dans un deuxième temps, celle du dosimètre « 4 films ».

L'expérience de la réponse angulaire d'un film EBT3 « individuel » et l'expérience de la réponse angulaire du dosimètre « 4 films » sont identiques sauf que, pour la première, chaque film EBT3 est irradié individuellement, alors que pour la seconde, les 4 films EBT3 sont irradiés en même temps. On notera que la seconde expérience est 4 fois plus rapide pour un même nombre de films utilisés. Neuf feuilles d'EBT3 ont été découpées en 10 cm × 10 cm. La numérotation de chaque film a été faite en indiquant sa zone sur la feuille (A, B, C ou D) et le numéro de la feuille. La numérisation du BDF à l'aide du V700 a été réalisée dans l'ordre (A1, B1, C1, D1, A2, B2, ... D9).

Des lots de 4 films 10 cm × 10 cm ont été réalisés, en prenant soin d'avoir un représentant de chaque zone (A, B, C, D) et d'avoir également une provenance répartie sur les 9 feuilles. Cette démarche permet d'avoir un échantillon statistique représentatif de l'ensemble de la population des films découpés. Exactement au centre de chaque film, un point au stylo indélébile a été marqué afin de pouvoir positionner les films à l'isocentre grâce aux lasers de la salle.

Une mini-cuve à eau a été placée dans le champ d'irradiation de 30 cm × 30 cm, à une énergie de 4 MV disponible sur l'accélérateur Elekta du laboratoire. Une chambre de référence (PTW 31010) a été utilisée pour connaître le débit de référence de cette configuration particulière à l'isocentre (Figure 4.12).

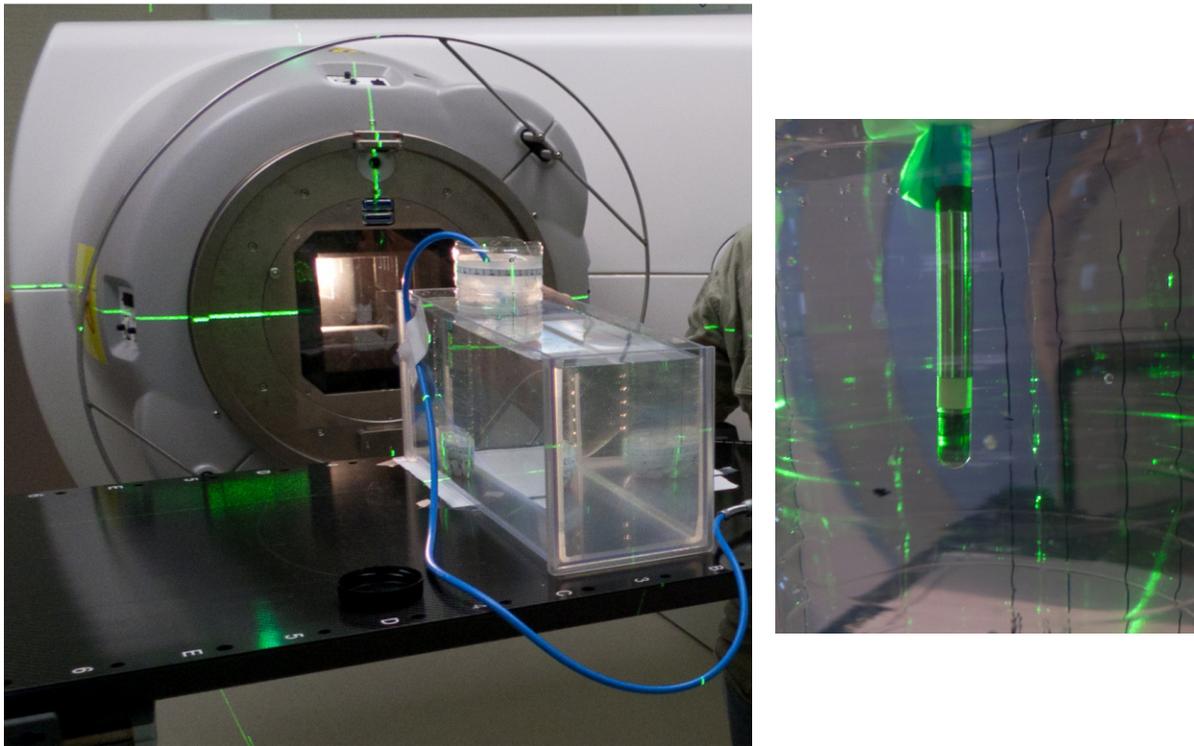


Figure 4.12 : Étalonnage du faisceau à 1.0 Gy à l'isocentre à l'aide d'une chambre d'ionisation de référence (PTW 31010) positionnée à l'aide des lasers de la salle.

Les films EBT3 ont été placés dans une bouteille plastique (Figure 4.13) spécialement découpée pour recevoir les films et également munie de graduations afin de pouvoir repérer l'orientation de la surface du film par rapport à l'axe du faisceau. La bouteille plastique a été lestée dans le fond afin d'assurer sa stabilité, puis remplie d'eau et placée dans la mini-cuve à eau de la Figure 4.12. Les lasers de la salle de traitement ont été utilisés pour positionner correctement le centre des films à l'isocentre (Figure 4.14).

Trois lots de 4 films ont été utilisés afin de réaliser une courbe d'étalonnage de 0.5 à 1.5 Gy par pas de 0.5 Gy, les films étaient alors placés à l'isocentre avec la normale de leur surface à 0°. Puis 7 lots de 4 films ont été utilisés, chaque lot a été irradié à 1.0 Gy mais avec un angle différent en commençant par un angle de 90°, puis 80°, 60°, 45°, 30°, 10° et pour finir 0°.

Les films ont ensuite été reclassés dans l'ordre pour effectuer leur numérisation. La valeur en PV a ensuite été récupérée dans une ROI circulaire d'un diamètre extérieur de 1 cm autour du centre du film tout en évitant le marquage au feutre indélébile (Figure 4.14 droite). Pour chaque angle, la valeur moyenne de la dose déterminée par les 4 films a été déterminée à l'aide de la courbe d'étalonnage et comparée à la dose attendue de 1.0 Gy.



Figure 4.13 : Système de positionnement des films à l'aide d'une bouteille plastique en vue de face (à gauche) et en vue de dessus (à droite).

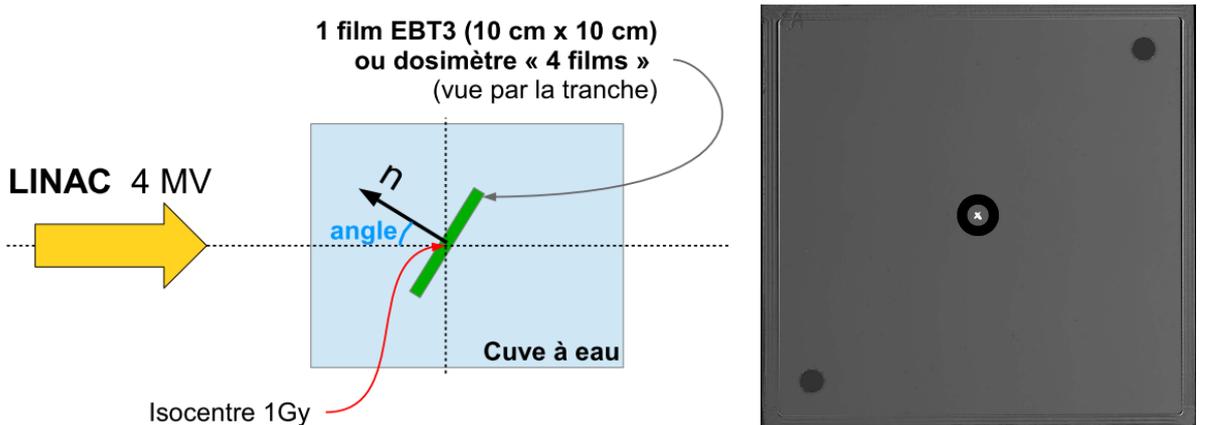


Figure 4.14 : Représentation schématique de l'expérience en vue par-dessus (à gauche). ROI utilisée pour la mesure de dose à l'isocentre (à droite).

❖ Réponse en fonction de l'énergie

L'objectif étant de mesurer des distributions de dose dans et hors du champ d'irradiation, soit dans des zones où le spectre en énergie diffère fortement ; il est nécessaire de connaître la réponse en énergie des films EBT3. Celle-ci a été étudiée à l'aide des générateurs de rayons X mous et X durs disponibles au laboratoire ainsi qu'à l'aide d'un irradiateur au Césium-137. Les qualités de faisceaux qui

ont été utilisées pour irradiations avec les générateurs X sont les séries N-10, N-20, N-40, N-60, N-120, N-200 et N-300 tels qu'ils sont définis dans la norme [ISO 4037-3, 1999]. Cela correspond à des faisceaux présentant des spectres étroits en énergie et correspondant aux énergies moyennes de 8, 16, 33, 48, 100, 164 et 250 keV. Le Césium-137 quant à lui se désintègre en Baryum-137 qui émet un rayonnement γ de 661.7 keV. L'étalonnage des faisceaux est réalisé au laboratoire en kerma dans l'air.

Les feuilles d'EBT3 ont été découpées en films de 3 cm \times 3 cm. Chaque film a été numéroté afin de l'identifier et le BDF de chaque film a été numérisé avec le V700 à l'aide du support prévu pour les films 3 cm \times 3 cm. Des lots de 9 films ont ensuite été réalisés en les prenant de manière aléatoire parmi l'ensemble des films afin d'avoir, à chaque lot, un échantillon représentatif de l'ensemble.

Les 9 films d'un même lot ont été fixés en « suspension dans l'air » à l'aide d'un cadre en plastique et de ruban adhésif comme présenté sur la Figure 4.15. Pour chaque énergie, 9 films d'un lot ont été irradiés avec une dose délivrée de 100 mGy. Une courbe d'étalonnage a été établie, à l'aide de l'irradiateur au Césium-137, pour des doses allant de 20 à 200 mGy par pas de 20 mGy.

L'ensemble des films 3 cm \times 3 cm ont ensuite été placés successivement sur le support pour films 3 cm \times 3 cm puis numérisés avec le V700. La valeur moyenne en PV d'une ROI_{1cm} centrée sur chaque film a été déterminée, puis convertie en dose à l'aide de la courbe d'étalonnage, afin d'estimer la réponse des films EBT3 en fonction de l'énergie. Remarque : cette réponse en énergie n'est pas prise en compte pour l'évaluation des erreurs de mesure par le modèle présenté dans la Figure 4.8.

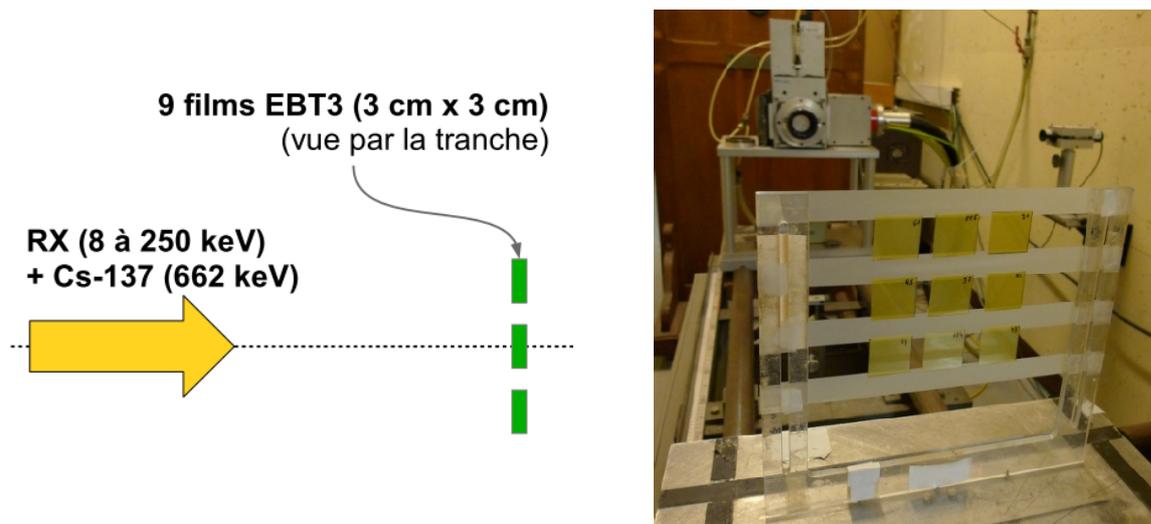


Figure 4.15 : Représentation schématique de l'expérience (à gauche) et photographie de l'installation dans l'axe du faisceau d'irradiation (à droite).

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

a. Caractérisation de la réponse du scanner

i. Stabilité de numérisation

Les Figure 4.16 et Figure 4.17 montrent l'évolution, en fonction du nombre de numérisations effectuées par le V700, de la valeur d'une ROI_{4mm} et d'une ROI_{5pix} mesurées au centre du même film neutre pour trois jours différents. Les paramètres de numérisation sont $T_{\text{aperçu} \rightarrow \text{numérisation}} = 2 \text{ s}$ - $T_{\text{numérisation} \rightarrow \text{aperçu}} = 90 \text{ s}$. Un comportement similaire est obtenu pour les autres jeux de paramètres étudiés ($T_{\text{aperçu} \rightarrow \text{numérisation}}$, $T_{\text{numérisation} \rightarrow \text{aperçu}}$). La première numérisation a toujours été réalisée avec le scanner « à froid ». Les résultats pour des ROI localisées ailleurs qu'au centre sont similaires.

On observe deux phases sur ces deux graphiques :

- La première phase située entre 1 et ~30 numérisations, montre une augmentation de la valeur de pixel sur la ROI du film neutre, ce qui correspond à une phase de « mise en température » du système de mesure.
- La seconde phase située au-delà de ~30 numérisations, montre une stabilisation de la valeur de pixel sur la ROI avec, cependant, un bruit plus important pour la ROI_{5pix} que pour la ROI_{4mm}. Les valeurs de l'écart-type pour les ROI_{1cm}, ROI_{4mm} et ROI_{5pix}, déterminées à partir de la 30^{ème} numérisation, sont données par (4.23), (4.24) et (4.25) respectivement.

$$\sigma_{stab} (PV_{1cm}) = 4 \tag{4.23}$$

$$\sigma_{stab} (PV_{4mm}) = 5 \tag{4.24}$$

$$\sigma_{stab} (PV_{5pix}) = 7 \tag{4.25}$$

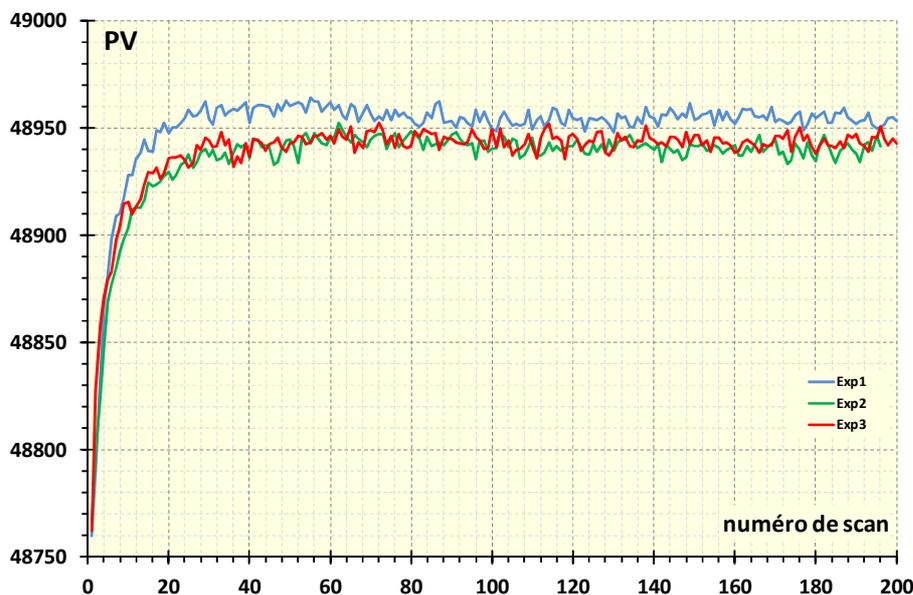


Figure 4.16 : Évolution de la valeur de la ROI_{4mm} dans le canal rouge d'un film neutre en fonction du nombre de numérisations ($T_{aperçu \rightarrow \text{numérisation}} = 2s - T_{\text{numérisation} \rightarrow \text{aperçu}} = 90s$).

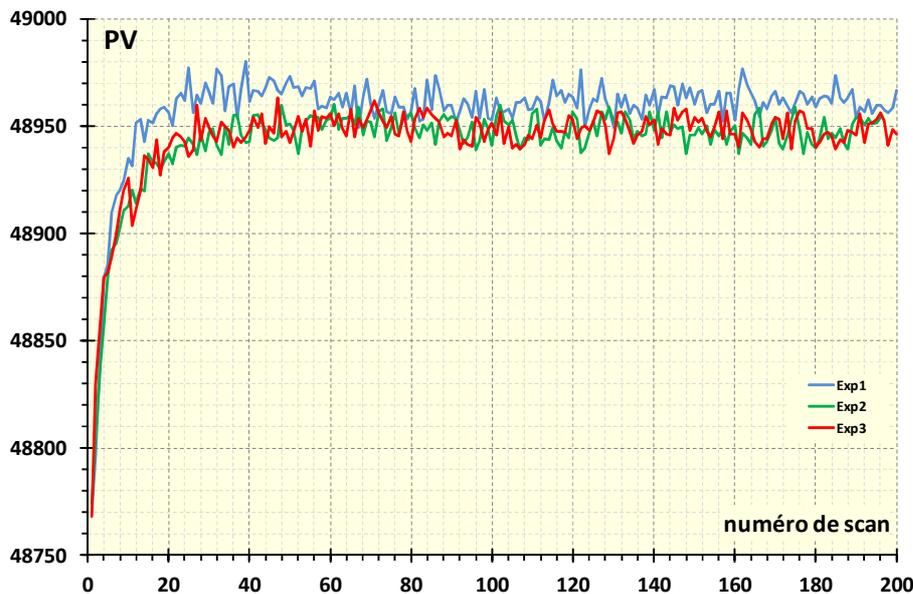


Figure 4.17 : Évolution de la valeur de la ROI_{5pix} dans le canal rouge d'un film neutre en fonction du nombre de numérisations ($T_{aperçu \rightarrow \text{numérisation}} = 2s - T_{\text{numérisation} \rightarrow \text{aperçu}} = 90s$).

Sur l'ensemble des expériences réalisées pour l'étude, le nombre de numérisations nécessaires pour atteindre la stabilité variait entre 10 et 40. Lors du protocole établi précédemment dans le laboratoire [Huet et al., 2012], la stabilisation de la valeur de pixel était obtenue au bout de 5 scans « à blanc ». Cette différence de comportement est attribuée au « vieillissement » du scanner. Cela signifie qu'il est nécessaire de contrôler régulièrement la stabilité du scanner ; c'est la raison pour laquelle deux zones avec des films neutres ont été intégrées au support de numérisation pour les films. On remarque également que la valeur de la ROI ne se stabilise pas nécessairement à la même valeur lorsque l'expérience est reproduite. La non-reproductibilité de la valeur de stabilisation n'est pas problématique du moment que l'ensemble des numérisations, correspondant à l'étalonnage et aux mesures d'une même expérience, est réalisé avec la même « mise en température », c'est-à-dire que l'ensemble des films servant pour une expérience (étalonnage + mesure) doivent être lus en même temps, d'une part, avant irradiation et, d'autre part, après irradiation. Par contre, il est nécessaire de réaliser un minimum de 40 numérisations « à blanc » avant de commencer à numériser les films, afin d'être certain d'avoir atteint le régime stable.

ii. Réponse surfacique du scanner

Le [Tableau 4.3](#) donne l'écart de la valeur d'une ROI_{1cm} d'un film neutre par rapport à la zone centrale en (Z = 4, X = 3) en fonction de la position (Z,X) sur la surface du scanner. Ces valeurs correspondent à la moyenne de 4 expériences ([Tableau 4.13](#)) pour lesquelles des valeurs similaires ont été obtenues.

Dans le sens de déplacement de la lampe, c'est-à-dire selon l'axe Z, la réponse est relativement uniforme alors que dans la direction perpendiculaire, c'est-à-dire selon l'axe X, il y a une augmentation importante de la réponse en particulier sur la partie gauche de la surface de l'ordre de 300 en PV. Ce comportement est comparable à celui obtenu par [Paelinck et al., 2007], [Fuss et al., 2007] et [Richley et al., 2010] avec cependant une différence : pour notre étude, la sur-réponse selon l'axe X est plus importante du côté gauche que du côté droit alors que, dans les autres études, une certaine symétrie est observée. Pour notre application, qui consiste à mesurer une distribution de dose pour des mini-faisceaux, nous nous sommes donc limités à la partie centrale, correspondant à la zone en gris foncé dans le [Tableau 4.3](#), ce qui permet de couvrir la surface du film « 10 cm × 10 cm ». L'écart-type sur la zone d'intérêt est alors 38 en PV, ce qui donne (4.26) pour l'estimation de l'écart-type lié à la réponse surfacique du V700.

$$\sigma_{\text{surf}} (\text{PV}) = \sqrt{(38)^2 - (4)^2} \approx 38 \quad (4.26)$$

Tableau 4.3 : Écart en PV d'une ROI_{1cm} d'un film neutre par rapport à la zone centrale en fonction de la position (Z,X) sur la surface de la vitre du scanner.

Z \ X	1	2	3	4	5
1	+260	-4	+15	-71	+89
2	+267	-27	+11	-46	+38
3	+254	-41	+2	-9	+67
4	+268	-45	0	-15	+64
5	+329	-3	+71	+33	+119
6	+340	+24	+77	+59	+76
7	+344	+64	+133	+117	+172

On peut noter que la réponse surfacique induit une erreur systématique sur les mesures de distribution de dose. Cependant l'utilisation du dosimètre « 4 films » (les 4 films sont placés à 90° l'un de l'autre) permet qu'un point donné de la distribution soit ensuite réparti sur 4 endroits sur la surface du V700 lors des numérisations. La méthode de correction par « soustraction du BDF » est également systématiquement utilisée, ce qui permet théoriquement de compenser la réponse surfacique du V700.

b. Caractérisation de la réponse des films

i. Réponse en dose

❖ Courbes d'étalonnage entre 0.5 et 4.0 Gy

La Figure 4.18 présente les courbes d'étalonnage réalisées dans les trois canaux rouge, vert et bleu pour la gamme de dose allant de 0.5 à 4.0 Gy délivrée au Cobalt-60. Une fonction polynomiale d'ordre 3 est utilisée afin de réaliser une régression et ainsi permettre d'exprimer la dose en fonction de l'OD, dans chacun des trois canaux. On peut noter qu'une fonction polynomiale d'ordre 3 permet une bonne interpolation des différents points pour l'ensemble des canaux.

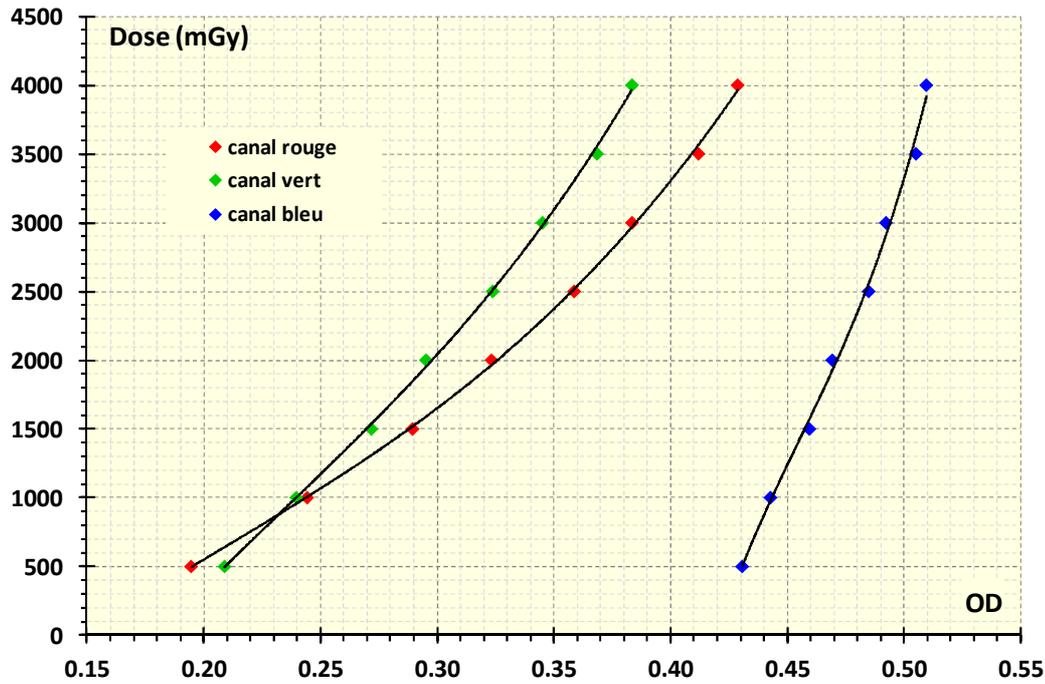


Figure 4.18 : Courbes d'étalonnage pour le canal rouge, vert et bleu dans la gamme de dose allant de 0.5 à 4.0 Gy délivrée au Cobalt-60.

❖ Courbes d'étalonnage entre 10 et 100 mGy

La Figure 4.19 présente les trois courbes d'étalonnage réalisées dans les canaux rouge, vert et bleu pour la gamme de dose allant de 10 à 100 mGy. Une fonction affine est utilisée afin de réaliser une régression. Dans les canaux rouge et vert, on peut voir que la dose augmente de façon linéaire avec la densité optique, ce qui se modélise bien par une fonction affine : le « coefficient de détermination » R^2 est de 0.99 et 0.98 dans le canal rouge et vert respectivement. Par contre, l'OD mesurée dans le canal bleu présente un bruit important, on peut d'ailleurs voir sur la Figure 4.19 que le calcul du « coefficient de détermination » R^2 donne une valeur égale à 0.25.

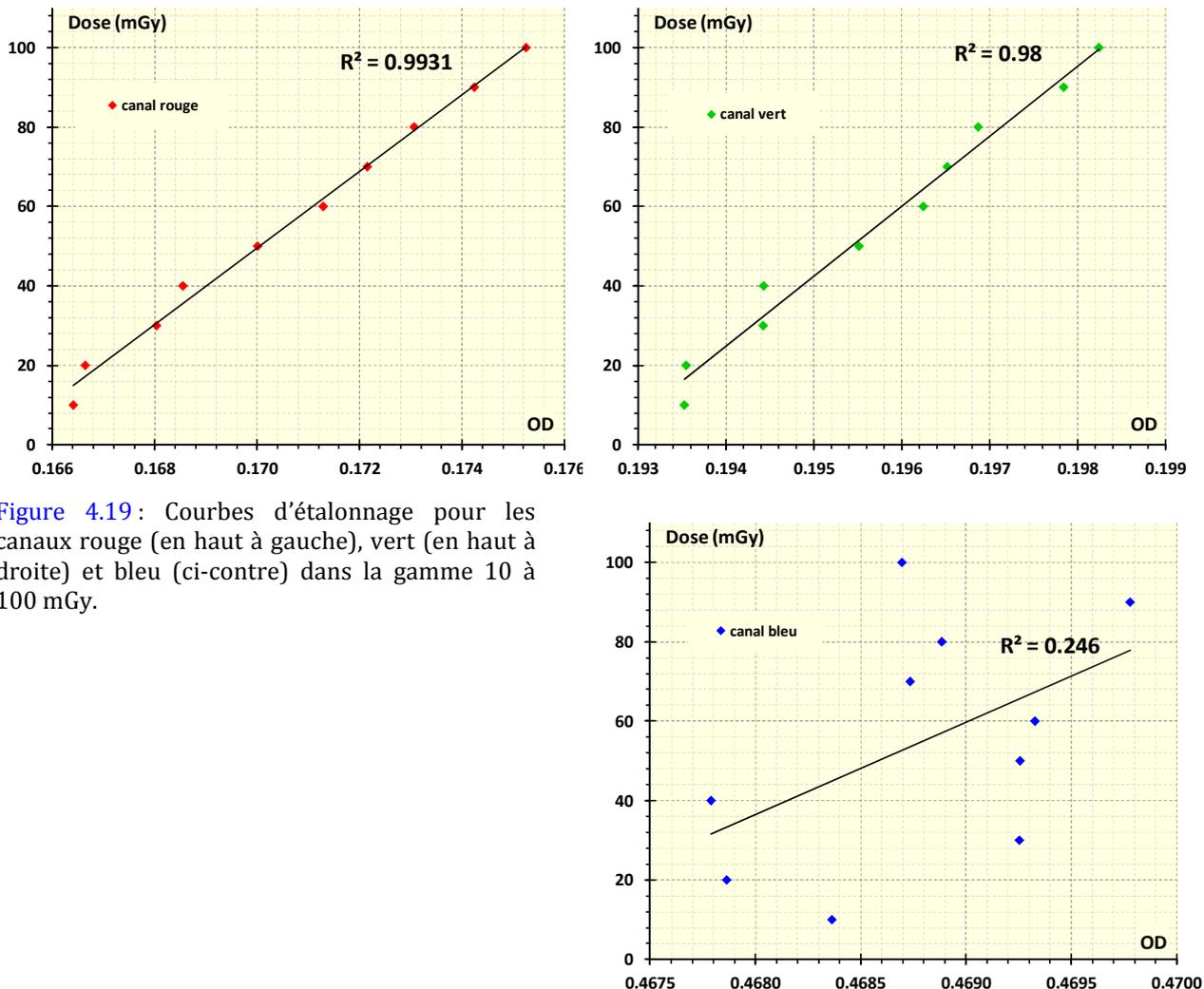


Figure 4.19: Courbes d'étalonnage pour les canaux rouge (en haut à gauche), vert (en haut à droite) et bleu (ci-contre) dans la gamme 10 à 100 mGy.

❖ Détermination des doses inconnues

Les doses inconnues déterminées à l'aide de la méthode de correction « multicanaux » et de la méthode de correction par « soustraction du BDF » sont présentées et comparées aux doses réellement délivrées dans le [Tableau 4.4](#). Un bon accord est trouvé dans la gamme de dose de 0.5 à 4.0 Gy par les deux méthodes de correction, avec un écart inférieur à $\sim 2\%$. Dans la gamme de dose de 10 à 100 mGy, un bon accord est trouvé entre les doses déterminées par la méthode de correction par « soustraction du BDF » et les doses délivrées alors que des différences importantes sont observées pour les doses obtenues avec la méthode de correction « multicanaux », avec des écarts de l'ordre de 30%. Ceci peut s'expliquer par le signal mesuré dans le canal bleu. En effet, contrairement à la méthode de correction par « soustraction du BDF » qui n'utilise que le canal rouge présentant la plus grande sensibilité, la méthode de correction « multicanaux » utilise notamment l'information du canal bleu pour calculer un facteur perturbatif qui va servir à corriger la mesure de dose. Or, dans le cas présent, le canal bleu apporte du bruit sur la mesure au lieu de la corriger. La méthode « multicanaux » n'est donc pas adaptée pour la mesure de la dose dans la gamme 10-100 mGy.

C'est donc la méthode de correction par « soustraction du BDF » pixel à pixel qui a été retenue pour l'établissement du protocole de distribution de dose à l'aide des films radiochromiques pour les mini-faisceaux car la correction apportée par cette méthode est meilleure pour les « faibles doses ».

Tableau 4.4 : Comparaison des doses délivrées et des doses mesurées par les méthodes de correction « soustraction du BDF » et « multicanaux ».

Gamme de dose (mGy)	dose délivrée (mGy) (u = 0.4 mGy)	dose mesurée (mGy) et écart-relatif par rapport à la dose délivrée (%)	
		« multicanaux »	« soustraction du BDF »
10-100	28	16 (-44.2)	31 (+11.8)
	59	39 (-33.9)	64 (+9.1)
	73	66 (-9.7)	78 (+6.4)
	81	57 (-29.5)	86 (+6.1)
	96	68 (-28.9)	100 (+3.9)
	144	108 (-25.2)	150 (+4.1)
500-4000	648	653 (+0.8)	662 (+2.2)
	983	983 (+0.0)	990 (+0.7)
	1236	1234 (-0.2)	1226 (-0.8)
	1840	1859 (+1.0)	1835 (-0.3)

ii. Influence du passage répété de la lampe du scanner et de la lumière ambiante sur les films EBT3

La Figure 4.20 représente la variation en PV de la moyenne des ROI_{1cm} de 6 films non irradiés ainsi que 6 films irradiés à 4.0 Gy en fonction du nombre de numérisations. Une régression par une fonction affine est réalisée afin d’avoir une estimation moyenne sur les 11 premières numérisations : les coefficients des pentes sont d’environ -11 et -9 pour les films non irradiés et irradiés à 4.0 Gy respectivement. Une numérisation de film produit donc une diminution de la valeur de la ROI de l’ordre de grandeur de 10 en PV. Dans notre cas, les films servant à l’étalonnage et à la mesure sont numérisés ensemble. Il est donc possible de réaliser plusieurs numérisations des films d’une expérience, mais il faudra faire attention à tous les numériser autant de fois.

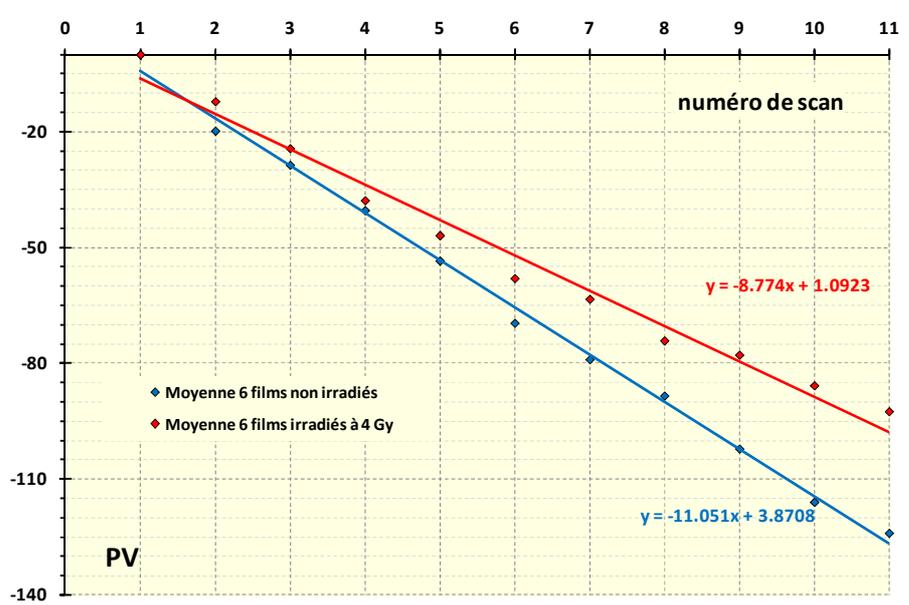


Figure 4.20 : Évolution de la valeur de la ROI en PV en fonction du nombre de numérisations.

Le **Tableau 4.5** présente la variation de la valeur moyenne des ROI_{1cm} de 18 films « 3 cm × 3 cm » en fonction du temps passé à être exposé, soit à la lumière d'une salle sans fenêtre, soit à la lumière directe du soleil. La variation pour des films laissés dans une pochette opaque est également présentée.

Concernant les films laissés dans l'obscurité, la variation observée sur une journée (-12) est due à la variation de PV induite par une numérisation, par contre la variation observée sur 2 mois est significative et pourrait s'expliquer par l'effet de la température ambiante sur la réaction chimique de polymérisation. Il faut donc prendre soin de conserver les films à l'abri de la lumière, à une température raisonnable et dans un même lieu afin d'avoir les mêmes effets sur l'ensemble des films.

Concernant une exposition à la lumière naturelle, une variation très importante est observée dès le premier jour qui s'explique à la fois par une exposition lumineuse intense allant de l'UV à l'infrarouge (élévation de la température des films). Cette situation ne concerne cependant pas une utilisation normale des films.

Concernant les films exposés à la lumière artificielle d'une salle, une variation notable est mesurée même au bout d'une journée d'exposition continue et correspond à une variation des PV de ~80 en 1 heure ce qui est conséquent. Lors de l'utilisation des films, il est donc nécessaire de veiller à les exposer le moins longtemps possible à la lumière, ou du moins un même temps pour l'ensemble des films utilisés pour l'étalonnage et les mesures. Lors des irradiations pour la réponse en énergie, les durées d'irradiation étaient longues (de 2 à 6 h) à cause du faible débit pour les séries N, la lumière de la salle a donc été éteinte afin d'éviter des différences entre chaque lot de 9 films irradiés. Le transport et le stockage des films doivent dans tous les cas être réalisés dans une pochette opaque.

Tableau 4.5 : Variation dans le temps de la valeur de la ROI en PV en fonction de la nature de l'exposition.

Durée (jours)	Exposition lumineuse		
	Artificielle (néon)	Naturelle (soleil)	Dans le noir
1	-1932	-20897	-12
7	-7463	-36255	-161
60	-26488	-43722	-1408

iii. Étude de l'homogénéité des films EBT3 « 10 cm × 10 cm » non-irradiés

❖ *Dispersion intra et inter films non irradiés*

Le **Tableau 4.6** présente les écarts-types entre ROI_{5pix} sur un film, une feuille et sur les 7 feuilles, ainsi que l'écart-type entre la moyenne de ROI_{5pix} effectuée sur un film ou une feuille, afin d'évaluer la dispersion intra/inter films et la dispersion intra/inter feuilles. L'écart-type entre ROI_{4mm} couvrant seulement la zone centrale d'un film a également été calculé sur l'ensemble des films « 10 cm × 10 cm ».

On constate que l'homogénéité locale (intra feuille et intra film) est moins bonne que l'homogénéité globale (inter feuilles et inter films) et que la dispersion totale des PV_{4mm} restreint à la zone centrale du film est meilleure que la dispersion totale des PV_{5pix} , la valeur de l'écart-type étant divisée approximativement par 2.

Lors de la propagation des distributions des grandeurs PV sur le mesurande D, il va donc être nécessaire de faire la distinction entre l'écart-type sur PV_{4mm} lié aux valeurs d'OD pour l'étalonnage des films et l'écart-type sur PV_{5pix} lié aux valeurs d'OD pour la distribution de dose.

Tableau 4.6 : Valeur des écarts-types intra et inter films EBT3 non irradiés.

Nom	Grandeur sur laquelle est calculé l'écart-type	Zone couverte par les ROI _{5pix}	Valeur de l'écart-type en PV
intra feuille	1 ROI _{5pix}	1 feuille	143
intra film	1 ROI _{5pix}	1 film	134
inter feuilles	moyenne des 121×4 ROI _{5pix} d'une feuille A4	7 feuilles	81
inter films	moyenne des 121 ROI _{5pix} d'un film 10 cm × 10 cm	7 feuilles	92
intra+inter films (zone de mesure)	1 ROI _{5pix}	7 feuilles	162
intra+inter films (zone étalonnage)	1 ROI _{4mm}	7 feuilles	75

❖ *Valeur moyenne des films EBT3 en fonction de leur zone et du numéro de feuille*

Le Tableau 4.7 présente l'écart de valeur moyenne des ROI_{5pix} d'un film 10 cm × 10 cm par rapport à la valeur moyenne sur l'ensemble des ROI_{5pix} sur les 7 feuilles, en fonction de la provenance du film en terme de zone et de numéro de feuille. Les valeurs moyennes pour chaque feuille ainsi que pour chaque zone sont également indiquées.

Tableau 4.7 : Écarts de la valeur des ROI_{5pix} d'un film par rapport à la valeur moyenne des ROI_{5pix}, en fonction de la zone du film (A, B, C ou D) et du numéro de feuille dans l'ordre de sortie de la pochette.

	ZONE				Moyenne
	A	B	C	D	
1	+95	+53	+127	+58	+84
2	+149	+26	+127	+13	+79
3	+109	+20	-5	-48	+19
4	+89	+29	+93	-17	+48
5	+68	-65	-7	-99	-26
6	-9	-127	-32	-118	-71
7	-89	-124	-163	-155	-132
Moyenne	+59	-27	+20	-52	0

On constate que d'un film à l'autre, l'écart est important allant jusqu'à un écart de plus de 300 en PV entre le film A2 et le film C7. La valeur moyenne de chaque zone nous indique que les zones ne sont pas équivalentes, par exemple les films de la zone A ont systématiquement une valeur de PV plus importante que les films de la zone D. On constate également que les films issus des premières feuilles ont une valeur de PV plus élevée que les dernières, une diminution de l'ordre de 220 est observée entre la première et la septième feuille. Les différences entre les zones reflètent le manque d'homogénéité global d'une feuille d'EBT3.

Ces résultats montrent l'importance de ne surtout pas irradier les films « 10 cm × 10 cm » d'une même feuille dans l'ordre. En effet, l'utilisation des premiers films pour réaliser l'étalonnage et des derniers films pour la mesure de dose engendrerait une erreur systématique et fausserait l'estimation des incertitudes par une méthode de type A.

iv. Étude de l'homogénéité des films EBT3 après irradiation

Le [Tableau 4.8](#) donne les écarts-types « inter+intra » films sur les $PV_{5\text{pix}}$ et $PV_{\text{corr},5\text{pix}}$ couvrant la surface des films irradiés, ainsi que les écarts-types « inter+intra » films sur les $PV_{4\text{mm}}$ couvrant la zone centrale des films irradiés. On observe que ces écarts-types ne dépendent pas de la dose, c'est pourquoi une valeur globale a été calculée dans la dernière ligne du tableau sans tenir compte de la dose délivrée au film.

On remarque que la valeur est plus importante que pour les films au moment de la numérisation du BDF, ce qui pourrait s'expliquer par l'introduction de sources d'erreur (les durées inégales d'exposition à la lumière ambiante par exemple) entre le moment de la numérisation du BDF et la numérisation des films après irradiation. Les valeurs finales retenues sur les différents écarts-types sur les grandeurs PV, utilisées ensuite pour la propagation des distributions sur la valeur du mesurande D, sont données par (4.27), (4.28), (4.29) et (4.30).

$$\sigma_{\text{meas}}(PV_{5\text{pix}}) = 239 \quad (4.27)$$

$$\sigma_{\text{meas}}(PV_{\text{corr},5\text{pix}}) = 202 \quad (4.28)$$

$$\sigma_{\text{cal}}(PV_{4\text{mm}}) = 147 \quad (4.29)$$

$$\sigma_{\text{cal}}(PV_{\text{corr},4\text{mm}}) = 120 \quad (4.30)$$

Tableau 4.8 : Écarts-types sur $PV_{5\text{pix}}$, $PV_{\text{corr},5\text{pix}}$, $PV_{4\text{mm}}$ et $PV_{\text{corr},4\text{mm}}$ pour les films EBT3 irradiés à différentes doses.

Dose (Gy)	ROI _{5pix}		ROI _{4mm}	
	sans correction	avec correction	sans correction	avec correction
0.5	267	179	167	86
1.0	240	195	155	127
2.0	186	153	87	62
3.0	217	200	130	113
4.0	257	238	170	159
Globale	239	202	147	120

v. Réponse angulaire

Le [Tableau 4.9](#) donne l'écart de la dose mesurée, par les films EBT3 et le dosimètre « 4 films » d'une taille de 10 cm × 10 cm, à l'isocentre relativement à la dose délivrée de 1.0 Gy par un faisceau de photons de 4 MV. Les écarts observés pour les différentes orientations ne sont pas significatifs au regard de l'incertitude relative à 2σ sur la mesure de dose à 1 Gy à l'aide de 4 films EBT3 et du dosimètre « 4 films » qui sont estimées à 1.5% et 1.6% respectivement à l'aide du [Tableau 4.10](#) (remarque : l'incertitude liée au positionnement des dosimètres à l'isocentre n'est pas prise en compte). Ces dosimètres ne présentent donc pas de dépendance angulaire pour les énergies de la radiothérapie.

Tableau 4.9 : Dose mesurée à l'isocentre par les films EBT3 et le dosimètre « 4 films » en fonction de leur orientation pour un faisceau de photons de 4 MV.

orientation (°)	4 × « 1 film » EBT3		« 4 films » EBT3	
	dose mesurée (Gy)	écart-relatif (%)	dose mesurée (Gy)	écart-relatif (%)
0	0.992	-0.8	0.996	-0.4
10	0.992	-0.8	0.996	-0.4
30	0.989	-1.1	0.992	-0.8
45	0.985	-1.5	1.004	+0.4
60	0.995	-0.5	1.002	+0.2
80	1.002	+0.2	0.998	-0.2
90	0.998	-0.2	0.983	-1.7

vi. Réponse en fonction de l'énergie

La réponse en fonction de l'énergie obtenue avec les films EBT3 est présentée sur la [Figure 4.21](#) : l'écart du kerma air mesuré avec les films relativement au kerma air délivré de 100 mGy est représenté. L'incertitude est estimée à 10 mGy (à 2σ) pour les faibles doses avec une moyenne calculée sur 9 films. Aucune dépendance en énergie n'est observée au-dessus de 100 keV, entre 33 et 100 keV la différence n'est pas significative étant donné les incertitudes, tandis qu'une sous-réponse importante est observée en dessous de 16 keV (sous-réponse de l'ordre de 40% à 8 keV). Cependant aux énergies des photons utilisés en radiothérapie, la contribution des électrons en dessous de 16 keV sur la dose totale absorbée est négligeable dans et à proximité du champ.

[Brown et al., 2012] n'ont pas trouvé de dépendance en énergie entre 25 keV et 4MV pour des doses délivrées de 0.5 à 2.0 Gy dans l'eau tandis que [Villarreal-Barajas et al., 2014] ont observé une sous-réponse de 5% à 168 keV et de 22% à 32 keV. [Massillon et al., 2012] ont noté une différence de réponse de l'ordre de 10% pour des faisceaux de rayons X de 50 kV. [Villarreal-Barajas et al., 2014] impute la différence de réponse observée dans les études à une différence dans la composition de l'émulsion sensible entre les lots qui pourrait notamment être critique aux basses énergies comme cela a été montré par simulation Monte Carlo par [Sutherland et al., 2010] pour les films EBT2.

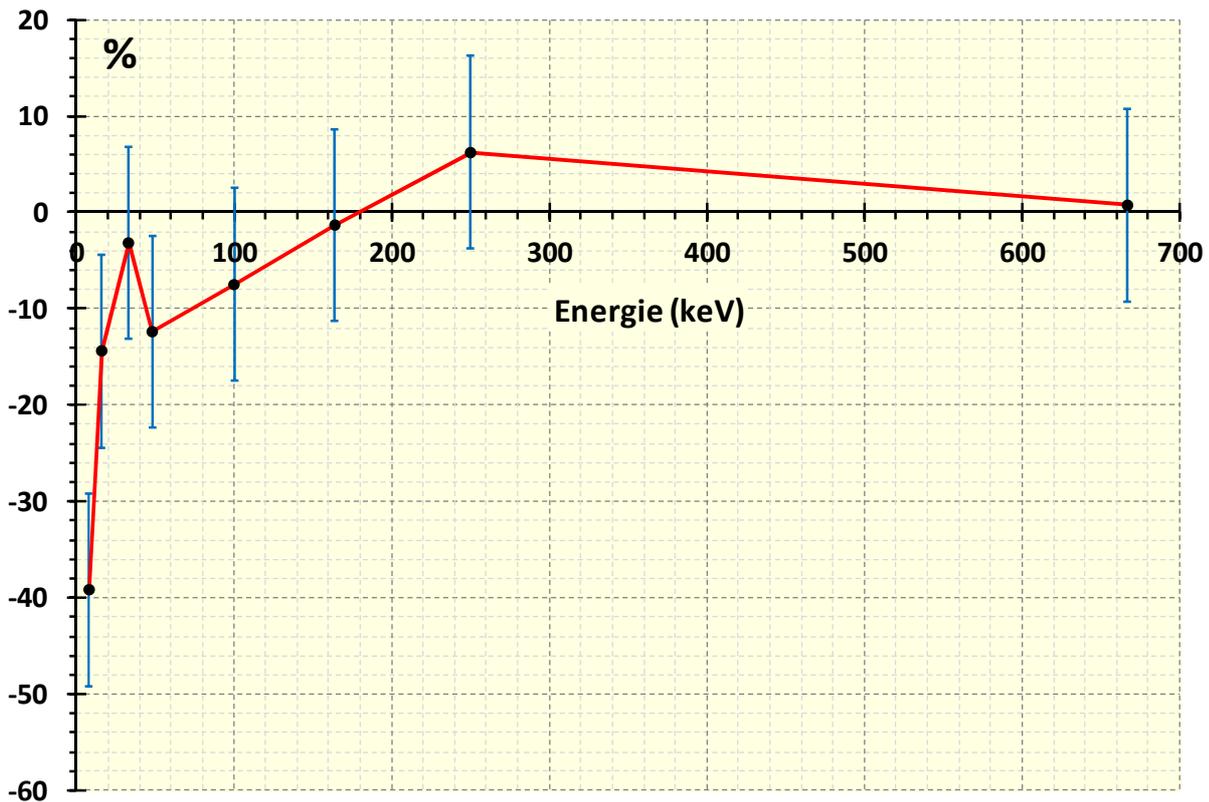


Figure 4.21 : Réponse en énergie des films EBT3 pour un kerma air délivré de 100 mGy (courbe d'étalonnage réalisée au Césium-137). Barres d'incertitude à 2σ .

c. Protocole de mesure et incertitudes associées

i. Protocole de mesure de distribution de dose à l'aide du dosimètre « 4 films »

À partir de l'étude de l'influence des différents paramètres, un protocole de mesure de distribution de dose à l'aide du dosimètre « 4 films » a été élaboré et l'incertitude associée a été déterminée. Les différentes étapes du protocole sont résumées ci-dessous :

❖ Avant l'irradiation

On réalise le découpage de N feuilles d'EBT3 (format A4) selon la Figure 4.3 en indiquant au stylo indélébile, pour chaque film « 10 cm × 10 cm », sa zone et son numéro de feuille. Les feuilles doivent provenir d'un même lot. Les manipulations doivent être réalisées dans un environnement propre, à l'abri de la lumière extérieure. La manipulation des films se fait toujours avec des gants afin d'éviter les traces de doigts. Deux trous dans des coins diamétralement opposés de chaque film sont à faire à l'aide d'une perforatrice pour permettre ensuite de réaliser un recalage automatique et fin des images du film non irradié (BDF) et du film irradié. Quand les films ne sont pas utilisés, ils sont stockés dans une pochette plastique opaque dans une armoire afin de limiter l'exposition des films à la lumière.

Après un repos mécanique d'au moins 24 h dû au découpage, la numérisation du BDF des films est réalisée à l'aide du V700, muni du support pour film et dont la vitre est préalablement nettoyée. Le processus de numérisation est automatisé grâce au logiciel AutoMate avec un temps d'attente de 2 s entre la fin de l'aperçu et le début de la numérisation et de 90 s entre la fin de la numérisation et le début du prochain aperçu. Quarante numérisations « à blanc » sont faites avant de commencer la numérisation des

films, afin d'avoir une réponse stable du V700. Un repos d'au moins 24 h après la numérisation du BDF est nécessaire avant d'irradier les dosimètres.

Des dosimètres « 4 films » sont assemblés : pour cela des lots de 4 films sont créés de manière avoir un représentant de chaque zone (A, B, C et D) et une répartition aléatoire homogène sur l'ensemble des feuilles de 1 à N.

❖ *Au moment de l'irradiation*

Avant de placer le dosimètre « 4 films », on vérifie que les films EBT3 sont classés dans l'ordre ABCD et que chaque film est tourné de +90° par rapport au film précédent.

Une courbe d'étalonnage est réalisée. Pour cela, le dosimètre « 4 films » est positionné de manière à avoir son centre au point de référence. Un dosimètre est irradié, dans les conditions de référence, à des doses allant de 0.5 à 4.0 Gy par pas de 0.5 Gy. Un dosimètre « 4 films » n'est pas irradié afin de faire le point à 0.0 Gy de la courbe d'étalonnage.

Les autres dosimètres sont utilisés pour mesurer les distributions de dose recherchées. Une attente minimale de 24 h doit être respectée avant de passer à l'étape de numérisation des films irradiés.

❖ *Après irradiation*

Avant leur numérisation, les films sont reclassés dans l'ordre initial et leur numérisation à l'aide du V700 est réalisée dans les mêmes conditions que pour la numérisation du BDF.

L'analyse des images numérisées est ensuite réalisée à l'aide d'un programme développé sous MatLab qui permet de recalibrer les BDF de chaque film, et ensuite de recalibrer numériquement la distribution de dose des 4 films du dosimètre entre eux, de déterminer la courbe d'étalonnage pour ainsi obtenir une matrice de distribution $DOSE_{meas}(Z,X)$ correspondant à la moyenne, point à point, des 4 distributions. Cette procédure est détaillée dans le chapitre 5.

ii. Estimation de l'incertitude associée au protocole

Le [Tableau 4.10](#) rassemble les résultats sur le calcul de l'écart-type σ_D selon le modèle présenté dans la partie « Matériels et Méthodes ». Le tableau indique les valeurs qui ont été utilisées pour la propagation selon la situation, sachant que la situation sans correction du BDF est donnée ici à titre de comparaison car cette correction est toujours réalisée pour notre protocole. L'écart-type sur $PV_{corr,5pix}$ dans la zone centrale n'a pas été calculé mais il peut raisonnablement être estimé égal à l'écart-type sur $PV_{corr,4mm}$ puisqu'on a $\sigma_{stab}(PV_{5pix}) \approx \sigma_{stab}(PV_{4mm})$. La valeur de l'écart-type sur $PV_{corr,5pix}$ dans la zone centrale est ainsi donnée par (4.31).

$$\sigma_{center}(PV_{corr,5pix}) \approx \sigma_{cal}(PV_{corr,4mm}) = 120 \quad (4.31)$$

On constate qu'entre 1.0 et 4.0 Gy l'écart-type relatif $\sigma_D/|D|$ est relativement indépendant de la dose et vaut environ 2.5% pour une mesure de distribution avec un film EBT3 alors qu'il vaut 1.2% pour le dosimètre « 4 films ». Le dosimètre « 4 films » permet donc de diviser par 2 l'incertitude sur la mesure de dose. On peut également voir que la méthode de correction par « soustraction du BDF » apporte un léger gain puisqu'il permet de passer de 1.4% pour une mesure de distribution de dose sans correction avec le dosimètre « 4 films » à 1.2% avec correction, soit une amélioration de ~15%.

Au final l'écart-type relatif $\sigma_D/|D|$ concerné par le protocole de mesure de distribution de dose décrit précédemment est de 1.2% pour des doses entre 1.0 et 4.0 Gy et de 1.9% à 0.5 Gy, tandis que l'écart-type σ_D sur les très faibles dose est de 6 mGy. Autrement dit une mesure unique réalisée à l'aide du dosimètre « 4 films » conduit à une incertitude relative de 1.2% (à « 1σ ») sur la dose pour les zones de la distribution 2D entre 1.0 et 4.0 Gy. L'utilisation de ce protocole de mesure de distribution de dose 2D pour les mini-faisceaux sera faite dans le chapitre 5, tandis que l'application de ce protocole au cas particulier de la mesure du facteur d'ouverture du collimateur est présentée ci-dessous.

Tableau 4.10 : Écart-type σ_D en mGy en fonction de la dose délivrée, la valeur en pourcentage de dose est indiquée entre parenthèses. En gras sont indiquées les valeurs concernées par le protocole de mesure de distribution de dose pour les mini-faisceaux établi dans cette étude.

Dosimètre	BDF	Zone mesure	σ_{cal} (PV)	σ_{meas} (PV)	dose délivrée					
					0.0 Gy	0.5 Gy	1.0 Gy	2.0 Gy	3.0 Gy	4.0 Gy
film EBT3	non	surface	147	239	18 (nc)	28 (5.5)	33 (3.3)	58 (2.9)	84 (2.8)	117 (2.9)
film EBT3	oui	surface	120	202	15 (nc)	23 (4.5)	28 (2.8)	49 (2.5)	71 (2.4)	97 (2.4)
film EBT3	oui	centre	120	120	8 (nc)	13 (2.7)	15 (1.5)	28 (1.4)	41 (1.4)	61 (1.5)
« 4 films »	non	surface	147	239	8 (nc)	11 (2.3)	15 (1.5)	28 (1.4)	41 (1.4)	58 (1.4)
« 4 films »	oui	surface	120	202	6 (nc)	10 (1.9)	13 (1.3)	23 (1.2)	35 (1.2)	49 (1.2)
« 4 films »	oui	centre	120	120	4 (nc)	7 (1.3)	8 (0.8)	14 (0.7)	21 (0.7)	31 (0.8)

(nc) : valeur non calculée

iii. Application du protocole pour la détermination des facteurs d'ouverture du collimateur en mini-faisceaux

Les valeurs mesurées sur l'installation CyberKnife 1000 UM/min du Centre François Baclesse (CK1000) à l'aide du dosimètre « 4 films » sont comparées aux valeurs de facteurs d'ouverture collimateur calculées dans l'eau ($OF_{MC,w}$) (cf chapitre 2). Le calcul d'incertitude sur des mesures de rapport d'ouverture du collimateur (OR_{det}) a été réalisé pour le dosimètre « 4 films ».

❖ Description de l'expérience

Les dosimètres « 4 films » ont été placés dans le fantôme plaque tel que le centre du dosimètre soit à une SDD de 80.0 cm et à une profondeur équivalente d'eau de 1.5 cm. Une courbe d'étalonnage a été réalisée à l'aide du champ de 60 mm pour des doses de 0.5 à 4.0 Gy par pas de 0.5 Gy et un dosimètre n'a pas été irradié afin d'avoir un point à 0.0 Gy. Deux dosimètres « 4 films » ont été irradiés individuellement à 350 UM avec le champ de 60 mm (soit une dose de 3.5 Gy). Les autres dosimètres ont été irradiés également à 350 UM : 1 seul dosimètre a été utilisé pour les champs de 20, 15 et 12.5 mm, 2 dosimètres pour les champs de 10 et 7.5 mm, et 3 dosimètres pour le champ de 5 mm. L'incertitude-type sur la dose (moyenne des N dosimètres utilisés pour la taille de champ considérée) au centre de chaque taille de champ ϕ est donnée par (4.32), où $\sigma_D/|D|$ vaut 0.8% d'après le Tableau 4.10.

$$u(\langle D_\phi \rangle) = \frac{\sigma_D}{\sqrt{N}} \quad (4.32)$$

Les OR_{det} ont été calculés selon (4.33) pour chaque taille de champ. L'incertitude-type composée relative de cette grandeur est alors donnée par la formule de propagation des incertitudes (4.34). Dans l'évaluation de cette incertitude, seule l'incertitude liée à la chaîne de mesure est prise en compte. Il faudrait dans l'idéal tenir compte de l'incertitude sur la dose délivrée par le système CyberKnife ou encore de l'incertitude liée à l'opérateur par exemple.

$$OR_{det}(\phi) = \frac{\langle D_\phi \rangle}{\langle D_{\phi=60mm} \rangle} \quad (4.33)$$

$$\frac{u_c(OR_{det}(\phi))}{OR_{det}(\phi)} \approx \sqrt{\left(\frac{u(\langle D_\phi \rangle)}{\langle D_\phi \rangle}\right)^2 + \left(\frac{u(\langle D_{\phi=60mm} \rangle)}{\langle D_{\phi=60mm} \rangle}\right)^2} \quad (4.34)$$

L'incertitude de mesure à 95.45% (c'est-à-dire à « 2σ ») sur OR_{det} est calculée par (4.35) en prenant un facteur d'élargissement k égal à 2.

$$U(OR_{det}) = k \cdot u_c(OR_{det}) \quad (4.35)$$

❖ Résultats

Les résultats de mesure des OR_{det} à l'aide du dosimètre 4 films ainsi que les valeurs de $OF_{MC,w}$ pour le CK1000 sont données dans le Tableau 4.11. L'écart relatif Y_{det} de OR_{det} par rapport à $OF_{MC,w}$ est également donné dans le tableau. Pour les champs de 20, 15 et 12.5 mm, l'écart est supérieur à 1.4% ce qui peut s'expliquer par l'incertitude de mesure de 2% (à 2σ) du fait de l'utilisation d'un seul dosimètre « 4 films ». Pour les champs de 10, 7.5 et 5 mm, l'accord avec $OF_{MC,w}$ est meilleur que 1.1%.

L'application du protocole de mesure des distributions de dose à l'aide d'un dosimètre « 4 films » permet de retrouver des valeurs du rapport d'ouverture collimateur en petits champs proches des facteurs d'ouverture du collimateur $OF_{MC,w}$ (écart inférieur à 1.7%), aux incertitudes de mesures près. On constate également que la superposition des 4 films du dosimètre ne perturbe pas la mesure des facteurs d'ouverture du collimateur, tout en permettant de diminuer l'incertitude de mesure.

Tableau 4.11 : Détermination du facteur d'ouverture collimateur en petits champs à l'aide du dosimètre « 4 films » pour le CK1000.

taille de champ φ (mm)	simulation MC		dosimètre « 4 films »		Y_{det} (%)
	$OF_{MC,w}$	incertitude relative (%) (à 2σ)	OR_{det}	$U(OR_{det})$ relative (%) (à $k = 2$)	
20	0.966	0.8	0.951	2.0	-1.6
15	0.936	0.8	0.922	2.0	-1.4
12.5	0.910	0.8	0.895	2.0	-1.7
10	0.865	0.8	0.865	1.6	-0.1
7.5	0.811	0.9	0.803	1.6	-1.1
5	0.667	1.1	0.666	1.5	-0.1

4. CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la mise en place d'un protocole de mesure de distribution de dose 2D en mini-faisceaux associant les films EBT3 et un scanner Epson V700. Celui-ci est mis en œuvre dans le chapitre suivant afin d'évaluer les algorithmes du TPS MultiPlan.

L'étude des différents éléments de la chaîne de mesure et d'analyse a permis d'identifier plusieurs facteurs influant sur le résultat produit par le processus de mesure. Les principaux sont listés ci-dessous, avec les précautions qu'il a été nécessaire de mettre en place.

- La réponse du V700 ne devient stable qu'au bout d'un nombre de numérisations variant de 20 à 40. Il est donc nécessaire de réaliser 40 scans « à blanc », avant de numériser les films.
- Contrairement à une mesure ponctuelle, la mesure de distribution de dose bidimensionnelle implique de réaliser une mesure d'OD sur la surface du V700 (ou du moins une partie de la surface) or la réponse surfacique du V700 étudié n'est pas homogène. Afin de réduire cette

source d'erreur, la zone d'analyse est limitée à 10 cm × 10 cm et une correction par « soustraction du BDF » est systématiquement appliquée.

- La lumière de la lampe du V700 ainsi que la lumière ambiante ayant une influence, l'exposition lumineuse doit être minimisée et la durée d'exposition à la lumière doit être semblable pour l'ensemble des films.
- L'utilisation des films dans l'ordre de découpage, et systématiquement dans une même zone de la feuille, peut engendrer une erreur systématique. Il est donc nécessaire d'utiliser un minimum de 4 films par point de mesure, afin d'avoir un représentant de chaque zone et une répartition homogène de l'échantillon sur l'ensemble des feuilles utilisées.
- Les films EBT3 ont montré une sous-réponse importante pour des énergies inférieures à 16 keV. Aucune dépendance angulaire n'a été observée pour une énergie de faisceau de 4 MV.

Un protocole de mesure de distribution de dose pour les mini-faisceaux a été établi en tenant compte des aspects évoqués précédemment et en utilisant un dosimètre appelé dosimètre « 4 films ». Ce dosimètre « 4 films » correspond à un assemblage de 4 films EBT3, orientés à 90° les uns des autres, et sélectionnés de manière à être représentatifs de l'ensemble des films EBT3 découpés sur N feuilles.

Les écarts-types, associés aux grandeurs physiques $PV_{5\text{pix}}$ et $PV_{4\text{mm}}$ mesurées par le V700, et utilisés pour le calcul de la dose ont été évalués en valeur de pixel (Tableau 4.12). Les distributions de ces grandeurs ont été propagées à travers une modélisation, en simulant, à l'aide de tirages aléatoires, un grand nombre de mesures afin de déterminer l'écart-type σ_D associé au mesurande D. Au final, **l'incertitude relative sur la distribution de dose 2D entre 1.0 et 4.0 Gy, selon le protocole établi, est de 1.2% (à 1σ).**

Tableau 4.12 : Bilan des écarts-types sur $PV_{5\text{pix}}$ et $PV_{4\text{mm}}$.

Source	Zone centrale ROI _{4mm}		Zone centrale ROI _{5pix}		Zone 10 cm × 10 cm ROI _{5pix}	
	notation	valeur	notation	valeur	notation	valeur
Stabilité du V700	$\sigma_{\text{stab}}(PV_{4\text{mm}})$	5	$\sigma_{\text{stab}}(PV_{5\text{pix}})$	7	$\sigma_{\text{stab}}(PV_{5\text{pix}})$	7
Réponse surfacique du V700	-	0	-	0	$\sigma_{\text{surf}}(PV)$	38
Films + V700 (sans BDF)	$\sigma_{\text{cal}}(PV_{4\text{mm}})$	147	$\sigma_{\text{center}}(PV_{5\text{pix}})$	~147	$\sigma_{\text{meas}}(PV_{5\text{pix}})$	239
Films + V700 (avec BDF)	$\sigma_{\text{cal}}(PV_{\text{corr},4\text{mm}})$	120	$\sigma_{\text{center}}(PV_{\text{corr},5\text{pix}})$	~120	$\sigma_{\text{meas}}(PV_{\text{corr},5\text{pix}})$	202

Annexe du chapitre 4

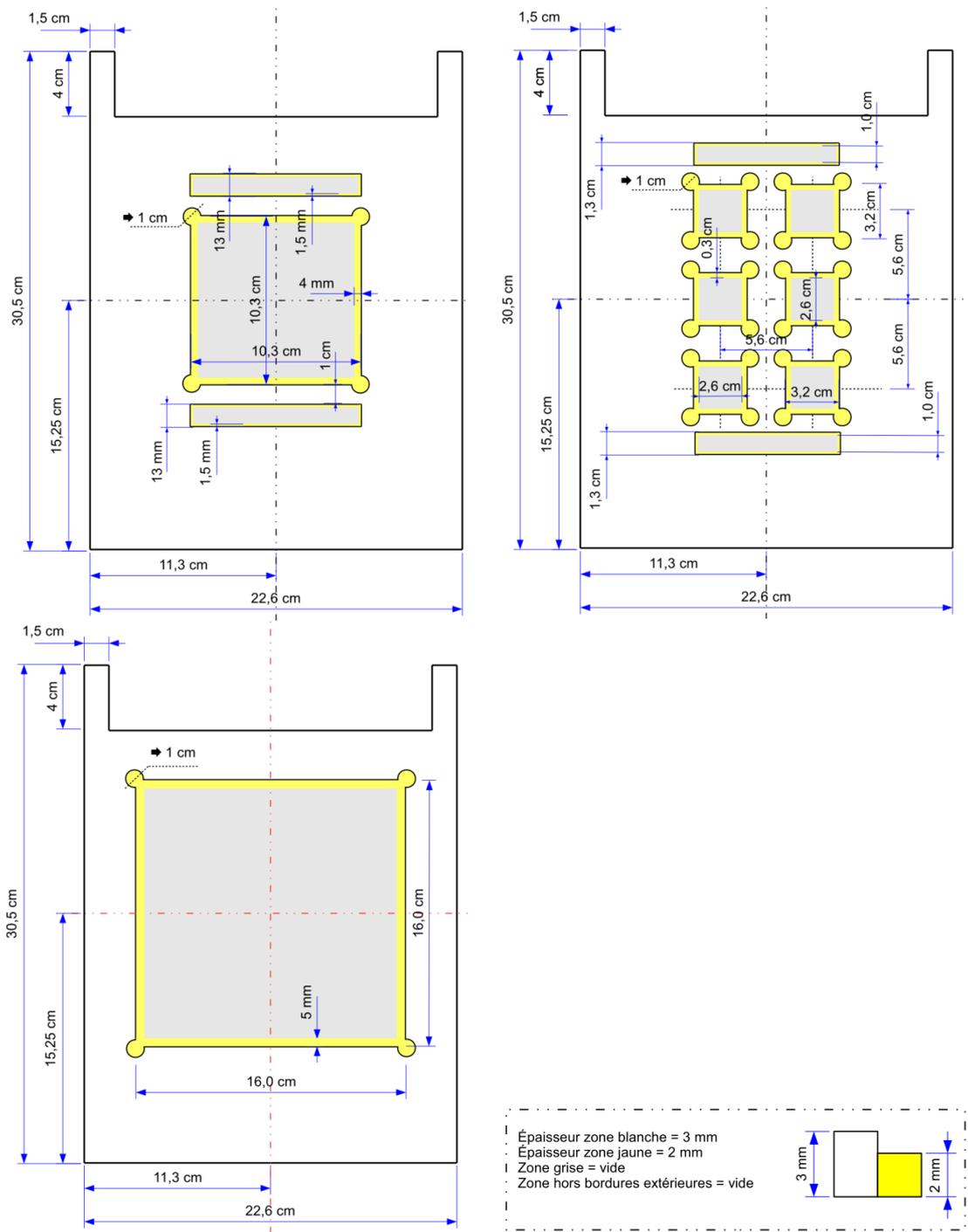


Figure 4.22 : Schéma technique des supports pour films (support 10 cm × 10 cm en haut à gauche, support 3 cm × 3 cm en haut à droite et support 16 cm × 16 cm en bas à gauche).

Tableau 4.13 : Écarts en PV par rapport à la zone centrale pour 4 films neutres en fonction de la position sur la surface de la vitre du scanner.

X \ Z	1	2	3	4	5
1	170	-27	13	-64	97
2	163	-60	27	-28	53
3	158	-56	9	0	69
4	199	-73	0	3	81
5	254	-10	75	54	132
6	263	6	78	95	80
7	253	47	131	128	169

X \ Z	1	2	3	4	5
1	300	-19	18	-64	63
2	353	-26	0	-36	13
3	378	-41	-19	-17	54
4	364	-24	0	-14	60
5	397	-21	88	41	94
6	445	21	84	43	65
7	483	87	154	109	141

X \ Z	1	2	3	4	5
1	245	2	13	-89	50
2	258	-20	13	-69	-15
3	214	-48	24	-25	19
4	244	-68	0	-27	15
5	330	6	77	45	71
6	318	20	89	54	23
7	336	53	132	132	123

X \ Z	1	2	3	4	5
1	325	28	14	-66	148
2	295	-3	5	-53	102
3	266	-19	-6	5	126
4	267	-17	0	-21	100
5	338	12	43	-6	178
6	337	47	59	45	136
7	306	67	114	101	254

Chapitre 5

ÉVALUATION DES ALGORITHMES DU TPS MULTIPLAN

Sommaire

1.	Introduction	141
2.	Matériels et méthodes	141
a.	Démarche générale	141
b.	Fantôme EasyCube et films EBT3.....	142
i.	Description du fantôme EasyCube.....	142
ii.	Dosimètre « 4 films » EBT3	143
iii.	Configurations du fantôme	143
c.	Modélisations des plans de traitement.....	145
i.	Plans de traitement « simples »	145
ii.	Plans de traitement « réalistes ».....	147
iii.	Planification dans MultiPlan et irradiation du fantôme.....	147
iv.	Modélisation et simulation des plans avec le code MC PENELOPE.....	148
d.	Développement d'un programme d'analyse des données.....	152
i.	Méthodologie mise en œuvre.....	152
ii.	Outils de comparaison.....	155
3.	Résultats et discussion	158
a.	Validation du protocole de cartographie de dose dans l'EasyCube	158
i.	Plan de traitement « test » : détermination du coefficient de conversion	158
ii.	Plans de traitement « validations »	159
b.	Évaluation des algorithmes de calcul du TPS.....	161
i.	Calcul de dose en milieu homogène (plan « test »)	161
ii.	Calcul de dose en milieu hétérogène	163
iii.	Cas réaliste d'une tumeur localisée dans le poumon	164
iv.	Cas réaliste d'une tumeur localisée à l'interface os-poumon	165
4.	Conclusion	167

1. INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'évaluation des deux algorithmes implémentés dans le TPS MultiPlan associé au CyberKnife. Nous avons présenté dans le chapitre 2 la détermination de certaines données dosimétriques de base nécessaires à l'étalonnage du TPS du CyberKnife. Pour cela, la modélisation à l'aide du code Monte Carlo (MC) PENELOPE du LINAC du CyberKnife 800 UM/min du Centre Oscar Lambret (CK800) et du CyberKnife 1000 UM/min du Centre François Baclesse (CK1000) a été réalisée. L'analyse de la réponse des détecteurs a permis de montrer que les dosimètres films radiochromiques EBT3 et EBT2 étaient adaptés à la mesure des distributions de dose pour les faisceaux de petites dimensions dans lesquels la bonne équivalence-eau du dosimètre va être importante pour répondre correctement dans les conditions de non-équilibre électronique latéral. Le chapitre 4 a permis de mettre en place un protocole fiable de la mesure de distribution de dose en 2D à l'aide des films EBT3 pour des mini-faisceaux et également d'évaluer l'incertitude de mesure liée aux systèmes (scanner + « 4 films » + analyse), les films EBT3 n'ont pas montré de dépendance angulaire pour des mesures dans l'eau, ni de dépendance en énergie au-dessus de 33 keV. C'est le dosimètre « 4 films » utilisant une superposition de 4 films EBT3 qui a été retenu pour évaluer les algorithmes de calcul de dose implémentés dans le TPS MultiPlan du CyberKnife en présence d'hétérogénéités. Il est à noter que les données de base servant à paramétrer le TPS MultiPlan du Centre François Baclesse en particulier les mesures utilisées pour la détermination des facteurs d'ouverture du collimateur ont été corrigées du facteur correctif $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ permettant de tenir compte de la mauvaise résolution spatiale et/ou de la non-équivalence eau des détecteurs.

Dans la première partie, nous présentons les méthodes et les outils développés pour permettre l'évaluation des deux algorithmes implémentés dans le TPS MultiPlan. La seconde partie est consacrée à la validation de la mesure des distributions de dose 2D par les films EBT3 dans les zones de fortes hétérogénéités et en présence d'un manque d'équilibre électronique latéral. Enfin, les distributions de dose obtenues avec les deux algorithmes du TPS MultiPlan pour différents plans de traitement sont comparées à celles mesurées à l'aide du dosimètre « 4 films ».

2. MATÉRIELS ET MÉTHODES

a. Démarche générale

La démarche générale pour évaluer les deux algorithmes du TPS MultiPlan a consisté à :

- 1) Établir un protocole de mesure de distribution de dose en 2D à l'aide des films radiochromiques EBT3 (protocole décrit au chapitre 4).
- 2) Utiliser un fantôme polyvalent permettant de réaliser une configuration du fantôme homogène et une configuration hétérogène et scanner ces deux configurations de fantômes.
- 3) Modéliser sur le TPS MultiPlan des plans de traitement « simples » (quelques faisceaux dans le but de valider la méthode de mesure des distributions de dose) et des plans de traitement « réalistes » (plusieurs faisceaux simulant le traitement d'un volume tumoral localisé dans du poumon et à l'interface os-poumon) avec le fantôme, calculer la distribution de dose au niveau des films avec les algorithmes disponibles dans le TPS et irradier le fantôme homogène et hétérogène équipé des films EBT3 selon ces plans de traitement.
- 4) Modéliser les plans de traitement « simples » à l'aide du code MC PENELOPE en réutilisant la modélisation du CyberKnife présentée dans le chapitre 2.
- 5) Développer un programme d'analyse sous MatLab permettant d'extraire les distributions de dose calculées par le TPS pour chaque plan de traitement et chaque algorithme, celles calculées par la simulation MC PENELOPE ainsi que les distributions de dose mesurées par les films EBT3.

- 6) Valider le protocole de mesure de distribution de dose avec les films EBT3 dans un fantôme hétérogène en comparant les distributions de dose obtenues avec les films à celles obtenues par les simulations numériques MC PENELOPE pour des plans de traitement « simples ».
- 7) Évaluer les algorithmes du TPS MultiPlan en comparant les distributions de dose calculées par le TPS à celles mesurées.

b. Fantôme EasyCube et films EBT3

i. Description du fantôme EasyCube

Le fantôme physique nécessaire à cette étude doit permettre de réaliser des configurations à la fois homogènes et hétérogènes, d'y insérer des films radiochromiques et il est également nécessaire d'avoir la composition et la masse volumique des différents matériaux constituant le fantôme afin de le modéliser le plus précisément possible avec PENELOPE. Le but étant d'évaluer les algorithmes implémentés dans MultiPlan en présence d'hétérogénéités et pour des mini-faisceaux, nous ne recherchons pas de réalisme anatomique. Parmi les nombreux fantômes disponibles, c'est le fantôme EasyCube (Euromechanics, Allemagne) qui a été retenu (Figure 5.3 et Figure 5.4). Il s'agit d'un cube fabriqué dans un matériau RW3 (matériau équivalent-eau) qui mesure extérieurement 18 cm × 18 cm × 18 cm. L'espace intérieur (dimensions de 16 cm × 16 cm × 16 cm) peut être rempli à l'aide de volumes « cubiques » de RW3 ou de matériau équivalent os et poumon. Il est donc possible de réaliser de nombreuses configurations contrairement aux fantômes anthropomorphes. Il est également possible de disposer des films entre les différentes « couches » afin de réaliser des mesures de distributions de dose à l'intérieur de ce fantôme. Le Tableau 5.1 indique la masse volumique et la composition des matériaux fournies par le constructeur pour le fantôme EasyCube et des films radiochromiques EBT3 pour le lot utilisé dans cette étude. L'EasyCube dispose dans les coins de logements pour insérer des vis plastiques et permettre ainsi d'ajouter d'autres éléments au fantôme.

Tableau 5.1 : Masse volumique (ρ) et composition atomique de l'EasyCube et des films EBT3.

Matériau	ρ (g.cm ⁻³)	Composition (fraction massique × 10 ²)									
		H	C	N	O	Ca	P	Cl	Li	Al	Ti
RW3	1.045	7.6	90.4	-	0.8	-	-	-	-	-	1.2
poumon	0.20	9.9	48.1	29.0	13.0	-	-	-	-	-	-
os	1.58	4.2	29.9	5.4	28.9	21.9	9.7	0.1	-	-	-
EBT3(actif)	1.20	8.8	51.1	-	32.8	-	-	-	0.6	6.7	-
EBT3(support)	1.35	4.2	62.5	-	33.3	-	-	-	-	-	-

Afin de permettre le repérage spatial de l'EasyCube par le système d'imagerie du CyberKnife, 4 fiduciaires en étain ont été incorporés dans des vis (Figure 5.1) puis ces vis ont été placées dans quatre coins différents du fantôme.



Figure 5.1 : Préparation des fiduciaires de l'EasyCube : perçage des vis pour y incorporer ensuite l'étain.

ii. Dosimètre « 4 films » EBT3

Dans le chapitre 4, nous avons vu que l'utilisation d'un seul film EBT3 par dose pour la réalisation de la courbe d'étalonnage, ou d'un seul film pour réaliser la mesure d'une distribution de dose n'est pas suffisante pour avoir une incertitude satisfaisante (c'est-à-dire inférieure à 3% à 2σ). C'est donc le dosimètre « 4 films » (vue en tranche du dosimètre rappelée sur la [Figure 5.2](#)) qui a été utilisé à la fois pour l'établissement de la courbe d'étalonnage et pour la mesure des distributions de dose dans le fantôme EasyCube pour chaque plan de traitement. Le dosimètre « 4 films » a une épaisseur d'environ 1 mm.

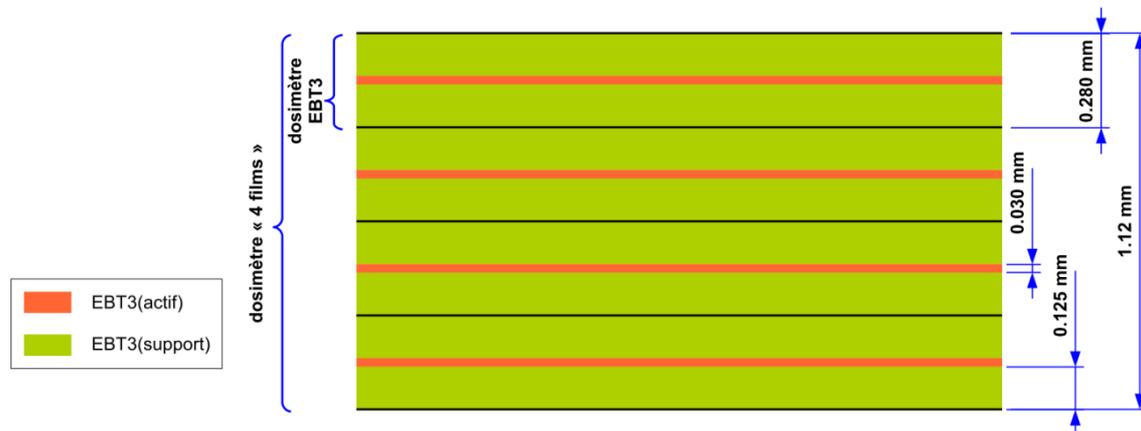


Figure 5.2 : Dosimètre « 4 films ».

La courbe d'étalonnage a été construite en irradiant le dosimètre « 4 films » d'une surface de 10 cm × 10 cm, placé dans le fantôme plaque en 'plastic water' à une profondeur équivalente d'eau de 1.5 cm et à une distance source-détecteur (SDD) de 80.0 cm, à des doses allant de 0.5 à 4.5 Gy par pas de 0.5 Gy avec le champ de 60 mm du CK1000. Un dosimètre « 4 films » n'a pas été irradié afin d'avoir un point à 0.0 Gy. La SDD de 80.0 cm a été réalisée à l'épaisseur moitié du dosimètre. Pour la mesure à l'intérieur du fantôme EasyCube, des dosimètres « 4 films » de 16 cm × 16 cm ont été utilisés (annexe [Figure 5.31](#)).

iii. Configurations du fantôme

❖ *Fantôme homogène RW3*

La [Figure 5.3](#) présente la configuration homogène de l'EasyCube dont le volume intérieur a été rempli de matériau RW3 à l'aide de plaques 16 cm × 1 cm × 16 cm et de bâtonnets 1 cm × 1 cm × 16 cm. Une plaque avant (non photographiée sur la figure) vient se fixer de manière à fermer le cube. Le dosimètre « 4 films » de 16 cm × 16 cm a été placé à une profondeur de 5.05 cm de la surface de l'EasyCube et des plaques de 5 mm, 2 mm et 2 mm d'épaisseur en RW3 ont été placées dans le bas du cube afin de compenser l'épaisseur du dosimètre.

❖ *Fantôme hétérogène (RW3 - os - poumon)*

À l'aide des différents inserts disponibles, nous avons réalisé une configuration permettant de modéliser la région anatomique « poumon ». La [Figure 5.4](#) présente la configuration hétérogène de l'EasyCube qui a été utilisée pour réaliser des plans de traitement pour une tumeur localisée soit à l'interface os-poumon (localisation 1 sur la figure) soit dans le poumon (localisation 2 sur la figure). Le dosimètre « 4 films » est positionné au même endroit que pour l'EasyCube homogène. Les inserts os ont une dimension de 1 cm × 1 cm × 16 cm, alors que les inserts poumon ont une dimension de 6 cm × 1 cm × 16 cm.

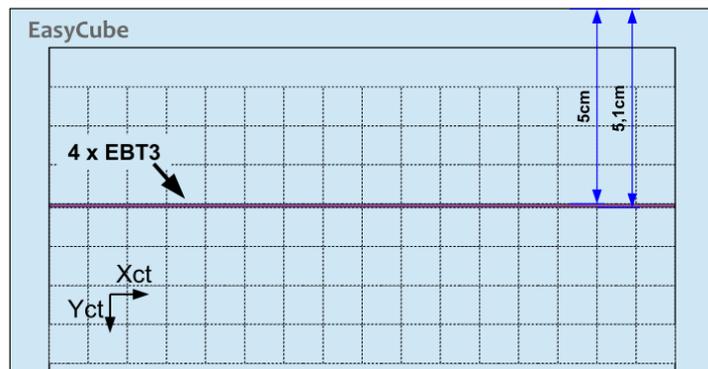


Figure 5.3 : Photographie de l'EasyCube en configuration homogène (à gauche) et schéma 2D de la localisation des films EBT3 (à droite).

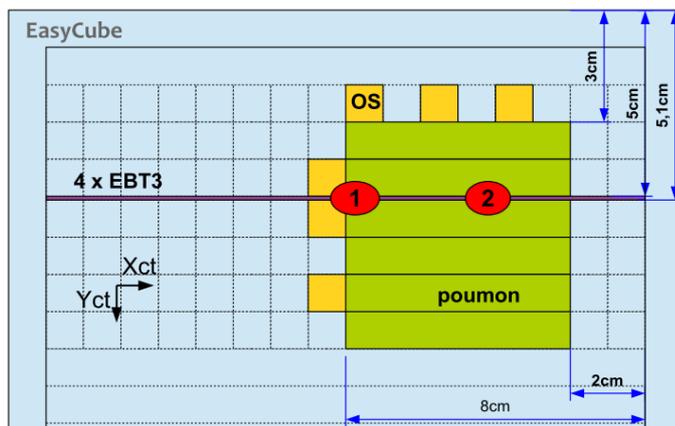


Figure 5.4 : Photographie de l'EasyCube en configuration hétérogène (à gauche) et schéma 2D de la position des inserts hétérogènes et des films EBT3 (à droite).

❖ Image scanner CT

L'acquisition des images CT de l'EasyCube (Figure 5.5) a été réalisée pour les deux configurations du fantôme en utilisant un scanner « Brilliance CT Big Bore » de chez Philips. Pour chaque configuration, le fantôme a été scanné avec le dosimètre « 4 films ». L'EasyCube a été placé sur la table et aligné à l'aide des lasers de positionnement de la salle. L'horizontalité de la table a été corrigée afin de s'assurer que le dosimètre « 4 films » soit exactement dans un plan horizontal par rapport au système d'imagerie CT. Le repère lié au système d'imagerie est noté R_{CT} et est défini par l'origine O_{CT} et le système d'axes (X, Y, Z) ; (O_{CT}, Y) étant l'axe vertical dirigé vers le bas. La zone d'acquisition a été réduite selon X et Y afin d'optimiser la taille des voxels. Les dimensions d'un voxel des images CT selon X, Y et Z sont d'environ $0.6 \text{ mm} \times 0.6 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$. La détermination du centre de l'EasyCube (O_{EC}) dans le repère du Scanner CT (R_{CT}) a été réalisée en déterminant les coordonnées dans R_{CT} des 8 coins du cube, à l'aide des images DICOM, soit O_{EC} (255.5 mm ; 255.5 mm ; 98.0 mm) dans notre cas pour l'EasyCube homogène dans R_{CT} et O_{EC} (255.5 mm ; 256.5 mm ; 102.0 mm) pour l'EasyCube « hétérogène » dans R_{CT} .

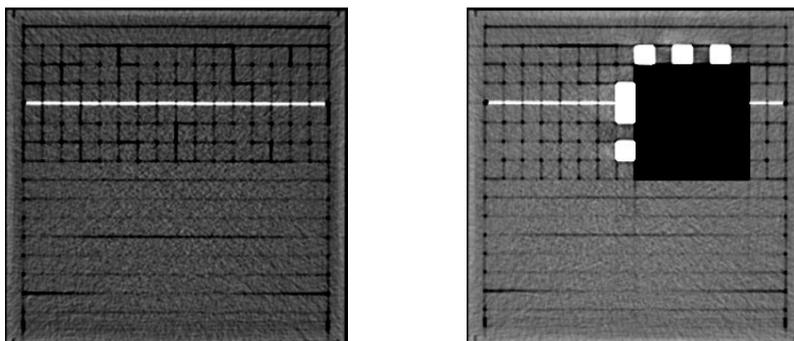


Figure 5.5 : Coupe centrale du scanner CT de l'EasyCube « homogène » (à gauche) et « hétérogène » (à droite) issue des fichiers DICOM, dans un plan (X, Y) .

c. Modélisations des plans de traitement

i. Plans de traitement « simples »

Des plans de traitement « simples » ont été réalisés afin de permettre à la fois la mise en place des outils d'analyse (développement dans MatLab) et la validation de la méthode de mesure de distribution de dose à l'aide du dosimètre « 4 films » dans un fantôme hétérogène pour des plans de traitements stéréotaxiques. Les caractéristiques des différents plans de traitement « simples » modélisés dans le TPS MultiPlan sont données dans le [Tableau 5.2](#). Les intersections des faisceaux avec la surface du dosimètre ont volontairement été espacées, le nombre d'UM de chaque faisceau a été ajusté afin d'avoir une dose répartie sur chaque intersection et une dose maximale d'environ 3.7 Gy (calculée par RayTracing). Cela permet au final d'avoir une distribution de dose suffisamment étendue, non uniforme et présentant d'importants gradients de dose.

Tableau 5.2 : Caractéristiques des faisceaux pour les plans de traitement « simples ».

nom du plan de traitement	Collimateur (Nb de faisceaux)	Nb UM	Configuration de l'EasyCube (localisation de la cible)	Coordonnées de la source dans		Coordonnées de la cible dans	
				R _{CT} (mm) (S _x ; S _y ; S _z)		R _{CT} (mm) (C _x ; C _y ; C _z)	
« test »	10 mm (3)	820	homogène	(128.82 ; -497.67 ; 739.80)		(-2 ; 99 ; -5)	
		740		(-887.70 ; -229.18 ; 10.88)			
		590		(592.04 ; -465.89 ; -160.35)			
« validation poumon »	10 mm (4)	720	hétérogène (2)	(-747.49 ; -253.36 ; 158.23)		(20 ; 90 ; 0)	
		510		(625.93 ; -455.11 ; 12.08)		(30 ; 90 ; 10)	
		400		(-599.80 ; -459.71 ; -39.08)		(40 ; 90 ; 0)	
		350		(207.99 ; -578.58 ; 392.11)		(30 ; 90 ; -10)	
« validation interface »	10 mm (4)	850	hétérogène (1)	(176.72 ; -464.17 ; -739.42)		(-12 ; 90 ; 15)	
		650		(203.19 ; -428.90 ; 740.64)		(3 ; 90 ; 10)	
		400		(837.14 ; -153.87 ; -37.01)		(-15 ; 90 ; 30)	
		350		(-813.34 ; -160.40 ; 11.72)		(10 ; 90 ; 25)	
« validation hors champ »	5 mm (9)	800	hétérogène (1 et 2)	(135.30 ; -525.00 ; -528.45)		(-12 ; 90 ; 30)	
		700		(-599.80 ; -459.71 ; -39.08)		(41 ; 90 ; 25)	
		700		(-640.72 ; -403.01 ; 132.83)		(32 ; 90 ; 15)	
		700		(-640.72 ; -403.01 ; 132.83)		(-12 ; 90 ; 22)	
		700		(-35.17 ; -566.95 ; -478.44)		(-5 ; 90 ; 15)	
		650		(-411.50 ; -472.50 ; 410.37)		(41 ; 90 ; 15)	
		600		(39.12 ; -495.75 ; 633.35)		(0 ; 90 ; 25)	
		600		(625.93 ; -455.11 ; 12.08)		(32 ; 90 ; 21)	
450	(-380.72 ; -566.44 ; 248.62)		(0 ; 90 ; 20)				

❖ *Plan « test »*

Un premier plan appelé plan « test » a été réalisé avec trois faisceaux de 10 mm ciblant une localisation à l'intérieur de l'EasyCube homogène en RW3. Ce plan est utilisé pour déterminer le coefficient de conversion K_{PENELOPE} nécessaire à la conversion de la distribution de dose MC PENELOPE en Gy. La [Figure 5.6](#) correspond à la capture d'écran du TPS MultiPlan concernant le plan « test ». Des volumes simulants de potentiels organes à risque (en couleur rose sur le premier cadrant de la figure) ont été placés dans les coins de l'EasyCube pour contraindre le TPS à ne pas faire passer de faisceaux sur les

emplacements des vis (trou d'air) ou sur les fiduciaires en étain, pour s'assurer ainsi que la fluence du faisceau ne soit pas perturbée. D'autres volumes (en couleur jaune sur le premier quadrant de la figure) ont également été définis pour forcer les faisceaux à avoir une obliquité importante par rapport à la normale de la surface du dosimètre. Enfin, la localisation de la cible des faisceaux a été placée légèrement en dessous du dosimètre afin d'obtenir une distribution large au niveau du dosimètre « 4 films ». Ainsi le plan « test » permet de se placer dans une situation où la distribution de dose est très sensible à la position à cause des forts gradients de dose et va donc permettre de déterminer avec précision le coefficient de conversion permettant de passer d'une distribution simulée en $eV.histoire^{-1}.g^{-1}$ à une distribution en $Gy.UM^{-1}$.

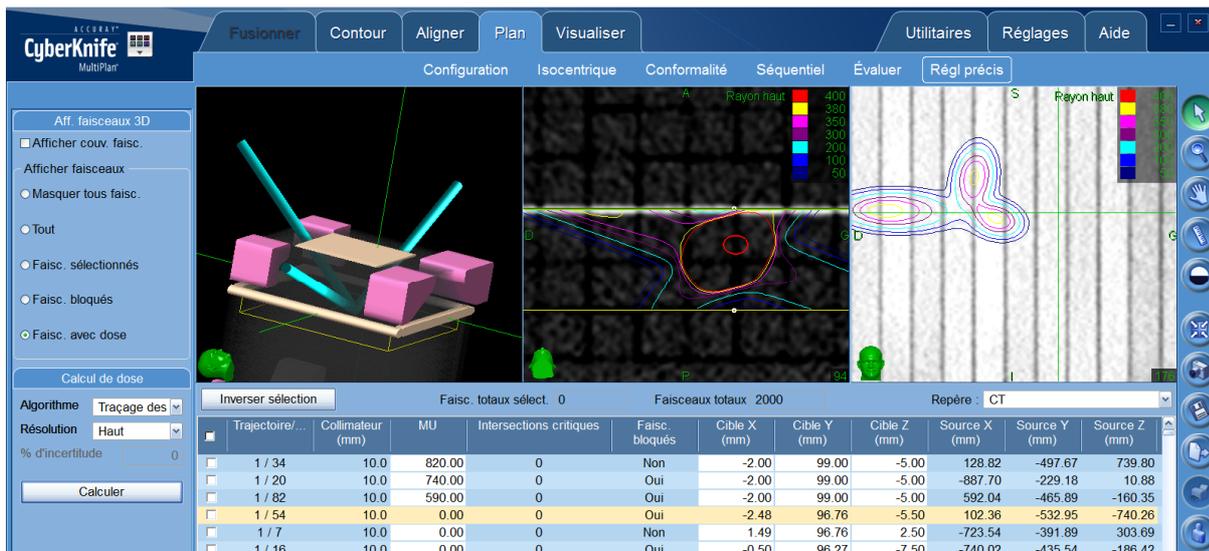


Figure 5.6 : Capture d'écran de la modélisation du plan « test » dans MultiPlan.

❖ Plans « validations »

Des plans servant à valider la méthode ont été réalisés à savoir les plans « validation poumon », « validation interface » et « validation hors champ » avec l'EasyCube « hétérogène » contrairement au plan « test », qui a été le seul dans ce travail à utiliser l'EasyCube « homogène ». La position et les caractéristiques des faisceaux pour ces trois plans de traitement modélisés dans MultiPlan avec l'EasyCube « hétérogène » sont données dans le [Tableau 5.2](#) et représentées sur la [Figure 5.7](#). Réaliser plusieurs plans de validation en augmentant graduellement la difficulté permet de valider, étape par étape, la méthode de mesure des distributions de dose à l'aide du dosimètre « 4 films » :

- Comme pour le plan « test », le plan « validation poumon » utilise un nombre réduit de faisceaux de 10 mm inclinés par rapport à la surface du dosimètre. Ce plan est utilisé pour valider la mesure de distribution de dose à l'aide du dosimètre « 4 films » dans un matériau de faible masse volumique (du poumon en inspiration à $0.20 g.cm^{-3}$) ou densité électronique.
- Le plan « validation interface » permet de valider la mesure de distribution de dose dans l'os placé à l'interface des milieux RW3 et poumon, toujours avec un nombre réduit de faisceaux de 10 mm inclinés.
- Le plan « validation hors champ » utilise 5 faisceaux de 5 mm ciblant la zone de l'interface (localisation 1) et 4 faisceaux de 5 mm ciblant une zone dans le poumon (localisation 2). L'objectif de ce plan de traitement est d'étendre la validation des mesures à la plus petite taille de champ disponible sur le CyberKnife et à des zones hors champs (ne recevant pas le rayonnement primaire mais beaucoup de diffusé comme la zone non irradiée dans le poumon entre les localisations 1 et 2).

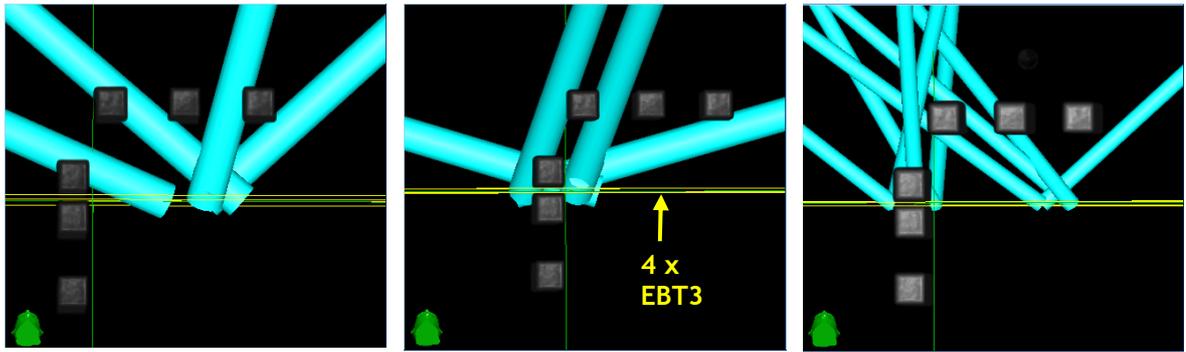


Figure 5.7 : Capture d'écran de la position des faisceaux pour les plans « validation poumon », « validation interface » et « validation hors champ » dans MultiPlan.

ii. Plans de traitement « réalistes »

Les plans « validations » précédents ne sont pas représentatifs d'un véritable plan de traitement car, d'une part, peu de faisceaux ont été utilisés et, d'autre part, la cible des faisceaux a été positionnée manuellement de manière à maximiser les erreurs de positionnement sur la distribution de dose et ainsi de minimiser le seuil d'acceptabilité du critère du Gamma_Index. Un faisceau vertical ou encore une distribution de dose peu étendue passerait le critère du Gamma_Index plus facilement qu'un faisceau incliné par rapport à la surface du dosimètre.

Pour les plans « réaliste poumon » et « réaliste interface », un volume cible prévisionnel (PTV) localisé en position 2 et 1 respectivement (Figure 5.4) a été défini. Les plans ont été calculés à l'aide de l'algorithme RayTracing de sorte que :

- la dose dans le PTV soit homogène,
- la dose moyenne au PTV soit d'environ 3.7 Gy,
- la dose en dehors du PTV soit minimale.

Le TPS a pu avec ces contraintes établir les plans de traitement « réaliste poumon » et « réaliste interface » avec 16 et 40 faisceaux de 7.5 mm de diamètre respectivement (Figure 5.8).

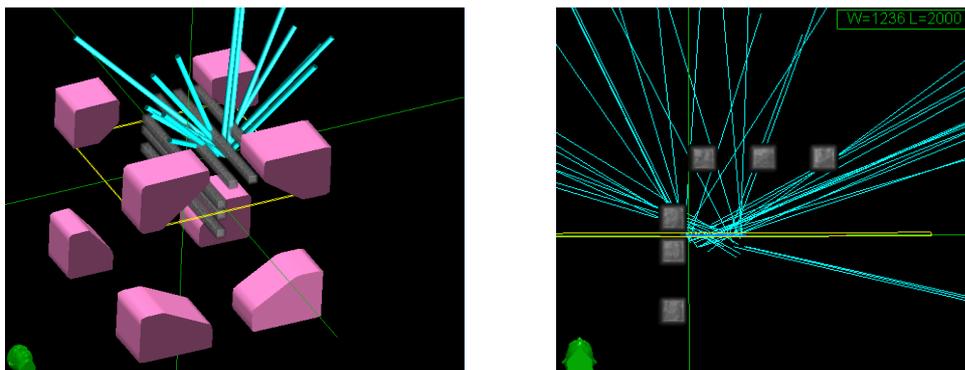


Figure 5.8 : Capture d'écran de la position des faisceaux pour les plans « réaliste poumon » (à gauche) et « réaliste interface » (à droite).

iii. Planification dans MultiPlan et irradiation du fantôme

Après la modélisation de chaque plan de traitement (« simples » et « réalistes »), la grille de calcul du TPS a été réduite de façon à couvrir exactement la surface (16 cm × 16 cm) et l'épaisseur (1 mm) du dosimètre « 4 films ». Puis les plans de traitement ont été recalculés avec cette grille de calcul pour obtenir la distribution de dose au niveau du dosimètre, calculée avec l'algorithme RayTracing du TPS. Une fois le calcul terminé, les données concernant les images CT de l'EasyCube et le RTdose (fichier contenant l'information sur le calcul de la distribution de dose) sont enregistrées au format DICOM. L'opération a été répétée pour l'algorithme de calcul MC_{TPS} sans retoucher au plan de traitement (pas de modification des

faisceaux). Le repérage des fiduciaires est également réalisé sur les images scanner de l'EasyCube sur le TPS.

Le plan de traitement est transféré de la console MultiPlan vers la machine CyberKnife pour procéder à l'irradiation de l'EasyCube muni du dosimètre. L'EasyCube est alors positionné sur la table de traitement du CyberKnife, le système d'imagerie est utilisé pour faire le repérage et l'identification des fiduciaires (un minimum de 3 fiduciaires est nécessaire pour un positionnement précis). La table est déplacée de manière à avoir une concordance entre la position des fiduciaires sur les images réalisées avec le système d'imagerie embarquée du CyberKnife et la position des fiduciaires sur les images du plan de traitement. Une fois le positionnement de l'EasyCube terminé, le traitement est délivré.

iv. Modélisation et simulation des plans avec le code MC PENELOPE

Les simulations MC « détaillées » ne sont pas utilisées en routine clinique avec les TPS car celles-ci demandent un temps de calcul très long. Les TPS sont donc préférentiellement basés sur des algorithmes de calcul utilisant des modèles physiques plus approximatifs mais surtout plus rapides pour répondre aux contraintes cliniques, avec l'inconvénient du risque de faire des erreurs lorsque le problème se complexifie (milieu inhomogène, interfaces...). Les simulations MC « détaillées » avec le code PENELOPE des plans de traitement « simples » ont été utilisées dans cette étude pour valider la mesure des distributions 2D de dose à l'aide du dosimètre « 4 films » pour des traitements stéréotaxiques en milieu hétérogène.

❖ Espace des phases pour les champs de 10, 7.5 et 5 mm

La modélisation de la tête d'irradiation du CK1000 présentée dans le chapitre 2 a été réutilisée. Pour les études menées dans les chapitres 2 et 3, les espaces des phases avaient été placés avant le collimateur secondaire. Pour la modélisation des plans de traitement menée dans cette étude, les espaces des phases ont été placés après le collimateur secondaire à une distance de la source de 42.0 cm (Figure 5.9). Les fichiers d'espace des phases (PSF) ont été calculés pour les collimateurs de 10, 7.5 et 5 mm (étape 1). Ainsi calculés, les PSF peuvent être utilisés comme source de la simulation sans avoir à redéfinir la tête d'irradiation (dont le collimateur secondaire) dans le fichier de la géométrie, ce qui facilite le positionnement de chaque faisceau par rapport à l'EasyCube puisque seules l'orientation et la position de la source auront besoin d'être correctement définies.

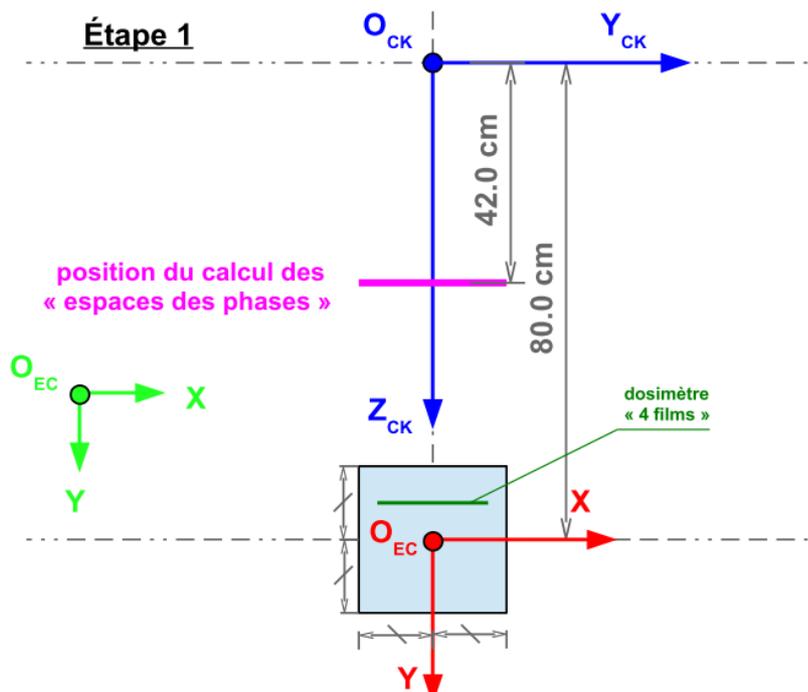


Figure 5.9 : Les systèmes de coordonnées au moment du calcul des PSF.

❖ **Modélisation de l'EasyCube et définition des systèmes de coordonnées**

Le fantôme EasyCube en configuration « homogène » et « hétérogène » a été modélisé sous PENELOPE selon une géométrie quadratique (Figure 5.10) et en générant les fichiers matériaux correspondant aux données du Tableau 5.1 à l'exception du dosimètre « 4 films ». Celui-ci a été modélisé par un volume homogène de 1.1 mm d'épaisseur et de masse volumique 1.335 g.cm⁻³ ce qui correspond à la masse volumique moyenne des films EBT3 (2×125 µm de couche support à 1.35 g.cm⁻³ et 28 µm de couche active à 1.20 g.cm⁻³).

Lors du calcul du PSF dans le repère R_{CK}(O_{CK}, X_{CK}, Y_{CK}, Z_{CK}) des simulations MC PENELOPE, le faisceau du CyberKnife est aligné selon (O_{CK}, Z_{CK}) et la source de coordonnées (S_x, S_y, S_z) dans R_{CT} est positionnée en O_{CK}. Le plan de l'espace des phases (plan dans lequel toutes les particules sortant du LINAC sont enregistrées) se trouve donc à Z_{CK} = 42.0 cm (Figure 5.9). Le centre O_{EC} de l'EasyCube est placé à Z_{CK} = 80.0 cm, le fantôme est orienté de tel façon que les axes (O_{CK}, Z_{CK}) et (O_{CK}, Y_{CK}) du CyberKnife au moment du calcul des PSF aient la même direction que (O_{EC}, Y) et (O_{EC}, X) respectivement. Le repère R_{EC} correspond au repère R_{CT} du scanner CT avec un simple changement d'origine.

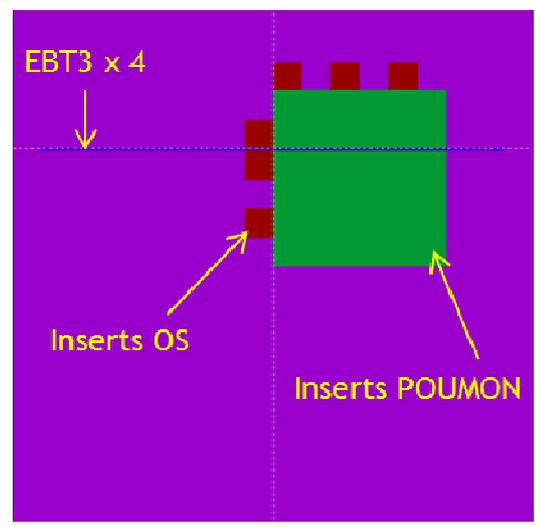


Figure 5.10 : Modélisation de l'EasyCube « hétérogène » dans les simulations MC PENELOPE.

❖ **Simulation avec PENELOPE des plans de traitement « simples »**

Les PSF calculés dans l'étape 1 (Figure 5.9) ont été utilisés ensuite comme source pour la simulation des plans de traitements « simples ». La grille de calcul de la dose déposée est définie dans PenEasy de manière à avoir un maillage selon X_{CK} et Y_{CK} qui correspond exactement à celui de la grille de calcul définie dans le TPS MultiPlan pour le calcul de dose au niveau du dosimètre. L'épaisseur du maillage pour la simulation MC PENELOPE selon Z_{CK} est de 1.1 mm, soit l'épaisseur du dosimètre « 4 films ». Le Tableau 5.3 donne la définition du maillage dans PenEasy pour l'EasyCube « hétérogène » selon X_{CK} et Y_{CK}, ce maillage a été utilisé pour l'ensemble des plans de traitement avec ce fantôme et correspond à une taille de voxel d'environ 1.0 mm × 0.6 mm × 1.1 mm selon les axes Z, X et Y.

Une simulation est réalisée pour chaque position de faisceau, ce qui permet de disposer en sortie de la distribution de dose due à un faisceau pour le plan considéré. Le Tableau 5.4 donne les paramètres de la simulation dans MC PENELOPE pour chaque matériau.

Tableau 5.3 : Configuration dans PenEasy du maillage dans le plan du dosimètre pour le calcul de la distribution de dose dans l'EasyCube « hétérogène ».

Xmin ¹ (cm)	-8.00000000	Ymin ² (cm)	-8.13515625
Xmax ¹ (cm)	8.20000000	Ymax ² (cm)	8.01328125
NXbin ³	162	NYbin ³	265

¹Xmin, Xmax : coordonnées selon l'axe X_{CK} du début et de la fin du maillage respectivement

²Ymin, Ymax : coordonnées selon l'axe Y_{CK} du début et de la fin du maillage respectivement

³NXbin, NYbin : nombre de mailles entre Xmin et Xmax, et entre Ymin et Ymax respectivement

Tableau 5.4 : Valeur des paramètres de la simulation PENELOPE.

Partie de la géométrie dans la modélisation	C1 & C2 (-)	Wcc (keV)	Wcr (keV)	Eabs photons (keV)	Eabs e- & e+ (keV)	DSmax (cm)
air ambiant	0.05	10	10	10	10	1.10 ²⁰
RW3	0.05	10	10	10	10	1.10 ²⁰
os	0.05	10	10	10	10	1.10 ²⁰
poumon	0.05	10	10	10	10	1.10 ²⁰
dosimètre	0.05	10	10	10	10	0.01

À chaque simulation de faisceau, le PSF doit être positionné correctement par rapport à l'EasyCube (Figure 5.12, étape 3) de manière à correspondre à sa position planifiée dans le TPS (Tableau 5.2). Dans PenEasy/PENELOPE, il est possible de changer la position et l'orientation de l'espace des phases par une transformation définie avec les angles d'Euler (Figure 5.11). Il n'est pas nécessaire de tenir compte de l'angle ω , grâce à la symétrie de révolution cylindrique selon l'axe (O_{CK}, Z_{CK}). La détermination de la rotation (θ, Φ) à appliquer à l'espace des phases (Figure 5.12, étape 2) ainsi que la translation (Xt, Yt, Zt) (Figure 5.12, étape 3) est expliquée ci-dessous.

Le centre de l'EasyCube O_{EC} dans le repère R_{CK} et R_{CT} est donné par (5.1). Les coordonnées selon les axes X, Y et Z sont notées I, J et K, tandis que les coordonnées de la source et de la cible du faisceau sont notées (S_x, S_y, S_z) et (C_x, C_y, C_z) dans le repère R_{CT} . La distance entre la source et la cible est alors donnée par (5.2).

$$\left\{ \begin{array}{l} O_{EC} = (0 ; 800 \text{ mm} ; 0) \text{ dans } R_{CK} = (I_{CK} ; J_{CK} ; K_{CK}) \\ O_{EC} = (255.5 \text{ mm} ; 255.5 \text{ mm} ; 98.0 \text{ mm}) \text{ dans } R_{CT} - \text{EasyCube homogène} \\ O_{EC} = (255.5 \text{ mm} ; 256.5 \text{ mm} ; 102.0 \text{ mm}) \text{ dans } R_{CT} - \text{EasyCube hétérogène} \\ O_{EC} = (I_{CT} ; J_{CT} ; K_{CT}) \end{array} \right. \quad (5.1)$$

$$\text{Distance (source-cible)} = SC = \sqrt{(C_x - S_x)^2 + (C_y - S_y)^2 + (C_z - S_z)^2} \quad (5.2)$$

La rotation (θ, Φ) à appliquer dans un premier temps à l'espace des phases (Figure 5.12, étape 2) est imposée par la position relative de la source et de la cible (Figure 5.11), la source du faisceau étant l'origine du repère R_{CK} c'est-à-dire O_{CK} . Il est alors facile de voir que les angles d'Euler θ et Φ se calculent par les équations (5.3) et (5.4).

$$\theta[\text{deg}] = \arccos\left(\frac{C_y - S_y}{SC}\right) \times \frac{180}{\pi} \quad (5.3)$$

$$\phi[\text{deg}] = \text{atan2}(C_x - S_x, C_z - S_z) \times \frac{180}{\pi} \quad (5.4)$$

Une fois la rotation effectuée, il est nécessaire de placer correctement l'espace des phases à l'aide d'une translation (Figure 5.12, étape 3). La translation à effectuer sur l'espace des phases est la même que la translation à effectuer sur la source du faisceau (O_{CK}). Le point source du faisceau étant à l'origine dans le repère de la simulation à l'étape 1, il suffit alors de calculer la position de la source de l'étape 3 dans le repère de la simulation R_{CK} . Les coordonnées de la source (S_x, S_y, S_z) étant exprimées dans R_{CT} pour l'étape 3, la translation (Xt, Yt, Zt) est alors donnée par l'équation (5.5).

$$\left\{ \begin{array}{l} Xt = S_x + (I_{CK} - I_{CT}) \\ Yt = S_y + (J_{CK} - J_{CT}) \\ Zt = S_z + (K_{CK} - K_{CT}) \end{array} \right. \quad (5.5)$$

Finalement, les transformations qui ont été appliquées à chaque faisceau pour chaque plan de traitement sont résumées dans le Tableau 5.5.

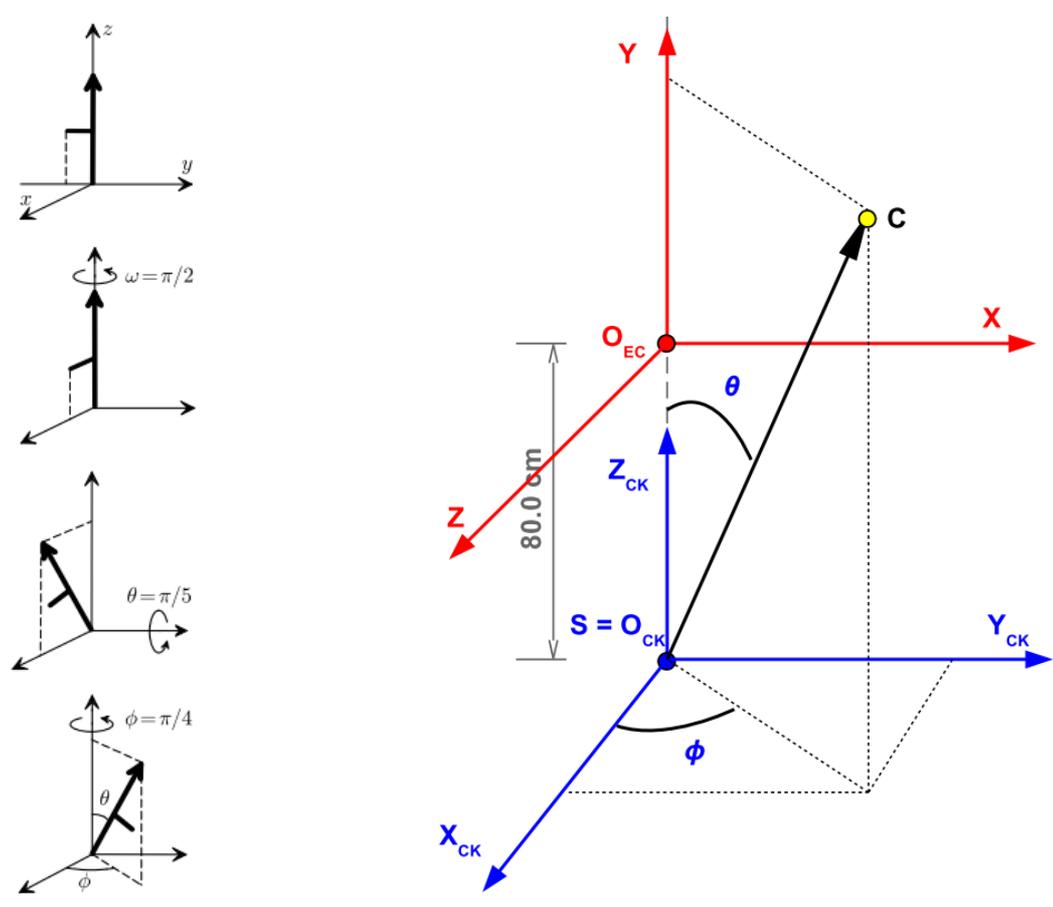


Figure 5.11 : Rappel de la définition des angles d'Euler [Salvat et al., 2008] (à gauche) et calcul des angles d'Euler pour les espaces des phases (à droite).

Tableau 5.5 : Transformation appliquée à l'espace des phases pour chaque faisceau (valeurs tronquées dans le tableau pour des raisons de lisibilité).

Plan	Rotation (deg)		Translation (cm)		
	θ	Φ	Xt	Yt	Zt
« test »	51.7	-170.0	73.9	12.9	17.2
	69.6	91.0	1.0	-88.7	44.1
	47.3	-75.3	-16.0	59.2	20.4
« validation poumon »	66.3	101.6	15.7	-74.6	41.7
	47.5	-90.2	1.1	62.6	21.5
	49.3	86.5	-3.9	-59.9	21.1
	33.3	-156.1	39.1	20.8	9.2
« validation interface »	54.5	-14.0	-73.9	17.7	20.6
	55.5	-164.6	74.0	20.3	24.2
	74.0	-85.5	-3.7	83.7	51.7
	73.0	89.0	1.1	-81.2	51.0
« validation hors champ »	43.2	-14.7	-52.8	13.5	14.6
	49.5	84.2	-3.9	-59.9	21.1
	54.1	99.9	13.2	-64.0	26.7
	52.3	100.0	13.2	-64.0	26.7
	36.9	3.4	-47.8	-3.4	10.4
	46.8	131.1	40.9	-41.0	19.8
	46.1	-176.3	63.2	3.9	17.5
	47.4	-89.1	1.1	62.6	21.5
	34.0	120.9	24.8	-38.0	10.4

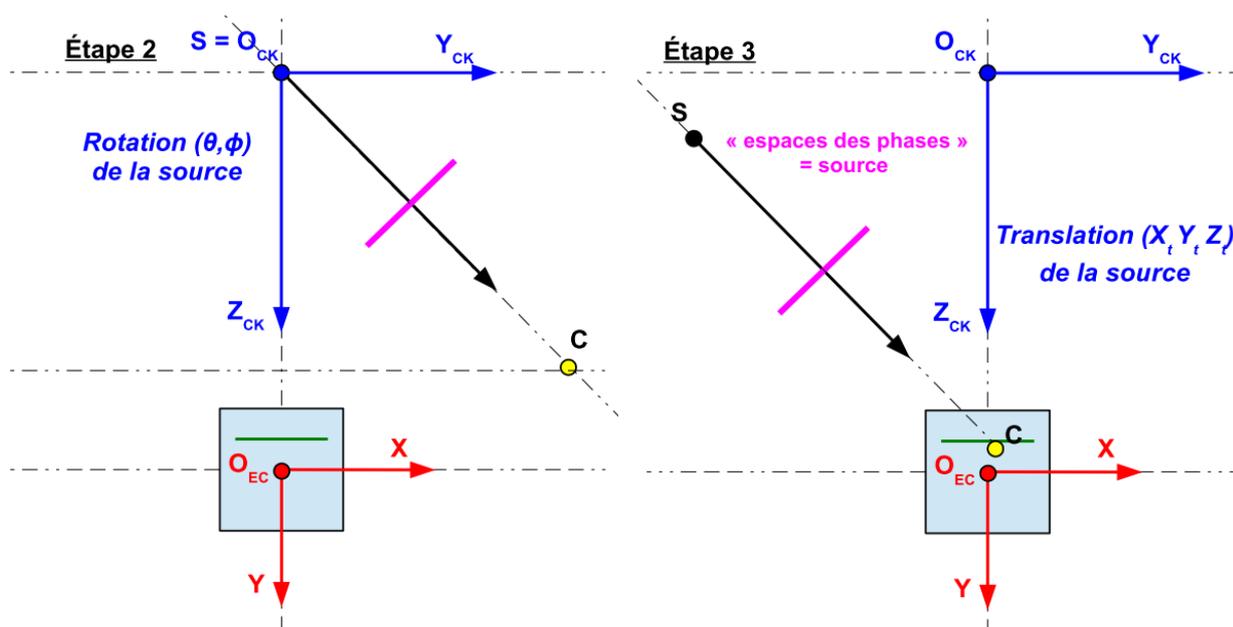


Figure 5.12 : Rotation et translation de l'espace des phases.

d. Développement d'un programme d'analyse des données

i. Méthodologie mise en œuvre

La Figure 5.14 présente de manière synthétique la méthode qui a été implémentée pour permettre l'analyse des données brutes issues des simulations PENELOPE, du calcul du TPS et de la mesure par les films radiochromiques EBT3. L'ensemble des outils a été développé avec le logiciel MatLab (version R2013a) et les toolbox 'Image Processing' et 'Statistics'.

❖ Distributions de dose issues des algorithmes RayTracing et MC_{TPS}

Le calcul des distributions de dose par les algorithmes RayTracing et MC_{TPS} est exporté via la console du TPS au format DICOM. Le logiciel MatLab permet de récupérer à la fois les images scanner du fantôme en nombre d'Hounsfield et la distribution de dose 2D en Gy associée à la grille de calcul positionnée sur le dosimètre. La résolution issue du RTdose « brut » est de 1.0 mm × 0.6 mm selon Z et X respectivement. Cette résolution est trop faible pour permettre de calculer numériquement le Gamma_Index correctement car dans le cas des mini-faisceaux le gradient de dose est important. Aussi une interpolation bilinéaire a été réalisée afin d'obtenir une matrice de distribution de dose issue du TPS avec une taille de pixel de 0.5 mm × 0.3 mm.

❖ Distribution 2D de dose issue du dosimètre « 4 films » : $DOSE_{meas}(Z,X)$

Le protocole présenté dans le chapitre 4 a été suivi afin de réaliser la mesure de distributions de dose avec le dosimètre « 4 films ». Le bruit de fond de chaque film a été lu avant de les irradier, l'étalonnage a nécessité 4 films par dose, pour des doses allant de 0 à 4.5 Gy par pas de 0.5 Gy, soit un total de 80 images TIFF à 150 dpi pour construire la courbe d'étalonnage du dosimètre « 4 films » (Figure 5.13), c'est-à-dire la fonction donnant la valeur du pixel (en densité optique) en fonction de la dose absorbée (en Gy). Pour la mesure de distribution de dose à l'intérieur de l'EasyCube, un dosimètre « 4 films » de 16 cm × 16 cm a été utilisé soit un total de 8 images TIFF à 150 dpi (4 images pour le bruit de fond réalisé avec irradiation et 4 images pour les films après irradiation) pour une mesure de distribution de dose.

Concernant la courbe d'étalonnage, il s'agit de récupérer sur les 4 films irradiés à une même dose, la valeur des pixels au centre du champ et d'en faire la moyenne. Le positionnement des 4 films l'un par

rapport à l'autre dans le plan (Z,X) n'a donc pas besoin d'être rigoureusement identique puisque la position du centre du champ est déterminée pour chaque film. Pour les 4 films qui sont utilisés pour la mesure à l'intérieur de l'EasyCube il n'est pas possible de moyenner directement la valeur du pixel en chaque point de la surface, car une erreur de positionnement de la distribution dans le plan (Z,X) est introduite à la fois par la précision du découpage des films en 16 cm × 16 cm que l'on place dans l'EasyCube et par la position du film sur la vitre du scanner lors de la numérisation des films. Pour chacun des 4 films, dans un premier temps, OD(Z,X) a été converti en dose (Gy) puis les 4 distributions de dose ont été recalées numériquement entre elles par une transformation rigide obtenue par la minimisation du critère de similarité basé sur les intensités. Cela permet un recalage submillimétrique. Une fois les matrices de distributions des 4 films recalées, la moyenne de la valeur de dose pixel à pixel des 4 matrices est réalisée pour obtenir la matrice de distribution de dose du dosimètre « 4 films » d'une résolution de 150 dpi (soit une taille de pixel de 0.17 mm × 0.17 mm). Cette résolution est trop élevée par rapport à la résolution de la matrice de dose issue du TPS, c'est pourquoi la résolution de la matrice de dose issue du dosimètre a été adaptée pour correspondre à celle du TPS interpolé. Finalement, la distribution de dose obtenue par la mesure avec le dosimètre a une résolution de 0.5 mm × 0.3 mm et est notée $\text{DOSE}_{\text{meas}}(\mathbf{Z},\mathbf{X})$ par la suite.

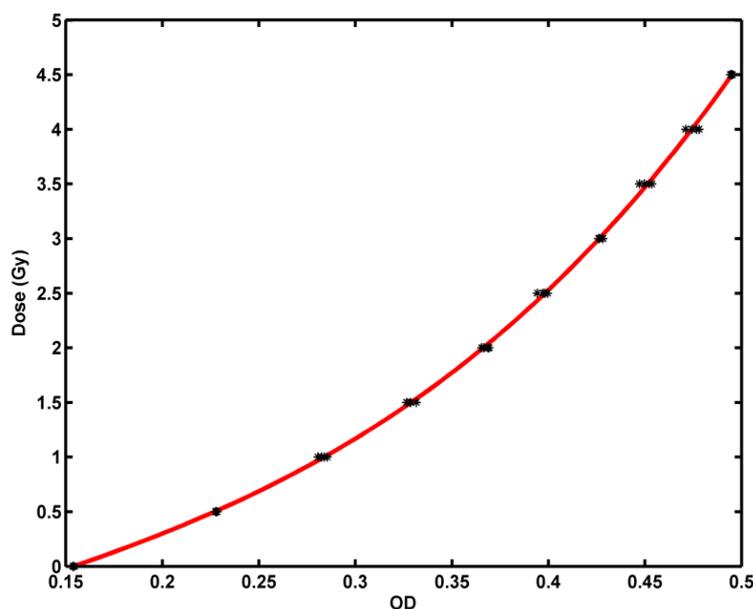


Figure 5.13 : Courbe d'étalonnage en dose des films EBT3.

❖ *Distribution de dose issue de la simulation PENELOPE*

La simulation MC PENELOPE a permis d'obtenir, pour chaque plan de traitement considéré, la matrice de distribution de dose liée à un faisceau. Pour un plan de traitement on obtient un fichier par faisceau. Par exemple, dans le cas du plan « test », on obtient 4 fichiers. Cependant la simulation ne donne pas une dose en Gy mais une dose en $\text{eV.histoire}^{-1}.\text{kg}^{-1}$. Il est donc nécessaire de convertir dans un premier temps les $\text{eV.histoire}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ en Gy.U.M^{-1} à l'aide du coefficient de conversion noté K_{PENELOPE} dans cette étude. Connaissant le nombre d'UM délivré par chaque faisceau (Tableau 5.2) il est alors possible de déterminer la matrice de distribution de dose pour chaque plan en Gy puis de sommer les matrices de chaque faisceau pour obtenir la matrice de distribution de dose (résolution de 0.5 mm × 0.3 mm) du plan de traitement en Gy obtenue par MC PENELOPE.

❖ *Recalage des distributions 2D de dose calculées*

Les distributions de dose calculées, issues de PENELOPE et du TPS, ne se superposent pas parfaitement à la distribution de dose issue du dosimètre car, comme déjà évoqué, la position des films dans le plan (Z,X) n'est pas connue précisément (c'est-à-dire avec une précision submillimétrique) du fait du découpage et du positionnement des films sur la surface vitrée du scanner. Les matrices de doses

issues de PENELOPE et du TPS ont donc été recalées numériquement sur $DOSE_{meas}(Z,X)$ à l'aide d'une transformation rigide obtenue par la minimisation du critère de similarité basé sur les intensités. Les matrices de dose finales obtenues par MC PENELOPE, par l'algorithme RayTracing et par l'algorithme MC_{TPS} sont notées respectivement $DOSE_{PENELOPE}(Z,X)$, $DOSE_{RayTracing}(Z,X)$ et $DOSE_{MC_TPS}(Z,X)$.

❖ Détermination de $K_{PENELOPE}$

Le plan « test » a l'avantage d'être équivalent à un simple cube homogène composé de matériau équivalent-eau et, de plus, la disposition des faisceaux très inclinés par rapport à la surface du dosimètre rend le calcul du Gamma_Index sensible au coefficient de conversion $K_{PENELOPE}$.

Afin de trouver la bonne valeur de ce coefficient, un ensemble de distributions de dose $DOSE_{PENELOPE}(Z,X)$ du plan « test » a été calculé pour différentes valeurs du coefficient de conversion $K_{PENELOPE}$. Pour chaque distribution, la valeur maximale du $\Gamma_{Index}(Z,X)$ entre $DOSE_{PENELOPE}$ et $DOSE_{meas}(Z,X)$ du plan « test » a été évaluée. La valeur correcte de $K_{PENELOPE}$ (spécifique aux simulations utilisées dans ce travail) a été déterminée en retenant la valeur permettant de minimiser la valeur maximale du Γ_{Index} .

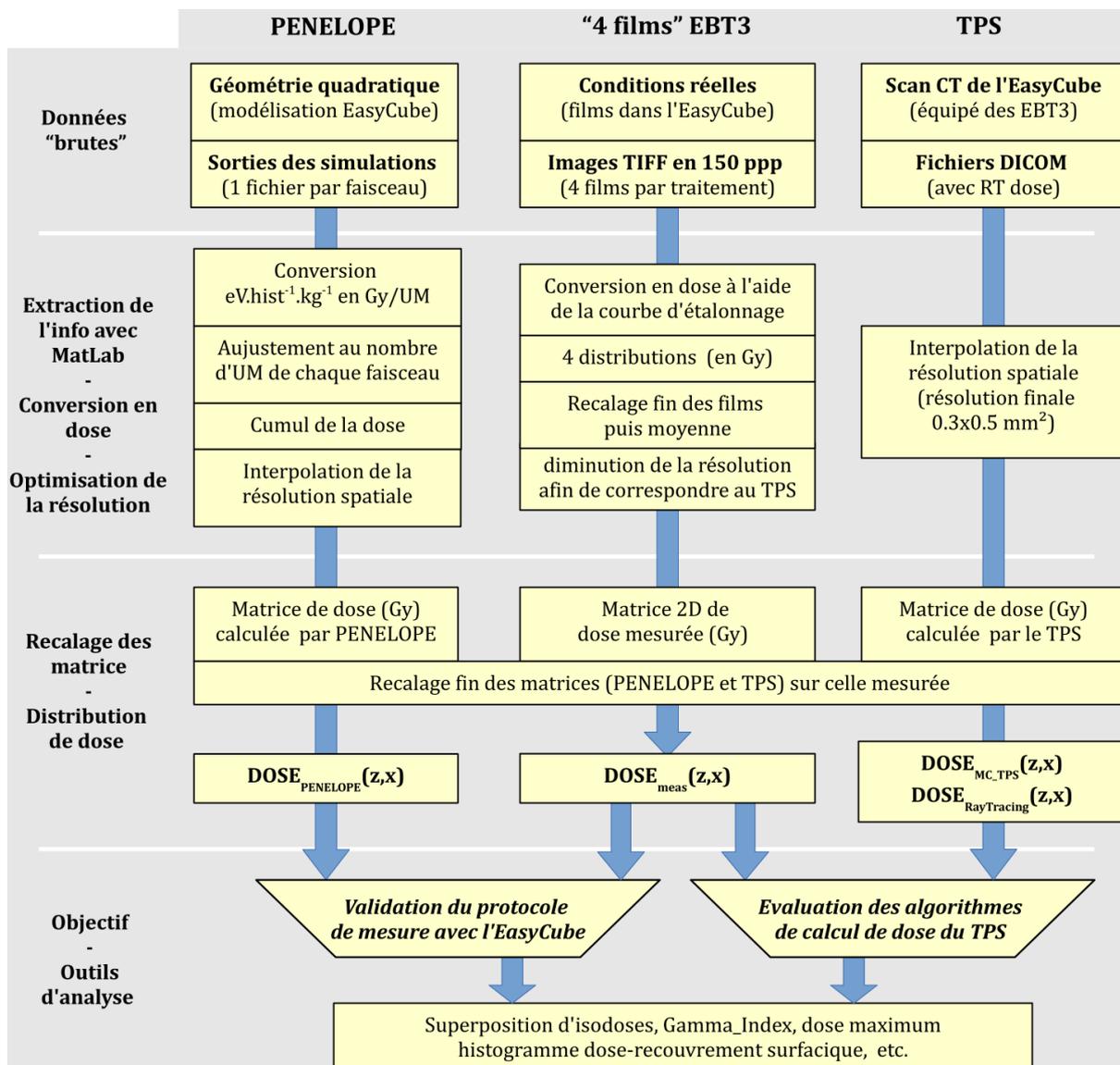


Figure 5.14 : Synthèse sous forme d'organigramme de la méthode implémentée.

ii. Outils de comparaison

La représentation graphique de chaque distribution de dose permet d'avoir un aperçu des différences entre deux distributions. Cependant la comparaison à ce niveau reste qualitative et des outils de comparaison sont nécessaires afin de pousser l'analyse et de quantifier les écarts observés. Plusieurs outils de comparaison ont été développés et utilisés.

❖ *Différence entre les doses maximales*

Un premier indicateur permettant d'évaluer la différence entre la distribution de dose calculée et celle mesurée est la dose maximale. La différence entre la dose maximale calculée $D_{\text{calc}}(\text{max})$ (5.6) et la dose maximale mesurée $D_{\text{meas}}(\text{max})$ (5.7) est évaluée selon l'équation (5.8). Cet indicateur n'a pas été utilisé pour les plans « validations » utilisant peu de faisceaux pour irradier la zone à l'interface RW3-os-poumon car, dans ce cas, la valeur et la position du maximum sont sensibles aux erreurs de positions des faisceaux par rapport à l'interface. Pour le plan de traitement « réaliste interface », le calcul de différence entre les doses maximales s'est limité à la zone au niveau de l'os, que l'on notera $\Delta D_{\text{max}}(\text{os})$.

$$D_{\text{calc}}(\text{max}) = \max\{ \text{DOSE}_{\text{calc}}(Z, X) \} \quad (5.6)$$

$$D_{\text{meas}}(\text{max}) = \max\{ \text{DOSE}_{\text{meas}}(Z, X) \} \quad (5.7)$$

$$\Delta D_{\text{max}} = D_{\text{calc}}(\text{max}) - D_{\text{meas}}(\text{max}) \quad (5.8)$$

❖ *Gamma_Index 2D*

Le Gamma_Index [Low et al., 1998] [Depuydt et al., 2002] correspond à une norme vectorielle permettant d'évaluer l'accord d'une distribution de dose avec une autre en évaluant la « distance » les séparant spatialement et en valeur de dose. Contrairement à la radiothérapie externe conformationnelle classique pour laquelle des recommandations sont disponibles, pour la radiothérapie stéréotaxique il n'existe pas de recommandations sur les critères de dose et de distance. Une étude de sensibilité a donc été réalisée pour différentes valeurs pour les paramètres dose et distance (2% à 4% / 2 mm à 4 mm). Un critère de distance spatiale de 3 mm et un critère de différence en dose de 3% de la dose maximum mesurée par le dosimètre ont finalement été choisis afin de normaliser le Gamma_Index 2D dans notre étude. Ainsi, si un point de la distribution évaluée est à une « distance » minimale supérieure à { 3% $D_{\text{meas}}(\text{max})$ - 3 mm } de la distribution de référence, alors la valeur de son Gamma_Index sera supérieure à 1. On dit que le point passe le critère du Gamma_Index si sa valeur est inférieure ou égale à 1. La valeur du Gamma_Index a été évaluée selon (5.9) en chaque point (Z,X) de la distribution calculée, en cherchant la « distance » minimale du point avec les points ($Z_{\text{meas}}, X_{\text{meas}}$) de la distribution mesurée. En pratique, l'implémentation de la recherche de la « distance » minimale dans MatLab est réalisée à proximité du point (Z,X) afin d'accélérer le temps de calcul.

Le pourcentage de points ne passant pas le critère du Gamma_Index a été évalué par rapport à la surface du film ayant reçu une dose supérieure ou égale à 0.2 Gy.

$$\text{Gamma_Index}(Z, X) = \min \left\{ \sqrt{\left(\frac{Z - Z_{\text{meas}}}{3 \text{ mm}}\right)^2 + \left(\frac{X - X_{\text{meas}}}{3 \text{ mm}}\right)^2 + \left(\frac{\text{DOSE}_{\text{calc}}(Z, X) - \text{DOSE}_{\text{meas}}(Z_{\text{meas}}, X_{\text{meas}})}{3\% D_{\text{meas}}(\text{max})}\right)^2} \right\} \quad (5.9)$$

❖ *Superposition des courbes isodoses et déplacement « moyen »*

Une courbe isodose est la représentation graphique de l'ensemble des points de la distribution de dose surfacique ayant une même valeur de dose. Elle permet de faciliter la lecture des distributions. La superposition de ces courbes isodoses a été utilisée pour comparer la distribution de dose mesurée à l'aide du dosimètre et celle calculée soit par la simulation MC PENELOPE soit par les algorithmes du TPS MultiPlan.

On définit $S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})$ et $S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}})$ respectivement comme la surface mesurée et la surface calculée avec une dose absorbée supérieure ou égale à D_{thres} .

Afin de quantifier de manière simple les différences entre les isodoses calculées par rapport aux isodoses mesurées pour une valeur de dose D_{thres} (Figure 5.15), on définit un déplacement « moyen » $d_{\text{moy}}(D_{\text{thres}})$ selon l'équation (5.10) en assimilant les surfaces $S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}})$ et $S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})$ à des disques centrés l'un par rapport à l'autre.

$$d_{\text{moy}}(D_{\text{thres}}) = \sqrt{\frac{S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}})}{\pi}} - \sqrt{\frac{S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})}{\pi}} \quad (5.10)$$

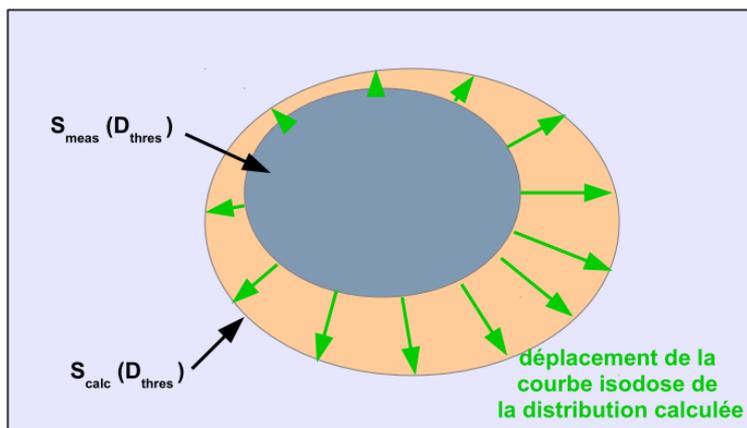


Figure 5.15 : Schéma illustrant le déplacement « moyen » de la courbe isodose.

Il est à noter que, pour les plans de traitement, la dose maximale prescrite était située au voisinage de 3.7 Gy pour être dans la plage haute de l'étalonnage des films EBT3. La correspondance approximative entre les isodoses en Gy et l'isodose en pourcentage de la dose maximum prescrite est donnée dans le Tableau 5.6.

Tableau 5.6 : Correspondance approximative entre les Gy et le pourcentage de la dose maximum délivrée.

[Gy]	0.2	0.4	1.0	2.5
[%]	5	10	30	70

❖ *Histogramme dose-recouvrement surfacique*

Afin d'analyser la cohérence des distributions de dose, nous avons défini un outil appelé « histogramme dose-recouvrement surfacique » correspondant à la représentation graphique des fonctions $D(D_{\text{thres}})[\text{mm}^2]$ et $C(D_{\text{thres}})[\%]$ calculées respectivement selon les équations (5.11) et (5.12).

$D(D_{\text{thres}})$ est définie comme la valeur absolue de la différence des surfaces mesurée et calculée avec une dose absorbée supérieure ou égale à D_{thres} tandis que $C(D_{\text{thres}})$ est défini comme le pourcentage de surface commune à $S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}})$ et $S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})$ par rapport à la surface totale unie (Figure 5.16). Dans le cas où le recouvrement surfacique des isodoses pour une dose D_{thres} est parfait, $C(D_{\text{thres}})$ est égal à 100%. Le cas idéal, c'est-à-dire pour deux distributions de dose en parfait accord est représenté sur la Figure 5.17. Dans le cas où, pour une dose D_{thres} , les surfaces sont disjointes ; $C(D_{\text{thres}})$ est égal à 0%.

$$D(D_{\text{thres}}) [\text{mm}^2] = |S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}}) - S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})| \quad (5.11)$$

$$C(D_{\text{thres}}) [\%] = \frac{S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}}) \cap S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})}{S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}}) \cup S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})} \times 100$$

ou

$$C(D_{\text{thres}}) [\%] = \frac{S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}}) \cap S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})}{S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}}) + S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}}) - S_{\text{calc}}(D_{\text{thres}}) \cap S_{\text{meas}}(D_{\text{thres}})} \times 100 \quad (5.12)$$

Il est également possible de représenter $S_{calc}(D_{thres})$ et $S_{meas}(D_{thres})$ à la place de $D(D_{thres})$ car on obtient ainsi plus d'informations : $D(D_{thres})$ ne permet pas de connaître le signe de la différence entre les deux surfaces, de plus la différence entre les D_{thres} , lorsque les courbes représentant $S_{calc}(D_{thres})$ et $S_{meas}(D_{thres})$ coupe l'axe des abscisses, permet de connaître la différence entre les doses maximum. Cependant ces deux informations se retrouvant dans ΔD_{max} et $d_{moy}(D_{thres})$, il a donc été choisi de ne présenter que $D(D_{thres})$ pour la lisibilité.

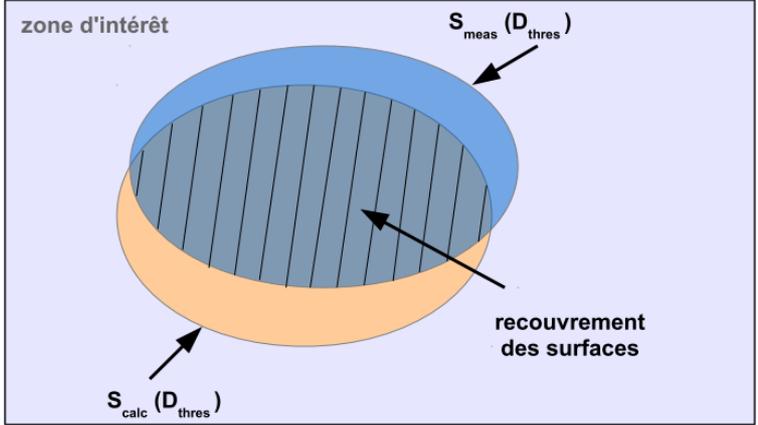


Figure 5.16 : Schéma illustrant le recouvrement surfacique.

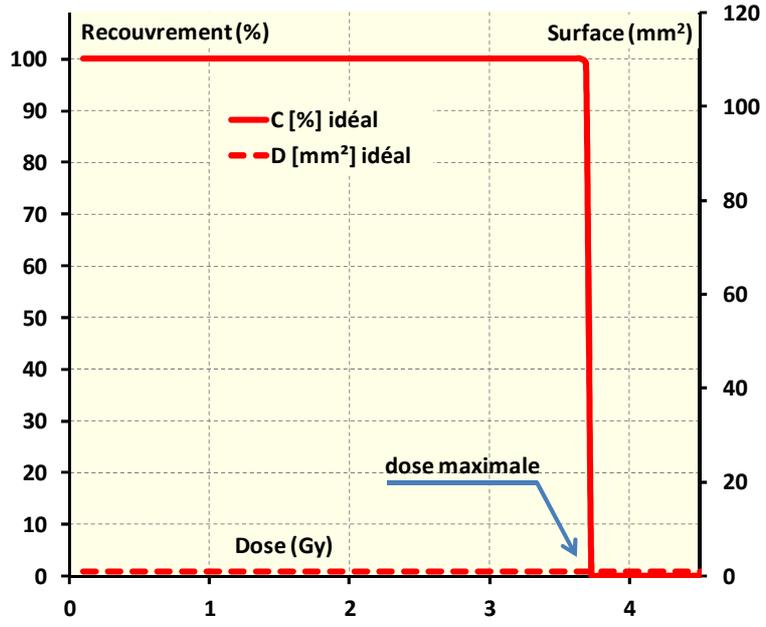


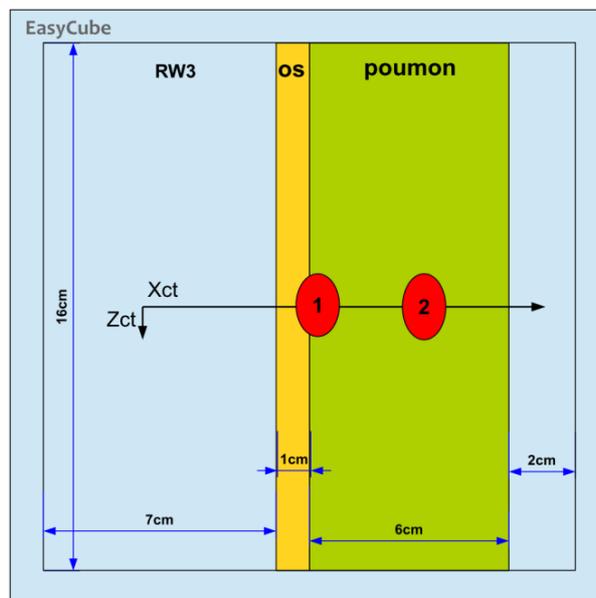
Figure 5.17 : Histogramme dose - recouvrement surfacique : le cas idéal.

❖ **Profil moyenné selon Z**

La géométrie « hétérogène » de l'EasyCube a été réalisée de manière à avoir un milieu hétérogène invariant par translation selon l'axe Z. La Figure 5.18 est une représentation de la configuration « hétérogène » dans le plan (Z,X) au niveau du dosimètre « 4 films ». Le profil moyenné selon l'axe Z se calcule selon l'équation (5.13) et permet de visualiser en une dimension spatiale, la prise en compte des hétérogénéités os et poumon par les algorithmes de calcul du TPS MultiPlan. Le profil moyenné selon Z a été validé à l'aide du plan « validation hors champ ».

$$\langle DOSE \rangle_z (X) = \frac{\int_{d'intérêt}^{zone} DOSE(Z, X) \cdot dZ}{\int_{d'intérêt}^{zone} dZ} \tag{5.13}$$

Figure 5.18 : Schéma 2D de la position des hétérogénéités dans le plan (Z,X) pour la position Y correspondant au dosimètre.



3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

a. Validation du protocole de cartographie de dose dans l'EasyCube

i. Plan de traitement « test » : détermination du coefficient de conversion

La Figure 5.19 donne la valeur maximale du Gamma_Index entre $DOSE_{PENELOPE}$ et $DOSE_{meas}$, en fonction de la valeur du coefficient de conversion $K_{PENELOPE}$. La valeur donnant le meilleur accord est 3.33 [$Gy \cdot UM^{-1} \cdot eV^{-1} \cdot histoire \cdot kg$]. Cette valeur est uniquement valable pour cette étude puisqu'elle dépend notamment de la modélisation du dosimètre et de la modélisation de la tête d'irradiation du CyberKnife. La superposition des isodoses et le Gamma_Index entre $DOSE_{PENELOPE}$ et $DOSE_{meas}$ pour chaque pixel de la zone étudiée pour une valeur du coefficient de conversion de 3.33 sont présentés sur la Figure 5.20. L'écart ΔD_{max} entre les doses maximales est inférieur à 1%, tandis que le déplacement « moyen » d_{moy} des isodoses à 0.2, 1.0 et 2.5 Gy est de -0.2, 0.2 et -0.1 mm respectivement. On observe donc un très bon accord entre la mesure pour un coefficient de conversion de 3.33 [$Gy \cdot UM^{-1} \cdot eV^{-1} \cdot histoire \cdot kg$] et la simulation MC PENELOPE. C'est cette valeur qui est utilisée par la suite dans ce travail pour déterminer en Gy les distributions de dose dans l'EasyCube « hétérogène » calculées avec les simulations MC PENELOPE.

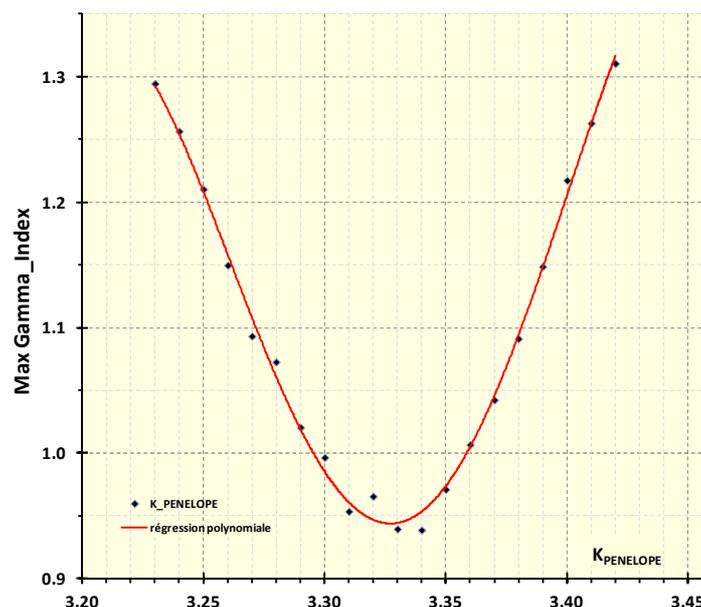


Figure 5.19 : Valeur maximum du Gamma_Index en fonction de la valeur du coefficient de conversion $K_{PENELOPE}$. Interpolation polynomiale d'ordre 4 en rouge.

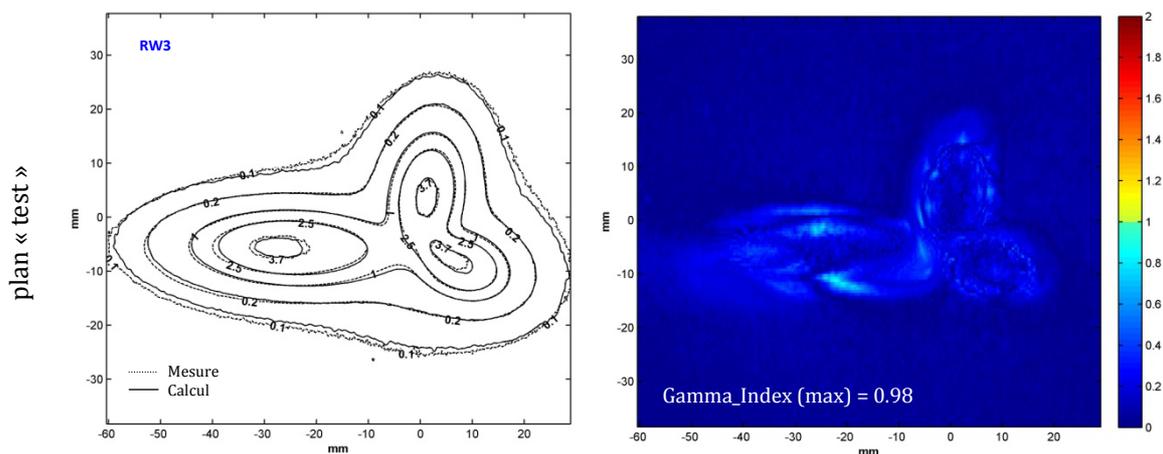


Figure 5.20 : Superposition des isodoses mesurées et calculées par MC PENELOPE après ajustement du coefficient de conversion ($K_{\text{PENELOPE}} = 3.33$) (à gauche). Gamma_Index en 2D (3% - 3mm) entre le calcul MC PENELOPE et la mesure (à droite).

ii. Plans de traitement « validations »

Les distributions $\text{DOSE}_{\text{PENELOPE}}(Z,X)$ et $\text{DOSE}_{\text{meas}}(Z,X)$ ont été évaluées pour les plans « validation poumon », « validation interface » et « validation hors champ ». Dans la colonne gauche de la Figure 5.21, la superposition des isodoses à 0.1, 0.2, 1.0 et 2.5 Gy pour les deux premiers plans « validations » est représentée, alors que pour le plan « validation hors champ » ce sont les isodoses à 0.3, 0.4, 1.0 et 2.5 Gy qui sont représentées. La valeur du $\text{Gamma_Index}(Z,X)$ est représentée dans la colonne de droite.

❖ Plan « validation poumon »

Les isodoses calculées par MC PENELOPE et mesurées se superposent très bien avec un déplacement « moyen » d_{moy} de -0.3 , -0.1 et -0.4 mm pour les isodoses à 0.2, 1.0 et 2.5 Gy respectivement. Tous les points passent le critère {3% - 3 mm} du Gamma_Index et la valeur de ΔD_{max} est d'environ -1% . L'accord entre la mesure et le calcul MC PENELOPE est donc excellent pour une localisation du traitement dans le poumon.

❖ Plan « validation interface »

Concernant le plan « validation interface » où la localisation du traitement se situe à l'interface RW3-os-poumon, l'accord des isodoses est également très bon avec un déplacement « moyen » d_{moy} de -0.3 , $+0.4$ et -0.1 mm pour les isodoses à 0.2, 1.0 et 2.5 Gy respectivement. L'ensemble des points passent le critère du Gamma_Index {3% - 3 mm}.

❖ Plan « validation hors champ »

Pour le plan « validation hors champ », le déplacement « moyen » d_{moy} des isodoses à 0.3, 0.4, 1.0 et 2.5 Gy est respectivement de -0.1 , $+0.1$, $+0.2$ et -0.2 mm et l'ensemble des points passent le critère {3% - 3mm} du Gamma_Index. Ce plan de traitement est intéressant car, d'une part, il utilise des faisceaux de 5 mm contrairement aux plans précédents qui ont tous été réalisés avec des faisceaux de 10 mm et, d'autre part, il fait intervenir une grande quantité de rayonnement diffusé, notamment dans la zone intermédiaire entre les localisations 1 et 2. Un très bon accord dans cette zone est observé entre le calcul MC PENELOPE et la mesure. En effet :

- les isodoses à 0.4 Gy calculée et mesurée sont en très bon accord (Figure 5.21),
- en dessous de valeurs de dose de 1.5 Gy correspondant aux zones à distance du champ, le recouvrement $C[\%]$ est meilleur que 90% (Figure 5.28),
- sur le profil moyenné selon Z (Figure 5.22), le calcul MC PENELOPE (en noir) et la mesure (en vert) sont en parfait accord entre 2 et 28 mm.

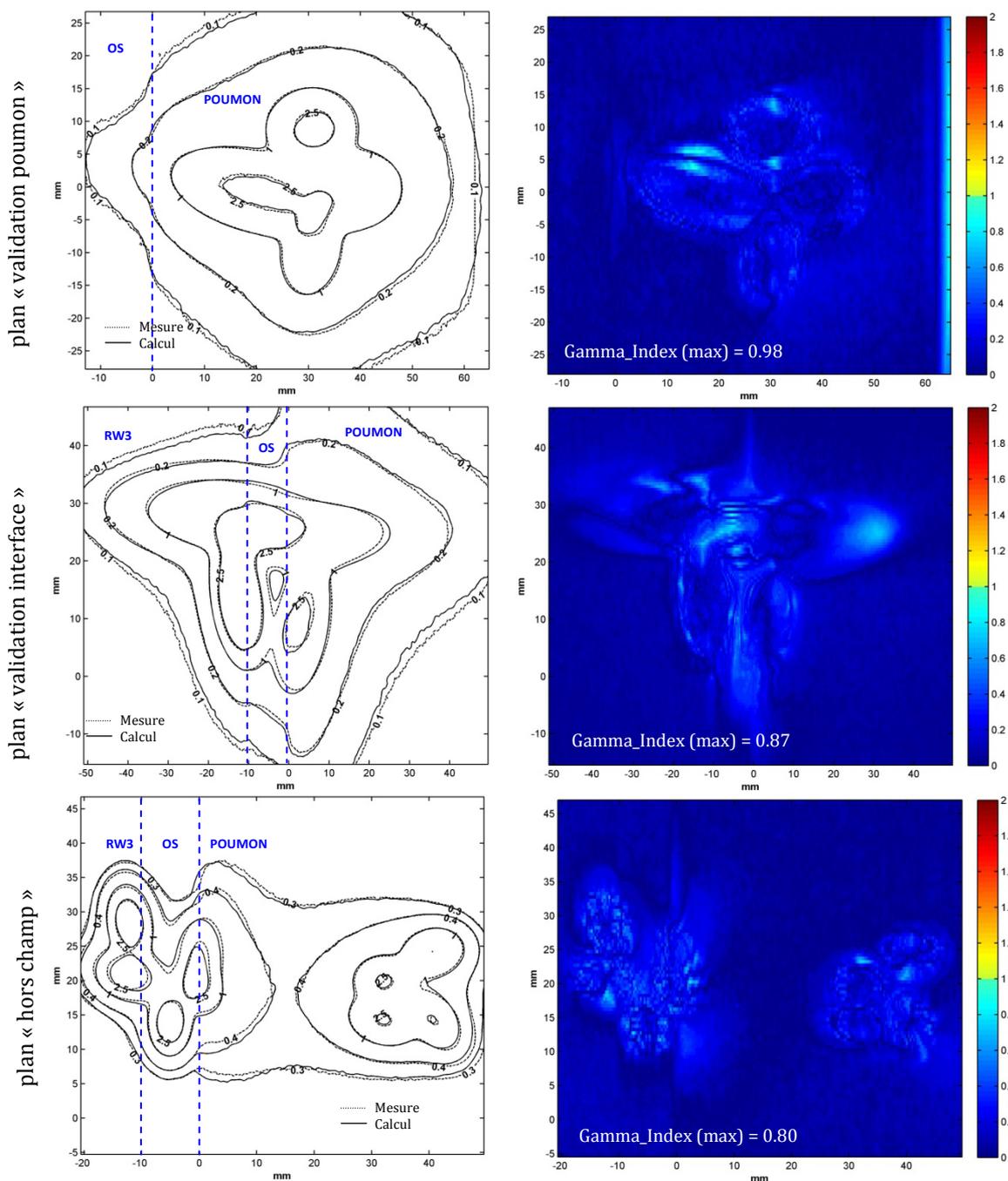


Figure 5.21 : Superposition des isodoses mesurées et calculées par MC PENELOPE (à gauche) et Gamma_Index en 2D (3% - 3mm) entre le calcul MC PENELOPE et la mesure (à droite).

Concernant le profil moyenné selon Z (Figure 5.22), une légère différence entre le calcul MC PENELOPE et la mesure est observée dans la zone au niveau de l'os (entre -10 et 0 mm). Cette différence dans le cas de MC PENELOPE au niveau de l'os pourrait s'expliquer par la sensibilité de la distribution de dose pour ce plan à l'erreur de position de l'insert os selon l'axe X par rapport à la position des 5 faisceaux de 5 mm. En effet, sur ces 5 faisceaux, deux ont été placés exactement sur l'interface RW3-os et un a été placé exactement à l'interface os-poumon, ce qui rend la distribution de dose dans l'os sensible à la moindre erreur de position selon l'axe X. Ce phénomène concerne moins les plans de traitement « réalistes » qui utilisent la superposition de nombreux faisceaux pour homogénéiser la distribution de dose (la contribution des faisceaux tombant exactement sur une interface est alors moins importante).

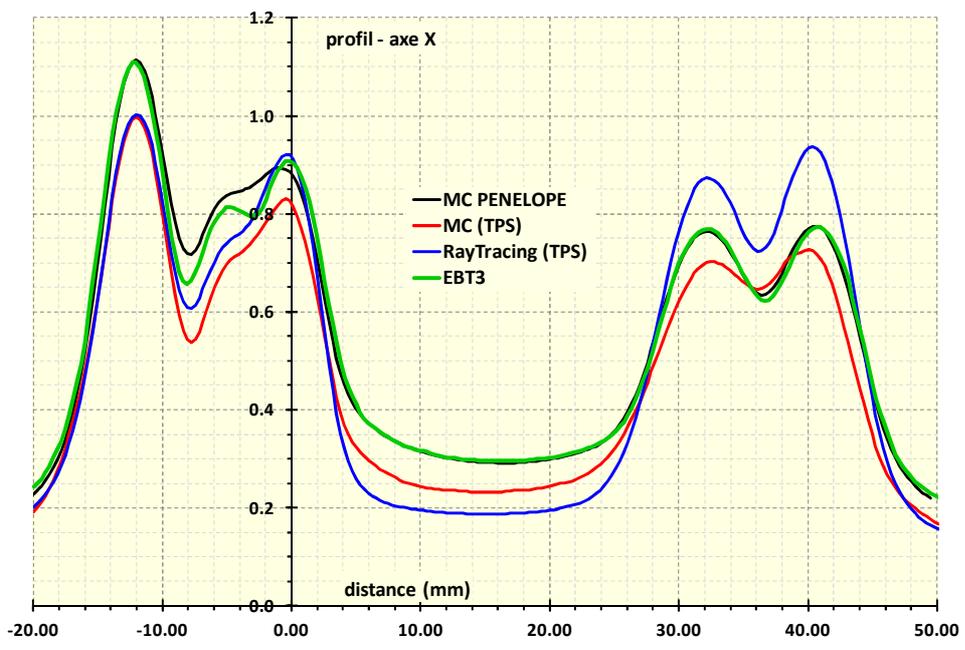


Figure 5.22 : Profil moyenné selon l'axe Z du plan « validation hors champ ».

❖ **Bilan**

La méthode utilisée dans cette étude pour mesurer la distribution de dose dans le fantôme EasyCube « hétérogène » à l'aide d'un dosimètre « 4 films » est donc validée grâce aux simulations MC PENELOPE avec lesquelles un accord meilleur que {3%-3mm} est trouvé pour le Gamma_Index et un accord meilleur que 0.4 mm est trouvé pour le déplacement « moyen » d_{moy} des isodoses au-dessus de 0.2 Gy pour les traitements dans le poumon et à l'interface RW3-os-poumon.

Les distributions de dose mesurées $DOSE_{meas}(Z,X)$ vont pouvoir être à présent utilisées comme références, pour comparer les distributions de dose calculées pour les plans précédents et pour les plans « réalistes » avec les algorithmes RayTracing et MC_{TPS} de MultiPlan. Pour les histogrammes dose-recouvrement surfacique, la comparaison des résultats des simulations avec PENELOPE est conservée afin de positionner la performance des algorithmes implémentés dans le TPS par rapport à la simulation MC détaillée.

b. Évaluation des algorithmes de calcul du TPS

Les figures allant de la Figure 5.25 jusqu'à la Figure 5.30 présentent sous forme d'un tableau synthétique :

- la distribution de dose $DOSE_{meas}(Z,X)$ et les histogrammes dose-recouvrement surfacique sur la première ligne,
- les distributions de dose $DOSE_{RayTracing}(Z,X)$ et $DOSE_{MC_TPS}(Z,X)$ sur la seconde,
- la superposition des isodoses pour les deux algorithmes du TPS avec les isodoses mesurées,
- les valeurs du Gamma_Index (3% - 3mm) de $DOSE_{RayTracing}(Z,X)$ et $DOSE_{MC_TPS}(Z,X)$ par rapport à $DOSE_{meas}(Z,X)$ sur la dernière ligne du tableau.

Ce tableau synthétique est donné pour l'ensemble des plans de traitement réalisés dans cette étude.

i. Calcul de dose en milieu homogène (plan « test »)

Un excellent accord entre l'algorithme RayTracing et la mesure est trouvé en milieu homogène RW3 (équivalent-eau) avec la quasi-totalité des points passant le critère du Gamma_Index (99.9% des points) et aucune différence sur la valeur du Maximum de dose (Tableau 5.8). La seule différence visible

(Figure 5.25) concerne les doses en dessous de 0.2 Gy pour lesquelles l'isodose mesurée est plus large ; c'est-à-dire que les doses à distance sont légèrement surestimées par l'algorithme RayTracing. Cet effet est en particulier visible sur l'isodose 0.1 Gy. Au-dessus de 0.4 Gy, l'accord avec la mesure est aussi bon que celui observé pour le calcul MC PENELOPE : notamment les histogrammes de recouvrement MC PENELOPE et RayTracing se superposent quasi parfaitement.

Concernant l'algorithme MC_{TPS}, 97.9% des points passent le critère du Gamma_Index et l'écart sur la valeur du maximum de dose est de 4.1%. Le déplacement « moyen » d_{moy} des isodoses à 0.2, 1.0 et 2.5 Gy est respectivement de -0.4, +0.0 et +0.2 mm. Au-dessus de 0.4 Gy, l'accord de l'algorithme MC_{TPS} avec la mesure est moins bon que celui observé pour l'algorithme RayTracing : la courbe de recouvrement C[%] (Figure 5.25) obtenue avec l'algorithme MC_{TPS} est systématiquement en dessous de celle de RayTracing ou PENELOPE et au-dessus de 2.5 Gy, la différence D[mm²] est visible. Cependant ces différences sont acceptables au vu du très faible déplacement des isodoses entre 0.2 et 2.5 Gy pour une configuration avec 3 faisceaux fortement inclinés, car les traitements réalistes en milieu homogène n'imposent pas de telles contraintes.

Le moins bon accord de l'algorithme MC_{TPS} par rapport à l'algorithme RayTracing pourrait provenir de l'étalonnage donnant la valeur de la densité électronique en fonction du nombre d'Hounsfield. En effet, l'irradiation se faisant dans du matériau RW3 conçu pour avoir une densité électronique proche de l'eau (densité électronique de RW3 relative à l'eau = $(0.536 \times 1.045) / (0.555 \times 1.000) = 1.009$), la diffusion des électrons secondaires est censée être similaire dans le milieu eau et dans le milieu RW3. L'algorithme RayTracing utilise la densité électronique de l'eau et un très bon accord est obtenu entre les distributions de dose $\text{DOSE}_{\text{RayTracing}}(Z,X)$ et $\text{DOSE}_{\text{meas}}(Z,X)$. Par contre, l'algorithme MC_{TPS} n'utilise pas la densité électronique de l'eau mais la densité électronique déterminée pour chaque voxel à partir des images CT du fantôme et de la courbe d'étalonnage du scanner CT (Tableau 5.7). Une erreur sur la détermination de la densité électronique du matériau RW3 peut alors se produire. Si celle-ci est plus élevée, la dose déposée dans le champ sera plus importante car l'algorithme va estimer que les électrons secondaires diffusés vont perdre plus rapidement leur énergie par collision dans le milieu. La valeur de la densité électronique utilisée par l'algorithme MC_{TPS} est légèrement supérieure à celle du RW3 donnée par le constructeur (1%) mais cette différence ne nous semble pas assez significative pour expliquer la surestimation de la dose dans le champ (4%) (Tableau 5.8).

Tableau 5.7 : Nombre d'Hounsfield, densité électronique et masse volumique déterminés à partir des images CT et de la courbe d'étalonnage du scanner CT. Les valeurs données par le constructeur pour les matériaux composant l'EasyCube sont données entre parenthèses.

	Nombre d' Hounsfield	Densité électronique relative à l'eau	Masse volumique (g.cm ⁻³)
	0	0.000	0.000
Données utilisées pour l'étalonnage du scanner	208	0.190	0.200
	539	0.489	0.500
	953	0.949	0.960
	989	0.976	0.990
	1015	1.000	1.000
	1058	1.043	1.060
	1069	1.052	1.070
	1259	1.117	1.160
	1905	1.456	1.530
	2657	2.274	2.600
RW3	1035*	1.020 (1.009)	1.028 (1.045)
poumon	242*	0.221 (0.235)	0.231 (0.200)
os	2000*	1.559 (1.48)	1.665 (1.58)

(*) Valeurs moyennées sur l'ensemble des voxels correspondant au milieu, en évitant les gaps d'air entre les blocs.

Tableau 5.8 : Valeur des indicateurs pour le plan « test ».

Algorithmes	Gamma_Index {3%-3mm}		$d_{\text{moy}}(D_{\text{thres}})$ [mm]			ΔD_{max} [%]
	Maximum	%pts>critère	0.2 Gy	1.0 Gy	2.5 Gy	
RayTracing	1.3	0.1	-0.9	0.0	0.0	0.0
MC _{TPS}	1.9	2.1	-0.4	0.0	0.2	4.1

Ainsi les deux algorithmes du TPS MultiPlan parviennent très bien à calculer des distributions de dose en milieu homogène RW3, l'algorithme RayTracing se montre même extrêmement performant pour les doses au-dessus de 10% de la dose prescrite.

ii. Calcul de dose en milieu hétérogène

❖ Plan « validation poumon »

On peut observer sur le Tableau 5.9 et la Figure 5.26 que, pour l'algorithme RayTracing, la moitié des points de la distribution de dose ne passe pas le critère du Gamma_Index et que la dose maximum calculée par RayTracing (à savoir 3.78 Gy) est 35% plus élevée que la dose réellement délivrée (à savoir 2.80 Gy). De plus, l'isodose à 0.2 Gy est moins étendue de 5.0 mm par rapport à la mesure tandis que l'isodose à 2.5 Gy est plus étendue de 5.1 mm en moyenne par rapport à la mesure. On peut également observer sur l'histogramme que, à l'exception des doses entre 0.5 et 1.5 Gy, le recouvrement C[%] est inférieur à 90% et la différence D[mm²] est supérieure à 1 cm². Autour de 1 Gy, les isodoses et donc la surface intérieure de l'isodose $S_{\text{calc}}(1 \text{ Gy})$ se superposent bien à la surface mesurée $S_{\text{meas}}(1 \text{ Gy})$ comme on peut le voir sur le graphique présentant la superposition des isodoses (Figure 5.26). Aussi, dans cette gamme de dose, le recouvrement C[%] est bon et la différence D[mm²] faible. Sur le même graphique on peut observer que la surface intérieure de l'isodose à 0.2 Gy calculée S_{calc} par RayTracing est plus petite que la surface mesurée $S_{\text{meas}}(0.2 \text{ Gy})$ alors qu'à 2.5 Gy c'est le phénomène inverse avec $S_{\text{calc}}(2.5 \text{ Gy})$ qui est plus grande que $S_{\text{meas}}(2.5 \text{ Gy})$. La différence D[mm²] et le recouvrement C[%] sont par conséquent mauvais en dehors des doses autour de 1 Gy. Le pic de la différence D[mm²] est observé pour la dose proche du maximum de dose mesuré (2.80 Gy) puis la différence diminue puisque au-delà de cette dose, la surface S_{meas} ne diminue plus (elle est nulle) alors que S_{calc} continue de diminuer jusqu'à atteindre zéro pour la dose maximum calculée de 3.78 Gy. Le recouvrement C[%] est donc également nul à partir de 2.80 Gy. L'algorithme RayTracing ne permet donc pas de calculer correctement la distribution de dose dans le milieu poumon (milieu à faible densité) avec une sous-estimation de la dose en dessous de 1 Gy (ce qui correspond à l'isodose 30%) et une surestimation au-dessus. Ainsi les doses dans le champ sont surestimées par l'algorithme Raytracing tandis que les doses à distance du champ sont sous-estimées.

Concernant les calculs obtenus avec l'algorithme MC_{TPS}, seulement ~4% des points ne passent pas le critère du Gamma_Index et la dose maximum calculée et celle mesurée sont en accord à moins de 2%. Les isodoses à 0.2 et 2.5 Gy sont déplacées de 1.1 et 1.7 mm respectivement. Le recouvrement C[%] est supérieur à 90% pour les doses allant jusqu'à 2 Gy. Il y a donc un bon accord entre l'algorithme MC_{TPS} et la mesure pour la distribution de dose dans un milieu poumon.

La différence de comportement que l'on observe entre les deux algorithmes du TPS dans le poumon s'explique par la prise en compte ou non du transport latéral des électrons secondaires dans l'hétérogénéité poumon. En effet, le poumon utilisé dans l'EasyCube a une densité électronique environ 5 fois plus faible que celle de l'eau (la masse volumique de l'insert poumon est de 0.20 g.cm⁻³) or l'algorithme RayTracing est un algorithme de type Pencil Beam, ce qui signifie que la densité électronique locale du matériau « poumon » n'est pas prise en compte pour le transport des électrons secondaires. La densité électronique du « poumon » considérée par RayTracing est plus importante que sa densité électronique réelle ce qui va augmenter la valeur de la dose déposée dans la zone couverte par le faisceau et ce qui va diminuer la valeur de la dose hors du champ puisque l'algorithme va surestimer l'énergie perdue par les électrons secondaires dans le champ, les électrons secondaires sortant du champ auront

donc une énergie estimée moins importante que la réalité. L'algorithme MC_{TPS} prend en compte la densité électronique de chaque voxel pour réaliser le transport des particules à travers la matière, ce qui lui permet de considérer la densité électronique correcte du matériau « poumon ».

Tableau 5.9 : Valeur des indicateurs pour le plan « validation poumon ».

Algorithme	Gamma_Index {3%-3mm}		d _{moy} (D _{thres}) [mm]			ΔD _{max} [%]
	Maximum	%pts>critère	0.2 Gy	1.0 Gy	2.5 Gy	
RayTracing	13.0	47.8	-5.0	0.2	5.1	35.0
MC _{TPS}	2.4	3.7	-1.1	0.0	1.7	1.8

❖ Plan « validation interface »

Le Tableau 5.10 indique que 10% des points calculés par RayTracing ne passent pas le critère du Gamma_Index contre ~2% pour MC_{TPS}. Avec l'algorithme Raytracing, l'isodose à 0.2 Gy est en moyenne moins étendue de 5.0 mm par rapport à la mesure mais on peut remarquer qu'elle est en bon accord avec la mesure du côté RW3 de l'interface tandis qu'elle est moins étendue du côté poumon, ce qui est cohérent avec les observations du plan « validation poumon ». Pour l'algorithme MC_{TPS}, les points ne passant pas le critère sont situés du côté poumon de l'interface (Figure 5.27). Avec ce dernier, l'isodose à 0.2 Gy est en moyenne moins étendue de 1.7 mm par rapport à la mesure. Cependant, la forme de l'isodose calculée est comparable. Au niveau de l'interface, l'algorithme MC_{TPS} est donc plus performant que RayTracing, la variation de la densité électronique au niveau de l'interface os-poumon n'étant pas prise en compte par ce dernier.

Tableau 5.10 : Valeur des indicateurs pour le plan « validation interface ».

Algorithme	Gamma_Index {3%-3mm}		d _{moy} (D _{thres}) [mm]		
	Maximum	%pts>critère	0.2 Gy	1.0 Gy	2.5 Gy
RayTracing	5.0	9.9	-5.1	0.5	2.0
MC _{TPS}	2.1	1.8	-1.7	-0.1	1.3

iii. Cas réaliste d'une tumeur localisée dans le poumon

Les valeurs des indicateurs pour le plan « réaliste poumon » sont données dans le Tableau 5.11. Pour ce plan (correspondant au traitement avec 16 faisceaux de 7.5 mm d'une tumeur localisée dans le poumon), ~30% des points ne satisfont pas le critère du Gamma_Index avec l'algorithme RayTracing et la dose maximale calculée par l'algorithme RayTracing est 39% au-dessus de la dose maximale mesurée. L'isodose à 0.2 Gy (soit l'isodose 5%) calculée par RayTracing est moins étendue de 6 mm tandis que celle à 2.5 Gy (soit l'isodose 70%) est plus étendue de 3 mm. La zone de recouvrement de la fonction C[%] reste limitée à une zone comprise entre 0.5 et 1.0 Gy comme on peut le voir sur l'histogramme dose-recouvrement surfacique de la Figure 5.29. Ce plan de traitement conforte les résultats observés pour le plan de traitement « validation poumon ». La superposition de nombreux faisceaux et l'homogénéisation de la dose dans le PTV n'ont pas réduit les désaccords de l'algorithme RayTracing avec la mesure.

Pour l'algorithme MC_{TPS}, tous les points passent le critère du Gamma_Index et l'accord entre la dose maximale mesurée et celle calculée par l'algorithme MC_{TPS} est meilleur que 4%. L'isodose à 0.2 Gy calculée par MC_{TPS} est moins étendue de 2.5 mm que celle mesurée tandis que les isodoses à 1.0 et 2.5 Gy calculées par MC_{TPS} sont en très bon accord avec les isodoses mesurées. Les énergies des électrons secondaires contribuant à l'isodose à 0.2 Gy étant plus faibles (isodose hors du champ) que celles à 1.0 et 2.5 Gy, l'étendue moins importante de l'isodose hors du champ pourrait provenir de la valeur de l'énergie de coupure utilisée pour la simulation du transport des électrons dans l'algorithme MC_{TPS}. On peut

également noter sur la [Figure 5.29](#) que l'algorithme MC_{TPS} donne d'excellents résultats sauf pour des doses inférieures à 0.3 Gy. Lors de l'analyse du plan « validation poumon », le déplacement de l'isodose à 0.2 Gy était seulement de 1.1 mm contre 2.5 mm ici pour le plan réaliste. Cette différence pourrait être imputée à l'utilisation du champ de 7.5 mm et d'un grand nombre de faisceaux utilisés et focalisés dans un volume plus petit pour le plan réaliste au lieu de l'utilisation du champ de 10 mm et d'un nombre réduit de faisceaux pour le plan « validation poumon ».

La [Figure 5.23](#) présente les profils moyennés selon Z pour les distributions de dose calculées $DOSE_{RayTracing}(Z,X)$ et $DOSE_{MC_{TPS}}(Z,X)$ et la distribution de dose mesurée $DOSE_{meas}(Z,X)$ pour ce plan de traitement. On retrouve sur ce graphique le désaccord très important de l'algorithme RayTracing avec la mesure avec une surestimation de la dose dans le champ et une sous-estimation de la dose à distance du champ. Pour l'algorithme MC_{TPS} , on retrouve le bon accord ; cependant on peut noter que le profil moyenné de MC_{TPS} est systématiquement en dessous de celui mesuré hors du champ.

Lors de la planification du traitement d'une tumeur dans le poumon, l'algorithme RayTracing n'est pas adapté, celui-ci surestime de près de 40% la dose dans le champ, ce qui conduit à délivrer une dose moins importante que prévue à la tumeur pouvant diminuer l'efficacité du traitement. De plus, l'algorithme sous-estime de manière importante la dose hors du champ, ce qui peut conduire à sous-évaluer la dose reçue par les organes à risque situés à proximité de la tumeur traitée.

L'algorithme MC_{TPS} est nettement plus performant pour évaluer la dose reçue par la tumeur localisée dans le poumon avec un accord meilleur que 4% sur la dose maximale. Cependant, une sous-estimation de la dose hors du champ est à noter, bien que moins importante qu'avec RayTracing, ce qui peut également conduire à sous-évaluer la dose aux organes à risque situés à proximité.

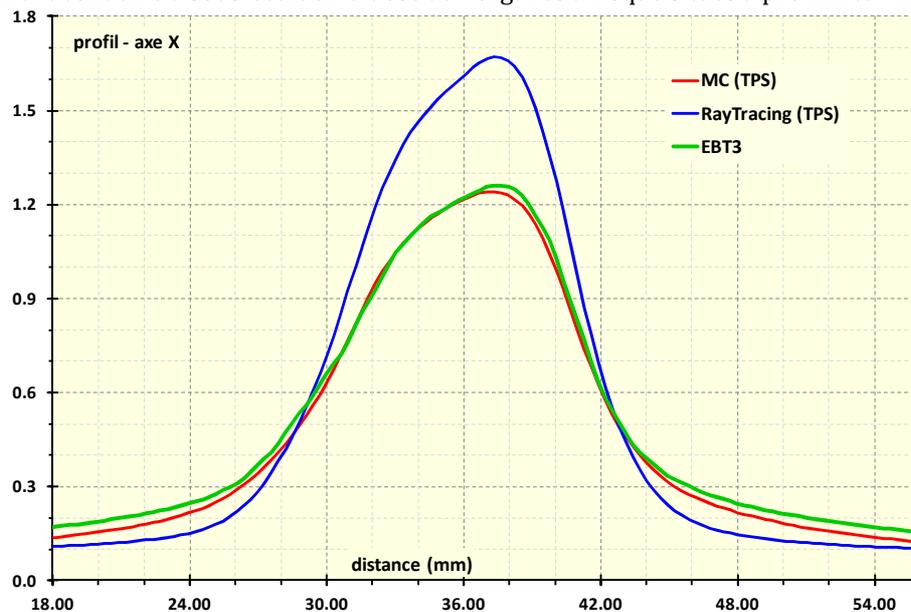


Figure 5.23 : Profil moyenné selon l'axe Z du plan « réaliste poumon ».

Tableau 5.11 : Valeur des indicateurs pour le plan « réaliste poumon ».

Algorithme	Gamma_Index {3%-3mm}		$d_{moy}(D_{thres})$ [mm]			ΔD_{max} [%]
	Maximum	%pts>critère	0.2 Gy	1.0 Gy	2.5 Gy	
RayTracing	12.7	31.1	-6.2	0.3	2.9	39.1
MC_{TPS}	0.6	0.0	-2.5	0.0	0.1	-3.7

iv. Cas réaliste d'une tumeur localisée à l'interface os-poumon

Les valeurs des indicateurs pour le plan « réaliste interface » sont données dans le [Tableau 5.12](#). Pour ce plan (correspondant au traitement avec 40 faisceaux de 7.5 mm d'une tumeur localisée à

l'interface os-poumon), environ 20% des points ne passent pas le critère du Gamma_Index pour la distribution de dose calculée par RayTracing, ces points sont localisés dans le poumon (Figure 5.30). Un très bon accord est observé pour l'évaluation de la dose maximale reçue au niveau de l'os puisque la différence avec la mesure n'est que de 1.3%. L'isodose à 0.2 Gy (soit l'isodose 5%) calculée par RayTracing est moins étendue de 4 mm tandis que celle à 2.5 Gy (soit l'isodose 70%) est plus étendue de 4.6 mm. Sur la Figure 5.24, on peut également observer que pour des valeurs de X comprises entre 0 et 19 mm (ce qui correspond au PTV), la dose évaluée par RayTracing est systématiquement au-dessus tandis qu'au-delà de 19 mm la dose évaluée par RayTracing est systématiquement en dessous. Du fait de la présence de l'hétérogénéité poumon pour le traitement « réaliste interface », on retrouve ce qui avait été observé dans le cas des plans de traitement « réaliste poumon » et « validation poumon ». Cependant, on peut constater sur le profil moyenné selon Z de la Figure 5.24 ou sur la comparaison des isodoses de la Figure 5.30 que cet algorithme donne de très bons résultats pour ce qui est du calcul de dose avant l'hétérogénéité poumon (c'est-à-dire pour $X < 0$ mm).

Concernant l'algorithme MC_{TPS}, seulement 0.2% des points ne passent pas le critère du Gamma_Index. Cependant les isodoses 0.2 et 2.5 Gy calculées par MC_{TPS} sont moins étendues que celles mesurées d'environ 2 mm. De plus, on peut observer sur la Figure 5.24 que le profil de dose évalué par MC_{TPS} est systématiquement en dessous du profil de dose mesuré, à l'exception de la zone entre 9 et 17 mm sur l'axe X où celle-ci est légèrement au-dessus. L'algorithme MC_{TPS} sous-estime donc la dose globalement pour une localisation de tumeur au niveau de l'interface. Cette sous-évaluation de la dose est significative au niveau de l'os puisque la dose maximale évaluée par l'algorithme MC_{TPS} est 15.6% inférieure à celle mesurée, alors qu'un bon accord entre RayTracing et la mesure est observé (Tableau 5.12). Cette différence est difficile à expliquer. On peut juste noter que la densité électronique du milieu os (Tableau 5.7) utilisée par l'algorithme MC_{TPS} est supérieure à celle fournie par le constructeur (écart de l'ordre de 4.5%).

Finalement, le calcul des distributions de dose pour le traitement d'une tumeur localisée à l'interface os-poumon est problématique pour les deux algorithmes du TPS. L'algorithme RayTracing ne permet pas d'évaluer correctement la dose dans des zones de faible densité électronique telles que du poumon mais donne des résultats satisfaisants dans le matériau « RW3 » et dans le matériau « os », tandis que l'algorithme MC_{TPS} est globalement bon : il est bien meilleur que RayTracing dans le poumon mais sous-estime de ~16% la dose au niveau de l'os.

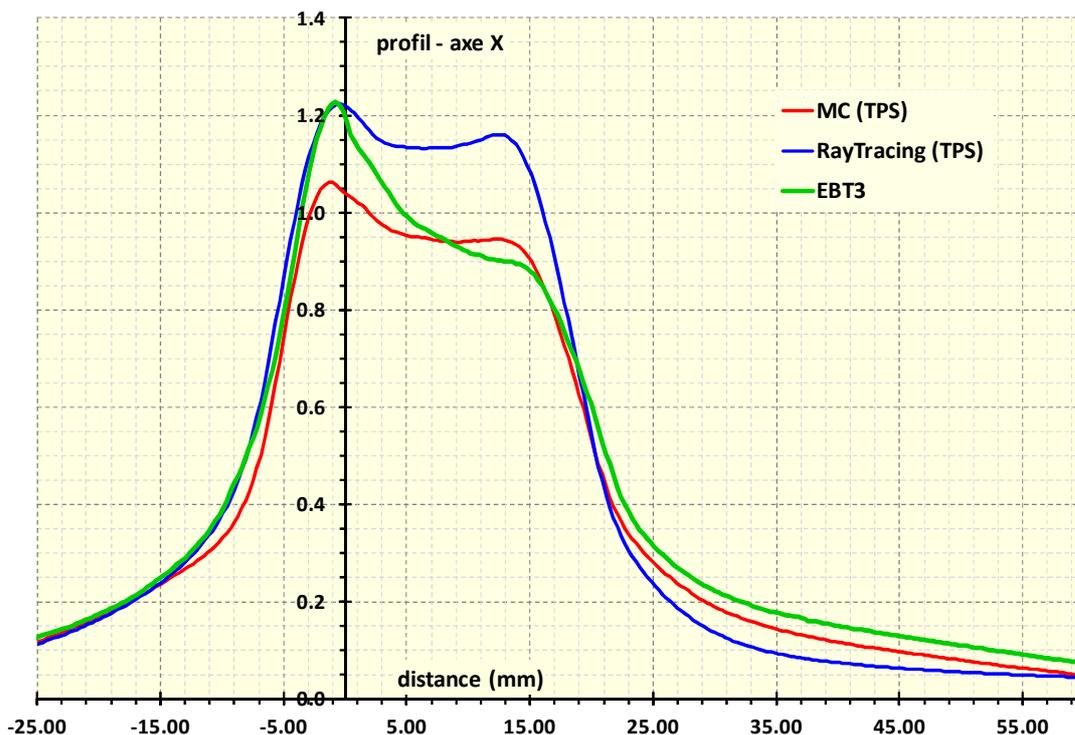


Figure 5.24 : Profil moyenné selon l'axe Z du plan « réaliste interface ».

Tableau 5.12 : Valeur des indicateurs pour le plan « réaliste interface ».

Algorithmes	Gamma_Index {3%-3mm}		$d_{\text{moy}}(D_{\text{thres}})$ [mm]			$\Delta D_{\text{max}}(\text{os})$ [%]
	Maximum	%pts>critère	0.2 Gy	1.0 Gy	2.5 Gy	
RayTracing	6.3	19.5	-3.9	0.1	4.6	1.3
MC _{TPS}	1.6	0.2	-1.9	-0.4	-2.3	-15.6

4. CONCLUSION

Ce dernier chapitre a fait l'objet de l'évaluation des algorithmes implémentés dans un TPS utilisé en radiothérapie stéréotaxique. Le travail a consisté à :

- mettre en place un protocole de mesure bidimensionnel pour des traitements stéréotaxiques et développer un programme d'analyse associé.
- valider le protocole à l'aide de simulations MC utilisant un code de calcul « détaillé » pour le transport des particules en particulier pour la physique des électrons (la simulation du transport latéral des électrons secondaires étant un facteur critique pour le calcul de distribution de dose en radiothérapie stéréotaxique dans les milieux hétérogènes).
- utiliser ce protocole et le programme d'analyse pour évaluer le calcul de distribution de dose fait par les deux algorithmes du TPS MultiPlan.

Les mesures ont été réalisées en utilisant le dosimètre « 4 films » présenté dans le chapitre 4 et le fantôme polyvalent EasyCube. Les outils d'analyse ont été développés à l'aide du logiciel MatLab. Des plans de traitement « simples » et deux plans dits « réalistes » ont été modélisés sur l'installation CyberKnife du Centre François Baclesse. Les plans de traitement « simples » ont également été simulés avec le code de calcul MC PENELOPE en réutilisant la modélisation du CyberKnife du Centre François Baclesse présentée dans le chapitre 2 afin de valider le protocole. La mesure des distributions de dose a ensuite été réalisée pour deux plans de traitements « réalistes », traitant soit une tumeur dans le poumon, soit une tumeur à l'interface os-poumon, et la performance des algorithmes RayTracing (basé sur du Pencil Beam) et MC_{TPS} (algorithme MC implémenté dans MultiPlan) a été évaluée. Le [Tableau 5.13](#) représente de manière synthétique les conclusions des différentes comparaisons réalisées dans ce chapitre.

L'algorithme RayTracing s'est avéré performant pour calculer la distribution de dose dans les milieux homogènes équivalent-eau. Par-contre celui-ci n'est pas adapté pour le calcul dans les milieux à faible densité électronique tels que le poumon. Lorsque la planification de traitement d'une tumeur localisée dans le poumon est réalisée avec l'algorithme RayTracing, on constate :

- une surestimation importante de la dose dans le volume cible (tumeur) de l'ordre de 40% pour le plan considéré dans cette étude, ce qui peut conduire à une diminution de l'efficacité du traitement (la dose réellement délivrée à la tumeur étant plus faible que celle planifiée),
- une sous-estimation de la dose à distance du champ et donc une sous-estimation de la dose réellement délivrée aux organes à risque pouvant se trouver à proximité de la tumeur.

L'algorithme MC_{TPS} implémenté dans MultiPlan permet une bonne évaluation de la dose, dans et à distance du champ, lors du traitement d'une tumeur localisée dans le poumon. Cependant, l'évaluation du plan de traitement d'une tumeur localisée à l'interface os-poumon a montré que cet algorithme sous-évalue de l'ordre de 16% la dose reçue par la côte (os). L'algorithme MC_{TPS} est néanmoins l'algorithme à privilégier, que ce soit pour une tumeur localisée dans le poumon ou pour une tumeur localisée à l'interface os-poumon. En routine clinique, l'utilisation de cet algorithme peut s'avérer contraignant en raison du temps de calcul qui est nécessaire pour établir un plan avec de nombreux faisceaux.

Tableau 5.13 : Tableau de synthèse.

	Nom du plan	Test	Validation		Réaliste	
			poumon	interface	poumon	interface
	Fantôme	homogène RW3	hétérogène	hétérogène	hétérogène	hétérogène
RayTracing	ΔD_{\max} (%)	0.0	35.0	nc	39.1	1.3
	Gamma_Index (%pts>critère)	0.1	47.8	9.9	31.1	19.5
	d_{moy} (0.2 Gy) (mm)	-0.9	-5.0	-5.1	-6.2	-3.9
	d_{moy} (2.5 Gy) (mm)	0.0	5.1	2.0	2.9	4.6
	C[%] & D[mm ²]	accord	désaccord	désaccord	désaccord	désaccord
	profil - axe X	(nc)	(nc)	(nc)	désaccord	désaccord
	BILAN	++	-	-	-	-
MC _{TPS}	ΔD_{\max} (%) (*)	4.1	1.8	nc	-3.7	-15.6
	Gamma_Index (%pts>critère)	2.1	3.7	1.8	0.0	0.2
	d_{moy} (0.2 Gy) (mm)	-0.4	-1.1	-1.7	-2.5	-1.9
	d_{moy} (2.5 Gy) (mm)	0.2	1.7	1.3	0.1	-2.3
	C[%] & D[mm ²]	accord	accord	désaccord	accord	accord
	profil - axe X	nc	nc	nc	accord	désaccord
	BILAN	+	+	+	++	+

(nc) : non calculé

(*) : calcul dans l'os pour le plan "réalise interface"

Graduation du bilan : { -, +, ++ } en désaccord à en très bon accord avec la mesure.

Plan de traitement « test »

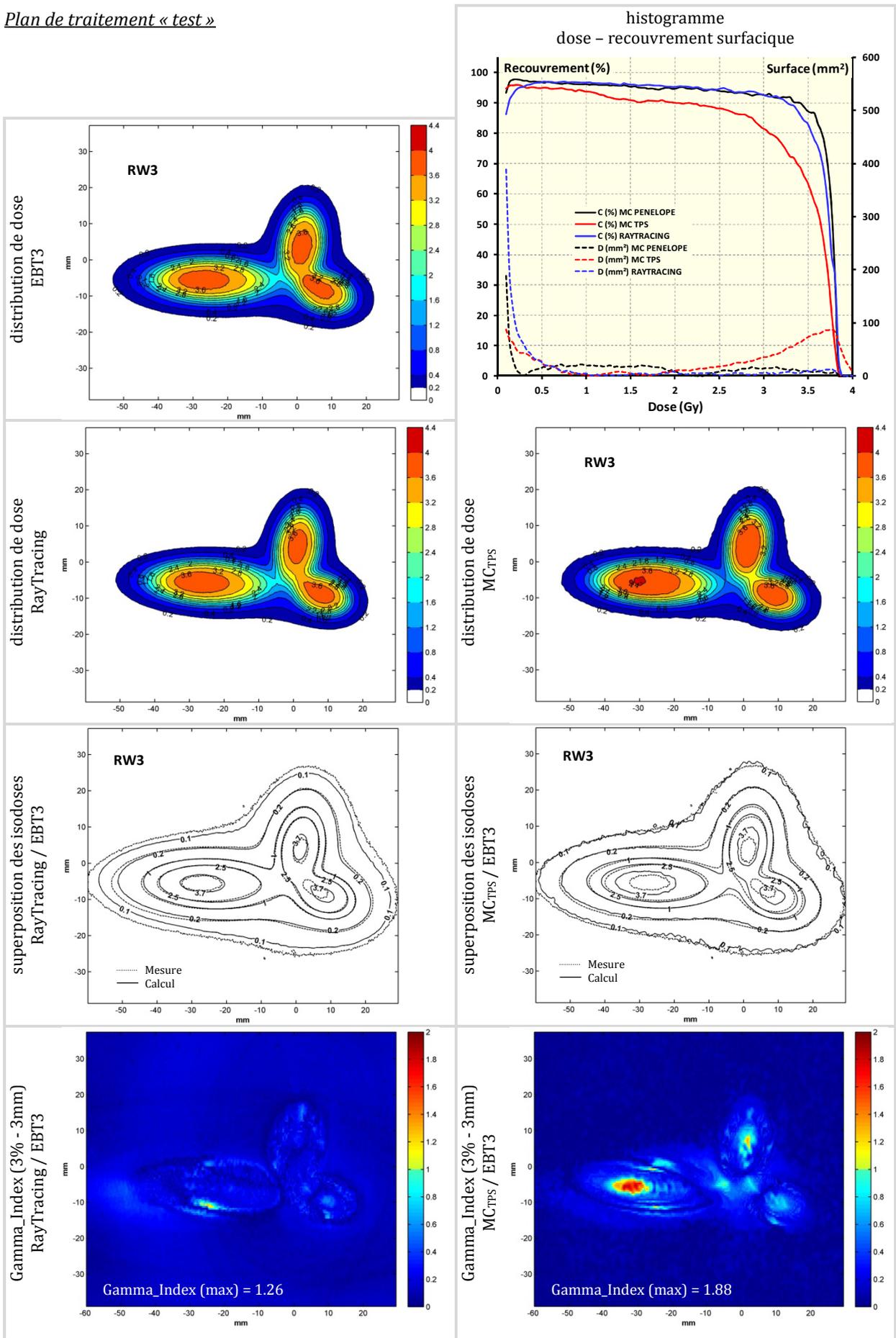


Figure 5.25: Analyse des algorithmes de calcul de dose du TPS pour le plan « test ».

Plan de traitement « validation poumon »

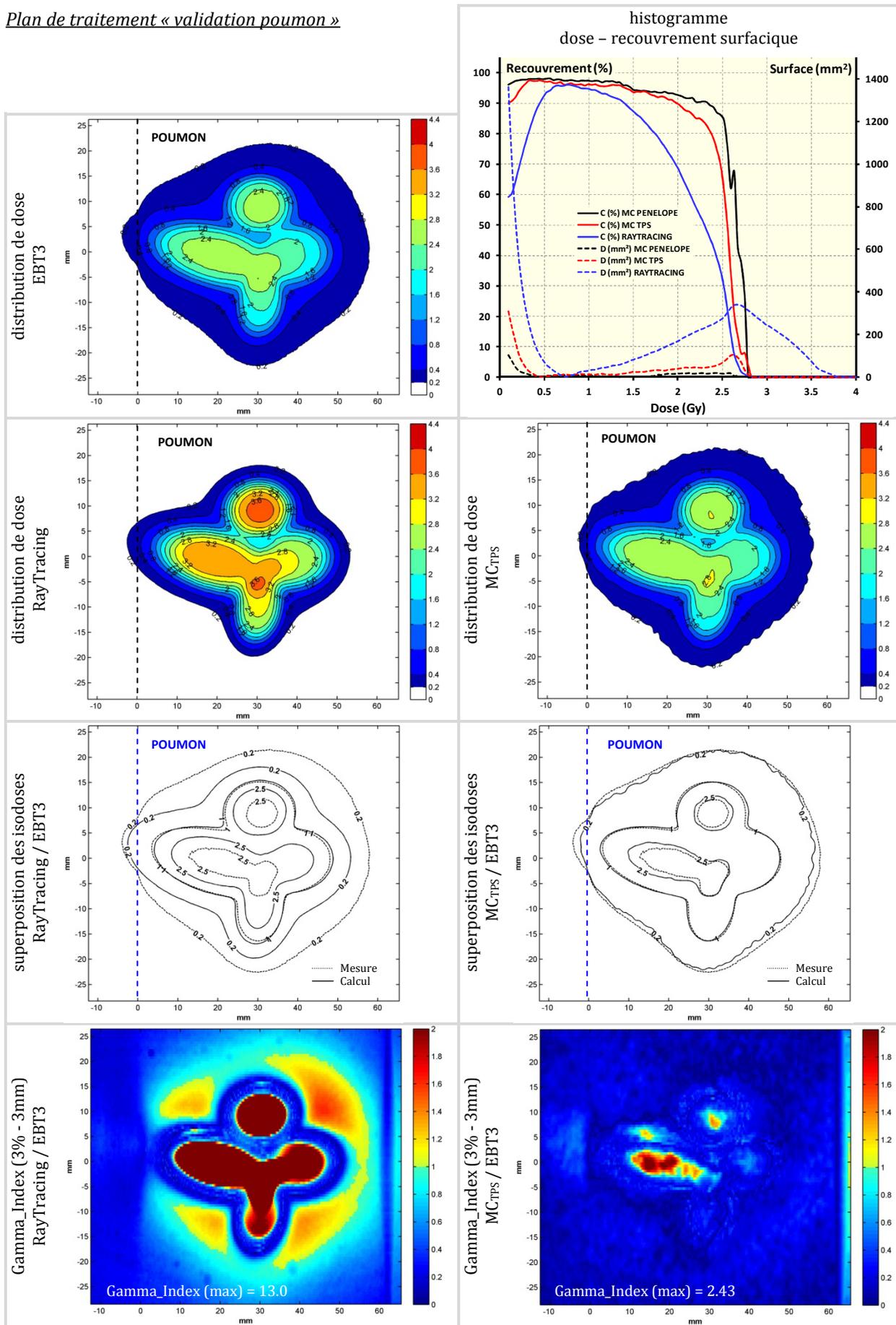


Figure 5.26: Analyse des algorithmes de calcul de dose du TPS pour le plan « validation poumon ».

Plan de traitement « validation interface »

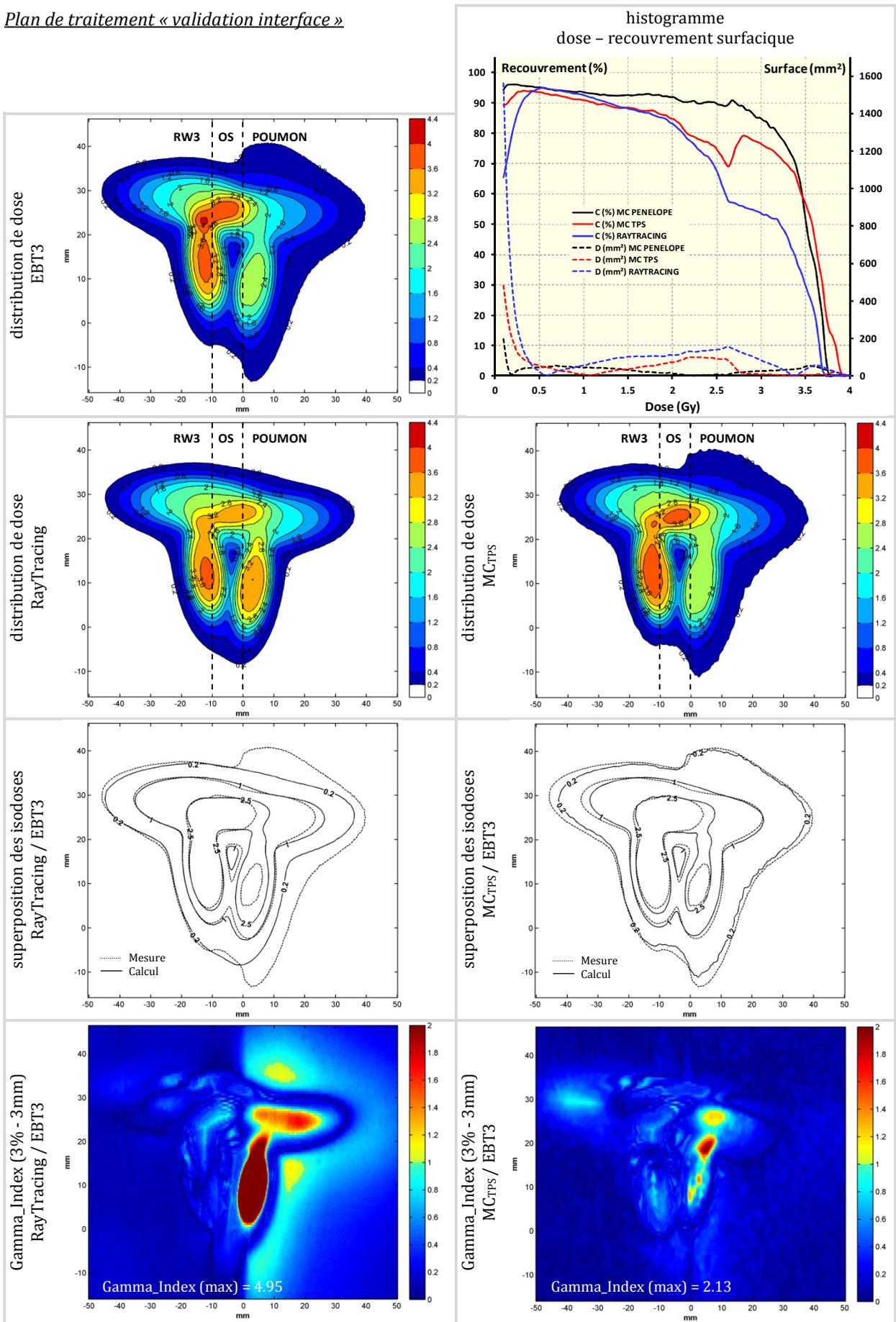


Figure 5.27: Analyse des algorithmes de calcul de dose du TPS pour le plan « validation interface ».

Plan de traitement « validation hors champ poumon »

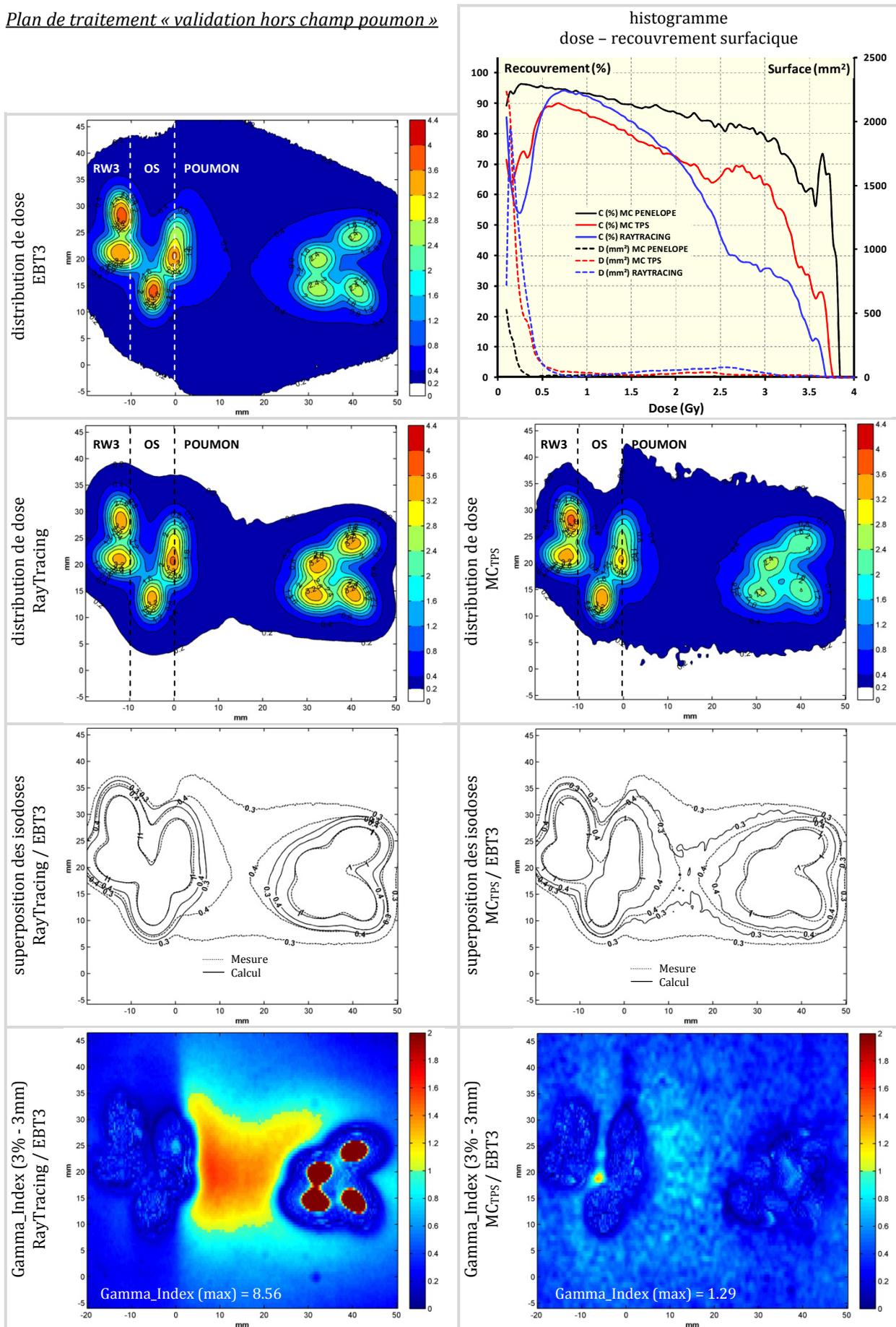


Figure 5.28: Analyse des algorithmes de calcul de dose du TPS pour le plan « validation hors champ ».

Plan de traitement « réaliste poumon »

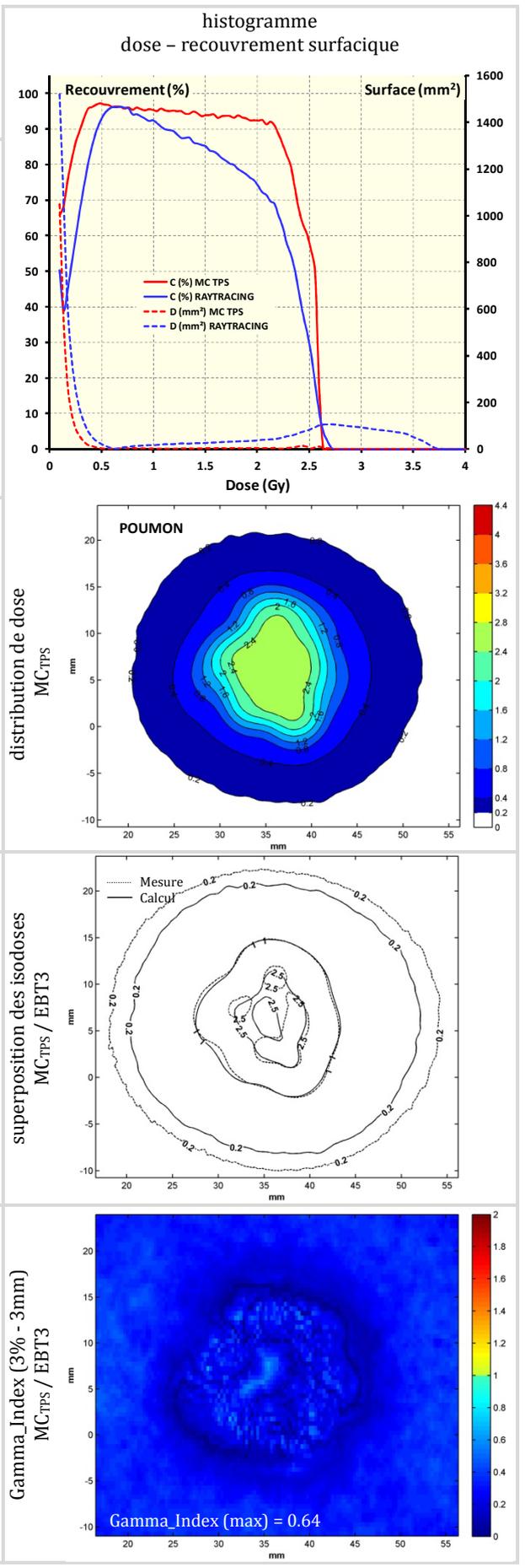
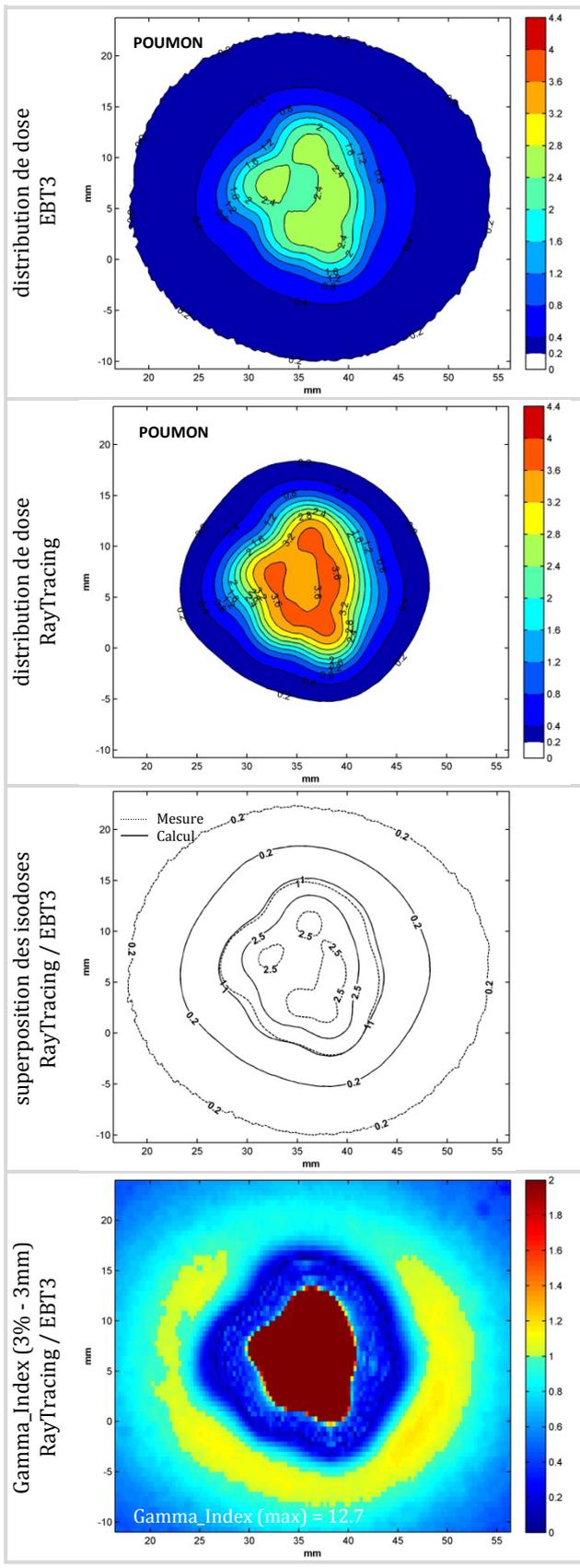


Figure 5.29: Analyse des algorithmes de calcul de dose du TPS pour le plan « réaliste poumon ».

Plan de traitement « réaliste interface »

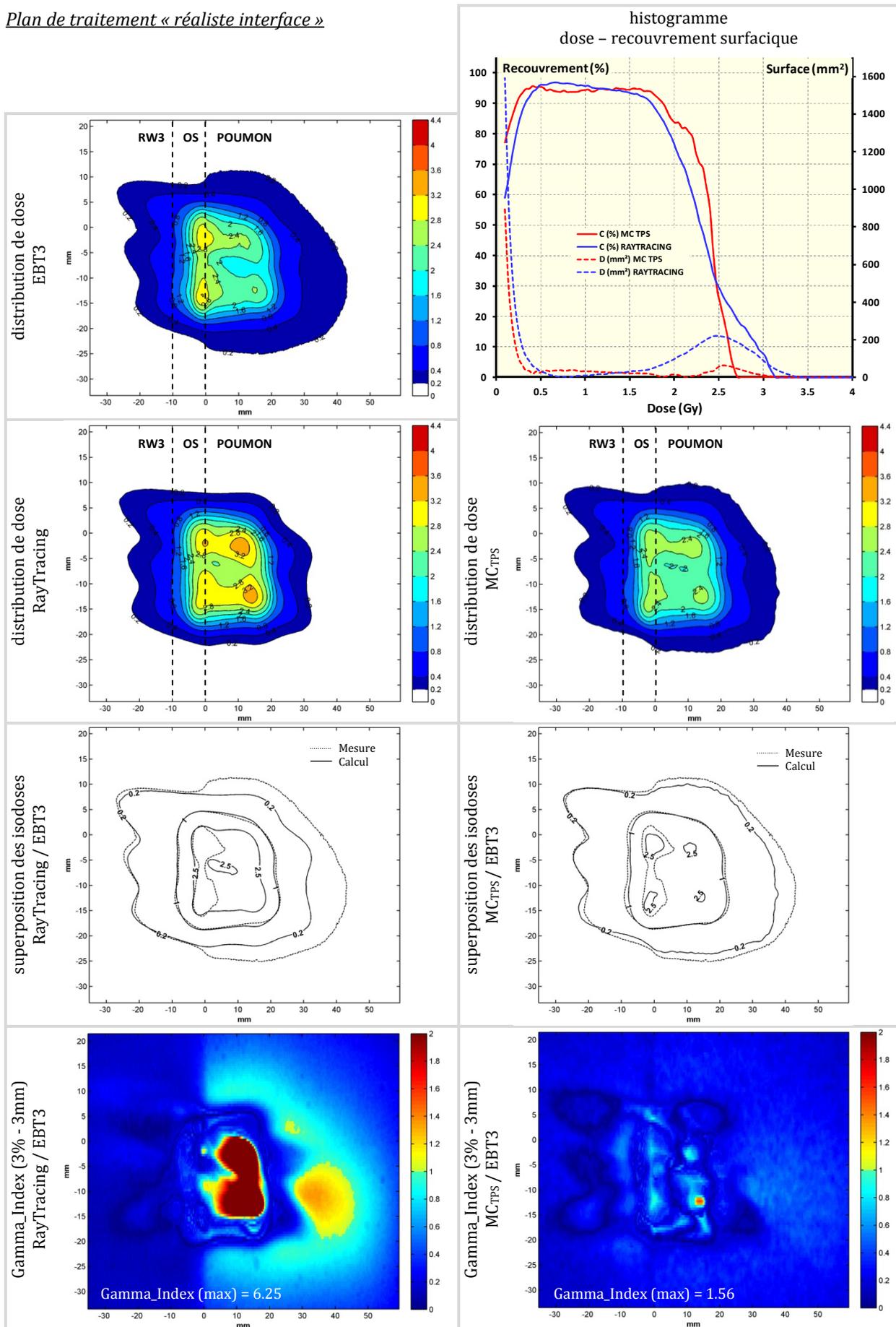


Figure 5.30: Analyse des algorithmes de calcul de dose du TPS pour le plan « réaliste interface ».

Annexe du chapitre 5

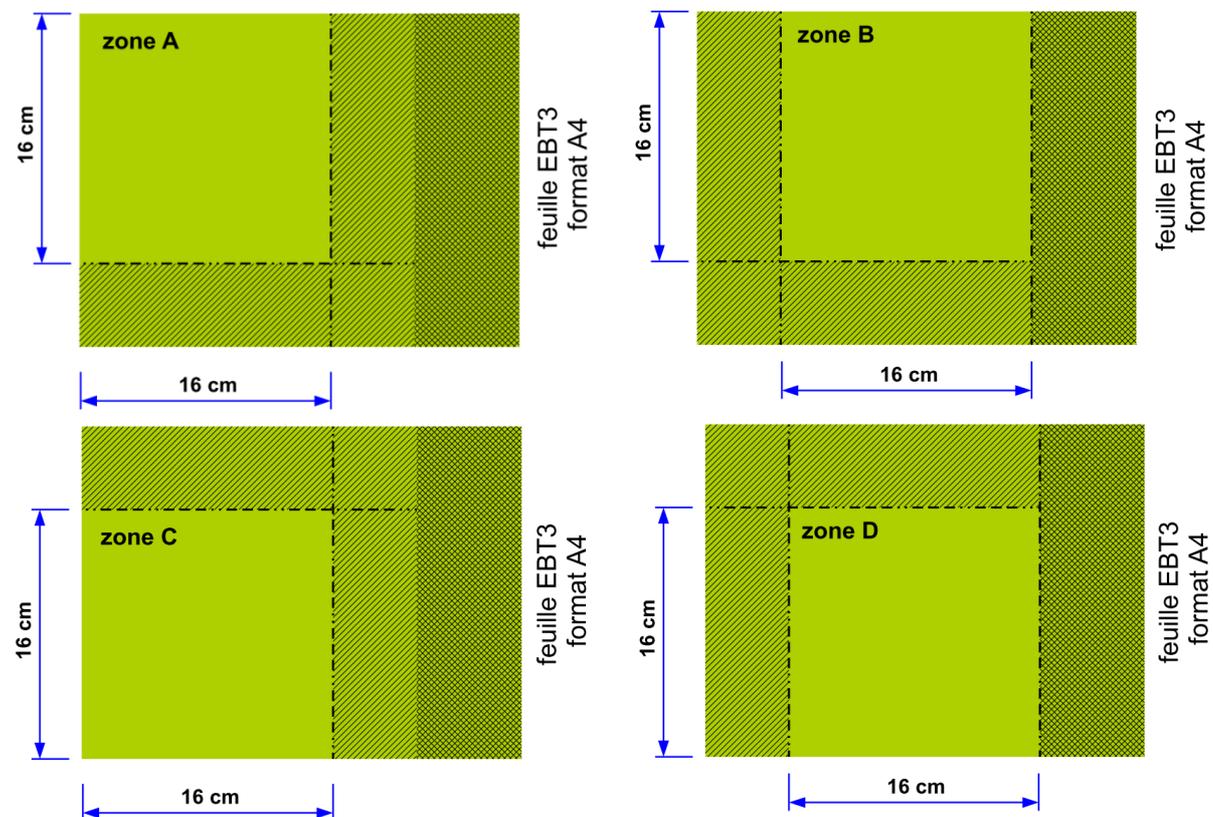


Figure 5.31 : Découpage en 16 cm × 16 cm des feuilles A4 d'EBT3 et définition des zones A, B, C et D pour le dosimètre « 4 films ».

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique sont caractérisés par de forts gradients de dose et un manque d'équilibre électronique latéral ; les techniques et protocoles de dosimétrie actuels ne sont pas adaptés pour réaliser une dosimétrie fiable de ce type de faisceaux. D'une part, les données de base nécessaires au paramétrage des systèmes de planification de traitement (TPS), notamment les facteurs d'ouverture du collimateur (OF), peuvent présenter une dispersion allant jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents lors de mesures avec différents détecteurs. D'autre part, la plupart des algorithmes de calculs implémentés dans les TPS ne permettent pas de modéliser correctement les phénomènes physiques propres aux faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique. L'objectif de la thèse était de permettre une **meilleure évaluation de la dose délivrée aux patients traités par radiothérapie stéréotaxique**. La thèse s'est articulée autour de deux axes principaux que sont la caractérisation dosimétrique des faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique et l'évaluation des algorithmes de calcul utilisés pour la planification des traitements en radiothérapie stéréotaxique.

Concernant le **premier axe**, basé principalement sur une approche numérique, deux installations de radiothérapie stéréotaxique (CyberKnife 800 UM/min du Centre Oscar Lambret (COL) et CyberKnife 1000 UM/min du Centre François Baclesse (CFB)) ont été modélisées à l'aide du code Monte Carlo (MC) PENELOPE afin de déterminer les données dosimétriques de base dans les mini-faisceaux, notamment le facteur d'ouverture du collimateur calculé dans l'eau ($OF_{MC,w}$). Des mesures de rapport d'ouverture du collimateur (OR_{det}) avec différents détecteurs actifs du commerce (diodes PTW 60016, PTW 60017, SN EDGE et IBA SFD ; chambres d'ionisation PinPoint PTW 31014 et microLion PTW 31018 ; diamant naturel PTW 60003) et deux dosimètres passifs (films radiochromiques EBT3 et micro-LiF) ont été réalisées sur les deux installations. Six de ces détecteurs ont également été modélisés avec le code MC PENELOPE.

La comparaison des $OF_{MC,w}$ et des OR_{det} a permis de montrer qu'aucun des détecteurs actifs étudiés n'est réellement adapté à la mesure du OF sans l'utilisation de facteurs correctifs appropriés. D'importantes surestimations et sous-estimations du OF ont été observées en mini-faisceaux avec les détecteurs diodes et chambres d'ionisation respectivement (si leurs mesures ne sont pas corrigées). Seules les mesures réalisées avec les films radiochromiques sont en bon accord avec les $OF_{MC,w}$, pour l'ensemble des tailles de champs ce qui permet de les utiliser sans facteur correctif. Un bon accord a également été trouvé entre les profils calculés et ceux mesurés à l'aide des films radiochromiques. Les facteurs correctifs permettant de corriger la non-équivalence-eau et/ou la mauvaise résolution spatiale des détecteurs, ont été déterminés pour les autres détecteurs et ceci pour les deux systèmes CyberKnife. Concernant le CyberKnife 1000 UM/min, aucun facteur correctif n'avait été publié jusqu'à présent. Les centres équipés de ce système disposent donc à présent de facteurs correctifs à appliquer à leurs mesures.

Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques propres aux mini-faisceaux et les variations de réponse des détecteurs concernant les OR_{det} en mini-faisceaux, les effets volume, enrobage, composition et masse volumique du volume actif (VA) des différents détecteurs ont été quantifiés. Il a été montré dans ce travail que la masse volumique influe considérablement la réponse alors que la composition atomique n'a pratiquement pas d'influence. Ainsi, la masse volumique du matériau de détection mais également de l'ensemble des matériaux constituant le détecteur doit être proche de 1 g.cm^{-3} pour minimiser la modification de la fluence des particules dans les champs qui présentent un fort manque d'équilibre électronique. De même, il a été montré que le VA devait avoir un diamètre inférieur à 0.8 mm pour des mesures dans des champs de 5 mm. Nous avons mis en évidence que la sur-réponse des

diodes en mini-faisceaux était due principalement à la masse volumique du VA en silicium ainsi qu'à celle des autres matériaux constituant l'enrobage de la puce de silicium. La sous-réponse de la chambre d'ionisation PTW 31014 s'explique en partie, pour le champ de 5 mm seulement, par son VA trop large, mais la principale raison de sa sous-réponse provient de la faible masse volumique de l'air en comparaison à celle de l'eau. Quant au détecteur diamant PTW 60003, sa sous-réponse pour le champ de 5 mm s'explique par la largeur de son VA. Un bon accord avec les $OF_{MC,w}$ avait été trouvé pour ce détecteur pour les autres tailles de champ. Nous avons démontré que ce bon accord était dû à la compensation entre les effets masse volumique et volume du VA. Il a également été montré sur l'exemple d'une modélisation d'une puce de silicium que la réduction de ses dimensions avec un enrobage équivalent-eau permettait de ne pas faire apparaître d'effets volume et matériau pour la plus petite taille de champ du CyberKnife, c'est-à-dire que théoriquement la mesure du OR_{det} n'est pas perturbée pour cette dimension de puce.

Dans ce travail, la quantification des effets volume, matériau et enrobage a été réalisée, sur deux installations CyberKnife, pour une distance source-détecteur de 80.0 cm et pour une profondeur d'eau de 1.5 cm sur l'axe du faisceau et pour des tailles de champ supérieures ou égales à 5 mm. Il serait par la suite intéressant de quantifier ces différents effets pour différentes conditions de mesure, notamment pour des profondeurs différentes et pour la taille de champ la plus petite actuellement disponible sur les installations de radiothérapie stéréotaxique (4 mm). Enfin, la même étude, en déplaçant latéralement le modèle du détecteur par rapport à l'axe du faisceau permettrait de comprendre les différences observées, entre les différents détecteurs, pour la mesure des profils en particulier au niveau de la zone de pénombre.

Deux voies sont à explorer concernant la détermination des données dosimétriques de base dans les mini-faisceaux. La première voie concerne **le développement de nouveaux détecteurs**. Nous avons en effet montré qu'un détecteur adapté pour les mini-faisceaux devait avoir un volume actif avec un diamètre inférieur à 0.8 mm (pour les tailles de champ de 5 mm) et être composé de matériaux avec une masse volumique proche de celle de l'eau. Parmi les détecteurs commercialisés récemment, il serait intéressant de réaliser la même étude pour le micro-diamant PTW 60019 et pour le scintillateur Exradin W1. Le laboratoire a fait l'acquisition du micro-diamant PTW 60019 et un accord de confidentialité avec PTW a été signé pour obtenir les schémas techniques de celui-ci. Ce détecteur, utilisant un diamant synthétique, est vendu comme étant quasiment équivalent-eau par le constructeur et comme adapté aux mini-faisceaux jusqu'à 1 cm × 1 cm. La mesure des OR_{det} est prévue sur le CyberKnife 1000 UM/min du CFB. La méthodologie sur la quantification des effets volume, matériau et enrobage pourra également être appliquée pour ce détecteur afin d'évaluer notamment si la taille du diamant synthétique est suffisamment petite pour ne pas perturber la fluence des électrons. Un détecteur diamant basé sur un diamant synthétique est également en cours de développement par le CEA dans le cadre du projet DIADOMI co-financé par l'ANR auquel l'IRSN participe. Les OR_{det} mesurés sur un CyberKnife 600 UM/min avec le dernier prototype de ce diamant, ayant des dimensions proches de 1 mm × 1 mm × 0.15 mm, des contacts pleine face et une encapsulation en PBnMA, sont en accord avec ceux mesurés par les dosimètres passifs (films EBT2 et micro-LiF) à 2% près pour l'ensemble des tailles de champ étudiées, à l'exception du champ de 5 mm pour lequel l'écart est de 3.7% [Marsolat, 2014]. Deux pistes d'optimisation (diminution de la taille du diamant et de l'enrobage) sont à l'étude. La seconde voie concerne **l'établissement de références métrologiques pour les mini-faisceaux**. Des références métrologiques existent pour les tailles de champ de 2 cm × 2 cm [Le Roy, 2011]; cependant nous avons vu que les difficultés de mesure se situaient aux alentours de 12 mm. Des travaux pour développer des références métrologiques pour des tailles de champ inférieures à 2 cm × 2 cm sont actuellement en cours, en particulier dans le cadre du projet européen EMRP MetrExtRT (2012-2015) [Dufreneix et al., 2013].

Concernant **le second axe**, le travail a consisté en l'évaluation, à l'aide d'une approche expérimentale, des écarts entre la dose calculée par le TPS MultiPlan et la dose réellement délivrée, en particulier dans les zones présentant de fortes hétérogénéités.

Un protocole de mesure des distributions de dose à deux dimensions (2D) à l'aide de films radiochromiques a été développé en caractérisant le système de mesure {films radiochromiques EBT3 +

scanner Epson Perfection V700 + méthode d'analyse utilisant le logiciel MatLab}. En particulier, la stabilité et la réponse surfacique du scanner ainsi que l'homogénéité, la réponse angulaire, la réponse en énergie et la réponse en dose des films EBT3 ont été étudiées afin d'identifier et de minimiser les sources d'erreurs. En outre, deux méthodes de correction ont été étudiées. Le protocole élaboré dans ce travail est basé sur l'utilisation d'un dosimètre « 4 films » correspondant à l'assemblage de 4 films EBT3 ce qui permet de réduire les erreurs systématiques dues à la réponse surfacique du scanner et de réduire de moitié l'incertitude de mesure (pour un même nombre de dosimètres irradiés). L'incertitude relative sur la mesure de la distribution de dose, pour des doses comprises entre 1.0 et 4.0 Gy, selon le protocole établi, est de 1.2% (à 1σ).

Ce protocole a ensuite été mis en œuvre pour évaluer les deux algorithmes de calcul implémentés dans le TPS MultiPlan. La démarche a consisté à :

- 1- Modéliser à l'aide du TPS plusieurs plans de traitements : des plans de traitements « simples » et « réalistes » ciblant une localisation dans le poumon ou à l'interface os-poumon ont été réalisés dans un fantôme hétérogène.
- 2- Modéliser à l'aide du modèle MC du CyberKnife du CFB développé dans la première partie les plans de traitement « simples ».
- 3- Irradier le fantôme en configuration hétérogène équipés des films radiochromiques EBT3 selon les plans de traitement modélisés avec le TPS.
- 4- Développer des outils d'analyse et de comparaison.
- 5- Valider le protocole de mesure des distributions de dose 2D en comparant les distributions de dose calculées à l'aide du modèle MC PENELOPE aux distributions de doses expérimentales obtenues pour les plans de traitement « simples ».
- 6- Évaluer les algorithmes RayTracing et MC_{TPS} implémentés dans le TPS MultiPlan en comparant les distributions de dose calculées par ces deux algorithmes aux distributions de doses expérimentales obtenues pour les plans de traitement « réalistes ».

Nous avons montré que l'algorithme RayTracing est performant pour calculer des distributions de dose dans des milieux homogènes équivalent-eau mais qu'il n'est pas adapté pour le calcul de dose dans les milieux à faible densité électronique avec des mini-faisceaux. Il a été constaté dans cette étude que, dans les milieux à faible densité électronique, l'algorithme RayTracing surestime la dose dans le volume cible de près de 40% et sous-estime la dose à distance du champ. Ce comportement est dû au fait que l'algorithme RayTracing est un algorithme de type Pencil Beam qui ne prend pas en compte la densité électronique locale du matériau « poumon » pour le transport des électrons secondaires. L'utilisation de cet algorithme pour le traitement d'une tumeur localisée dans le poumon peut donc conduire, d'une part, à diminuer l'efficacité du traitement car la tumeur reçoit alors une dose inférieure à celle planifiée et, d'autre part, à sous-estimer la dose reçue par les organes à risque pouvant se trouver à proximité de la tumeur.

L'algorithme MC_{TPS} implémenté dans le TPS est un algorithme basé sur une méthode MC rapide qui prend en compte la densité électronique du milieu voxel par voxel. Le temps de calcul nécessaire pour réaliser l'optimisation du plan de traitement est plus long qu'avec l'algorithme RayTracing ce qui peut s'avérer contraignant en routine clinique. Nous avons montré que l'algorithme MC_{TPS} permet une bonne évaluation de la dose, dans et à distance du champ, lors du traitement d'une tumeur localisée dans le poumon. Cependant, l'évaluation du plan de traitement d'une tumeur localisée à l'interface os-poumon a montré que cet algorithme sous-évalue de l'ordre de 16% la dose reçue par la côte (os). L'algorithme MC_{TPS} est néanmoins l'algorithme à privilégier, que ce soit pour une tumeur localisée dans le poumon ou pour une tumeur localisée à l'interface os-poumon.

Seuls ces deux algorithmes, dont les méthodes de prise en compte du transport des électrons secondaires sont diamétralement opposées, sont implémentés dans le TPS MultiPlan. Pour la suite, il serait intéressant d'évaluer le calcul des distributions de dose réalisé par d'autres algorithmes dans

d'autres TPS toujours pour des plans de traitement stéréotaxique en milieu hétérogène ; en particulier, les algorithmes de type « point spread » comme les algorithmes « collapsed cone convolution » (CCC) ou « analytical anisotropic » (AAA) qui sont capables de prendre en compte la densité électronique locale du milieu pour le calcul de dose tout en permettant des temps de calcul plus rapides que du MC. Les résultats obtenus dans ce travail montrent qu'il est nécessaire d'évaluer les calculs de distribution de dose réalisés par les TPS. L'intérêt de la méthodologie développée dans ce travail est qu'elle peut s'appliquer à d'autres types de machines et de traitement. Dans la suite, des études similaires sont envisagées pour des traitements de stéréotaxie ou d'IMRT ainsi que pour la Tomothérapie et le GammaKnife. En particulier, la méthodologie sera mise en œuvre prochainement dans le cadre du projet de recherche REBECCA visant à évaluer la cardiotoxicité liée à la radiothérapie par Tomothérapie pour un cancer du sein. Enfin, notre but dans ce second axe était d'évaluer la capacité des algorithmes de calcul implémentés dans les TPS à modéliser correctement les phénomènes physiques propres aux mini-faisceaux. Nous ne cherchions pas à quantifier l'impact sur la dose réellement délivrée aux patients traités par radiothérapie stéréotaxique ; c'est la raison pour laquelle le fantôme utilisé dans cette étude était adapté à cet objectif. L'étape suivante serait de quantifier l'impact réel sur la dose en utilisant un fantôme avec plus de réalisme anatomique permettant de se placer dans des configurations plus proches de celles rencontrées dans le cas du traitement d'un patient.

RÉFÉRENCES

- [AAPM TG-106, 2008] Das I J, Cheng C, Watts R J, Ahnesjö A, Gibbons J, Li X A, Lowenstein J, Mitra R K, Simon W E, and Zhu T C, "Accelerator beam data commissioning equipment and procedures: Report of the TG-106 of the therapy physics committee of the AAPM," *Med. Phys.* 35(9), 4186-215, (2008).
- [AAPM TG-53, 1998] Fraass B, Doppke K, Hunt M, Kutcher G, Starkschall G, Stern R, and Van Dyke J, "American association of physicists in medicine radiation therapy committee task group 53: Quality assurance for clinical radiotherapy treatment planning," *Med. Phys.* 25(10), 1773-829 (1998).
- [AAPM TG-65, 2004] "Tissue inhomogeneity corrections for megavoltage photon beams," Report of Task Group No. 65 of the Radiation Therapy Committee of the American Association of Physicists in Medicine (2004).
- [Ahnesjö et al., 1992] Ahnesjö A, Saxner M, and Trepp A, "A pencil beam model for photon dose calculation," *Med. Phys.* 19(2), 263-73 (1992).
- [Ahnesjö et al., 1999] Ahnesjö A, and Aspradakis M M, "Dose calculations for external photon beams in radiotherapy," *Phys. Med. Biol.* 44(11), R99-R155 (1999).
- [Alfonso et al. 2008] Alfonso R, Andreo P, Capote R, Huq M S, Kilby W, Kjäll P, MacKie T R, Palmans H, Rosser K, Seuntjens J, Ullrich W, and Vatnitsky S, "A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields," *Med. Phys.* 35(11), 5179-86 (2008).
- [Allison et al., 2003] Allison J et al., "GEANT4 - A simulation toolkit," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 506, 250-303 (2003).
- [Angelis et al., 2002] De Angelis C, Onori S, Pacilio M, Cirrone G A P, Cuttone G, Raffaele L, Bucciolini M, and Mazzocchi S, "An investigation of the operating characteristics of two PTW diamond detectors in photon and electron beams," *Med. Phys.* 29(2), 248-54 (2002).
- [Araki, 2006] Araki F, "Monte carlo study of a cyberknife stereotactic radiosurgery system," *Med. Phys.* 33(8), 2955-63 (2006).
- [Attix, 1986] Attix F H, "Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry," (Wiley, New York, 1986).
- [Badal et al., 2006] Badal A, and Sempau J, "A package of Linux scripts for the parallelization of Monte Carlo simulations," *Computer Physics Communications* 175(6), 440-50 (2006).
- [Bassinnet et al., 2010] Bassinet C, Robbes I, Barbier L, Baumann M, Kernisant B, and Trompier F, "Characterization of $^7\text{LiF:Mg,Ti}$ TLD micro-cubes," *Radiat. Measur.* 45(3-6), 646-8 (2010).
- [Bassinnet et al., 2013] Bassinet C, Huet C, Derreumaux S, Brunet G, Chéa M, Baumann M, Lacornerie T, Gaudaire-Josset S, Trompier F, Roch P, Boisserie G, and Clairand I, "Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a CyberKnife® and linear accelerators equipped with microMLC and circular cones," *Med. Phys.* 40(7) (2013).

- [**Beddar et al., 1992**] Beddar A S, Mckie T R, and Attix F H, "Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: I. physical characteristics and theoretical considerations," *Phys Med. Biol.* 37(10), 1883-900 (1992).
- [**Beddar et al., 1994**] Beddar A S, Mason D J, and O'Brien P F, "Absorbed dose perturbation caused by diodes for small field photon dosimetry," *Med. Phys.* 21(7), 1075-9 (1994).
- [**Benmakhlouf et al., 2014**] Benmakhlouf H, Sempau J, and Andreo P, "Output correction factors for nine small field detectors in 6 MV radiation therapy photon beams: A PENELOPE monte carlo study," *Med. Phys.* 41(4), (2014).
- [**Berger et al., 1963**] Berger M J, "Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles," *Methods in computational physics* 1, 135-215 (1963).
- [**Björngard et al., 1990**] Björngard B E, Tsai J, and Rice R K, "Doses on the central axes of narrow 6-MV x-ray beams," *Med. Phys.* 17(5), 794-9 (1990).
- [**Bourland et al., 1992**] Bourland JD, and Chaney EL, "A finite-size pencil beam model for photon dose calculations in three dimensions," *Med. Phys.* 19(6), 1401-12 (1992).
- [**Briesmeister, 2000**] Briesmeister J F, "MNCP, a general Monte Carlo n-particle transport code, version 4c," Technical Report N° LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory (2000).
- [**Brown et al., 2012**] Brown T A D, Hogstrom K R, Alvarez D, Matthews II K L, Ham K, and Dugas J P, "Dose-response curve of EBT, EBT2, and EBT3 radiochromic films to synchrotron-produced monochromatic x-ray beams," *Med. Phys.* 39(12), 7412-7 (2012).
- [**Butson et al., 2003**] Butson M J, Yu P K N, Cheung T, and Metcalfe P, "Radiochromic film for medical radiation dosimetry," *Materials Science and Engineering R: Reports.* 41(3-5), 61-120 (2003).
- [**Butson et al., 2005**] Butson M J, Cheung T, and Yu P K N, "Absorption spectra variations of EBT radiochromic film from radiation exposure," *Phys. Med. Biol.* 50(13), N135-40 (2005).
- [**Chalkley et al., 2014**] Chalkley A, and Heyes G, "Evaluation of a synthetic single crystal diamond detector for relative dosimetry measurements on a CyberKnife," *Br. J. Radiol.* 87(1035), 20130768 (2014).
- [**Charles et al., 2013**] Charles P H, Crowe S B, Kairn T, Knight R T, Hill B, Kenny J, Langton C M, and Trapp J V, "Monte carlo-based diode design for correction-less small field dosimetry," *Phys. Med. Biol.* 58(13), 4501-12 (2013).
- [**Cheng et al., 2007**] Cheng C, Hyun Cho S, Taylor M, and Das I J, "Determination of zero-field size percent depth doses and tissue maximum ratios for stereotactic radiosurgery and IMRT dosimetry: Comparison between experimental measurements and monte carlo simulation," *Med. Phys.* 34(8), 3149-57 (2007).
- [**Cheung et al., 2005**] Cheung T, Butson M J, and Yu P K N, "Post-irradiation colouration of gafchromic EBT radiochromic film," *Phys. Med. Biol.* 50(20), N281-5 (2005).
- [**Clarkson, 1941**] Clarkson J R, "A note on depth doses in fields of irregular shape," *Br. J. Radiol.* (1941).
- [**Cox, 1997**] Cox L J, "Photon beam description in PEREGRINE for Monte Carlo dose calculations," international conference on the use of computers in radiation therapy (1997).
- [**Cranmer-Sargison et al., 2011**] Cranmer-Sargison G, Weston S, Evans J A, Sidhu N P, and Thwaites D I, "Implementing a newly proposed Monte Carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors," *Med. Phys.* 38(12), 6592-6602 (2011).
- [**Cranmer-Sargison et al., 2012**] Cranmer-Sargison G, Weston S, Evans J A, Sidhu N P, and Thwaites D I, "Monte carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry: Detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization," *Phys. Med. Biol.* 57(16), 5141-53 (2012).

- [Crop et al., 2007]** Crop F, Reynaert N, Pittomvils G, Paelinck L, De Gerssem W, De Wagter C, Vakaet L, De Neve W, and Thierens H, "Monte carlo modeling of the ModuLeaf miniature MLC for small field dosimetry and quality assurance of the clinical treatment planning system," *Phys. Med. Biol.* 52(11), 3275-90 (2007).
- [Cunningham, 1972]** Cunningham J R, "Scatter-air ratios," *Phys. Med. Biol.* 17, 42-51 (1972).
- [Czarnecki et al., 2013]** Czarnecki D, and Zink K, "Monte Carlo calculated correction factors for diodes and ion chambers in small photon fields," *Phys. Med. Biol.* 58(8), 2431-2444 (2013).
- [Das et al., 2000]** Das I J, Downes M B, Kassae A, and Tochner Z, "Choice of Radiation Detector in Dosimetry of Stereotactic Radiosurgery-Radiotherapy," *Journal of Radiosurgery* 3(4), 177-86 (2000).
- [Das et al., 2001]** Das I J, Kassae A, Verhaegen F, and Moskvin V, "Interface dosimetry: measurements and Monte Carlo simulations of low energy photon beams," *Radiat. Phys. Chem.*, 61, 593-95 (2001).
- [Das et al., 2002]** Das I J, Moskvin V, Kassae A, Tabata T, and Verhaegen F, "Dose perturbations at high-Z-interfaces in kilovoltage photon beams: comparison with Monte Carlo simulations and measurements," *Radiat. Phys. Chem.*, 64, 173-79 (2002).
- [Das et al., 2008]** Das I J, G.X. Ding G X, and Ahnesjö A, "Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry," *Med. Phys.* 35(1), 206-15 (2008).
- [DeMarco et al., 1998]** DeMarco J J, Solberg T D, and Smathers J B, "A CT-based monte carlo simulation tool for dosimetry planning and analysis," *Med. Phys.* 25(1), 1-11 (1998).
- [Depuydt et al., 2002]** Depuydt T, Van Esch A, and Huyskens D P, "A quantitative evaluation of IMRT dose distributions: Refinement and clinical assessment of the gamma evaluation," *Radiotherapy and Oncology* 62(3), 309-19 (2002).
- [Devic et al., 2005]** Devic S, Seuntjens J, Sham E, Podgorsak E B, Schmidlein C R, Kirov AS , and Soares C G, "Precise radiochromic film dosimetry using a flat-bed document scanner," *Med. Phys.* 32(7), 2245-53 (2005).
- [Devic et al., 2010]** Devic S, Aldelaijan S, Mohammed H, Tomic N, Liang L, Deblois F, and Seuntjens J, "Absorption spectra time evolution of EBT-2 model GAFCHROMIC film," *Med. Phys.* 37(5), 2207-14 (2010).
- [Dieterich et al., 2011a]** Dieterich S, and Gibbs I C, "The Cyberknife in clinical use: Current roles, future expectations". *Frontiers of Radiation Therapy and Oncology.* 43,181-194 (2011).
- [Dieterich et al., 2011b]** Dieterich S, and Sherouse G W, "Experimental comparison of seven commercial dosimetry diodes for measurement of stereotactic radiosurgery cone factors," *Med. Phys.* 38(7), 4166-4173 (2011).
- [Ding et al., 2006]** Ding G X, Duggan D M, and Coffey C W, "Commissioning stereotactic radiosurgery beams using both experimental and theoretical methods," *Phys. Med. Biol.* 51(10), 2549-2566 (2006).
- [Ding, 2002]** Ding G X, "Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 and 18 MV photon beams: Results of monte carlo simulations for a varian 2100EX accelerator," *Phys. Med. Biol.* 47(7), 1025-46 (2002).
- [Dufreneix et al., 2013]** Dufreneix S, Bordy J M, Daures J, Delaunay F, and Ostrowsky A, "Construction of a large graphite calorimeter for measurements in small fields used in radiotherapy," 16th International Congress of Metrology, 05006 (2013).
- [Fenwick et al., 2013]** Fenwick J D, Kumar S, Scott A J D, and Nahum A E, "Using cavity theory to describe the dependence on detector density of dosimeter response in non-equilibrium small fields," *Phys. Med. Biol.* 58(9), 2901-23 (2013).

- [Ferreira et al., 2009] Ferreira B C, Lopes M C, and Capela M, "Evaluation of an epon flatbed scanner to read gafchromic EBT films for radiation dosimetry," *Phys. Med. Biol.* 54(4), 1073-85 (2009).
- [Fippel et al., 2003] Fippel M, Haryanto F, Dohm O, Nüsslin F, and Kriesen S, "A virtual photon energy fluence model for monte carlo dose calculation," *Med. Phys.* 30(3), 301-11 (2003).
- [Fippel, 1999] Fippel M, "Fast monte carlo dose calculation for photon beams based on the VMC electron algorithm," *Med. Phys.* 26(8), 1466-75 (1999).
- [Flühs et al., 1996] Flühs D, Heintz M, Indenkampen F, Wieczorek C, Kolanoski H, and Quast U, "Direct reading measurement of absorbed dose with plastic scintillators - the general concept and applications to ophthalmic plaque dosimetry," *Med. Phys.* 23(3), 427-34 (1996).
- [Francescon et al., 2008] Francescon P, Cora S, and Cavedon C, "Total scatter factors of small beams: a multidetector and Monte Carlo study," *Med Phys*, 35(2), 504-513 (2008).
- [Francescon et al., 2011] Francescon P, Cora S, and Satariano N, "Calculation of $k((Q_{clin}, Q_{msr})(f_{clin}, f_{msr}))$ for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations," *Med. Phys.* 38(12), 6513-6527 (2011).
- [Francescon et al., 2012] Francescon P, Kilby W, Satariano N, and Cora S, "Monte Carlo simulated correction factors for machine specific reference field dose calibration and output factor measurement using fixed and iris collimators on the CyberKnife system," *Phys. Med. Biol.* 57(12), 3741-58 (2012).
- [Francescon et al., 2014] Francescon P, Kilby W, and Satariano N, "Monte carlo simulated correction factors for output factor measurement with the CyberKnife system - results for new detectors and correction factor dependence on measurement distance and detector orientation," *Phys. Med. Biol.* 59(6), N11-N17 (2014).
- [Fuss et al., 2007] Fuss M, Sturtewagen E, De Wagter C, and Georg D, "Dosimetric characterization of GafChromic EBT film and its implication on film dosimetry quality assurance," *Phys. Med. Biol.* 52(14), 4211-25 (2007).
- [GUM, 2008] International Organization for Standardization, "Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM)" (2008).
- [Haryanto et al., 2002] Haryanto F, Fippel M, Laub W, Dohm O, and Nüsslin F, "Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy - monte carlo simulations and measurements," *Phys. Med. Biol.* 47(11), N133-N143 (2002).
- [Heydarian et al., 1996] Heydarian M, Hoban P W, and Beddoe A H, "A comparison of dosimetry techniques in stereotactic radiosurgery," *Phys. Med. Biol.* 41(1), 93-110 (1996).
- [Huet et al., 2012] Huet C, Dagois S, Derreumaux S, Tromprier F, Chenaf C, and Robbes I, "Characterization and optimization of EBT2 radiochromic films dosimetry system for precise measurements of output factors in small fields used in radiotherapy," *Radiat. Measur.* 47(1), 40-9 (2012).
- [IAEA TRS 398, 2000] IAEA Technical Reports Series No. 398, "Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy," IAEA, Vienna (2000).
- [ICRU, 1976] ICRU Report 24, "Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of X or gamma rays in radiotherapy procedures," ICRU, Bethesda, MD (1976).
- [IPEM Report N°103, 2010] Aspradakis M M, Byrne J, Palmans H, Conway J, Rosser K, Warrington J, and Duane S, "Small field MV photon dosimetry," IPEM Report Number 103 (York: IPEM) (2010).
- [ISO 4037-3, 1999] International Organization for Standardization, "X and Gamma Reference Radiation for Calibrating Dosemeters and Doserate Meters and for Determining Their Response as a Function of Photon Energy -- Part 3: Calibration of Area and Personal Dosemeters and the Measurement of Their Response as a Function of Energy and Angle of Incidence," ISO 4037-3 (1999).

- [Kawrakow et al., 1996] Kawrakow I, Fippel M, and Friedrich K, "3D electron dose calculation using a voxel based monte carlo algorithm (VMC)," *Med. Phys.* 23(4), 445-57 (1996).
- [Kawrakow et al., 2000a] Kawrakow I, Fippel M, "VMC++, a fast MC algorithm for Radiation Treatment planning," XIII international conference on the use of computers in radiation therapy, Springer Berlin Heidelberg (2000).
- [Kawrakow, 2000b] Kawrakow I, "Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport: I. EGSnrc, the new EGS4 version," *Med. Phys.* 27, 485-498 (2000).
- [Khan et al., 1973] Khan F M, Levitt S H, Moore V C, and Jones Jr. T K, "Computer and approximation methods of calculating depth dose in irregularly shaped fields," *Radiology* 106(2), 433-6 (1973).
- [Kilby et al., 2010] Kilby W, Dooley J R, Kuduvalli G, Sayeh S, and Maurer Jr C R, "The CyberKnife® robotic radiosurgery system in 2010," *Technology in Cancer Research and Treatment* 9(5), 433-52 (2010).
- [Kindlarski, 1984] Kindlarski E, "Ishikawa diagrams for problem solving," *Quality Progress* 17(12), 26-30 (1984).
- [Knöös et al., 2006] Knöös T, Wieslander E, Cozzi L, Brink C, Fogliata A, Albers D, Nyström H, and Lassen S, "Comparison of dose calculation algorithms for treatment planning in external photon beam therapy for clinical situations," *Phys. Med. Biol.* 51(22), 5785-807 (2006).
- [Laub et al., 2003] Laub W U, and Wong T, "The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT," *Med. Phys.* 30(3), 341-7 (2003).
- [Le Roy, 2011] Le Roy M, "*Étude de références dosimétriques nationales en radiothérapie externe : application aux irradiations conformationnelles*," PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis (2011).
- [Lechner et al., 2013] Lechner W, Palmans H, Sölkner L, Grochowska P, and Georg D, "Detector comparison for small field output factor measurements in flattening filter free photon beams," *Radiotherapy and Oncology* 109(3), 356-60 (2013).
- [Li et al., 1995] Li X A, Soubra M, Szanto J, and Gerig L H, "Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps," *Med. Phys.* 22(7), 1167-70 (1995).
- [Li et al., 2000] Li J S, Pawlicki T, Deng J, Jiang S B, Mok E, and Ma C, "Validation of a monte carlo dose calculation tool for radiotherapy treatment planning," *Phys. Med. Biol.* 45(10), 2969-85 (2000).
- [Lin et al., 2001] Lin S-Y, Chu T-C, and Lin J-P, "Monte carlo simulation of a clinical linear accelerator," *Applied Radiation and Isotopes* 55(6), 759-65 (2001).
- [Lovelock et al., 1995] Lovelock D M J, Chui C S, and Mohan R, "A monte carlo model of photon beams used in radiation therapy," *Med. Phys.* 22(9), 1387-94 (1995).
- [Low et al., 1998] Low D A, Mutic S, Dempsey J F, Gerber R L, Bosch W R, Ferez C A, and Purdy J A, "Quantitative dosimetric verification of an IMRT planning and delivery system," *Radiotherapy and Oncology* 49(3), 305-16 (1998).
- [Lu, 2013] Lu L, "Dose calculation algorithms in external beam photon radiation therapy," *Int. J. Cancer. Ther. Oncol.* 1(2):01025 (2013).
- [Lynch et al., 2006] Lynch B D, Kozelka J, Ranade M K, Li J G, Simon W E, and Dempsey J F, "Important considerations for radiochromic film dosimetry with flatbed CCD scanners and EBT GAFCHROMIC® film," *Med. Phys.* 33(12), 4551-6 (2006).
- [Ma et al., 2002] Ma C, Li J S, Pawlicki T, Jiang S B, Deng J, Lee M C, Koumrian T, Luxton M, Brain S, "A monte carlo dose calculation tool for radiotherapy treatment planning," *Phys. Med. Biol.* 47(10), 1671-89 (2002).

- [Ma et al., 2008] Ma C, Li J S, Deng J, and Fan J, "Implementation of monte carlo dose calculation for CyberKnife treatment planning," *Journal of Physics: Conference Series* 102(1), (2008).
- [Mackie et al. 1988] Mackie T R, Bielajew A F, Rogers D W O, and Battista J J, "Generation of photon energy deposition kernels using the EGS monte carlo code," *Phys. Med. Biol.* 33(1), 1-20 (1988).
- [Mackie et al., 1990] Mackie T R, Reckwerdt P J, Holmes T W, and Kubsad S S, "Review of convolution/superposition methods for photon beam dose computation," *Proceedings of the Xth ICCR*, 20-23 (1990).
- [Marsolat, 2014] Marsolat F, "*Développement d'un Dosimètre Diamant pour la Mesure de la Dose absorbée dans les Mini-Faisceaux utilisés en Radiothérapie Stéréotaxique*," PhD thesis, Université Pierre et Marie-Curie (2014).
- [Martens et al., 2000] Martens C, De Wagter C, and De Neve W, "The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy," *Phys. Med. Biol.* 45(9), 2519-30 (2000).
- [Massillon et al., 2012] Massillon-JL G, Chiu-Tsao S T, Domingo-Muñoz I, and Chan M F, "Energy dependence of the new Gafchromic EBT3 film: dose response curves for 50 kV, 6 and 15 MV x-ray beams," *Int. J. Med. Phys. Clin. Eng. Radiat. Oncol.* 1, 60-65 (2012).
- [McKeever et al., 1995] McKeever S W S, Moscovitch M, Townsend P D, "Thermoluminescence dosimetry materials: properties and uses," Nuclear Technology Publishing (1995).
- [McKerracher et al., 1999] McKerracher C, and Thwaites D I, "Assessment of new small-field detectors against standard-field detectors for practical stereotactic beam data acquisition," *Phys. Med. Biol.* 44(9), 2143-60 (1999).
- [Mesbahi et al., 2005] Mesbahi A, Fix M, Allahverdi M, Grein E, and Garaati H, "Monte carlo calculation of varian 2300C/D linac photon beam characteristics: A comparison between MCNP4C, GEANT3 and measurements," *Applied Radiation and Isotopes* 62(3), 469-77 (2005).
- [Mohan et al., 1986] Mohan R, Chui C, and Lidofsky L, "Differential pencil beam dose computation model for photons," *Med. Phys.* 13(1), 64-73 (1986).
- [Morin et al., 2013] Morin J, Béliveau-Nadeau D, Chung E, Seuntjens J, Thériault D, Archambault L, Beddar S, and Beaulieu L, "A comparative study of small field total scatter factors and dose profiles using plastic scintillation detectors and other stereotactic dosimeters: The case of the CyberKnife," *Med. Phys.* 40(1), (2013).
- [Nahum et al., 2007] Nahum, Chapitre 6, « Principles and basic concepts in radiation dosimetry », *Handbook of radiotherapy physics* (2007).
- [Nelson et al., 1985] Nelson W R, Hirayama H, and Rogers D W O, "The EGS4 code system," *Stanford Linear Accelerator Center Report* ; 265 (1985).
- [Neuenschwander et al., 1992] Neuenschwander H, and Born E J, "A macro monte carlo method for electron beam dose calculations," *Phys. Med. Biol.* 37(1), 107-25 (1992).
- [Neuenschwander et al., 1995] Neuenschwander H, Mackie T R, and Reckwerdt P J, "MMC - A high-performance monte carlo code for electron beam treatment planning," *Phys. Med. Biol.* 40(4), 543-574 (1995).
- [Oelfke et al., 2006] Oelfke, and Scholz, Chapitre 15, « Dose Calculation Algorithms », *New Technologies in Radiation Oncology* (2006).
- [Paelinck et al., 2007] Paelinck L, De Neve W, and De Wagter C, "Precautions and strategies in using a commercial flatbed scanner for radiochromic film dosimetry," *Phys. Med. Biol.* 52(1), 231-42 (2007).

- [Pantelis et al., 2008]** Pantelis E, Antypas C, Petrokokkinos L, Karaiskos P, Papagiannis P, Kozicki M, Georgiou E, Sakelliou L, and Seimenis I, "Dosimetric characterization of CyberKnife radiosurgical photon beams using polymer gels," *Med. Phys.* 35(6), 2312-20 (2008).
- [Pantelis et al., 2010]** Pantelis E, Moutsatsos A, Zourari K, Kilby W, Antypas C, Papagiannis P, Karaiskos P, Georgiou E, and Sakelliou L, "On the implementation of a recently proposed dosimetric formalism to a robotic radiosurgery system," *Med. Phys.* 37(5), 2369-79 (2010).
- [Pantelis et al., 2012]** Pantelis E, Moutsatsos A, Zourari K, Petrokokkinos L, Sakelliou L, Kilby W, Antypas C, Papagiannis P, Karaiskos P, Georgiou E, and Seimenis I, "On the output factor measurements of the CyberKnife iris collimator small fields: Experimental determination of the $k((Q_{clin}, Q_{msr})(f_{clin}, f_{msr}))$ correction factors for microchamber and diode detectors," *Med. Phys.* 39(8), 4875-85 (2012).
- [Pappas et al., 2005]** Pappas E, Petrokokkinos L, Angelopoulos A, Maris T G, Kozicki M, Dalezios I, and Kouloulis V, "Relative output factor measurements of a 5 mm diameter radiosurgical photon beam using polymer gel dosimetry," *Med. Phys.* 32(6), 1513-20 (2005).
- [Pena et al., 2004]** Pena J, Franco L, Gómez F, Iglesias A, Lobato R, Mosquera J, Pazos A, Pardo J, Pombar M, Rodríguez A, and Sendón J, "Commissioning of a medical accelerator photon beam monte carlo simulation using wide-field profiles," *Phys. Med. Biol.* 49(21), 4929-42 (2004).
- [Podgorsak et al., 2005]** Podgorsak E B, "Radiation oncology physics," Citeseer (2005).
- [Ralston et al., 2012]** Ralston A, Liu P, Warrener K, McKenzie D, and Suchowerska N, "Small field diode correction factors derived using an air core fibre optic scintillation dosimeter and EBT2 film," *Phys. Med. Biol.* 57(9), 2587-602 (2012).
- [Rapport IRSN DRPH/2007-04]** "L'accident de surexposition au Centre Hospitalier Universitaire de Toulouse, Rapport d'expertise n°1, Vérification des protocoles expérimentaux d'étalonnage des microfaisceaux avant et après correction du dysfonctionnement," Rapport IRSN DRPH/2007-04 (2007).
- [Rapport IRSN DRPH/SER n°2008-18]** "Mesure de la dose absorbée dans les faisceaux de photons de très petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique", Rapport final du groupe de travail IRSN/SFPM/SFRO (2008).
- [Rapport IRSN PRP-HOM/SDE n°2013-010]** "Mise au point d'un protocole dosimétrique pour la détermination des FOC dans les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie", rapport IRSN/PRP-HOM/SDE 2013-010 (2013).
- [Richley et al., 2010]** Richley L, John A C, Coomber H, and Fletcher S, "Evaluation and optimization of the new EBT2 radiochromic film dosimetry system for patient dose verification in radiotherapy," *Phys. Med. Biol.* 55(9), 2601-17 (2010).
- [Rikner et al., 1985]** Rikner G, and Grusell E, "Selective shielding of a p-si detector for quality independence," *Acta Radiologica Oncology* 24(1), 65-9 (1985).
- [Roger et al., 1995]** Rogers D W O, Faddegon B A, Ding G X, Ma C M, We J, and Mackie T R, "BEAM : a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units," *Med. Phys.* 22, 503-524 (1995).
- [Salvat et al., 2008]** Salvat F, Fernández-Varea J M, and Sempau J, "Penelope-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport," Workshop Proceedings (2008).
- [Salvat et al., 2009]** Salvat F, and Fernández-Varea J M, "Overview of physical interaction models for photon and electron transport used in monte carlo codes," *Metrologia* 46(2), S112-38 (2009).
- [Sanchez-Doblado et., 2003]** Sánchez-Doblado F, Andreo P, Capote R, Leal A, Perucha M, Arráns R, Núñez L, Mainegra E, Lagares J I, and Carrasco E, "Ionization chamber dosimetry of small photon fields: A monte carlo study on stopping-power ratios for radiosurgery and IMRT beams," *Phys. Med. Biol.* 48(14), 2081-2099 (2003).

- [Sauer et al., 2007] Sauer O A, and Wilbert J, "Measurement of output factors for small photon beams," *Med Phys.* 34(6), 1983-8 (2007).
- [Scholz, 2004] Scholz C J, "Development and evaluation of advanced dose calculations for modern radiation therapy techniques," PhD thesis, University of Heidelberg, Germany (2004).
- [Scott et al., 2008] Scott A J D, Nahum A E, and Fenwick J D, "Using a monte carlo model to predict dosimetric properties of small radiotherapy photon fields," *Med. Phys.* 35(10), 4671-84 (2008).
- [Scott et al., 2009] Scott A J D, Nahum A E, and Fenwick J D, "Monte carlo modeling of small photon fields: Quantifying the impact of focal spot size on source occlusion and output factors, and exploring miniphantom design for small-field measurements," *Med. Phys.* 36(7), 3132-44 (2009).
- [Scott et al., 2012] Scott A J D, Kumar S, Nahum A E, and Fenwick J D, "Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields," *Phys. Med. Biol.* 57(14), 4461-76 (2012).
- [Seco et al., 2006] Seco J, and Evans P M, "Assessing the effect of electron density in photon dose calculations," *Med. Phys.* 33(2), 540-52 (2006).
- [Sempau et al., 2001] Sempau J, Sanchez-Reyes A, Salvat F, Oulad ben Tahar H, Jiang S B, and Fernández-Varea J M, "Monte Carlo simulation of electron beams from an accelerator head using PENELOPE," *Phys. Med. Biol.* 46, 1163-1186 (2001).
- [Sempau et al., 2003] Sempau J, Fernández-Varea J M, Acosta E, and Salvat F, "Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* 207(2), 107-123 (2003).
- [Sempau et al., 2011] Sempau J, Badal A, and Brualla L, "A PENELOPE-based system for the automated Monte Carlo simulation of clinacs and voxelized geometries-application to far-from-axis fields," *Med. Phys.* 38(11), 5887-95 (2011).
- [Sharma et al., 2010] Sharma S C, Ott J T, Williams J B, and Dickow D, "Clinical implications of adopting monte carlo treatment planning for CyberKnife," *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 11(1), 170-5 (2010).
- [Sheikh-Bagheri et al., 2002] Sheikh-Bagheri D, and Rogers D W O, "Sensitivity of megavoltage photon beam monte carlo simulations to electron beam and other parameters," *Med. Phys.* 29(3), 379-90 (2002).
- [Siebers et al., 2000] Siebers J V, Keall P J, Kim J O, and Mohan R, "Performance benchmarks of the MCV Monte Carlo system," XIII International Conference on the Use of Computers in Radiation Therapy, (Heidelberg, Germany) 129-31 (2000).
- [Sievinen et al., 2005] Sievinen J, Ulmer W, and Kaissl W, "AAA photon dose calculation model in Eclipse," Varian Medical Systems (2005).
- [Sutherland et al., 2010] Sutherland J G H, and Rogers D W O, "Monte carlo calculated absorbed-dose energy dependence of EBT and EBT2 film," *Med. Phys.* 37(3), 1110-6 (2010).
- [Tzedakis et al., 2004] Tzedakis A, Damilakis J E, Mazonakis M, Stratakis J, Varveris H, and Gourtsoyiannis N, "Influence of initial electron beam parameters on monte carlo calculated absorbed dose distributions for radiotherapy photon beams," *Med. Phys.* 31(4), 907-913 (2004).
- [Ulmer et al., 1995] Ulmer W, and Harder D, "A Triple Gaussian Pencil Beam Model for Photon Beam Treatment Planning," *Z. Med. Phys.* 5, 25-30 (1995).
- [Underwood et al., 2013a] Underwood T S A, Winter H C, Hill M A, and Fenwick J D, "Detector density and small field dosimetry: Integral versus point dose measurement schemes," *Med. Phys.* 40(8), 082102 (2013).

- [Underwood et al., 2013b] Underwood T S A, Winter H C, Hill M A, and Fenwick J D, "Mass-density compensation can improve the performance of a range of different detectors under non-equilibrium conditions," *Phys. Med. Biol.* 58(23), 8295-310 (2013).
- [Vassiliev et al., 2010] Vassiliev O N, Wareing T A, McGhee J, Failla G, Salehpour M R, and Mourtada F, "Validation of a new grid-based boltzmann equation solver for dose calculation in radiotherapy with photon beams," *Phys. Med. Biol.* 55(3), 581-98 (2010).
- [Verhaegen et al., 1998] Verhaegen F, Das I J, and Palmans H, "Monte carlo dosimetry study of a 6 MV stereotactic radiosurgery unit," *Phys. Med. Biol.* 43(10), 2755-68 (1998).
- [Verhaegen et al., 2003] Verhaegen F, and Seuntjens J, "Monte carlo modelling of external radiotherapy photon beams," *Phys. Med. Biol.* 48(21), R107-64 (2003).
- [Villarreal-Barajas et al., 2014] Eduardo Villarreal-Barajas J, and Khan R F H, "Energy response of EBT3 radiochromic films: Implications for dosimetry in kilovoltage range," *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 15(1), 331-8 (2014).
- [Waters et al., 2007] Waters L S, McKinney G W, Durkee J W, Fensin M L, Hendricks J S, James M R, Johns R C, and Pelowitz D B, "The MCNPX Monte Carlo radiation transport code," *AIP conference proceedings*, p. 81-90 (2007).
- [Wilcox et al., 2007] Wilcox E E, and Daskalov G M, "Evaluation of GAFCHROMIC® EBT film for CyberKnife® dosimetry," *Med. Phys.* 34(6), 1967-74 (2007).
- [Wilcox et al., 2008] Wilcox E E, and Daskalov G M, (2008). "Accuracy of dose measurements and calculations within and beyond heterogeneous tissues for 6 MV photon fields smaller than 4 cm produced by cyberknife," *Med. Phys.* 35(6), 2259-66 (2008).
- [Wu et al., 1993] Wu A, Zwicker R D, Kalend A M, and Zheng Z, "Comments on dose measurements for a narrow beam in radiosurgery," *Med. Phys.* 20(3), 777-9 (1993).
- [Yin et al., 2004] Yin Z, Hugtenburg R P, and Beddoe A H, "Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry," *Phys. Med. Biol.* 49(16), 3691-702 (2004).
- [Zeidan et al., 2006] Zeidan O A, Stephenson S A L, Meeks S L, Wagner T H, Willoughby T R, Kupelian P A, and Langen K M, "Characterization and use of EBT radiochromic film for IMRT dose verification," *Med. Phys.* 33(11), 4064-72 (2006).

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Publications

Moignier C, Huet C, and Makovicka L, "Determination of the $k((f_{clin}, f_{msr})(Q_{clin}, Q_{msr}))$ correction factors for detectors used with an 800 MU/min CyberKnife® system equipped with fixed collimators and a study of detector response to small photon beams using a Monte Carlo method," *Med. Phys.* 41(7) (2014).

Moignier C, Huet C, Barraux V, Bassinet C, Baumann M, Sebe-Mercier K, Loiseau C, Batalla A, and Makovicka L, "Determination of small field output factors and correction factors using a Monte Carlo method for a 1000 MU/min CyberKnife® system equipped with fixed collimators," *Radiat. Measur.* (2014) *Article in press.*

Huet C, Moignier C, Fontaine J, and Clairand I, "Characterization of the gafchromic EBT3 films for dose distribution measurements in stereotactic radiotherapy," *Radiat. Measur.* (2014) *Article in press.*

Communications orales et affichées

LARD (Toulouse, octobre 2011), Moignier C, Huet C, Bassinet C, Baumann M, Lacornerie T, "Développement d'un modèle Monte Carlo pour la caractérisation dosimétrique des faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique." *oral*

SFPM (Strasbourg, juin 2012), Moignier C, Huet C, Bassinet C, Baumann M, Lacornerie T, "Développement d'un modèle Monte Carlo pour la caractérisation dosimétrique des faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique." *oral*

SSD (Recife, septembre 2013), Moignier C, Huet C, Barraux V, Bassinet C, Baumann M, Sebe-Mercier K, Loiseau C, Batalla A, Makovicka L, "Determination of small field output factors and correction factors using a Monte Carlo method for a 1000 MU/min CyberKnife® system equipped with fixed collimators." *oral*

SFRP (Paris, mars 2014), Moignier C, Huet C, Barraux V, Bassinet C, Baumann M, Sebe-Mercier K, Loiseau C, Batalla A, Makovicka L, "Détermination à l'aide d'une méthode Monte Carlo des facteurs d'ouverture du collimateur et des facteurs correctifs pour un CyberKnife® 1000 UM/min équipé de collimateurs fixes." *oral*

SFPM (Deauville, juin 2014), Moignier C, Huet C, Barraux V, Loiseau C, Sebe-Mercier K, Batalla A, Makovicka L, "Évaluation du calcul de dose réalisé par le système de planification de traitement MultiPlan en présence d'hétérogénéités." *oral*

AAPM (Austin, juillet 2014), Moignier C, Huet C, Barraux V, Loiseau C, Sebe-Mercier K, Batalla A, Makovicka L, "Accuracy of dose calculation algorithms in MultiPlan treatment planning system in presence of heterogeneities." *poster*

LARD (Saclay, octobre 2014), Moignier C, Huet C, Barraux V, Sebe-Mercier K, Loiseau C, Batalla A, Makovicka L, "Étude de la réponse en mini-faisceaux de différents détecteurs à l'aide d'une méthode Monte Carlo." *oral*

DOSIMÉTRIE DES FAISCEAUX DE PHOTONS DE PETITES DIMENSIONS UTILISÉS EN RADIOTHÉRAPIE STÉRÉOTAXIQUE : DÉTERMINATION DES DONNÉES DOSIMÉTRIQUES DE BASE ET ÉVALUATION DES SYSTÈMES DE PLANIFICATION DE TRAITEMENT

Résumé

Les faisceaux de photons de petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique sont caractérisés par de forts gradients de dose et un manque important d'équilibre électronique latéral, ce qui rend les techniques dosimétriques conventionnelles inadaptées. L'objectif de la thèse est de permettre une meilleure évaluation de la dose délivrée aux patients traités par radiothérapie stéréotaxique.

D'une part, les données dosimétriques de base utilisées pour l'étalonnage du système de planification de traitement (TPS) ont été déterminées numériquement. Pour cela, deux installations de radiothérapie de type CyberKnife ont été modélisées avec le code Monte Carlo PENELOPE. Des mesures de rapport d'ouverture du collimateur ont également été réalisées à l'aide de plusieurs détecteurs actifs et de deux dosimètres passifs (film radiochromique et micro-LiF) et comparées aux facteurs d'ouverture du collimateur calculés par simulation. Six détecteurs ont été modélisés afin d'étudier les phénomènes physiques impliqués dans la réponse des détecteurs en petits champs. Parmi les détecteurs étudiés, seuls les films radiochromiques sont en accord avec la simulation, ils peuvent être utilisés sans facteur correctif. La perturbation induite par les autres détecteurs a pu être expliquée, soit par l'effet volume dû à la taille trop importante du volume actif par rapport au diamètre du faisceau, soit par la masse volumique des matériaux utilisés dans la conception du détecteur qui est trop éloignée de celle de l'eau. Les facteurs correctifs, permettant de corriger la non-équivalence-eau et/ou la mauvaise résolution spatiale de chaque détecteur, ont été déterminés pour les deux systèmes CyberKnife.

D'autre part, un protocole de mesure de distributions de dose 2D pour les mini-faisceaux, basé sur l'utilisation des films radiochromiques, a été établi et un programme sous MatLab permettant l'analyse entre les distributions de doses mesurées et calculées a été développé. Des plans de traitement stéréotaxique en milieu hétérogène ont ensuite été réalisés pour un fantôme afin d'évaluer les algorithmes de calcul de dose implémentés dans le TPS MultiPlan (TPS associé au système CyberKnife). L'analyse des distributions de dose 2D des plans de traitement a montré que l'algorithme de type « Pencil Beam » implémenté dans MultiPlan est performant en milieu homogène équivalent-eau mais n'est pas adapté pour les milieux à faible densité électronique tels que le poumon. En effet, celui-ci surestime la dose dans le champ (jusqu'à 40%) ce qui peut conduire à diminuer l'efficacité du traitement de la tumeur et la sous-estime hors du champ ce qui risque de sous-évaluer la dose reçue par les organes à risques à proximité. En milieu hétérogène, l'algorithme Monte Carlo implémenté dans MultiPlan est globalement en accord avec la mesure et est par conséquent l'algorithme à privilégier pour estimer la dose délivrée au patient lorsque des milieux à faible densité sont présents.

Mots clefs : mini-faisceau, simulation Monte Carlo, réponse des détecteurs, CyberKnife, distribution de dose.

DOSIMETRY OF SMALL BEAMS USED IN STEREOTACTIC RADIOTHERAPY: DOSIMETRIC DATA DETERMINATION AND TREATMENT PLANNING SYSTEMS EVALUATION

Abstract

Dosimetry of small beams is challenging given their small size compared to the detectors, high dose gradient and the lack of lateral electronic equilibrium. The Ph.D. thesis aims to improve the accuracy of the dose delivered to the patient in stereotactic radiotherapy.

On the one hand, dosimetric data used to calibrate the treatment planning system (TPS) were determined using numerical simulations. To achieve this, two CyberKnife radiotherapy facilities were modelled using the PENELOPE Monte Carlo code. Output ratios measurements were performed with several active detectors and with two passive dosimeters (radiochromic film and micro-LiF) and compared with output factors calculated by simulation. Six detectors were modeled in order to study the detectors response in small beams. Among the detectors studied, only the radiochromic films were in agreement with the simulations, they can be used without correction factors. The disturbance of the detectors response in small beams was explained either by the volume effect induced by the active volume, which is too high compared to the beam size, or by the mass density effect induced by the detector body materials which are too far from water mass density. The correction factors, required to correct the disturbance caused by the non-water-equivalence and/or the low spatial resolution of each detector, were calculated for the two CyberKnife systems.

On the other hand, a 2D dose measurement protocol using radiographic films and a MatLab program were developed. Stereotactic treatment plans were then performed for a phantom in order to assess the calculation algorithms implemented in the MultiPlan TPS (associated with the CyberKnife system). The analysis of the 2D dose distributions related to the stereotactic treatment plans has shown that the "Pencil Beam" based algorithm implemented in MultiPlan is suitable for dose calculation in homogeneous water-equivalent media but not in low electronic density media such as the lung. Indeed, the dose is overestimated (up to 40%) inside the field and may lead to reduce the tumor treatment efficiency while it is underestimated outside the field which can underestimate the dose to critical organs within proximity of the tumor. Regarding the Monte Carlo algorithm implemented in MultiPlan, calculated and measured dose distributions are consistent and, as a consequence, it is the most suitable algorithm available in MultiPlan to estimate the dose received by a patient when low density media are involved.

Key words: small beams, Monte Carlo simulation, detectors response, CyberKnife, dose distribution.