



HAL
open science

Optimisation et validation des méthodes de calcul de dose à distance des faisceaux d'irradiation pour leur application dans les études épidémiologiques et cliniques en radiothérapie

Jérémi Bezin Vĩ Bezin

► To cite this version:

Jérémi Bezin Vĩ Bezin. Optimisation et validation des méthodes de calcul de dose à distance des faisceaux d'irradiation pour leur application dans les études épidémiologiques et cliniques en radiothérapie. Physique Médicale [physics.med-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLS246 . tel-01674176

HAL Id: tel-01674176

<https://theses.hal.science/tel-01674176>

Submitted on 2 Jan 2018

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

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

NNT : 2015SACLS246

THÈSE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE N° 575
Physique et ingénierie : Électrons, Photons, Sciences du vivant

Spécialité de doctorat : Imagerie et Physique médicale

Par

M. Jérémie Vũ Bezin

Optimisation et validation des méthodes de calcul de dose à distance des faisceaux
d'irradiation pour leur application dans les études épidémiologiques
et cliniques en radiothérapie

Thèse présentée et soutenue à Villejuif, le 17 décembre 2015 :

Composition du Jury :

Pr. Maingon, Philippe	Oncologue radiothérapeute (Centre Georges-François Leclerc, Dijon)	Président
Dr. Hannachi, Fazia	Directrice de Recherches CNRS (Centre Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan, Gradignan)	Rapporteur
Dr. Manens, Jean-Pierre	Physicien responsable de l'Unité de Physique Médicale (Centre Eugène Marquis, Rennes)	Rapporteur
Pr. Deutsch, Éric	Chef du département de radiothérapie (Gustave Roussy, Villejuif)	Examinateur
Dr. Robert, Charlotte	Maître de conférences universitaire en physique médicale (Gustave Roussy, Villejuif)	Examinatrice
Dr. Ibrahima Diallo	Ingénieur de recherche (INSERM, unité 1018, équipe 3, Villejuif)	Directeur de thèse
Dr. Lefkopoulos, Dimitri	Chef de service physique médicale (Gustave Roussy, Villejuif)	Invité

Cette thèse a été préparée au
Laboratoire d'épidémiologie de la radiocarcinogénèse et des effets iatrogènes des traitements
(directeur : Dr. Florent de Vathaire)
Centre de recherche en épidémiologie et santé des populations (unité 1018)
Institut national de la santé et de la recherche médicale

Cette thèse a reçu le financement du 7^{ème} programme de la commission européen Health.2010.2.4.1-7
numéro d'allocation 257505 (PanCareSurFup).

De plus, la validation clinique du modèle développé a reçu le soutien financier du Plan Cancer 2014-
2019, numéro de Projet : C14017LS et numéro d'Allocation: ASC14017LSA (PeriDoseQuality)



Titre : Optimisation et validation des méthodes de calcul de dose à distance des faisceaux d'irradiation pour leur application dans les études épidémiologiques et cliniques en radiothérapie

Mots clés : Radiothérapie, dose hors champ, diffusé tête, fuites, modélisation multi-sources, dosimètres thermoluminescents

Résumé : La proportion de survivants à un cancer dans la population des pays développés augmente rapidement. Dans plus de la moitié des cas, la radiothérapie a été une composante de leur traitement. Les rayons ionisants alors administrés peuvent induire de graves conséquences à long terme, en particulier les cancers radio-induits et les maladies cardiovasculaires. Ces événements sont dus non seulement aux fortes doses administrées au volume cible, mais également aux doses plus faibles, de quelques milligray à quelques gray, non souhaitées, mais inévitablement administrées dans le reste du corps du patient par la dose hors champ.

L'évolution des techniques de planification du traitement et de l'informatique en médecine permettent aujourd'hui d'obtenir, systématiquement, l'évaluation précise des doses les plus fortes administrées au patient. Les doses faibles à intermédiaires administrées en dehors du faisceau de traitement, ne sont pour leur part, ni habituellement prises en compte, ni correctement évaluées par les systèmes actuels de planification du traitement.

L'objectif de ce travail était de proposer des méthodes pour estimer le rayonnement hors champ des faisceaux de photons des accélérateurs de radiothérapie externe.

L'utilisation d'une bibliothèque graphique nous a permis de réaliser une représentation géométrique 3D partielle des appareils de traitement et des sources photoniques responsables de la dose reçue par le patient. Nous avons déterminé l'intensité de ces sources en utilisant des mesures réalisées dans des champs simples. Le modèle ainsi calibré permettait de simuler la variation de l'intensité des sources en fonction de la taille du champ.

Cette approche a permis de décrire avec succès la variation de la dose mesurée par TLD en fonction de la distance et de la taille du champ en dehors de champs carrés. Les écarts entre les doses calculées et celles mesurées étaient inférieurs à 10 %. Une application dans des conditions cliniques a été menée, l'écart était alors en moyenne de 25%.

Title : Optimization and validation of out-of-field dose calculation methods in external beam radiation therapy for use in epidemiological and clinical studies

Keywords : Radiotherapy, out-of-field dose, head scatter, leakage, multi-source modelling, thermoluminescent dosimeters

Abstract: The number of cancer survivors in developed countries increases rapidly. Fifty percent of patients treated for cancer will receive radiation therapy as part of their treatment. Ionizing radiation may induce severe long term effects, including secondary cancers and cardio-vascular diseases. Long term effects are not only due to high doses delivered in target volumes, but also to lower doses, ranging from several milligrays to several grays, undesired, but inevitably delivered in the rest of the patient's body outside the treatment beams.

Improvements in treatment planning technics and the use of computers in medicine made it possible to systematically estimate, prior to treatment, the highest doses delivered to the patient's body. However, lower doses delivered outside the treatment beams are neither taken into account nor evaluated by present treatment planning systems.

The aim of our work was to establish methods to estimate radiation doses outside photon beams from accelerators used in external radiation therapy.

A graphics library was used to render a partial 3D representation of the accelerator and the photon sources associated. The intensity of these sources was determined using measurements performed in simple geometry fields. The calibrated model was hence used to estimate the source intensity variation with respect to field size.

Using this method, we were able to estimate the variations of the TLD measured doses with respect to distance and field size with a 10% average discrepancy between calculations and measurements for points outside the field. Also, when testing the model in a clinical setup, the average discrepancy increased to 25%.

Sommaire

Résumé	3
Abstract	3
Sommaire	4
Remerciements	9
Lexique	13
Introduction générale	14
Chapitre 1. Origines de la dose hors champ et ses méthodes d'évaluation	18
1.1. INTRODUCTION	18
1.2. DÉFINITION DES COMPOSANTES DE LA DOSE HORS CHAMP	18
1.2.1. Composantes de la dose hors champ venant de l'appareil de traitement : la « composante machine »	19
1.2.1.1. Rayonnement de fuite	19
1.2.1.2. Diffusé tête	21
1.2.1.3. Électrons de contamination et neutrons	22
1.2.1.4. Composante venant du sol, des murs, et du plafond de la salle de traitement	23
1.2.2. Composante venant du volume irradié du patient : la composante « diffusé patient »	23
1.2.3. Bilan des sources de la dose hors champ	25
1.3. DISPOSITIFS DE MESURE DE LA DOSE HORS CHAMP	26
1.3.1. Fantôme d'eau : cuve allongée	26
1.3.2. Mesures dans l'air	28
1.3.3. Fantômes anthropomorphes	29
1.4. FACTEURS D'INFLUENCE DE LA COMPOSANTE MACHINE DE LA DOSE HORS CHAMP	31
1.4.1. Facteurs d'influence liés à la technologie de la machine	32
1.4.1.1. Position de la section accélératrice	32
1.4.1.2. Filtre égalisateur	34
1.4.1.3. Architecture du blindage	35

1.4.1.4.	Bilan sur la modélisation des sources de la composante machine en fonction de la technologie de l'accélérateur	38
1.4.2.	Facteurs d'influence liés à la balistique des traitements	40
1.4.2.1.	Énergie d'accélération des électrons	40
1.4.2.2.	Rotation du bras	40
1.4.2.3.	Distance source-peau	40
1.4.2.4.	Taille du champ	41
1.4.2.5.	Modalités de traitement	45
1.4.2.6.	Bilan sur la modélisation des sources de la composante machine en fonction de la balistique des traitements	47
1.5.	MÉTHODES DE CALCUL DE DOSE À DISTANCE DES FAISCEAUX	48
1.5.1.	Méthodes analytiques basés sur des facteurs de correction	48
1.5.2.	Méthodes stochastiques par simulation Monte Carlo	50
1.5.3.	Méthodes analytiques basées sur des modèles multi-sources	53
1.5.3.1.	Base théorique de la modélisation pour l'estimation de la dose reçue par un patient de radiothérapie	53
1.5.3.2.	Modèles multi-sources dans le champ	54
1.5.3.3.	Premier modèle multi-sources pour estimer la dose hors champ	57
1.6.	TRAVAIL DE THÈSE	60
	Chapitre 2. Collecte des données dosimétriques et géométriques des accélérateurs	62
2.1.	INTRODUCTION	62
2.2.	MATÉRIELS ET MÉTHODES	62
2.2.1.	Bases théoriques de la mesures par TLD	62
2.2.1.1.	Choix du détecteur	62
2.2.1.2.	Processus d'irradiation des détecteurs	63
2.2.1.3.	Processus de lecture des détecteurs irradiés	64
2.2.1.4.	Étalonnage en dose	65
2.2.1.5.	Incertitude de la mesure	68
2.2.1.6.	Variation de la réponse du TLD avec l'énergie du rayonnement	70
2.2.2.	Appareils de radiothérapie utilisés pour les mesures	72
2.2.3.	Montage expérimental pour la mesure de la dose à l'eau dans l'air	74
2.2.4.	Variations entre les doses mesurées pour les différents faisceaux explorés	76
2.3.	RÉSULTATS	79

2.3.1.	Mesures de la composante machine de la dose hors champ	79
2.3.1.	Mesures du rayonnement de fuite	82
2.4.	DISCUSSION	83
2.5.	CONCLUSION	86
Chapitre 3. Prise en compte de l'architecture du collimateur secondaire pour modéliser la composante machine		88
3.1.	INTRODUCTION	88
3.2.	MATÉRIELS ET MÉTHODES	88
3.2.1.	Formalisme du facteur d'ouverture du collimateur dans le champ	88
3.2.2.	Développement d'une représentation virtuelle 3D d'un accélérateur linéaire	90
3.2.2.1.	Environnement de programmation	90
3.2.2.1.	Fonctionnement du programme	92
3.2.3.	Modélisation multi-source	98
3.2.4.	Estimation des paramètres du modèle	102
3.3.	RÉSULTATS	104
3.4.	DISCUSSION	109
3.5.	CONCLUSION	111
Chapitre 4. Effet de l'ouverture du collimateur sur la dose due au rayonnement de fuite des accélérateurs		112
4.1.	INTRODUCTION	112
4.2.	MATÉRIELS ET MÉTHODES	112
4.2.1.	Les origines des fuites	112
4.2.2.	Représentation virtuelle 3D de l'accélérateur	113
4.2.3.	Photons de fuite venant de la cible	114
4.2.4.	Photons de fuites provenant du guide d'onde	115
4.2.5.	Détermination des paramètres du modèle	116

4.3.	RÉSULTATS	116
4.3.1.	Éléments du blindage et du collimateur secondaire le long du parcours des photons : <i>ncoll</i> et <i>mblindage</i>	116
4.3.2.	Proportion visible de la source linéaire virtuelle: \mathcal{A}	118
4.3.3.	Accord calculs/mesures	121
4.3.4.	Cartographie du rayonnement de fuite	122
4.4.	DISCUSSION	127
4.5.	CONCLUSION	129
Chapitre 5. Évaluation du modèle dans des conditions proches de la clinique		131
5.1.	INTRODUCTION	131
5.2.	MATÉRIEL ET MÉTHODES	131
5.2.1.	Cas cliniques d'irradiation	131
5.2.2.	Préparation du plan de traitement	132
5.2.2.1.	Fantôme anthropomorphe	132
5.2.2.2.	Acquisition et contourage des structures anatomiques	133
5.2.2.3.	Planification du traitement	135
5.2.2.1.	Choix des organes d'intérêts	135
5.2.3.	Mises en place expérimentales d'irradiation	136
5.2.4.	Collecte des données technologiques de l'accélérateur	137
5.2.4.1.	FOC dans l'air sur l'axe	137
5.2.4.2.	Mesures de doses hors champ dans l'air pour le champ de référence	137
5.2.4.3.	Données géométriques de l'accélérateur	137
5.2.5.	Calcul de la dose dans le fantôme	138
5.2.5.1.	Paramétrage de la représentation 3D et calibration du modèle	138
5.2.5.2.	Calcul des surfaces visibles des sources virtuelles	138
5.2.5.3.	Passage à la dose	139
5.3.	RÉSULTATS	141
5.3.1.1.	Doses aux organes d'intérêt	141
5.3.1.1.	Calibration du modèle de dose hors champ au Clinac 2300 C/D	141
5.3.1.2.	Comparaisons calculs/mesures	144
5.4.	DISCUSSION	147

5.5. CONCLUSION	150
Conclusion générale	151
Annexe A. L'accélérateur linéaire, l'appareil de traitement de la radiothérapie externe	155
A.1. ÉVOLUTION DES PREMIERS APPAREILS DE TRAITEMENT EN RADIOTHÉRAPIE	155
A.1.1. Les premières modalités	155
A.1.2. Les télécobalts s'imposent devant les premiers accélérateurs	157
A.2. LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES D'ÉLECTRONS MÉDICAUX	160
A.2.1. Aspect général	160
A.2.2. L'accélération des électrons	161
A.2.3. La déviation	163
A.2.4. La production du faisceau de photons : la cible, le collimateur primaire et le filtre égalisateur	166
A.2.5. La chambre moniteur	169
A.2.6. La formation du faisceau de traitement : le collimateur secondaire	169
A.2.7. Les limites du faisceau de traitement : la pénombre	172
Références	175
Communications et vie scientifique	186
Résumé	189
Abstract	189

Remerciements

À mon président de thèse, Professeur Philippe Maingon,

Je vous remercie de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

À mon directeur de thèse, Docteur Ibrahima Diallo,

Je vous remercie de m'avoir fait l'honneur de diriger cette thèse, de m'avoir confié ce sujet, partagé votre passion pour la recherche, et soutenu tout au long de ce travail.

À mes rapporteurs, Docteur Fazia Hannachi,

Docteur Jean-Pierre Manens,

Je vous remercie de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail, pour votre justesse et votre aide dans l'amélioration du manuscrit.

À mes juges, Professeur Eric Deutsch,

Docteur Dimitri Lefkopoulos,

Docteur Charlotte Robert,

Je vous remercie de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail.

À mon directeur de laboratoire, Docteur Florent de Vathaire,

Je vous remercie de m'avoir fait l'honneur de me permettre d'effectuer ma
thèse dans votre équipe.

Au Professeur Jean Chavaudra,

Je vous remercie pour votre disponibilité tout au long de ma thèse et surtout
lors des répétitions de soutenance. Je vous remercie pour vos conseils et vos
critiques qui m'ont permis d'améliorer ma présentation finale.

**Au Docteur Attila Veres, et toute l'équipe du laboratoire Equal Estro, Yannick Picard, Isabella
Dollin, Stéphane Girard, Valentin, Sophie**

Je vous remercie pour les nombreuses discussions et les encore plus nom-
breux TLD préparés et lus.

**À l'équipe de physique médicale, Hugo Arcal, Guillaume Auzac, Anne Beaudré, André Bridier,
Céline Berthold, Jordan Bertrand, Bruno Biron, André Bridier, Lucie Calmels, Marjolaine
Chevé, Vidoun Coumar, Kaya Doyeux, Isabelle Dumas, Magali Edouard, Alain Guemnie-Tafo,
Florent Martinetti, Jean-Pierre Mège, Célian Michel, Aurélie Moussier, Dorian Petit, Julien Pu-
gnaire**

Je vous remercie pour les nombreuses réponses que vous m'avez apportées,
et pour votre aide au cours des mesures.

À Mohamad Alabdoaburas,

Je te remercie pour les nombreuses discussions
et ton aide lors des répétitions.

**À toute l'équipe 3 de l'U1018 Aymen Ben Abdennebi, Rodrigue Allodji, Amine Benadjaoud, Syl-
vie Challeton, Fara Diop, Agnès Dumas, Safaa Ezzouhri, Chiraz Fayeche, Nadia Haddy, Angela**

Jackson, Adel Kadi-Hanifi, Amar Kahlouche, Isao Kobayashi, Maud Konomides, Martine Labbe, Damien Llanas, Yan Ren, Carole Rubino, Boris Schwartz, Vincent Souchard, Cécile Teinturier, Françoise Terrier, Cristina Veres, Giao Vĩ et Constance Xhaard

Je vous remercie pour votre présence et vos conseils durant les répétitions
et pour cette vie tellement agréable de laboratoire.

À Joël Daguét,

Je te remercie de ton aide pour mener à bien les mesures

À Lionel Bely et le service Biomédical

Je vous remercie pour toutes les explications sur le fonctionnement des accélérateurs de particules.

Aux secrétariats de Physique Médicale et de Radiothérapie, Jacqueline Broumault, Faiza Chaheb, Ana Chauvin, Isabelle Eustase, Virginie Gueddah

Je vous remercie de votre aide et de votre bienveillance tout au long de ma thèse.

À ceux qui ont partagé mon bureau, Angela Boros, Isabelle Chabert, Manuel Coelho, Clément El Khoury, Georges Farha, Julian Jacob, Antonin Levy, Teriira Liant, Pierre Maroun, Valentine Martin, Yacine Ouachek, Marta Nassif Pereira Lima, Eleonor Rivin del Campo, Leonel Varela

Je vous remercie pour toutes nos discussions enrichissantes

À Lionel Bely, Catherine Beurtheret, Odile Berthet, Jean-Pierre Bezin et Attila Veres,

Je vous remercie d'avoir accepté de relire mon manuscrit.

Remerciements

À mes amis,

À ma famille, mes parents, mes sœurs,

À Quỳnh Giao et Ève Hà Linh,

Je dédie cette thèse.

Lexique

3DCRT	<i>Three-dimensional conformal radiation therapy</i> – Radiothérapie conformationnelle à trois dimensions
AIEA	Agence international de l'énergie atomique
API	<i>Application Programming Interface</i> - Interface de programmation
CGR	Compagnie Générale de Radiologie
DSA	Distance source axe
FFF	<i>Flatenning filtre free</i>
FOC	Facteur d'ouverture du collimateur
ICRP	<i>International commission on radiological protection</i> - Commission internationale de protection radiologique
IEC	<i>International electrotechnical commission</i>
IGR	Institut Gustave Roussy, renommé Gustave Roussy en 2013
IMRT	<i>Intensity modulated radiation therapy</i> - Radiothérapie par modulation d'intensité
MC	Monte Carlo
MLC	<i>Multileaf collimator</i> – Collimateur multi-lames
OpenGL	<i>Open graphics library</i>
pixel	<i>picture element</i>
PMMA	<i>Poly(methyl methacrylate)</i> – Poly(méthacrylate de méthyle)
RT	Radiothérapie
TLD	<i>Thermoluminescent dosimeter</i> - Dosimètre thermoluminescent
TPS	<i>Treatment planning system</i> – Système de planification de traitement
UM	Unité moniteur
voxel	<i>volume element</i>

Introduction générale

CONTEXTE

La proportion de survivants à un cancer dans la population des pays développés augmente rapidement. En France, la survie à 5 ans après le diagnostic d'un cancer est d'environ 50 %. Chez l'enfant, cette survie est beaucoup plus élevée et atteint 80 %. Aujourd'hui, l'institut national du cancer estime qu'environ 3 millions de personnes vivant en France métropolitaine ont eu un cancer au cours de leur vie.

La radiothérapie est une des trois techniques principales de lutte contre le cancer, avec la chimiothérapie et la chirurgie. La moitié des personnes soignées pour un cancer recevra, au cours de son parcours de soin, une dose de rayons ionisants. Le suivi post-traitement des patients de radiothérapie permet de réagir face à une éventuelle rechute ou à un effet secondaire indésirable des rayons. D'autre part, le suivi permet d'établir la relation entre la dose due aux rayons ionisants, absorbée par le patient, et les effets indésirables induits par ces rayons. La connaissance de cette relation dose-effet est nécessaire pour organiser la surveillance en fonction des pathologies passées et possibles d'un patient, et faire évoluer les pratiques de soin.

Dès lors, la connaissance de la dose reçue par le corps entier du patient est primordiale. Un traitement étant généralement réalisé avec plusieurs faisceaux de traitement ayant des incidences différentes et se superposant au niveau du volume cible, trois niveaux de doses peuvent être définis. Ces trois niveaux de doses sont reçus par trois volumes du corps du patient (Xu *et al.* 2008) : (i) les plus fortes doses, 50 Gy et plus, par les volumes cibles ; (ii) les doses intermédiaires, entre 5 Gy et 50 Gy, par les parties du corps du patient qui peuvent se trouver dans le champ à un moment donné du traitement, mais qui sont en dehors du volume cible ; (iii) les plus faibles doses, inférieures à 5 Gy, par les parties du patient qui ne sont jamais dans les faisceaux de traitement. Ce sont ces faibles doses qui nous intéresseront tout au long de ce travail.

Nous appelons l'ensemble de ces faibles doses la « dose hors champ ». Elles sont le résultat d'un rayonnement parasite composé entre autres des photons venant de l'appareil de traitement, la « composante machine », et des photons diffusés par le corps du patient en dehors du champ de traitement, le « diffusé patient ». La composante machine est composée des photons de fuite, qui traversent le blindage de l'accélérateur, et des photons diffusés par les éléments de la tête de l'accélérateur, le « diffusé tête », dont le parcours est dévié en dehors du parcours des photons du faisceau de traitement.

Les systèmes de planification du traitement (TPS), utilisés actuellement en routine clinique en radiothérapie, permettent d'obtenir systématiquement l'évaluation des doses administrées au patient par les faisceaux de traitement, les plus fortes doses (i), et les doses intermédiaires (ii). Cependant, les doses hors champ ne sont ni correctement évaluées, ni prises en compte lors de la planification du traitement.

En comparant les estimations de la dose hors champ calculées par les TPS avec, par exemple, des mesures, de nombreux auteurs ont montré que les TPS n'étaient pas en mesure d'estimer la dose en

dehors des faisceaux de traitement (Cozzi *et al.* 2001, Wang et Xu 2007, Howell *et al.* 2010, Taylor *et al.* 2010, Joosten *et al.* 2011, Van den Heuvel *et al.* 2012, Joosten *et al.* 2013, Fogliata *et al.* 2013, Taddei *et al.* 2013, Wang et Ding 2014, Acun *et al.* 2014, Lonski *et al.* 2014).

Howell *et al.* (2010) ont quantifié l'exactitude de la prédiction de dose du TPS commercial Eclipse version 8.6 (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA) utilisant l'algorithme de calcul AAA (analytic anisotropic algorithm) avec correction d'hétérogénéités et une grille cubique de calcul de 2 mm de côté. Pour réaliser cette expérience, un traitement classique d'un lymphome d'Hodgkin a été administré à un fantôme anthropomorphe (ATOM, CIRS, Inc., Norfolk, VA) par le faisceau 6 MV d'un accélérateur Varian Clinac 2100. La dose reçue par le fantôme était calculée avec le TPS d'une part, et mesurée avec des dosimètres thermoluminescent (TLD) de type 100 insérés dans le fantôme d'autre part. Les doses ponctuelles ainsi calculées et mesurées ont été comparées. Les auteurs ont trouvé que la différence moyenne entre les calculs du TPS et les mesures par TLD était de 40 % pour les distances supérieures à 3,75 cm du bord du champ, et que la différence pouvait atteindre 55 % aux plus grandes distances observées dans cette étude (11,25 cm du bord du champ).

Afin d'identifier les raisons de l'imprécision des TPS, Huang *et al.* (2013) se sont intéressés à l'algorithme collapsed cone convolution superposition du TPS Pinnacle v.9.0 (Philips Healthcare, Andover, MA). Ils ont comparé les doses calculées par le TPS pour le faisceau 6 MV d'un accélérateur Varian Clinac 2100, utilisant une grille de calcul de $4 \times 4 \times 4 \text{ mm}^3$, dans une géométrie simple (champ 10 cm \times 10 cm, 5 cm de profondeur dans un fantôme d'eau parallélépipédique), avec les doses calculées par un modèle Monte Carlo (MC) déjà éprouvé hors champ (Kry *et al.* 2006, 2010). En comparant les composantes de la dose hors champ une à une - à savoir le diffusé patient, le diffusé tête et le rayonnement de fuite - ils ont constaté que non seulement le diffusé tête était sous-estimé au bord du champ, mais qu'au-delà de 10 cm du bord du champ, la totalité des composantes de la dose hors champ était sous-estimée. En particulier, à partir de 12 cm, le défaut de modélisation des fuites était la principale source d'erreur du TPS.

Joosten *et al.* (2013) ont pour leur part comparé les doses calculées avec l'algorithme superposition du TPS CMS XiO version 4.60 (Elekta, Royaume-Uni) avec un modèle MC d'un accélérateur Siemens Primus validé hors champ (Joosten *et al.* 2011), pour différents plans de traitement d'un cancer du sein. Ils ont observé que le diffusé tête était la composante de la dose hors champ la plus mal estimée par le TPS, pouvant engendrer des différences de calcul entre les deux dispositifs de 70 %.

Il apparaît donc que si les TPS sont limités à l'estimation des doses reçues par les parties du corps du patient dans les faisceaux de traitement, c'est avant tout parce qu'ils ne modélisent pas la composante machine de la dose hors champ : le diffusé tête et le rayonnement de fuite.

OBJECTIF DE LA THÈSE

L'objectif de cette thèse était de proposer des méthodes de calcul pour estimer la composante machine de la dose hors champ (photons de fuite et diffusé tête), au-delà des limites de calcul des TPS actuels, pour les faisceaux de photons de radiothérapie externe. Nos méthodes, basées sur la modélisa-

tion multi-source, seront mises en œuvre par l'utilisation d'une représentation virtuelle 3D de l'accélérateur, réalisée avec la bibliothèque graphique OpenGL. Une première méthode permettant de prédire le facteur d'ouverture du collimateur dans l'air hors champ sera mise en place sur deux accélérateurs de technologies sensiblement différentes, un Varian Novalis Tx et un Siemens Primus. Cette méthode permettra d'estimer la fluence de la composante machine de la dose hors champ. Dans une seconde méthode, nous tenterons d'améliorer l'estimation de la composante fuite des accélérateurs médicaux. Cette méthode sera mise en place pour l'accélérateur Varian Novalis Tx. Finalement, deux applications cliniques seront réalisées sur un troisième accélérateur, un Varian Clinac 2300 C/D, en comparant les doses calculées avec les mesures de doses dans un fantôme anthropomorphe.

PLAN DE LA THÈSE

CHAPITRE 1-ORIGINES DE LA DOSE HORS CHAMP ET SES MÉTHODES D'ÉVALUATION

La définition des composantes de la dose hors champ et des sources de photons à l'origine de ces doses sont tout d'abord détaillées. Ensuite, les mises en place expérimentales spécifiques à l'étude de la dose hors champ utilisées à travers la littérature sont décrites pour permettre d'analyser subseqüemment les facteurs d'influence de la composante machine de la dose hors champ.

Ensuite, les méthodes de calcul pour évaluer les doses hors champ décrites dans la littérature sont analysées. Ayant choisi d'adopter la modélisation multi-sources dans ce travail, nous décrivons l'utilisation clinique actuelle de ces modèles pour l'estimation de la dose dans le champ, avant d'analyser les approches pour estimer la dose hors champ.

Nous décrivons, pour terminer, comment notre travail s'inscrit dans ce contexte.

CHAPITRE 2-COLLECTE DES DONNÉES DOSIMÉTRIQUES ET GÉOMÉTRIQUES DES AC-CÉLÉRATEURS

Afin de produire les données d'entrée des modèles, nous avons mis en place un montage expérimental spécifique pour mesurer la dose due à la composante machine utilisant des capuchons d'équilibre électronique permettant de réaliser des mesures qui seront décrites dans le [chapitre 2](#). Des détecteurs de type thermoluminescent (TLD) ont été positionnés à plusieurs points hors champ, dans le plan du patient.

Nous avons effectué des séries de mesures sur deux appareils de traitement et pour chaque appareil deux faisceaux de photons étaient évalués, 6 MV et 25 MV pour un Varian Novalis TX, 6 MV et 18 MV pour un Siemens Primus. Seuls des champs carrés étaient évalués. De plus, un champ fermé était utilisé pour s'affranchir du diffusé tête et ne mesurer que la composante fuite.

Mises à part les mesures de doses, nous avons relevé les données géométriques propres à chacun des deux accélérateurs étudiés, nécessaires à la simulation 3D des éléments de la tête d'irradiation responsables de la dose hors champ.

CHAPITRE 3-PRISE EN COMPTE DE L'ARCHITECTURE DU COLLIMATEUR SECONDAIRE POUR MODÉLISER LA COMPOSANTE MACHINE

Afin de déterminer la fluence énergétique venant des accélérateurs médicaux hors champ, nous avons mis en place une méthode basée sur la modélisation multi-source pour deux accélérateurs linéaires du marché avec des technologies sensiblement différentes, un Varian Novalis Tx et un Siemens Primus.

L'hypothèse principale était que la contribution des différentes sources de photons était dépendante de leur visibilité du point de vue du point de calcul. Une représentation virtuelle 3D de chaque accélérateur a donc été développée à l'aide de la bibliothèque graphique OpenGL afin d'obtenir du point de vue de tout point d'intérêt, une représentation des sources de photons, de leur taille, leur position et comment elles étaient occultées par les éléments du collimateur secondaire pour n'importe quelle taille de champ.

Ensuite, une relation mathématique utilisant comme paramètres d'entrée les surfaces visibles des sources de photons, a été mise en place pour estimer la composante machine. Le modèle était calibré pour chacun des quatre faisceaux explorés avec les mesures réalisées précédemment.

CHAPITRE 4-EFFET DE L'OUVERTURE DU COLLIMATEUR SUR LA DOSE DUE AU RAYONNEMENT DE FUITE DES ACCÉLÉRATEURS

Un second modèle multi-source dédié à l'estimation de la dose hors champ due aux fuites a été mis en place. Pour cela, nous avons utilisé une représentation géométrique 3D adapté à l'étude de la fuite. Ce modèle permettait d'estimer la composante fuite de la dose hors champ pour des champs ouverts, et pouvait s'adapter à tout type d'accélérateur. Nous l'avons testé pour notre part sur l'accélérateur Varian Novalis Tx.

CHAPITRE 5-ÉVALUATION DU MODÈLE DANS DES CONDITIONS PROCHES DE LA CLINIQUE

Pour tester le modèle dans des conditions plus complexes et plus proches de la clinique, nous avons choisi deux cas d'irradiations pédiatriques que nous avons adaptés à l'anatomie d'un fantôme anthropomorphe. Des détecteurs étaient insérés dans le fantôme à plusieurs positions, correspondant à différents organes. L'irradiation des détecteurs dans le fantôme était réalisée avec un accélérateur différent de ceux déjà explorés, un Varian Clinac 2300 C/D.

Nous avons ainsi calibré notre modèle multi-sources à ce nouvel accélérateur, simulé les traitements réalisés sur le fantôme, et calculé la dose aux points de mesures. Ainsi, nous avons pu comparer la dose mesurée à celle calculée par notre modèle ainsi que celle calculée par le TPS.

Chapitre 1. Origines de la dose hors champ et ses méthodes d'évaluation

1.1. INTRODUCTION

Tout d'abord, nous proposons une définition des composantes de la dose hors champ et des sources de photons associées. Deux types de sources seront identifiés, les sources réelles dans lesquelles les photons sont créés, principalement par interaction *bremsstrahlung* des électrons accélérés, et les sources virtuelles qui sont des éléments de la tête d'irradiation¹ ou le corps du patient, et qui diffusent les photons venant des sources réelles, principalement par interaction Compton.

Ensuite, afin d'estimer la dose hors champ et éventuellement la dose due à chacune de ses composantes indépendamment, nous décrivons les principaux montages expérimentaux utilisés à travers la littérature.

Ces montages permettent d'observer les variations de la dose hors champ et de ses composantes en fonction de trois catégories de paramètres : la technologie de l'appareil, le plan de traitement, l'anatomie du patient.

Afin de prédire ces variations et estimer la dose hors champ sans utiliser systématiquement des mesures dans une anatomie anthropomorphe, des modèles de calcul ont été mis en place. Certains sont basés sur un formalisme analytique ayant recours à des facteurs de correction, d'autres sont basés sur des méthodes Monte Carlo. Peu de ces modèles ont recours aux méthodes multi-sources, qui sont pourtant considérablement utilisées en clinique aujourd'hui dans les algorithmes de calcul des TPS (*treatment planning system*).

Pour conclure, nous détaillons comment le travail de thèse s'est inscrit dans ce contexte.

1.2. DÉFINITION DES COMPOSANTES DE LA DOSE HORS CHAMP

La radiothérapie a été forgée par l'antagonisme entre la stérilisation de la tumeur et la radioprotection du patient. Au début de la radiothérapie, la radioprotection est réalisée de façon empirique. Les effets nocifs des rayons ionisants sont pris en compte pour optimiser le bénéfice thérapeutique et organiser la radioprotection (Thariat *et al.* 2013). Les premières recommandations pour le personnel sont émises en 1921 et, les instruments de mesures de dose s'améliorant, un seuil de tolérance quotidien du débit de dose est fixé en 1925 à 0,2 R (röntgen) (Spiers 1984). Smith et Doll (1981) rapportent que ces recommandations pourraient avoir permis de supprimer le risque de cancer radio-induit chez le personnel médical (Spiers 1984).

¹ La tête d'irradiation est la partie distale du bras de l'accélérateur, d'où sort le faisceau de traitement. Davantage d'informations peut être trouvée au paragraphe A.2.1 de l'Annexe A, page 200.

En 1950, le concept de « tolérance » est remplacé par celui de « dose maximale autorisée ». Au cours des années 1950, les instruments de mesure deviennent 50 000 fois plus sensibles que ceux des débuts de la radioprotection. Ainsi, le cheminement des scientifiques et du public dans la connaissance des très faibles doses progresse (Spiers 1984). Le « Comité Adrian » rapporte les doses d'irradiation médicales reçues par plusieurs patients en radiologie et en radiothérapie afin d'étudier les risques des radiations aux faibles doses. Ce rapport souligne l'importance de ne négliger aucune faible dose reçue afin d'évaluer le risque iatrogène (Adrian 1957). En effet, une portion importante du corps du patient est exposée à ces faibles doses et est donc susceptible de développer des effets secondaires à long terme. C'est à partir de ces années-là que vont apparaître les premières publications rapportant des estimations de doses en dehors du faisceau.

La dose hors-champ est constituée par l'ensemble des particules qui déposent leur énergie en dehors des limites géométriques du faisceau de traitement (Figure 1.2-1). Nous choisissons de définir la dose hors champ comme la somme de deux composantes principales :

- ❖ **La composante venant de l'appareil de traitement** qui inclut les photons diffusés par la tête d'irradiation et le rayonnement de fuite
- ❖ **La composante venant du volume irradié du patient** qui inclut les photons diffusés par le volume irradié du patient

Il existe d'autres composantes de la dose hors champ (électrons de contamination, photoneutrons et photons diffusés par les parois de la salle de traitement) que nous aborderons ci-dessous, mais qui seront négligés dans le reste de ce travail.

Afin de comprendre l'origine des sources de la dose hors champ, une bonne connaissance du fonctionnement des accélérateurs linéaires d'électrons médicaux est nécessaire. Le lecteur pourra se reporter à l'Annexe A de ce manuscrit pour une présentation des éléments essentiels.

1.2.1. Composantes de la dose hors champ venant de l'appareil de traitement : la « composante machine »

1.2.1.1. Rayonnement de fuite

En 1964, le rapport du comité IV de la Commission Internationale de Protection Radiologique (ICRP), émet une recommandation, numérotée 55, sur la limitation du rayonnement de fuite des accélérateurs :

A housing shall be provided so that the leakage radiation at a distance of 1 metre from the source does not exceed either 1 R in an hour or 0.1 per cent of the useful beam dose rate 1 metre from the source, whichever is the greater².

² Proposition de traduction de l'auteur : un boîtier de protection devra être fourni de telle sorte que le rayonnement de fuite à une distance d'1 mètre de la source ne dépasse pas, ni 1 R en une heure, ni 0,1 pourcent du débit de dose du faisceau de traitement à 1 mètre de la source.

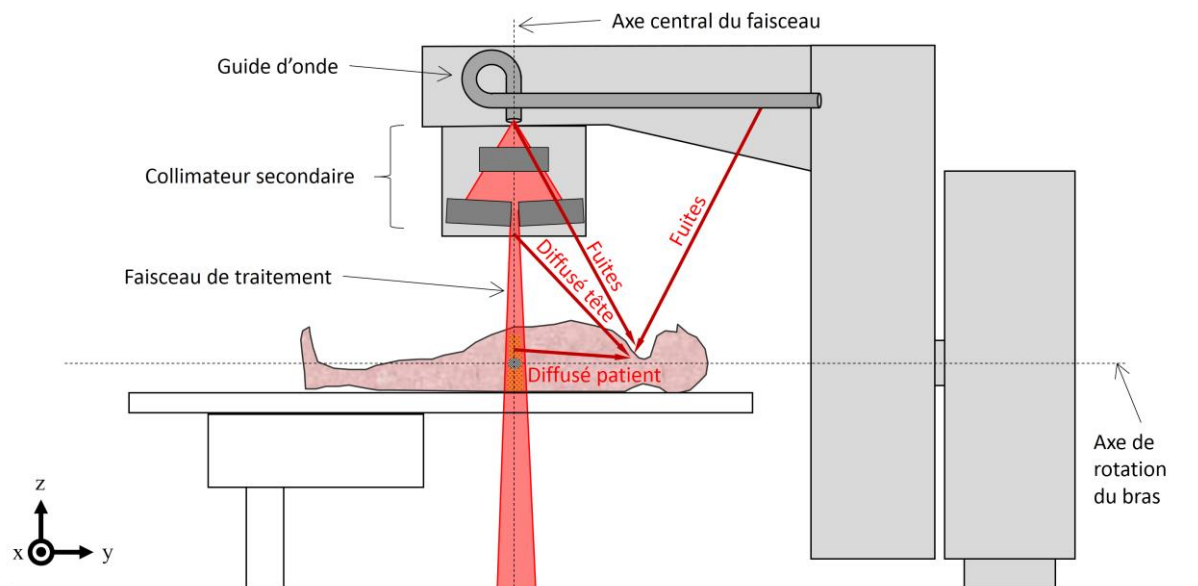


Figure 1.2-1 : schéma illustrant les principales sources contribuant à la dose hors champ en un point donné du corps du patient. Les flèches en rouge indiquent la direction et le sens des photons pour chaque composante. Un repère en bas à gauche indique la convention adoptée en radiothérapie pour définir l'espace. L'origine de ce repère est l'isocentre de l'appareil, défini ici par l'intersection de l'axe central du faisceau et celui de rotation du bras de l'appareil, tous deux représentés sur la figure par des lignes en pointillés.

La source, dont il est question, est définie à la recommandation 44 :

It should be remembered that the target is not the only source of radiation. In both electron and positive ion accelerators the beam usually strikes other objects [...]³.

Ainsi, la cible et toute partie interagissant avec le faisceau d'électrons sont identifiées comme les sources du rayonnement de fuite. En effet, tout au long de leur parcours, les électrons accélérés sont susceptibles de dévier et créer des photons par interaction *bremstrahlung* en heurtant la paroi du guide d'onde (cf. [Annexe A](#)).

Il y a donc deux sources de rayonnement de fuite :

- ❖ **La cible**
- ❖ **Le guide d'onde**

La plupart des auteurs étudiant la dose hors champ ne font pas la distinction entre ces sources et considèrent la fuite comme un tout. Kase *et al.* (1983) définissent les fuites comme le rayonnement traversant le blindage de l'appareil et les collimateurs. Kry *et al.* (2010) considèrent que la fuite est l'ensemble des photons qui ne viennent pas de l'ouverture du collimateur secondaire.

1.2.1.2. Diffusé tête

La principale source de photons d'un accélérateur peut être assimilée à la tache focale des électrons sur la cible. En aval de la cible, les photons vont interagir avec les matériaux environnants, le collimateur primaire et le filtre égalisateur, avec les instruments placés dans le faisceau, la chambre moniteur et le miroir, mais aussi avec le collimateur secondaire (cf. [Annexe A](#)). L'ensemble de ces photons diffusés forment le **rayonnement extra-focal**, du fait qu'ils agissent comme une source supplémentaire de photons. Celle-ci est cependant plus étendue et moins intense que la source focale. Il est important de noter que la source extra-focale résulte de la diffusion des photons venant de la cible. Il n'y a donc pas de photons qui y sont créés, c'est une source dite virtuelle.

L'étendue de la source extra-focale implique qu'elle peut être visible à l'extérieur du champ et est donc une source de la dose hors champ. Pourtant, peu d'études identifient clairement cette source de rayonnement pour la dose hors champ. Kry *et al.* (2010) considèrent que le « diffusé collimateur » est l'ensemble des photons qui vient de l'ouverture du collimateur et qui ne croisent pas la surface du milieu qui est dans le faisceau de traitement. Quoique Kry *et al.* appellent cette composante « diffusé collimateur », celle-ci, par sa définition, prend en compte les photons diffusés par le filtre égalisateur, ou par le collimateur primaire, qui viendraient déposer leur énergie hors champ.

Kase *et al.* (1983) choisissent eux aussi le terme de « diffusé collimateur ». Ils notent que cette composante est constituée par les photons diffusés par l'ensemble des éléments de la machine, mais

³ Proposition de traduction de l'auteur : Il faut rappeler que la cible n'est pas l'unique source de rayonnement. Dans le cas des accélérateurs d'électrons comme dans celui d'ions positifs, le faisceau interagit en général avec d'autres éléments [...].

précisent que les photons contribuant hors champ sont principalement diffusés par le collimateur secondaire. En effet, à grande distance hors champ, la plupart des éléments responsables du rayonnement extra-focal sont cachés par le collimateur secondaire et le blindage, ainsi, seuls les photons diffusés par le collimateur secondaire contribuent à la dose hors champ.

En 2010, Chofor *et al.*, pour leur part, appellent cette composante le « diffusé tête » et l'assimilent au rayonnement extra-focal. En 2012, ils indiquent que cette composante est uniquement composée des photons diffusés par le filtre égalisateur et par le collimateur secondaire.

Dans notre cas, le terme de « diffusé tête » sera utilisé pour désigner les photons provenant de la source extra-focale toute entière.

Les principales sources virtuelles du diffusé tête sont :

- ❖ **Le collimateur primaire**
- ❖ **Le filtre égalisateur**
- ❖ **Le collimateur secondaire**

1.2.1.3. Électrons de contamination et neutrons

Des électrons et des neutrons peuvent contribuer à la dose reçue par le patient. Les électrons proviennent principalement des parties du système de collimation en contact avec le faisceau direct, arrachés par les photons interagissant avec les matériaux par interaction Compton et création de paires électron-positron. Ils sont généralement appelés électrons de contamination et sont responsables d'une dose superficielle à la peau du patient dans le faisceau de traitement et à proximité.

Quant aux neutrons, ils sont émis suite à l'absorption d'un photon par un noyau, mais seulement à partir d'une énergie seuil, correspondant à l'énergie de liaison des nucléons : 8 MeV environ pour les atomes des matériaux de l'accélérateur, et à partir de 10 MeV pour les atomes de l'air et du patient (Zanini *et al.* 2004). Selon Kry *et al.* (2005), la dose hors champ due aux neutrons ne devient significative qu'à partir des faisceaux de photons de 15 MV pour les accélérateurs Varian Clinac 2100 et Siemens Primus. En comparaison, Miljanić *et al.* (2014) observent qu'il existe même pour le faisceau de photons de 6 MV d'un Varian Clinac 2300 C/D, une composante due aux photon-neutrons non négligeable. Ils notent que la probabilité des réactions photonucléaires décroît avec l'énergie des photons, mais que celle-ci n'est pas nulle tant que l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de séparation des nucléons des matériaux irradiés (aucun détail n'est donné sur ces matériaux).

La dose due aux électrons de contamination participe principalement à la dose à la peau. Butson *et al.* (1998) précisent que moins de 1 % de la dose à la peau hors champ est due aux photons transmis à travers le collimateur et aux photons diffusés par le volume du patient, et que 99 % sont des électrons de contamination. À 2 cm du bord d'un champ 10 cm × 10 cm, celle-ci est d'environ 6 % de la dose maximale dans le champ, dans un faisceau de 10 MV (Butson *et al.* 1998). Tous les auteurs s'accordent à dire que la dose hors champ due aux électrons augmente avec la taille du champ (Starkschall *et al.* 1983, Butson *et al.* 1998, Kry *et al.* 2012).

Selon Miljanić *et al.* (2014), l'énergie moyenne des neutrons produits dans la cible de l'accélérateur et dans le filtre égalisateur est similaire à celle des neutrons de fission, soit entre 1 MeV et 2 MeV.

Une fois transmis à travers le blindage et le collimateur secondaire, ces neutrons présenteront une forte dégradation spectrale. Leur énergie moyenne sera alors de moins de 1 MeV (National Council on Radiation Protection and Measurements. 1984). De plus, ce que Miljanić *et al.* appellent un « nuage » de neutrons de faible énergie, est produit dans la salle de traitement suite à de multiples diffusions sur les parois de la salle et tout autre objet comme l'accélérateur lui-même. Ce comportement implique que le spectre des neutrons aura une forte dépendance spatiale.

Mis à part l'énergie, la composante de la dose due aux neutrons dépend donc aussi de l'architecture du blindage de la machine, dont le collimateur primaire et le filtre égalisateur, mais aussi de la position des éléments du collimateur secondaire et des matériaux les composant (Wiezorek *et al.* 2009).

Cependant, la dose due aux neutrons est généralement plus faible que celle due aux photons d'un ordre de grandeur (Wiezorek *et al.* 2009, Bednarz *et al.* 2009, Sánchez-Doblado *et al.* 2012) et une étude montre qu'il n'y a pas d'augmentation de risque de second cancer dans le cas d'un traitement d'IMRT entre un faisceau de 6 MV et de 18 MV (Kry *et al.* 2009).

Ces deux composantes ne seront pas davantage discutées dans ce travail.

1.2.1.4. Composante venant du sol, des murs, et du plafond de la salle de traitement

Lorsque les photons venant de l'appareil de traitement interagissent avec le sol, les murs, ou le plafond de la salle de traitement, une partie des photons peut diffuser vers le patient et participer à la dose hors champ.

Kase *et al.* (1983) ont estimé que la contribution de ces sources était inférieure à 3 % de la dose hors champ totale pour toute position dans une cuve à eau dans le plan du patient et ont choisi dans leur travail de négliger cette composante. De même, van der Giessen (1994) néglige cette composante. Il estime que dans un faisceau de 23 MV pour un champ 30 cm × 30 cm, la contribution de cette composante à 40 cm de l'axe est d'environ 0,008 % du maximum de dose sur l'axe.

Nous avons choisi, dans ce travail, de ne pas prendre en compte la contribution de ces sources.

1.2.2. Composante venant du volume irradié du patient : la composante « diffusé patient »

Afin de comprendre pleinement l'état de l'art de la dose hors champ, nous décrivons ici la composante due aux photons diffusés dans le patient. Cependant, notre travail ne s'est pas attaché à modéliser cette composante.

Lorsque les photons venant de l'appareil de traitement interagissent avec le corps du patient une partie des photons peut, majoritairement par interaction Compton, être diffusée à l'extérieur des limites géométriques du champ et donc déposer son énergie dans le patient, hors champ. Le volume du patient dans le champ agit alors comme une source virtuelle pour la dose hors champ.

Pour un faisceau de photons d'énergie moyenne d'environ 1,5 MeV, correspondant à un faisceau clinique de 6 MV, environ 75 % des photons vont interagir dans un patient de 30 cm d'épaisseur. Le

reste, 25 %, passera à travers. Ainsi, tout au long de leurs parcours, les photons interagissent, principalement avec les électrons, et donnent naissance au diffusé patient. Si l'énergie des photons incidents est telle que les photons diffusés sont majoritairement dirigés vers l'avant, la quantité de ceux qui diffuseront avec un angle assez large pour sortir du champ sera la même le long de tous les bords du champ. Ainsi, le diffusé patient hors champ sera distribué de façon isotrope le long d'un contour régulier (Chofor *et al.* 2010).

1.2.3. Bilan des sources de la dose hors champ

Un schéma récapitulatif des différentes sources de la dose hors champ est présenté Figure 1.2-2.

La dose hors champ est le résultat de deux sources réelles de photons émis par interaction *bremsstrahlung*, la cible et le guide d'onde. Ces deux sources sont directement responsables du rayonnement de fuite de la dose hors champ. Les photons émanant de la cible interagissent avec les éléments constituant la tête d'irradiation de l'appareil de traitement, en particulier le collimateur primaire, le filtre égalisateur et le collimateur secondaire. L'ensemble des photons diffusés lors de ces interactions constitue la source virtuelle extrafocale, qui est responsable de la composante « diffusé tête » de la dose hors champ. Les photons émanant de la cible interagissent aussi avec le patient et participent, dans ce cas, à la composante « diffusé patient » de la dose hors champ.

Le rayonnement de fuite et le diffusé tête sont regroupés sous le terme de « composante machine » du fait que leurs sources sont localisées dans l'appareil de traitement, par opposition au diffusé patient dont la source virtuelle est le volume irradié du patient. Ainsi, dans l'optique d'améliorer l'estimation des doses dues à la composante machine de la dose hors champ, nous avons considéré les deux sources réelles de photons et les sources virtuelles situées au niveau des éléments constituant la tête d'irradiation de l'appareil. Ces sources étant dépendantes de l'accélérateur, selon la technologie choisie par le constructeur, les études expérimentales à travers la littérature, nous permettront de préciser comment modéliser ces sources en fonction des différentes technologies existantes.

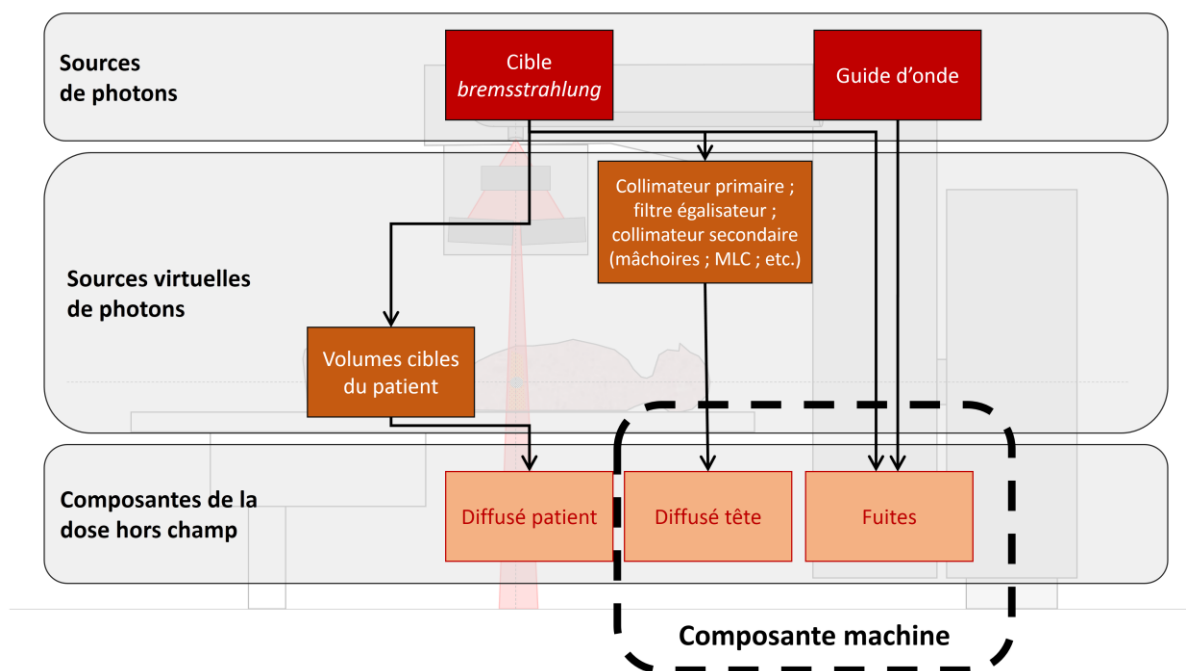


Figure 1.2-2 : organigramme des sources réelles et virtuelles de photons responsables de la dose hors champ. Les sources pour chacune des composantes de la dose hors champ sont détaillées. En arrière-plan, par transparence, le schéma de l'accélérateur de la figure 1.2-1 apparaît afin de localiser approximativement les sources de photons.

1.3. DISPOSITIFS DE MESURE DE LA DOSE HORS CHAMP

Nous présentons ci-dessous différents dispositifs et mises en place expérimentaux adaptés à l'étude de la dose hors champ. Certains permettent de mesurer la dose hors champ totale, d'autres d'isoler certaines de ses composantes.

1.3.1. Fantôme d'eau : cuve allongée

En physique médicale, un fantôme permet de mimer la densité des tissus du corps d'un patient. Une cuve à eau permet en plus de s'affranchir de la complexité de la forme et de l'hétérogénéité des densités d'un corps humain.

Dans la pratique clinique, les cuves à eau sont généralement assez grandes pour que le faisceau soit entièrement inclus dedans, et permettent d'étudier la dose administrée au patient par le faisceau de traitement seul. Pour l'étude de la dose hors champ, le corps entier du patient est d'intérêt. Les dimensions de la cuve doivent donc être adaptées à cette problématique. En 1983, trois auteurs vont publier des mesures de la dose hors champ utilisant un tel dispositif : *Greene et al.*, *Kase et al.*, et *Fraass et van de Geijn*.

Greene et al. utilisent une cuve à eau de grandes dimensions, 30 cm × 30 cm × 100 cm. Le plus long axe de la cuve est placé à 90° de l'axe du faisceau, ce dernier étant à l'horizontale (bras à 90°). Afin de mesurer la dose absorbée dans l'eau, une chambre d'ionisation est positionnée à plusieurs points d'intérêt dans la cuve. *Greene et al.* rapportent des mesures de dose hors champ totale jusqu'à 80 cm de l'axe du faisceau, pour trois accélérateurs, des champs de 10 cm × 10 cm et 20 cm × 20 cm, à 10 cm de profondeur.

Kase et al. utilisent un dispositif expérimental similaire. Seulement, afin de mesurer séparément les différentes composantes de la dose hors champ, telles que nous les avons décrites dans le paragraphe précédent 1.1, le diffusé patient, qu'ils notent W , le diffusé tête, C , et les fuites, L , ils utilisent trois mises en place (figure 1.3-1). La première, (a), permet de mesurer la dose hors champ totale : $W + C + L$. La seconde, (b), en positionnant la cuve en dehors du faisceau de traitement, permet de ne mesurer que la composante machine : $C + L$. Quant à la troisième, (c), en bloquant l'ouverture du faisceau, *Kase et al.* ne mesurent que les fuites. La soustraction de ces différentes séries de mesures permet d'obtenir chaque composante de la dose hors champ séparément.

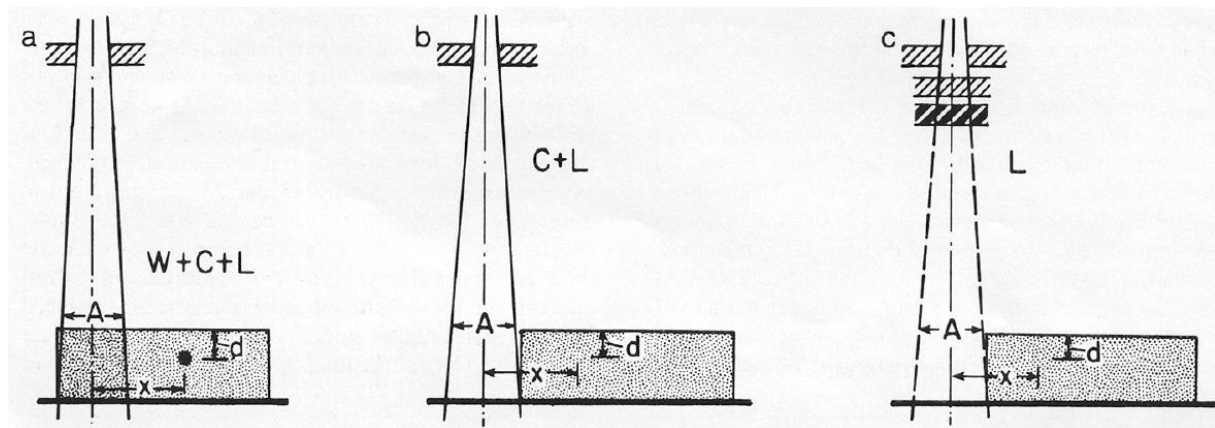


Figure 1.3-1 : mises en place expérimentales utilisées dans l'article de Kase *et al.* (1983). W, est le diffusé patient, C, le diffusé tête, et L, les fuites. Pour un champ carré de côté A, le point de mesure est à une distance x de l'axe du faisceau, et à une profondeur d .

Fraass et van de Geijn (1983) utilisent deux cuves à eau, de format standard, collées l'une à l'autre. Ils utilisent des plaques de plomb pour atténuer le rayonnement venant de l'appareil, ou du volume irradié (figure 1.3-2). Des mesures sont menées avec la cuve dans le champ de même que hors champ afin de jouer, comme dans Kase *et al.*, sur la composante diffusé patient.

De nos jours, des mises en places similaires sont toujours utilisées (Ruben *et al.* 2011, 2014, Benadjaoud *et al.* 2012).

Ce dispositif permet donc d'estimer l'ordre de grandeur des doses hors champ reçues par les patients de radiothérapie pour tout appareil de traitement, énergie de faisceau et taille de champ, en fonction de la distance du faisceau de traitement et de la profondeur dans l'eau. De plus, avec des mises en place expérimentales adaptées, les composantes de la dose hors champ peuvent être isolées et étudiées individuellement en fonction des paramètres propres à la technologie de la machine ou en fonction des paramètres de traitement.

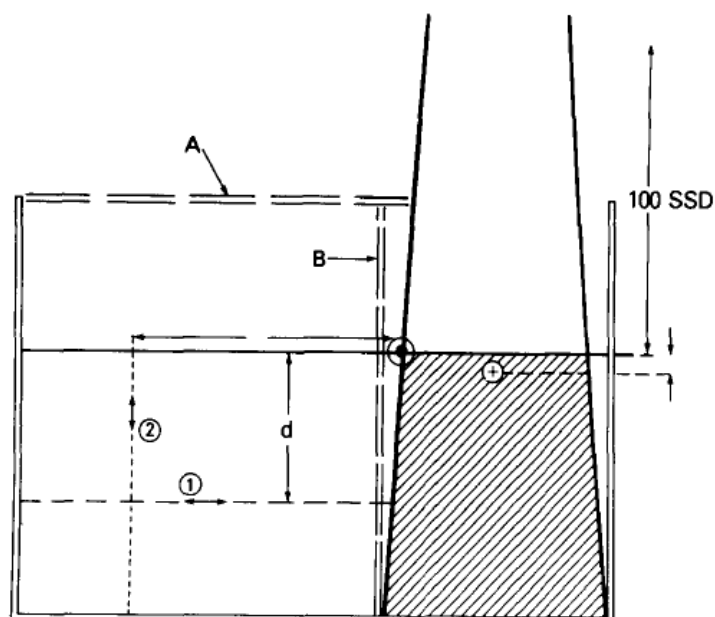


Figure 1.3-2 : mises en place expérimentales utilisées dans l'article de Fraass et van de Geijn (1983). A et B sont les plaques de plomb utilisées alternativement, afin d'atténuer certaines composantes de la dose hors champ, lorsque le point de mesure est situé à une distance ① du bord du champ et à une profondeur ②.

1.3.2. Mesures dans l'air

Toujours dans l'optique d'étudier individuellement les composantes de la dose hors champ, il est aussi possible d'effectuer des mesures dans l'air pour s'affranchir du diffusé patient. C'est ce qu'entreprend l'équipe de Greene *et al.* (1983). Ils insèrent une chambre d'ionisation dans un capuchon d'équilibre électronique en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) pour mesurer la composante machine de trois accélérateurs. Puis, en bloquant le faisceau de traitement avec un bloc de plomb, Greene *et al.* mesurent le rayonnement de fuite avec la même chambre et le même capuchon d'équilibre électronique.

Les capuchons d'équilibre électronique se placent autour d'un détecteur. Ils permettent d'une part de s'affranchir des électrons de contamination, et d'autre part de placer le détecteur proche de la profondeur du maximum de dose. Ainsi, nous évitons de placer le détecteur dans l'important gradient de dose initial du rendement en profondeur des faisceaux de RT (Swinnen *et al.* 2004).

L'utilisation de capuchons d'équilibre électronique permet de mesurer la composante machine de la dose hors champ d'un accélérateur. En utilisant des dosimètres passifs de type TLD, la facilité de manipuler un système détecteurs/capuchons d'équilibre électronique, permet de cartographier les variations de la dose due à la composante machine dans tout le plan du patient. En particulier, les détecteurs peuvent être positionnés au plus près du faisceau, ce qui n'est pas toujours possible dans le cas de la cuve à eau du fait de la divergence du faisceau.

C'est cette approche que nous avons choisi d'utiliser dans ce travail pour mesurer la composante machine de la dose hors champ.

1.3.3. Fantômes anthropomorphes

Ces fantômes sont, à la différence des fantômes d'eau, de forme humanoïde (Figure 1.3-3(a)). Pour que ces fantômes soit réalistes et représentent l'anatomie moyenne d'une personne à différents stades de sa croissance, leurs tailles sont déterminées suivant des données auxologiques de populations. De plus, ces fantômes peuvent comporter des structures internes de différentes densités afin de simuler certaines des structures des êtres humains (Figure 1.3-3(c)), en particulier les tissus mous, les os et les poumons.

La plupart des fantômes sont composés de plusieurs tranches axiales (Figure 1.3-3(b)). Dans chaque tranche, des emplacements sont prévus afin d'y introduire des détecteurs. Ceux-ci permettent d'estimer la dose absorbée, en un point, par un patient ayant une anatomie similaire, pour un traitement en particulier. Aussi, des films radiosensibles peuvent être introduits entre deux tranches, permettant d'estimer la dose en 2D dans une coupe axiale. Un exemple de résultat obtenu pour une irradiation d'un lymphome d'Hodgkin est illustré figure 1.3-4.

Les fantômes anthropomorphes nous permettront de confronter les doses hors champs estimées par notre modèle avec des mesures, dans des conditions d'irradiation plus proches de la clinique.

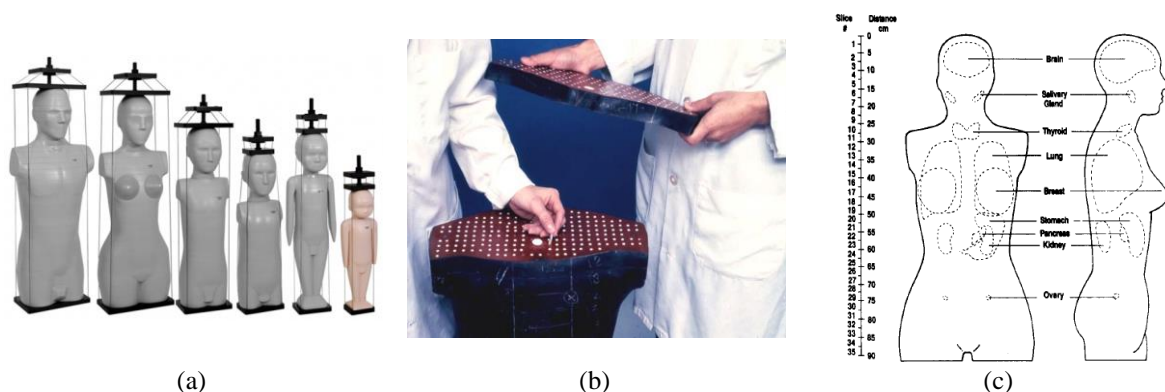


Figure 1.3-3 : types de fantômes anthropomorphes utilisés en dosimétrie pour simuler l'anatomie d'un patient. (a) famille de fantômes de type CIRS ATOME, (b) le fantôme peut être ouvert en plusieurs parties, permettant dans chacune d'elle d'y insérer nombre de détecteurs, (c) des structures sont simulées à l'intérieur de fantômes, certaines avec des densités différentes, ici les organes du fantôme Alderson (source : <http://www.cir-sinc.com> ; Stovall et Howell 2011 ; Stovall *et al.* 1989).

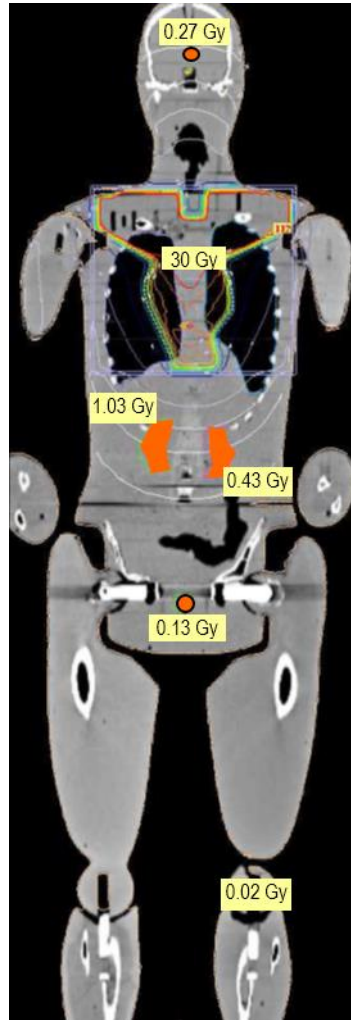


Figure 1.3-4 : image scanner d'un fantôme anthropomorphe avec trois types d'hétérogénéités : os, poumons, tissus mous. Les résultats obtenus d'une série de mesures pour 30 Gy administrés au thorax, dans le cadre du traitement d'un lymphome de Hodgkin, sont superposés. Les lignes continues de différentes couleurs définissent les limites des zones du fantôme recevant la même dose (calculs) (source : I. Diallo).

1.4. FACTEURS D'INFLUENCE DE LA COMPOSANTE MACHINE DE LA DOSE HORS CHAMP

Les figures dont la notation commence par la lettre A se trouvent en annexe du manuscrit à partir de la page 155.

De façon générale, pour une taille de champ donnée, la dose hors champ diminue avec la distance au bord du champ et varie peu en profondeur jusqu'à quelques dizaines de centimètres du bord du champ, environ 30 cm pour un champ 10 cm × 10 cm d'un faisceau de 6 MV (figure 1.4-1). Au-delà, la variation en profondeur est davantage prononcée. Ces variations sont mieux compréhensibles si la dose hors champ est analysée en fonction de ses composantes principales : le diffusé patient, le diffusé tête et les fuites.

Le diffusé patient est, dans la plupart des traitements, considéré comme la composante principale de la dose hors champ (Chofor *et al.* 2012). Elle représente plus de 50 % de la dose hors champ, à 5 cm du bord du champ, à partir du champ 5 cm × 5 cm dans un faisceau de 6 MV, et à partir du champ 10 cm × 10 cm pour un faisceau de 15 MV (Chofor *et al.* 2010). Lorsque la distance entre le volume irradié du patient et le point de mesure augmente, la dose mesurée diminue (figure 1.4-1). Cependant, l'isotropie du diffusé patient est telle que la dépendance de la dose en profondeur est faible pour une distance au bord du champ donnée. Ainsi, tant que le diffusé patient domine, la dose hors champ varie peu en profondeur.

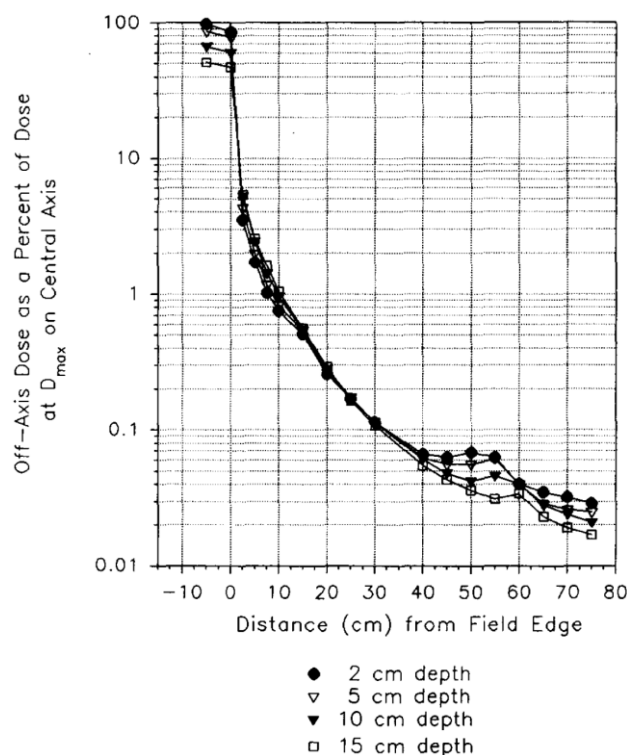


Figure 1.4-1 : variation de la dose dans le champ et hors champ, pour plusieurs profondeurs, en fonction de la distance au bord du champ, pour une taille de champ de 10 cm × 10 cm, dans le faisceau de 6 MV d'un Varian Clinac 2100C. Les doses sont normalisées à la dose maximale dans le champ de traitement (Stovall *et al.* 1995).

Lorsque le diffusé patient ne domine plus, c'est la composante machine qui domine et la source des photons est donc extérieure au volume d'intérêt. Alors, une dépendance de la dose en profondeur est nettement visible. Cette dépendance en profondeur est l'expression de l'atténuation des photons de la composante machine dans l'eau. Sur la [figure 1.4-1](#), on l'observe à partir de 40 cm du bord du champ.

L'irrégularité de la décroissance de la dose que l'on observe entre 50 cm et 60 cm, [figure 1.4-1](#), est très probablement due à une fuite, plus importante et localisée, de l'appareil utilisé dans cette expérience. En effet, le diffusé tête décroît avec la distance et ne peut donc pas être la cause de cette irrégularité.

Cette description qualitative permet d'illustrer la complexité de l'étude de la dose hors champ si les différentes composantes ne sont pas séparées. Afin de modéliser la dose hors champ, il est nécessaire de quantifier chaque composante, et d'identifier leurs facteurs d'influence.

Ci-dessous, nous présentons les principaux facteurs d'influence de la composante machine de la dose hors champ répartis en deux catégories : les facteurs liés à la technologie de la machine ; les facteurs liés à la balistique des traitements.

1.4.1. Facteurs d'influence liés à la technologie de la machine

1.4.1.1. Position de la section accélératrice

La plupart des accélérateurs médicaux sont capables d'accélérer les électrons à différentes énergies (multimode), généralement entre 6 MV et 25 MV. La production d'hautes énergies nécessite une section accélératrice assez longue qui doit généralement être disposée horizontalement (technologie Varian et Siemens) ou obliquement (technologie Elekta). Si l'appareil ne propose qu'une énergie d'accélération (single-mode), généralement 6 MV, elle peut être disposée verticalement (section isocentrique).

Peu d'études rapportant des estimations de doses hors champ prennent en compte la position de la section accélératrice. Pourtant, par au moins trois fois, les études métrologiques ont démontré qu'une section accélératrice isocentrique permettait de diminuer la composante fuite au niveau du patient ([Greene et al. 1983](#), [Taylor et al. 2011](#), [Lonski et al. 2012](#)).

Dans le cas de [Taylor et al.](#) des mesures de la dose hors champ d'un Varian 2100 (multimode) et d'un Varian 600C (single mode) ont été comparées dans le cas d'irradiations pédiatriques. Pour chaque accélérateur, les mesures ont été effectuées dans des conditions de traitement identiques en positionnant des dosimètres dans un fantôme pédiatrique. Pour le plus petit champ exploré, 0,5 cm × 0,5 cm, à 56 cm de l'axe, la dose obtenue pour le Varian 600C était 2,5 fois plus faible que pour le Varian 2100 ([Taylor et Kron 2011](#)). La taille du champ et la distance auxquelles ont été effectuées ces mesures sont telles que nous pouvons considérer que le diffusé patient et le diffusé tête sont très faibles. Ainsi, seule la différence du rayonnement de fuite des deux appareils peut expliquer cette variation de dose.

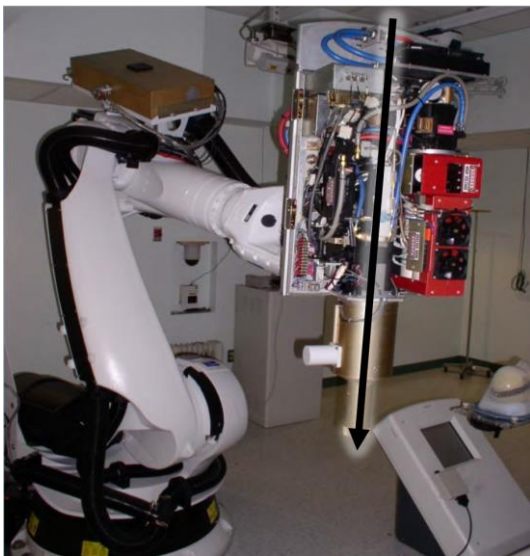
Plusieurs raisons sont évoquées pour expliquer cette diminution des fuites lorsque la section est verticale : la section est placée plus loin du patient, sa structure même peut bloquer le rayonnement venant de l'extrémité où les photons sont de plus basse énergie ([Greene et al. 1983](#)), les sections accélératrices verticales sont généralement plus petites et sont donc cachées par le blindage de la tête de

l'accélérateur (Taylor *et al.* 2011). Taylor *et al.* suggèrent aussi que la différence pourrait venir du fait qu'une section accélératrice horizontale nécessite une déviation et que celle-ci est susceptible d'émettre des photons de fuite par interaction *bremsstrahlung* des électrons avec la paroi du guide d'onde traversant la déviation. Plus tard, cependant, la même équipe (Lonski *et al.* 2012) précise que le blindage des appareils à ce niveau est important et que davantage de fuites proviennent de la section elle-même.

Si les sections accélératrices horizontales ou obliques ont été un moment privilégiées afin de proposer de multiples énergies d'accélération, les techniques actuelles ont de moins en moins recours aux faisceaux de haute énergie, que cela soit la stéréotaxie ou la modulation d'intensité (IMRT). Ainsi, des machines récentes comme le Cyberknife ou la Tomotherapy, utilisent des sections accélératrices dans le prolongement de l'axe du faisceau (figure 1.4-2).

Notons toutefois qu'il n'est pas possible de strictement comparer les différentes positions de la section accélératrice puisque celles-ci sont propres à l'accélérateur étudié.

Aucune influence sur le diffusé tête et le diffusé patient n'a été rapportée.



(a)



(b)

Figure 1.4-2 : orientation dans le prolongement de l'axe du faisceau de traitement des accélérateurs modernes de radiothérapie externe, (a), un Cyberknife (source : D McRae, Virginia Hospital Center), (b), une Tomotherapy (source : S Blodgett, <http://earthsignals.com>). La flèche noire indique le parcours des particules en ligne droite.

1.4.1.2. Filtre égalisateur

Une forme et une composition du filtre égalisateur peuvent être associées à chaque faisceau de photons, pour chaque accélérateur linéaire médical. Le filtre égalisateur, placé en aval de la cible et en amont des mâchoires, modifie fortement le faisceau de photons qui émane de la cible, en fluence et en énergie, afin d'obtenir à une profondeur donnée, des distributions homogènes de doses dans le volume du patient.

Une étude spécifique de la suppression du filtre égalisateur sur la dose hors champ, concernant les accélérateurs dits FFF (*flattening filter free*), a été menée par Kry *et al.* (2010) à l'aide d'un modèle Monte Carlo (MC). Cette étude permet de se rendre compte de l'influence du filtre égalisateur sur chacune des composantes de la dose hors champ. Pour un faisceau de 6 MV, ils ont rapporté des simulations de la dose le long d'un axe à 5 cm et 15 cm de profondeur dans une cuve à eau pour les champs de tailles 4 cm × 4 cm, 10 cm × 10 cm et 15 cm × 15 cm. Toutes tailles de champ confondues, ils ont trouvé que la dose hors champ diminuait d'au plus 15 % et 50 %, suite à la suppression du filtre, pour les points inférieurs à 3 cm du bord du champ et supérieurs à 15 cm du bord du champ, respectivement. Entre ces deux distances, la dose augmentait d'au plus 15 %.

En répétant les simulations MC et en utilisant des options logicielles permettant de s'affranchir de certaines des trois composantes principales de la dose hors champ, ils ont étudié l'effet de la suppression du filtre égalisateur sur chaque composante individuellement.

De façon générale, les fuites et le diffusé tête diminuaient, et le diffusé patient augmentait.

Lorsque le filtre égalisateur est supprimé, le rendement de production du faisceau est meilleur, et donc, l'intensité dans la section accélératrice peut être diminuée (Vassiliev *et al.* 2006b). Ils expliquent que cela diminue donc les fuites venant de la cible de l'accélérateur. Nous pouvons raisonnablement ajouter que cela réduirait aussi les fuites venant de la section accélératrice. Dans le cadre de leur étude, ils ont attribué cette diminution à celle pour les distances les plus grandes, supérieures à 15 cm.

Concernant le diffusé tête, ils ont remarqué que la suppression du filtre égalisateur correspondait à la suppression d'une source extra-focale agissant à proximité du bord du champ, ce qui pouvait expliquer la diminution de la dose hors champ à proximité du champ.

Cette diminution de la dose hors champ totale à proximité du faisceau est à relativiser par rapport à l'augmentation de la composante diffusé patient. En effet, lorsque le filtre est retiré, le spectre du faisceau de traitement est plus mou (Vassiliev *et al.* 2006a), c'est-à-dire de plus basse énergie moyenne, et le diffusé patient augmente donc du fait des angles de diffusion plus importants des photons dans le milieu cible. Dans le cadre de leur étude, ils ont attribué cette augmentation à celle pour les distances intermédiaires entre 3 cm et 15 cm.

En conclusion, la suppression du filtre égalisateur permet de diminuer la composante machine de la dose hors champ, diminution davantage marquée pour le plus petit champ de cette étude.

N'abordant pas les faisceaux FFF dans notre travail, nous considérerons le filtre égalisateur avant tout comme une source du diffusé tête. Dans une étude de 1996, van der Giessen observe que pour un champ 20 cm × 20 cm, à 30 cm de l'axe dans une cuve à eau irradiée hors champ, la dose due au

diffusé tête augmente de 60 % en moyenne entre des accélérateurs ayant un filtre égalisateur similaire (Philips, Siemens, Varian, etc.), et un accélérateur ayant un filtre égalisateur particulièrement grand (GE/CGR). Son diamètre et son épaisseur sont tels qu'il agit comme une source extra-focale hors champ. De même, Chofer *et al* (2010) précisent que la dose due aux radiations extra-focales inclut, en plus du collimateur secondaire, les photons venant du filtre égalisateur, s'il n'est pas caché par les mâchoires. Il est important d'insister sur ce point car la littérature parle majoritairement de « diffusé collimateur » pour désigner la contribution de la source extra-focale, du fait de la contribution significative du collimateur secondaire hors champ. Cependant, nous voyons que le filtre égalisateur peut lui aussi contribuer en dehors du champ et qu'il faut donc le prendre en compte dans la modélisation de la composante machine.

1.4.1.3. Architecture du blindage

La variation de l'architecture du blindage inclut trois principaux éléments : (i) le blindage autour de la section accélératrice et de la tête (Figure A.2-4), (ii) le collimateur primaire, (iii) le collimateur secondaire. Si les deux premiers sont fixes du point de vue de la section accélératrice et de la cible, les principales sources photoniques de la dose hors champ, le collimateur secondaire est, pour sa part, mobile. Ainsi, la composition du blindage de la tête d'irradiation sera modifiée en fonction du plan de traitement, puisque les éléments du collimateur doivent se déplacer pour former le faisceau de traitement. En bougeant, certaines parties du blindage vont être renforcées, laissant place, ailleurs, à des espaces vides.

Nous discuterons ici des aspects relevant de la technologie de l'accélérateur, et plus bas, au paragraphe 1.4.2.4, nous aborderons les aspects relatifs à la balistique de traitement, et donc de l'effet du mouvement des éléments du collimateur secondaire en particulier.

Tout comme pour la position de la section, il n'est pas possible d'étudier spécifiquement l'influence individuelle des différents aspects relevant de la technologie de l'accélérateur. Les auteurs ayant entrepris de telles études ont donc comparé différents accélérateurs dans des conditions d'irradiation similaires, c'est donc l'ensemble de ces paramètres qui varie pour chaque machine considérée.

Il existe principalement deux études rapportant l'influence de l'architecture du blindage de l'accélérateur sur la dose hors champ (van der Giessen 1994, 1996, Joosten *et al.* 2011). Van der Giessen s'intéresse au diffusé tête et aux fuites, Joosten *et al.* à la dose totale mais seulement jusqu'à 30 cm du bord du champ. Les fuites étant la composante principale de la dose hors champ à des distances généralement supérieures à 30 cm, cette étude s'intéresse davantage au diffusé tête.

Van der Giessen (1994, 1996) a rapporté la dose hors champ pour 37 accélérateurs incluant 11 faisceaux de photons d'énergies différentes. En tout, les accélérateurs de 7 constructeurs ont été testés. Les collimateurs secondaires étaient généralement composés de deux paires de mâchoires (Figure A.2-7) et étaient positionnés avec une rotation de 0° ou 90°. Pour un champ d'irradiation de 20 cm × 20 cm, à 10 cm de profondeur dans l'eau d'une cuve positionnée en dehors du faisceau de traitement, la dose mesurée en un point de mesure à 30 cm de l'axe du faisceau était en moyenne de 0,225 % de la dose au maximum de dose ($\sigma=21$ %). Dans les mêmes conditions de mesure pour un champ d'irradiation de 10 cm × 10 cm, la dose mesurée en un point de mesure à 50 cm de l'axe du faisceau était en moyenne de

0,044 % de la dose au maximum de dose ($\sigma=33$ %). Le premier point était représentatif du diffusé tête de l'appareil, tandis que le second était représentatif du rayonnement de fuite. L'écart type de chaque point de mesure permet de donner une indication sur la variation de la mesure hors champ tous modèles confondus. De plus, nous avons calculé pour chacune des deux configurations de mesure, tout accélérateur confondu, le pourcentage de différence⁴ de dose maximal. Il était de 111 % pour le point à 30 cm, champ 20 cm \times 20 cm, et de 127 % pour le point à 50 cm, champ 10 cm \times 10 cm. Ce pourcentage de différence indique la variabilité maximale de l'ensemble des machines considérées, dans des conditions d'irradiation similaires. D'après van der Giessen, l'incertitude sur ses mesures à 30 cm était d'environ 10 % et celle à 50 cm d'environ 20 %. En comparaison avec l'écart type, et à plus forte raison avec le pourcentage de différence de dose maximal, nous pouvons en déduire qu'il existe des variations significatives des composantes diffusé tête et rayonnement de fuite de la dose hors champ entre les différents types d'appareils de cette étude.

Pour le premier point de mesure, à 30 cm de l'axe pour un champ de 20 cm \times 20 cm, si le collimateur était positionné à 90°, la dose moyenne augmentait à 0,336 % de la dose au maximum de dose ($\sigma=17$ %). Cette configuration engendrait une contribution significativement plus forte du diffusé collimateur ($p \leq 0,001$). Selon van der Giessen, cette différence était due au fait que dans ce cas, la paire de mâchoires la plus basse était parallèle à la direction de mesure (Figure A.2-7(b)). Ainsi, les photons diffusés provenant de ces éléments du collimateur secondaire n'étaient pas atténués sur leur parcours vers le point de mesure. Au contraire, lorsque les mâchoires les plus basses étaient perpendiculaires à la direction de mesure (Figure A.2-7(a)), la mâchoire la plus proche du point de mesure atténuait une partie des photons diffusés par les éléments au-dessus. D'ailleurs, pour les accélérateurs ayant deux paires de mâchoires supplémentaires plus fines (Figure A.2-7(c)), l'effet de la rotation du collimateur était en moyenne sans effet. L'auteur indiquait que ceci pouvait indiquer que les sources virtuelles de photons contribuant au diffusé tête étaient situées au niveau des faces internes du collimateur secondaire. Cette observation indique qu'il est nécessaire de prendre en compte l'agencement précis des éléments du collimateur secondaire pour simuler les variations de la composante machine.

Dans une étude plus récente, Joosten *et al.* (2011) ont comparé la dose hors champ totale dans un faisceau de 6 MV pour cinq accélérateurs : Varian 2300 C/D (MLC parqué ou non), Siemens Primus, Elekta SL-75, Elekta Synergy et GE Saturne 42. Chaque accélérateur avait une architecture de collimateur secondaire différente (Figure A.2-8) qui pouvait être composée de 2 ou 3 niveaux de collimation. En plaçant des détecteurs à 10 cm de profondeur le long de deux directions dans le plan du patient, les directions X et Y, jusqu'à environ 30 cm de l'axe du faisceau, ils ont mesuré la dose pour chaque accélérateur et trois tailles de champ : 5 cm \times 5 cm ; 10 cm \times 10 cm ; 20 cm \times 20 cm (Figure 1.4-3). La variabilité des doses mesurées pour un même point et une même taille de champ, tout accélérateur confondu, avait tendance à augmenter avec la distance à l'axe et avec la diminution de la taille du champ.

⁴ Puisqu'aucune valeur ne fait office de référence, dans ce cas, le pourcentage de différence est calculé avec :

$$\% \text{ de différence} = \frac{dose_{max} - dose_{min}}{\left(\frac{dose_{max} + dose_{min}}{2}\right)}$$

La plus grande variabilité⁵ était observée pour le plus petit champ, 5 cm × 5 cm, où la dose hors champ pouvait différer au plus d'un facteur 9, soit un pourcentage de différence⁴ de 160%. La moyenne de ce facteur⁵ était de 3,58, 2,32 et 1,47 pour les tailles de champ 5 cm × 5 cm, 10 cm × 10 cm et 20 cm × 20 cm respectivement. Pour les accélérateurs dont le collimateur secondaire était composé de deux niveaux de collimation, Varian 2300 C/D avec MLC parqué, Siemens Primus et Elekta SL-75, la variabilité était plus faible, et le facteur de variation de la dose hors champ était en moyenne en-dessous de 1,81. L'ensemble de ces variations étaient similaires quelle que soit la direction selon laquelle étaient positionnés les détecteurs.

De façon générale, Joosten *et al.* (2011) expliquent que les plus importantes variations entre les différents accélérateurs sont observées quand le diffusé tête domine la dose hors champ, c'est-à-dire aux plus petits champs (5 cm × 5 cm) aux plus grandes distances (30 cm) de cette étude. Ils identifient alors le collimateur secondaire comme l'élément qui influence le plus la composante machine de la dose hors champ. D'ailleurs, la diminution de la variabilité lorsque les collimateurs secondaires sont similaires, avec deux niveaux de collimation seulement, conforte cette conclusion puisque la composante diffusé patient est considérée comme similaire pour tout appareil. Cependant, nous pouvons remarquer que ce travail se limite aux points inférieurs à 30 cm de l'axe du faisceau et qu'à ces distances, la composante fuite n'est généralement pas significative. Cette étude ne permet donc pas d'observer l'influence de l'architecture du blindage sur le rayonnement de fuite. Tout comme l'étude précédente, l'importante variation de la dose hors champ pour différentes architectures de blindage, dans le cas d'appareil récents, motive la prise en compte de l'architecture du collimateur secondaire pour la modélisation de la composante machine de la dose hors champ.

⁵ La variabilité est calculée en prenant le rapport de la dose maximale et la dose minimale, en un point de mesure et en une taille de champ donnés, tout accélérateur confondu. La variabilité moyenne est calculée pour une taille de champ donnée, tout point de mesure et tout accélérateur confondu. La variabilité maximale est pour un point et une taille de champ donnés, tout accélérateur confondu.

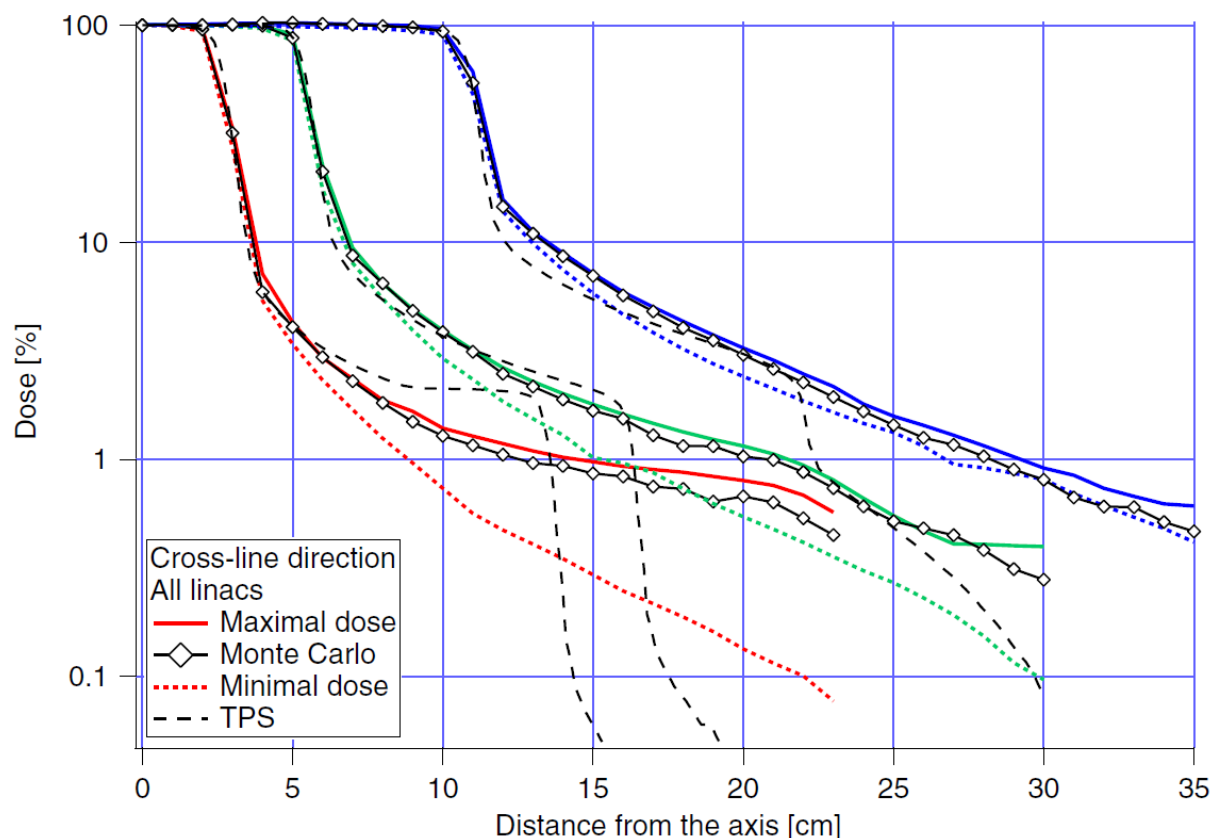


Figure 1.4-3 : variation de la dose dans le champ et hors champ en fonction de la distance à l'axe, en ligne continue noire, calculs d'un modèle Monte Carlo, en ligne en tirets noirs, calculs d'un logiciel de planification du traitement (TPS), en couleurs, les mesures pour différentes machines de traitement :
 en rouge, pour un champ 5 cm × 5 cm ;
 en vert, pour un champ 10 cm × 10 cm ;
 en bleu, pour un champ 20 cm × 20 cm.
 L'espace entre les lignes de couleurs continues et celles de même couleur en pointillés représente la variabilité entre toutes les machines de traitements étudiées (Joosten *et al.* 2011).

1.4.1.4. Bilan sur la modélisation des sources de la composante machine en fonction de la technologie de l'accélérateur

Nous avons identifié deux sources réelles de photons contribuant à la composante machine de la dose hors champ, la cible et la section accélératrice, et plusieurs sources virtuelles situées au niveau des éléments constituant la tête d'irradiation de l'appareil, en particulier le collimateur primaire, le filtre égalisateur et le collimateur secondaire.

Position de la section accélératrice

Nous avons vu que la position de la section accélératrice – verticale, horizontale ou oblique – pouvait influencer le rayonnement de fuite de la dose hors champ. Ainsi, dans le cadre d'une modélisation multi-sources, la source censée représenter les photons venant de la section accélératrice doit être capable de simuler l'influence de la position de la section sur la dose hors champ et donc varier en fonction de la technologie de l'accélérateur afin de prendre en compte l'orientation choisie par le constructeur.

Filtre égalisateur

Le filtre égalisateur est une des sources virtuelles de photons responsable du diffusé tête de la dose hors champ. Nous avons vu que sa contribution pouvait augmenter avec ses dimensions. Nous verrons au paragraphe 1.5 qu'il est possible de modéliser la fluence venant du filtre égalisateur en même temps que celle du collimateur primaire par une source circulaire à laquelle sera attribuée une distribution. Cette distribution peut être par exemple gaussienne, et un paramètre permet d'ajuster la largeur de la distribution pour correspondre aux mesures.

Architecture du blindage

Nous avons vu que des variations significatives pouvaient être mesurées au niveau de la dose hors champ en fonction de l'architecture du collimateur secondaire. De plus, les faces irradiées des éléments du collimateur pouvaient être assimilées aux sources virtuelles responsables du rayonnement diffusé. Ainsi, le nombre de sources virtuelles de photons diffusés par le collimateur secondaire contribuant au diffusé tête varie avec le nombre d'éléments composant le collimateur secondaire. Aussi, la taille des sources varie en fonction de l'épaisseur de chaque élément. De plus, la façon dont les éléments bougent et leur agencement les uns par rapport aux autres influent sur la contribution de chaque source virtuelle. Le collimateur secondaire est un élément qui peut beaucoup changer d'un accélérateur à l'autre, surtout d'un constructeur à l'autre. Lors de la modélisation de la dose hors champ, la géométrie des mâchoires et du MLC doit donc être prise en compte pour chaque modèle d'accélérateur d'intérêt.

1.4.2. Facteurs d'influence liés à la balistique des traitements

1.4.2.1. Énergie d'accélération des électrons

Les techniques arrivées en routine clinique cette dernière décennie, comme l'IMRT et la stéréotaxie, ont recours, la plupart du temps, à des faisceaux de 6 MV. Si des faisceaux jusqu'à 50 MV ont été utilisés en clinique, ceux d'aujourd'hui dépassent rarement 25 MV.

En ce qui concerne la composante fuite de la dose hors champ, pour les faisceaux de plus basses énergies, selon Lonski *et al.* (2012), le nombre de photons venant de la section accélératrice est généralement plus important (mesures non rapportées). En effet, lorsque l'énergie d'accélération des électrons est basse, le rendement de la production de photons de la cible est médiocre. Ainsi, pour pallier à la faible production de photons, l'appareil est réglé pour produire davantage d'électrons et par conséquent davantage de fuites viennent de la section. Par contre, quand l'énergie augmente, si les fuites venant de la section diminuent, la transmission à travers le collimateur secondaire augmente. Lonski *et al.* observent que la dose est jusqu'à 1,5 fois plus importante sur un Varian 21-iX entre les faisceaux de 6 MV et 18 MV.

Concernant la composante machine, Benadjaoud *et al.* ont rapporté des mesures de dose dans une cuve positionnée hors champ, pour les faisceaux de 6 MV et 20 MV d'un Varian 2300C/D. À proximité du champ, entre 15 cm et 25 cm de l'axe, on observe peu d'augmentation de la dose avec l'énergie. Aux plus grandes distances, de 50 cm à 70 cm, on observe une augmentation de la dose avec l'énergie, au plus d'un facteur 2 pour le plus petit champ, 5 cm × 5 cm, à 70 cm de l'axe. Cette augmentation pourrait être due à une transmission plus importante à travers le système de déviation lorsque l'énergie des électrons augmente.

1.4.2.2. Rotation du bras

Le bras d'un accélérateur classique peut effectuer des rotations de 360° autour de la table de traitement. Lors de la rotation du bras, les sources de la composante machine peuvent se rapprocher du corps du patient. Ainsi, cette contribution devrait logiquement augmenter avec la diminution de la distance au patient.

1.4.2.3. Distance source-peau

La distance source-peau (DSP) est une grandeur de référence de la radiothérapie. Elle est définie comme la distance entre la cible de l'accélérateur et la peau du patient.

Aucune dépendance de la dose hors champ avec la distance source-peau, dans la limite des variations de la DSP utilisées en clinique, n'a été mise en évidence (Fraass et van de Geijn 1983, Starkschall *et al.* 1983). Cependant, comme pour le cas de la rotation du bras, la contribution de la composante machine à la dose augmentera si la distance entre ses sources et le corps du patient diminue.

1.4.2.4. Taille du champ

La taille du champ définit la taille de la section du faisceau de traitement à l'isocentre. Elle implique une configuration des éléments du collimateur secondaire adaptée au volume cible et donc une configuration de la structure du blindage de l'appareil. Nous avons discuté au paragraphe ci-dessus 1.4.1.3, des aspects relevant de l'architecture de l'accélérateur, nous tentons ci-après d'aborder les aspects relatifs à la balistique de traitement, et donc de l'effet du mouvement des éléments du collimateur secondaire en particulier.

Sur la figure 1.4-4, la dose hors champ totale est donnée en fonction de la distance au bord du champ. Nous pouvons observer que la dose hors champ augmente avec la taille du champ entre quelques centimètres du bord du champ et 50 cm environ. À grande distance du bord du champ, à partir de 50 cm, la dose hors champ a tendance à être la même pour toutes les tailles de champ.

L'augmentation de la dose pour les distances inférieures à 50 cm est le résultat de l'augmentation de la taille des sources de la dose hors champ. Lorsque le champ s'élargit, le volume irradié du patient augmente et le diffusé patient avec. Aussi, les sources responsables du diffusé tête sont davantage visibles en dehors du champ (collimateur primaire, filtre égalisateur, collimateur secondaire, etc.).

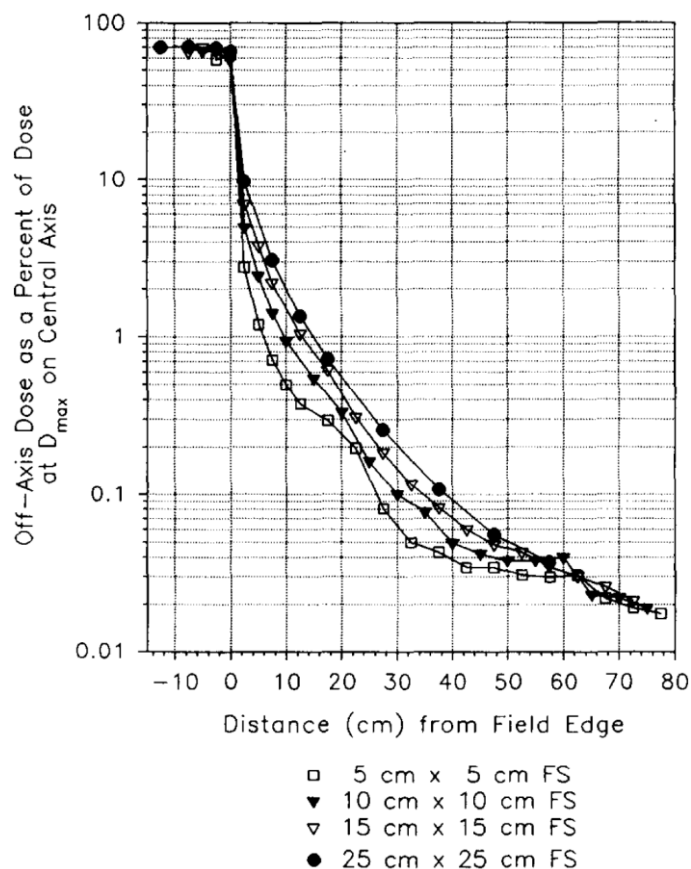


Figure 1.4-4 : variation de la dose hors champ totale en fonction de la distance au bord du champ, à 10 cm de profondeur, pour un faisceau de 6 MV et différentes tailles de champ. Les doses sont normalisées à la dose maximale dans le champ (Stovall *et al.* 1995).

En positionnant une cuve hors champ, van der Giessen (1994) a mesuré la composante machine dans le faisceau de 6 MV d'un appareil GE Saturne 41 (figure 1.4-5). Six tailles de champs carrés ouverts, jusqu'à 100 cm de l'axe du faisceau ont été évaluées. Les tailles de champs variaient entre 5 cm × 5 cm et 40 cm × 40 cm. De plus, la variation de la dose hors champ pour le champ 0 cm × 0 cm, ici lorsque une paires de mâchoires est entièrement fermée (« *one jaw closed* », figure 1.4-5), est rapportée sur le graphique.

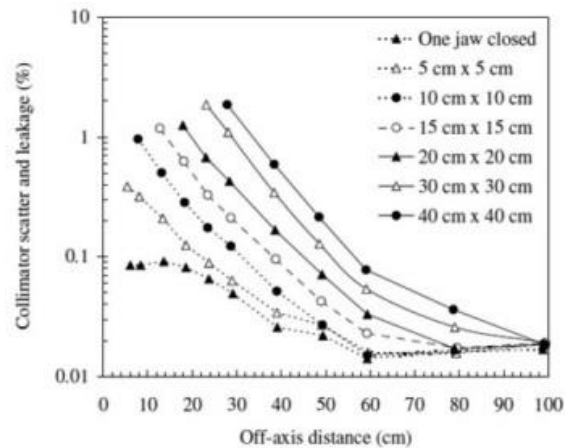


Figure 1.4-5 : variation de la dose hors champ due à la composante machine, en fonction de la distance à l'axe, dans un faisceau de 6 MV d'un appareil GE Saturne 41, à 10 cm de profondeur pour plusieurs tailles de champs. Les doses sont normalisées à la dose maximale dans le champ (van der Giessen 1994, Taylor et Kron 2011).

Entre 0 cm et 60 cm, nous pouvons observer une augmentation de la dose avec la taille du champ. À partir de 60 cm, les doses dues à la composante machine tendent toutes vers les valeurs du champ fermé.

Dans cette étude, le champ fermé représente les valeurs du rayonnement de fuite. De plus, van der Giessen considère que les fuites sont identiques dans toutes les directions. Le fait que la composante machine tende vers le champ fermé est alors expliqué par le fait que la contribution du diffusé tête diminue avec la distance jusqu'à disparaître. Alors, il ne reste plus que le rayonnement de fuite.

Van der Giessen note cependant que les mesures, rapportées dans le graphique figure 1.4-5, sont réalisées avec une angulation du collimateur de 0°, et effectuées d'autres mesures champ fermé, mais cette fois avec le collimateur à 45°. Dans cette configuration, il mesure les fuites à travers deux épaisseurs de mâchoires. Il obtient des doses 20 % moindres qu'avec le collimateur à 0°, pour le faisceau de 6 MV. Il en conclut que ceci indique qu'avec une seule épaisseur de mâchoire, à 0°, il ne mesure pas les fuites « pures », mais que cela inclut la contribution de photons diffusés dans le volume des mâchoires.

Ceci est en contradiction avec la définition que nous avons donnée des fuites au paragraphe 1.2.1.1, où la composante venant des photons diffusés dans les mâchoires était incluse dans les fuites,

puisque ces photons ne viennent pas de l'ouverture du collimateur. Van der Giessen semble donc avoir adopté une autre définition des fuites et du diffusé tête.

Afin de mieux appréhender les variations de la composante machine avec la taille du champ, Chofoor *et al.* (2010) ont détaillé la position des éléments du collimateur secondaire pour une taille de champ. Le collimateur secondaire auquel ils se sont intéressés était celui d'un Siemens Primus. Il était composé d'une paire de mâchoires qui, lorsque le collimateur est à 0°, bouge selon l'axe y, et d'un MLC, dont les lames bougent le long de l'axe x (figure 1.4-6(a)). La réalisation d'un champ carré ou rectangulaire est accomplie par l'effet combiné des mâchoires et du MLC. Les mâchoires permettent d'obtenir une ouverture, en fente, parallèle à l'axe x, et les lames, si elles bougent toutes ensemble, d'obtenir une ouverture, en fente, parallèle à l'axe y. Le champ ouvert, représenté par la ligne en tiret de forme carré sur la figure 1.4-6, est la superposition de ces deux ouvertures. Ceci démontre que les régions hors champ situées dans la projection des fentes, de part et d'autre du champ ouvert, seront seulement protégées par une seule épaisseur de matériau et recevront donc une quantité plus importante de photons de fuite, en comparaison avec des régions mieux protégées, comme par exemple le long de l'axe à 45° (figure 1.4-6).

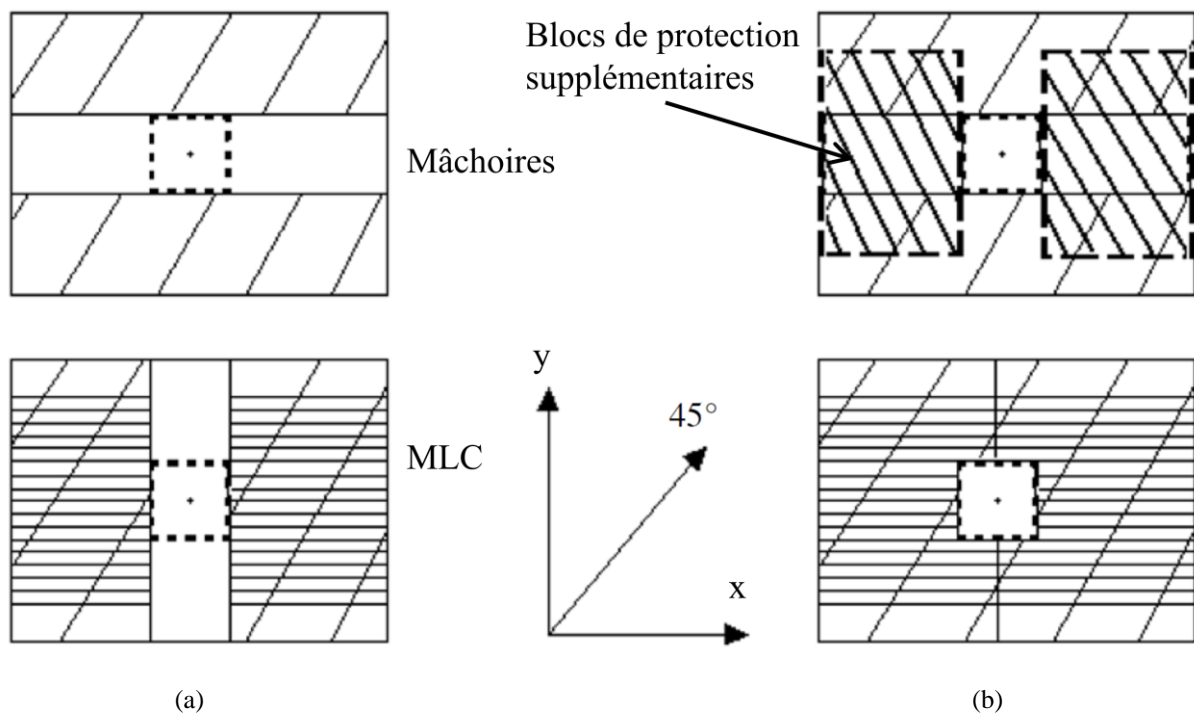


Figure 1.4-6 : schéma de la projection des éléments du collimateur secondaire d'un Siemens Primus autour d'un champ carré délimité par la ligne en tirets (Chofoor *et al.* 2010) (a) sans protection supplémentaire, et (b) en utilisant toutes les lames du MLC et en ajoutant des blocs de protection supplémentaires.

Chofoor *et al.* ont voulu estimer la dose due au rayonnement de fuite que l'on pouvait éviter en utilisant toutes les lames du MLC et en ajoutant des blocs de protection supplémentaires en-dessous du collimateur secondaire (figure 1.4-6(b)). Ils ont mesuré la dose totale hors champ avec et sans le blindage

supplémentaire, jusqu'à 30 cm de l'axe des faisceaux de 6 MV et 15 MV du Siemens Primus et pour les champs carrés de côté 2 cm, 5 cm, 10 cm et 20 cm, à 10 cm de profondeur. En prenant la différence des mesures avec et sans blindage supplémentaire, ils ont déterminé la part de rayonnement de fuite évité. Les résultats sont similaires pour toutes les tailles de champs et les deux énergies de faisceau explorées (figure 1.4-7). La dose évitée est stable à environ 0.8 % de la dose sur l'axe entre le bord du champ et environ 25 cm de l'axe, puis chute presque verticalement à environ 0 % au-delà. Ils notent que ces variations en sigmoïde sont cependant limitées aux régions protégées par une seule épaisseur de collimation. Ainsi, lorsque la taille du champ augmentait, les fentes s'élargissaient et les fuites augmentaient.

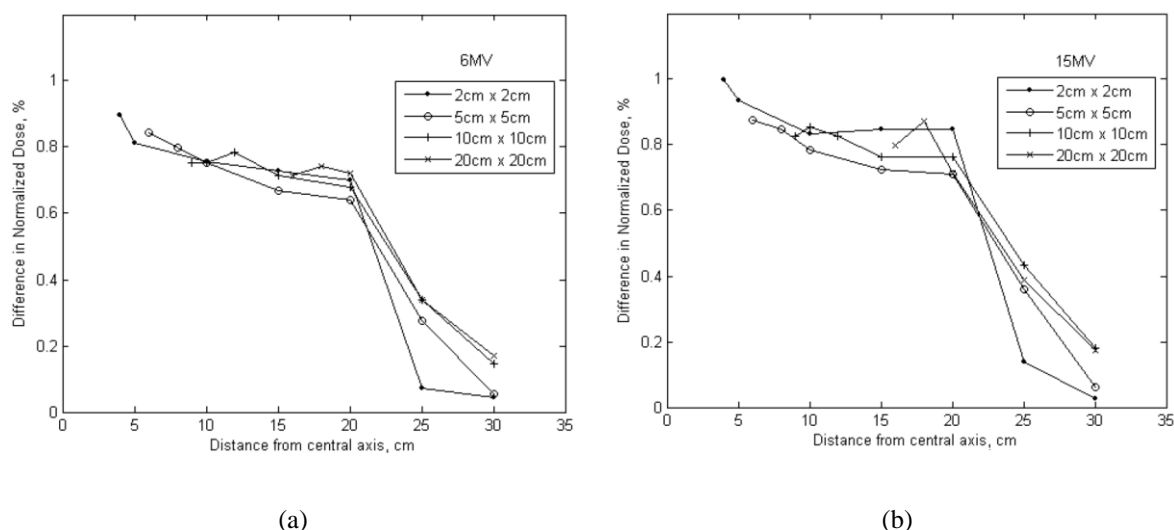


Figure 1.4-7 : variation de la proportion de rayonnement de fuite évité en fonction de la distance à l'axe pour plusieurs tailles de champ dans les faisceaux de, (a), 6 MV, et (b), 15 MV, d'un accélérateur Siemens Primus (Chofor *et al.* 2010).

Toujours dans le souci d'étudier chacune des composantes de la dose hors champ séparément, Lonski *et al.* (2012) ont étudié la variation de la fuite en fonction de la taille du champ. En posant les détecteurs à même le capot de l'accélérateur, ils ont voulu limiter la contribution du diffusé tête au détecteur. Ils ont ensuite administré deux fois 500 UM pour deux tailles de champ, 4 cm × 4 cm et 40 cm × 40 cm, et ont observé les doses mesurées en huit points. Ils rapportent que pour les points de mesures situés juste en-dessous de la tête de traitement, points 1 à 4 figure 1.4-8(a), la dose due aux fuites pouvait subir d'importantes variations avec la taille du champ (figure 1.4-8(b)), un facteur 20, 15 et 2 pour les accélérateurs Varian 21-iX, Siemens Primus et Elekta Synergy-II, respectivement. Pour des points situés en périphérie de la tête d'irradiation, en revanche, peu de variations étaient mesurées entre les doses correspondant aux différentes tailles de champ, points 5 à 8 (figure 1.4-8(a)), au plus un facteur 2, 3 et 6 pour les mêmes accélérateurs.

Lorsque les détecteurs sont positionnés en-dessous de la tête de traitement, les éléments du collimateur secondaire sont entre eux et la cible *bremsstrahlung*. Ainsi, lorsque la taille du champ change, le blindage entre les détecteurs et la cible change, ce qui influe sur la dose. Au contraire, lorsque les

détecteurs sont en périphérie de la tête d'irradiation, seul le blindage de la tête de l'appareil et le collimateur primaire se trouvent entre eux et la cible. Ainsi, la taille du champ aura peu d'effet sur la dose à ces endroits.

Cependant, nous pouvons raisonnablement penser qu'une partie de la mesure rapportée par les détecteurs 1 à 4 est due aux photons diffusés par le collimateur secondaire et que ce ne sont pas à proprement parlé des fuites. En effet, en positionnant les détecteurs sur le capot de l'accélérateur, ceux-ci sont bien en contrebas du collimateur secondaire mais ils ne sont pas collés à celui-ci. Ils peuvent donc apercevoir les faces internes des mâchoires et donc recevoir une partie du diffusé tête.

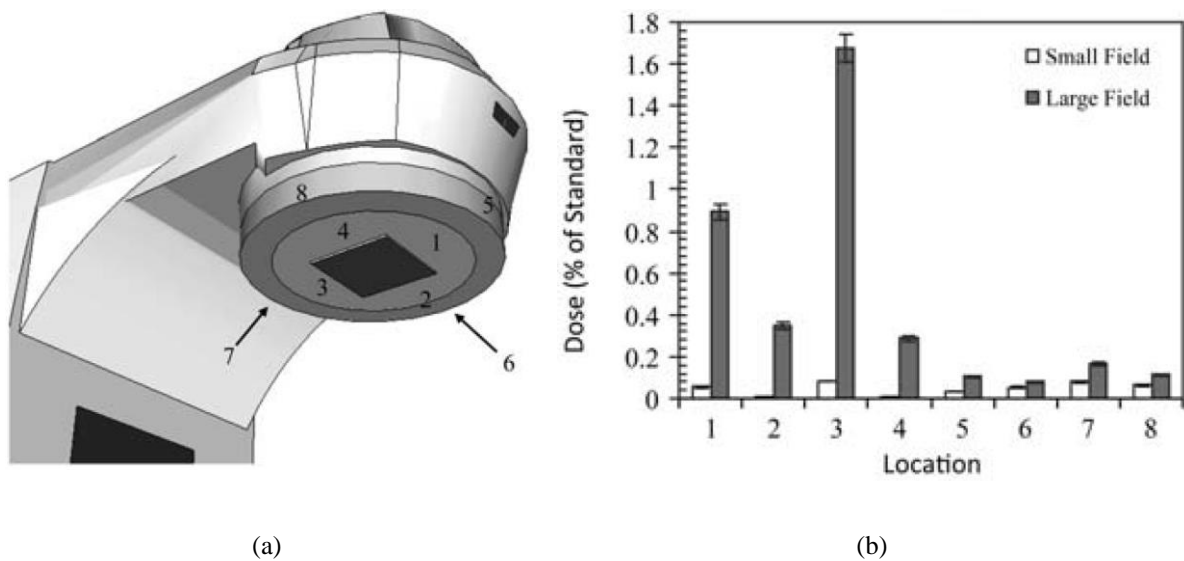


Figure 1.4-8 : Lonski *et al.* (2012) ont rapporté des mesures de fuites en fonction de la taille du champ. (a) mise en place expérimentale utilisée pour mesurer la fuite en 8 points de mesures distincts, (b) résultats de la variation de la dose due aux fuites en fonction des points de mesures, pour deux tailles de champ, 4 cm × 4 cm et 40 cm × 40 cm, dans le faisceau de 6 MV d'un Varian 21-iX.

Pour conclure, nous voyons qu'il est très délicat de séparer expérimentalement les composantes de la dose hors champ venant de l'appareil de traitement tant elles sont proches, quelle que soit la définition qu'on leur donne.

1.4.2.5. Modalités de traitement

De nombreux auteurs se sont efforcés de comparer la dose hors champ pour différentes techniques, avec la même intention thérapeutique. Certains se sont intéressés à la comparaison entre la 3D conformationnelle (3DCRT) et la radiothérapie par modulation d'intensité (IMRT) (Hall et Wu 2003, Wang et Xu 2007, Joosten *et al.* 2013).

La 3DCRT utilise un MLC pour restreindre le faisceau à la forme de la tumeur. Le faisceau étant directionnel et la tumeur étant un volume, la projection de la forme de la tumeur du point de vue de la

cible de l'accélérateur est utilisée pour donner la forme du champ. En multipliant le nombre d'incidences, et leur projection correspondante, la tumeur recevra la dose thérapeutique dans tout son volume.

L'IMRT propose pour une incidence donnée, de ne pas se limiter à la seule projection du volume entier de la tumeur, mais module l'intensité du faisceau pour davantage conformer les distributions de doses au volume cible et ainsi augmenter la dose administrée. Pour l'IMRT, un plus grand nombre d'incidences est utilisé par rapport à la 3DCRT.

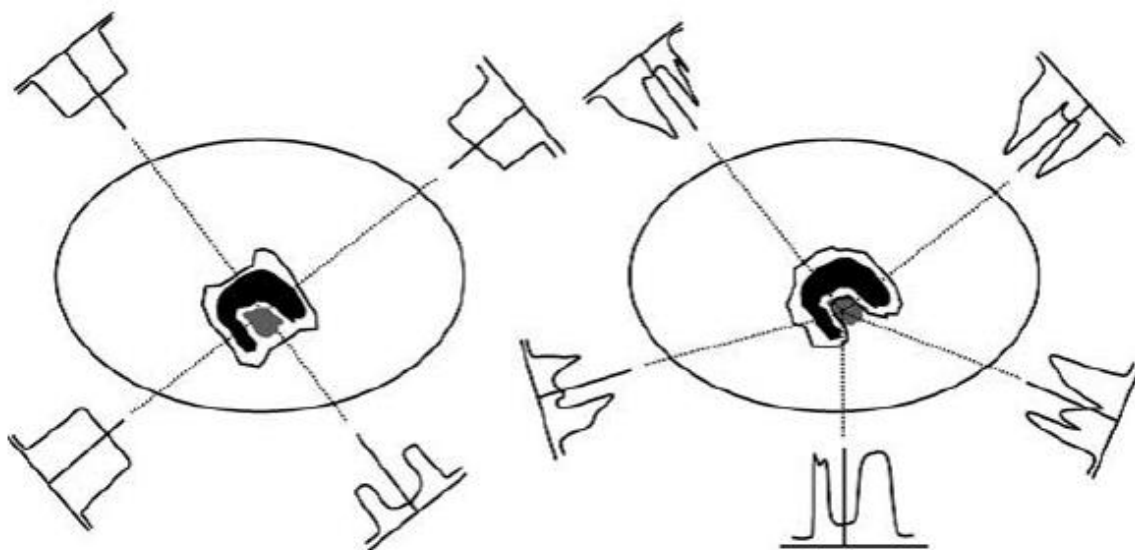


Figure 1.4-9 : comparaison schématique du traitement d'un volume cible avec les techniques de 3DCRT et d'IMRT. La 3DCRT se conforme à la projection du volume entier alors que l'IMRT module l'intensité. Ainsi, une forme concave des isodoses peut être obtenue avec l'IMRT contrairement à la 3DCRT. En noir sur la figure est présenté le volume cible, en gris un organe à risque et la ligne noire représente une isodose typique de la technique.

Une des études les plus remarquées sur la comparaison entre la 3DCRT et l'IMRT est celle de Hall et Wu (2003). Ils se basent sur deux observations pour déduire que l'IMRT peut doubler le risque de second cancer : premièrement, l'IMRT nécessitant davantage de faisceaux d'incidences différentes que la 3DCRT, un volume plus important de tissus sera exposé à des faibles doses ; deuxièmement, pour administrer une même dose, l'IMRT nécessite davantage d'UM que la 3DCRT, ainsi plus de fuites seront en même temps administrées au corps entier du patient. Cette deuxième observation est à nuancer, car par exemple, un traitement du cancer du sein peut nécessiter moins d'UM en IMRT qu'en 3DCRT (Joosten *et al.* 2013). Ainsi, Joosten *et al.* concluent que l'IMRT est la technique qui diminue le plus la dose hors champ en comparaison avec la 3DCRT.

Nous touchons déjà ici à une limite majeure de la comparaison de la dose hors champ pour plusieurs techniques, car il s'agit en général de comparer des cas particuliers. En effet, la réalisation d'une technique n'est qu'une combinaison des variations des paramètres que nous avons décrits ci-dessus. Si l'application clinique semble immédiate, il faut garder en tête que cela est valable dans un cas particulier, et qu'une analyse plus poussée et méthodique de l'appareil de traitement en question est inévitable pour obtenir des résultats robustes.

Le problème résulte finalement de la non-disponibilité de l'évaluation systématique des doses hors champ en clinique, et souligne l'importance de mettre en place des modèles applicables en routine, afin de ne pas associer le niveau de la dose hors champ à une technique.

1.4.2.6. Bilan sur la modélisation des sources de la composante machine en fonction de la balistique des traitements

Énergie d'accélération des électrons

L'énergie d'accélération des électrons va influencer l'intensité des différentes sources réelles et virtuelles de la composante machine. Elle sera prise en compte en utilisant des mesures propres à chaque faisceau de photons afin de calibrer chaque source.

Rotation du bras et distance source-peau

L'influence de ces deux paramètres balistiques est implicitement prise en compte par le modèle du moment que les sources de photons sont positionnées dans le même espace que les points d'intérêt.

Taille du champ

De même que la modélisation des sources virtuelles situées au niveau du collimateur secondaire permet de prendre en compte l'agencement des différents éléments les uns par rapport aux autres, la position de ces éléments peut varier avec la taille du champ et sera donc implicitement prise en compte avec la modélisation de l'architecture du collimateur secondaire (paragraphe 1.4.1.4).

Modalités de traitement

L'ensemble des modalités de traitement peuvent être décrites par l'ensemble d'une combinaison des paramètres ci-dessus, elles peuvent donc être prises en compte chacune séparément.

1.5. MÉTHODES DE CALCUL DE DOSE À DISTANCE DES FAISCEAUX

À notre connaissance, il n'existe à ce jour aucun modèle utilisé en routine pour évaluer les doses hors champ reçues par les patients dans les services de radiothérapie. La réussite grandissante des traitements par radiothérapie permet le prolongement de l'espérance de vie des patients. Ce prolongement augmente le temps durant lequel un cancer radio-induit peut se manifester. Ainsi, l'estimation de l'ensemble des doses reçues par le corps entier du patient permettrait dans un premier temps d'établir une relation dose-effet pour tout niveau de dose, puis dans un second temps de contrôler les doses reçues par l'ensemble du corps du patient (Xu *et al.* 2008).

Afin d'administrer aux volumes cibles la dose prescrite, d'importants efforts ont permis aujourd'hui l'utilisation en routine de logiciels de planification du traitement (TPS : *treatment planning system*) permettant de prédire les doses dans le champ avec précision. Ces doses incluent les doses les plus élevées que recevront les patients et dont les effets déterministes sont connus.

Les algorithmes implémentés dans les TPS peuvent être classés en deux catégories : les algorithmes basés sur des facteurs de correction, les algorithmes basés sur un modèle. On considère généralement que les algorithmes basés sur des facteurs de correction reposent sur des mesures, tandis que les algorithmes basés sur un modèle reposent sur des prédictions de distribution de dose. Cependant, il n'y a pas de frontière clairement définie puisque les algorithmes basés sur des facteurs de correction utilisent des modèles pour certains types de correction et les algorithmes basés sur un modèle utilisent des mesures pour calibrer certains paramètres.

Nous avons vu en introduction que les TPS ne permettent cependant pas d'estimer les doses en dehors des faisceaux de traitement. Des modèles spécifiques d'estimation de la dose hors champ sont donc nécessaires. Deux principaux types de modèles nous intéresseront, les modèles analytiques tout d'abord, puis les modèles stochastiques par simulation Monte Carlo (MC).

1.5.1. Méthodes analytiques basés sur des facteurs de correction

Un des premiers algorithmes, prédisant la dose totale hors champ dans tout le volume du patient, a été développé à l'institut Gustave Roussy par François *et al.* (1988). Cet algorithme utilise deux méthodes de calcul distinctes, selon la position du point d'intérêt par rapport au bord du champ. Pour les points dans le champ jusqu'à 10 cm du bord du champ, la méthode de Clarkson-Cunningham (Clarkson 1941, Cunningham 1972) est utilisée. Au-delà, de 10 cm à 50 cm du bord du champ, la variation de la dose est paramétrisée pour plusieurs énergies de faisceau en fonction de la profondeur, de la distance au bord du champ, de la taille du champ et de sa forme. Tous les paramètres sont estimés à partir de mesures de la dose hors champ pour des champs carrés et rectangulaires. Tout d'abord, une formule empirique est établie à partir de ces mesures et permet de prédire la dose le long des axes du champ. Ensuite, un algorithme permet de calculer la dose à tous les points entre les deux axes en supposant que la forme des isodoses de la dose hors champ est elliptique. En effet, à partir de leurs mesures, ils ont pu observer que la forme des isodoses hors champ variait avec la distance. Elliptique à proximité d'un champ rectangulaire, l'axe le plus long de l'ellipse étant le même que l'axe le plus long du champ, les isodoses

devenaient au fur et à mesure plus circulaires quand la distance au bord du champ augmentait. Plus loin encore, elles devenaient de nouveau elliptiques, mais allongées dans le sens inverse du champ cette fois.

Cet algorithme a été amélioré par la suite (Grimaud *et al.* 1994, Diallo *et al.* 1996) et utilisé dans maintes études dosimétriques et épidémiologiques (de Vathaire *et al.* 1992, 1993, Vathaire *et al.* 1999, Shamsaldin *et al.* 1998, Diallo *et al.* 2009, Tukenova *et al.* 2010, Haddy *et al.* 2011, Tukenova *et al.* 2012, Thomas-Teinturier *et al.* 2013, Schwartz *et al.* 2014).

Cet algorithme ne prend cependant pas en compte l'effet des caches et des filtres en coin dans la deuxième méthode de calcul (de 10 cm à 50 cm du bord du champ) et n'est donc pas non plus adaptable au collimateur multilames, puisqu'il ne prend pas explicitement en compte l'architecture de la tête d'irradiation. De plus, la méthode de Clarkson-Cunningham ne permet pas le transport latéral des électrons, ce qui implique une sous-estimation du diffusé patient au bord du champ.

Un second algorithme basé sur des mesures dans une cuve à eau a été développé par McParland et Fair (1992). Les paramètres de leur modèle étaient la profondeur, la distance, la forme et la taille du champ, l'azimut autour de l'axe du faisceau, les contours externes et l'hétérogénéité des tissus. Ils décomposent la dose hors champ entre la composante diffusé patient et la composante machine, qu'ils mesurent expérimentalement en positionnant successivement une cuve dans et hors champ. L'utilisation d'un nombre de facteurs de correction permet de calculer, à partir des mesures, la dose partout dans le volume de la cuve. Ces facteurs corrigent de l'effet de la distance avec la cible, de la profondeur dans l'eau, et de la taille du champ. D'autres corrections permettent de prendre en compte les hétérogénéités dans le fantôme et d'autres les particularités de la machine.

Tout comme l'algorithme de François *et al.*, celui de McParland et Fair ne prend pas explicitement en compte l'architecture de la tête d'irradiation. À la place, des facteurs de corrections permettent d'adapter le calcul à l'appareil de traitement. Aussi, l'estimation de la dose pour les champs complexes n'est pas assurée.

Van der Giessen a développé un algorithme basé sur des facteurs de correction pour la taille du patient et la forme du champ (van der Giessen et Hurkmans 1993, van der Giessen 1994). Cet algorithme permet de calculer la dose hors champ pour des faisceaux de 6 MV à 23 MV. L'erreur entre les doses calculées et mesurées est de 50 %. Ce modèle utilise une grande quantité de mesures permettant une étude très poussée des variations de la dose hors champ.

Un travail récent (Van den Heuvel *et al.* 2012) a appliqué cet algorithme à des techniques de traitement postérieures à sa création, comme l'IMRT, et a observé qu'une méthodologie était envisageable pour adapter cet algorithme à des techniques plus modernes afin d'obtenir des résultats que les TPS n'étaient pas encore en mesure de donner.

Les trois algorithmes ci-dessus présentent comme limite principale le défaut de prise en compte explicite des éléments de la tête d'irradiation. Or, les dimensions et l'agencement de ces éléments peuvent être déterminants dans l'estimation de la composante machine de la dose hors champ. Toutefois, ces algorithmes permettent d'obtenir des estimations de dose hors champ plus exactes que celles que propose un TPS.

1.5.2. Méthodes stochastiques par simulation Monte Carlo

Les modèles Monte Carlo (MC) sont des méthodes de calcul semi-empiriques qui permettent de résoudre l'équation de Boltzmann par une simulation stochastique (Vassiliev *et al.* 2010). À travers des techniques d'échantillonnage aléatoire, MC permet d'imiter la propagation des particules dans un milieu. Ces modèles sont basés sur une modélisation en trois dimensions (3D) des éléments de l'accélérateur en contact avec le faisceau de traitement (Verhaegen et Seuntjens 2003), généralement, la cible, le collimateur primaire, le filtre égalisateur, le collimateur secondaire, mais aussi des instruments qui peuvent être placés dans le faisceau, la chambre moniteur et le miroir. Afin d'obtenir la meilleure précision, ces modèles sont généralement basés sur les dimensions exactes des éléments, de même que la composition des matériaux les constituant. Ces informations sont fournies par le constructeur sur des *blueprint* (Pönisch *et al.* 2006, Bednarz et Xu 2009), des dessins de définition spécifiques à l'appareil, généralement classés confidentiels par le constructeur et donc difficilement consultables. L'hypothèse des modèles MC est donc que la réussite de la modélisation des interactions des particules tient au réalisme géométrique et constitutif de la machine modélisée.

Nous remarquons qu'en général, la section accélératrice et, le cas échéant, la déviation ne sont pas prises en compte dans la modélisation 3D des éléments de l'appareil. Ceci implique que le processus même de l'accélération des électrons n'est pas simulé. En effet, dans ces modèles, les particules émanent en général d'une source unique d'électrons, généralement de distribution gaussienne. Ainsi, celle-ci peut être calibrée en faisant varier seulement deux paramètres, l'énergie et la largeur radiale à mi-hauteur de la gaussienne (Cho *et al.* 2005), en utilisant respectivement des mesures de rendements en profondeur et des profils dans l'air. Le rendement en profondeur qui consiste à effectuer plusieurs mesures le long d'un axe parallèle à l'axe du faisceau, ici l'axe du faisceau lui-même, est caractéristique de la qualité du faisceau, les profils quant à eux, sont effectués dans l'air afin de s'affranchir de l'influence du diffusé patient (Verhaegen et Seuntjens 2003).

Cette source d'électrons reflète le faisceau incident d'électrons sur la cible. En utilisant un générateur de nombres aléatoires des millions de particules sont générées en fonction de la distribution de la source d'électrons tout d'abord, puis suivant les probabilités d'interaction des particules dans la matière par la suite.

Quoique les fondements théoriques, permettant une palette importante d'applicabilité, et la précision des modèles MC soient très appréciables, ils n'ont aujourd'hui pas encore réussi à s'imposer en routine clinique du fait du temps de calcul important nécessaire. En effet, la qualité des résultats dépend du nombre de particules simulées et ceci, même en se limitant au faisceau de traitement, nécessite un temps de calcul important.

Hors champ, l'utilisation de MC nécessite de prendre davantage de précautions. Tout d'abord, le nombre de particules atteignant les parties hors champ étant faible, le nombre d'histoires de particules à simuler doit être plus important afin d'atteindre une incertitude statistique suffisante. Ainsi, Kry *et al.* (2007) évoquent un temps de calcul de 900 heures sur un processeur, pour atteindre le niveau d'incertitude statistique voulu. Afin de diminuer ce temps de calcul il existe de nombreuses techniques pour l'accélérer (Kawrakow et Fippel 2000, Kawrakow 2001, Chetty *et al.* 2007, Bessières 2013), et il est

possible aussi d'augmenter le nombre de processeurs travaillant en parallèle. Par exemple, le MD Anderson (Houston, Texas, États-Unis d'Amérique), possède un ordinateur composé de 1072 processeurs (figure 1.5-1), ce qui permettrait de calculer les 400 millions d'histoires de particules en environ 1 heure.



Figure 1.5-1 : cluster de 1072 processeurs au MD Anderson (Houston, Texas, États-Unis d'Amérique) (source : Stovall et Howell 2011)

En plus du temps de calcul conséquent pour estimer la dose hors champ, les modèles MC hors champ doivent inclure l'ensemble des éléments constituant l'accélérateur susceptibles d'interagir avec le faisceau. Ceci rend le travail de modélisation géométrique de l'accélérateur presque insurmontable. Certains auteurs se limitent alors aux éléments jugés essentiels (Pönisch *et al.* 2006, Kry *et al.* 2006, 2007, Bednarz et Xu 2009, Bednarz *et al.* 2009, Kry *et al.* 2010, Joosten *et al.* 2011, 2013, 2014), d'autres sans faire aucune modification par rapport à un modèle validé dans le champ (Lehmann *et al.* 2006, Alberg *et al.* 2012, Atarod *et al.* 2013, Acun *et al.* 2014). Mais il est possible aussi d'utiliser MC pour ne modéliser que certaines des composantes de la dose hors champ (Stovall *et al.* 1989, Chofo *et al.* 2010, 2012).

Afin d'illustrer l'importance de prendre en compte certains éléments essentiels de la géométrie de l'accélérateur pour prédire la dose hors champ, nous nous référons à l'article de Joosten *et al.* (2011).

À partir d'un modèle d'accélérateur Siemens Primus validé dans le champ, ils ont étendu les éléments du collimateur secondaire à la totalité de leurs volumes, amélioré le modèle du MLC, et ils sont allés jusqu'à modéliser des blocs de cuivre avec les roues sur lesquelles les lames du MLC se déplacent, car ceci pouvait influencer les fuites de la machine. La différence de l'estimation de la dose hors champ avant et après ces modifications est illustrée figure 1.5-2.

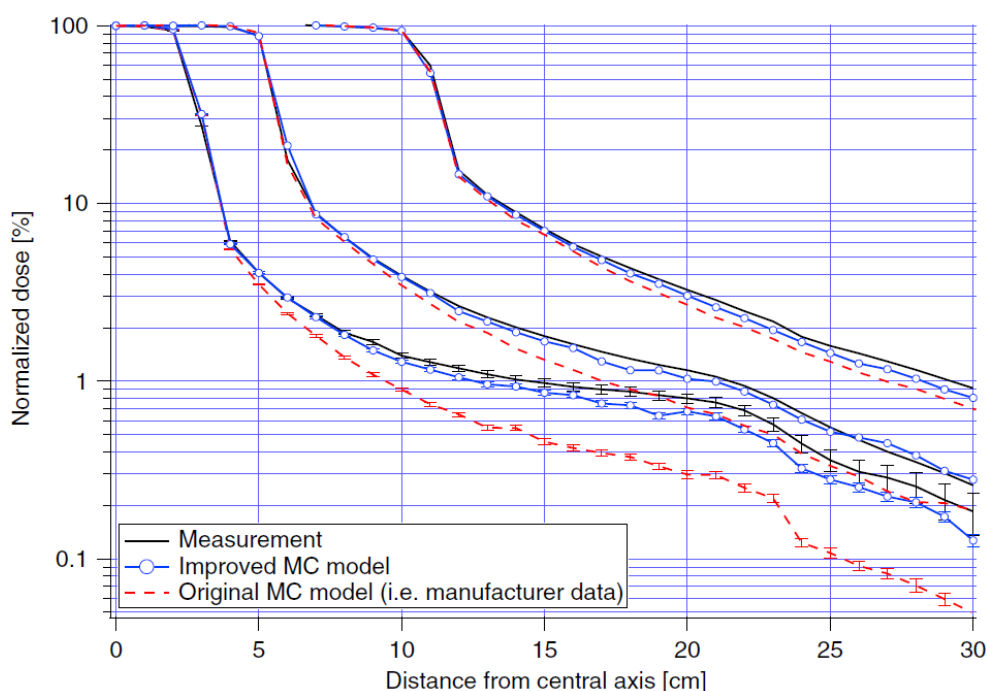


Figure 1.5-2 : profils des doses estimées pour un faisceau de 6 MV à 10 cm de profondeur par un modèle MC optimisé dans le champ (rouge), par le même modèle MC optimisé hors champ (bleu) et par des mesures par chambre d'ionisation (noir), en fonction de la distance à l'axe. Trois tailles de champ sont représentées, 5 cm × 5 cm, 10 cm × 10 cm, 20 cm × 20 cm (source : Joosten *et al.* 2011).

Nous pouvons observer que ces modifications ont permis d'améliorer considérablement l'estimation des doses pour le plus petit champ, et que pour le plus grand champ, l'amélioration de l'erreur relative est plus limitée. En effet, puisque le diffusé patient est plus important pour les plus grands champs et que l'amélioration de la modélisation de la tête d'irradiation modifie surtout la composante machine de la dose hors champ, plus le champ est grand, moins la différence est visible.

Ces améliorations apportées à la modélisation de la tête d'irradiation étant très spécifiques à la machine étudiée, mais indispensables à l'estimation des doses hors champ, les travaux sur l'estimation de la dose hors champ en MC se limitent généralement à un seul appareil.

Pour cette raison, Joosten *et al.*, dans leur étude de 2011, ont comparé leur modèle adapté à une machine avec des mesures effectuées sur d'autres accélérateurs ayant notamment des architectures de

collimateur secondaire très différentes. Les résultats sont présentés figure 1.4-3. De nouveau, nous pouvons observer que le plus petit champ est le plus sensible aux variations du type d'accélérateur, et est donc celui pour lequel le modèle d'estimation des doses MC est le moins performant.

Ainsi, Joosten *et al.* (2011) ont conclu que si une incertitude de 50 % était acceptable pour l'estimation des doses hors champ, leur modèle n'était capable d'estimer les doses que pour les tailles de champ les plus larges ($\geq 20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$), jusqu'à 30 cm de l'axe du faisceau.

1.5.3. Méthodes analytiques basées sur des modèles multi-sources

Entre abstraction de l'architecture de la tête d'irradiation et réalisme, les modèles multi-sources semblent offrir un équilibre acceptable entre temps de calcul et précision. C'est d'ailleurs sur ces méthodes que la plupart des TPS cliniques actuels reposent. Pourtant, à notre connaissance, aucun modèle n'utilise cette méthode pour estimer la dose hors champ.

En partant de la description des modèles multi-sources actuellement utilisés en clinique pour l'estimation de la dose dans le champ, nous allons essayer de montrer comment ces modèles peuvent être adaptés à l'estimation de la dose hors champ.

1.5.3.1. Base théorique de la modélisation pour l'estimation de la dose reçue par un patient de radiothérapie

Afin d'estimer les doses absorbées par le patient, il est possible de séparer en deux étapes le cheminement des particules jusqu'au dépôt de leur énergie. Une étape apparaît naturellement entre la source d'irradiation, l'accélérateur, et le patient (Olofsson 2006, p 13). L'accélérateur peut être considéré comme émetteur d'une distribution de fluence énergétique, essentiellement composée de photons de haute énergie par unité moniteur, $\frac{\Psi(x,y,z,c)}{M(c)}$. Un premier modèle peut donc être mis en place afin de prédire à l'entrée du patient la distribution de fluence énergétique venant de l'appareil de traitement. La deuxième étape consiste alors à coupler au premier modèle un second modèle capable de calculer la dose en fonction de la fluence énergétique. Ainsi, la dose reçue par le patient par unité moniteur, peut être exprimée par :

$$\frac{D(x, y, z, c)}{M(c)} = \frac{\Psi(x', y', z', c)}{M(c)} \times \frac{D(x, y, z, c)}{\Psi(x', y', z', c)} \quad (1.1)$$

Avec

$D(x, y, z, c)$, la dose au point de coordonnées cartésiennes x, y, z et pour le champ c ,

$M(c)$, le signal de la chambre moniteur,

$\Psi(x', y', z', c)$, la fluence énergétique totale venant de l'appareil de traitement à l'entrée du patient.

$\frac{\Psi(x,y,z,c)}{M(c)}$ représente donc la fluence énergétique par unité moniteur venant de l'appareil de traitement, et $\frac{D(x,y,z,c)}{\Psi(x',y',z',c)}$ est la dose par unité de fluence énergétique déposée dans le patient.

Un avantage majeur de cette approche est la possibilité d'utiliser différents modèles de calcul pour chaque étape. Ainsi la fluence énergétique venant de l'accélérateur peut être modélisée avec un modèle multi-source et la distribution de dose correspondant au dépôt d'énergie de la fluence venant de l'accélérateur peut être calculée par un modèle utilisant Monte Carlo ou des approches de type convolution/superposition basées sur des kernels (Mackie *et al.* 1985, Ahnesjö 1989).

Ce type d'approche est considérablement utilisé dans les algorithmes actuels des TPS qui permettent d'obtenir des estimations des doses dans le champ avec une incertitude inférieure à 5% (Gershkevitch *et al.* 2008). En effet, la modélisation de la fluence énergétique venant de la machine est généralement limitée aux bords du faisceau de traitement (Joosten *et al.* 2013). Ainsi, le prolongement de la modélisation de la fluence énergétique à l'ensemble de la machine, en dehors du faisceau de traitement, devrait pouvoir permettre d'améliorer l'estimation de la dose hors champ pour ce type d'algorithme.

Nous détaillons ci-après les modèles multi-sources permettant de modéliser la fluence énergétique dans le champ, puis un modèle multi-source récent ayant permis d'estimer la composante machine de la dose hors champ.

1.5.3.2. Modèles multi-sources dans le champ

En 1992, Dunscombe et Nieminen proposent un modèle pour l'estimation de la fluence du faisceau de traitement dans l'air en fonction de la taille du champ. Ils décomposent la fluence en deux parties : la première reflète les photons venant directement de la cible, et est indépendante de la taille du champ, la seconde reflète les photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur et dépend de la taille du champ.

La composante due aux photons directs est représentée par une source virtuelle ponctuelle. Sans précision sur sa position exacte, nous pouvons raisonnablement penser qu'elle est située au niveau de la cible. La seconde composante est une source virtuelle surfacique située au niveau de la sortie du filtre égalisateur, et dont la dépendance radiale est déterminée par une fonction gaussienne.

Dunscombe et Nieminen (1992) notent que leur approche nécessite de modéliser la tête de l'accélérateur en utilisant une représentation physique simplifiée, mais vraisemblable, du point de vue des interactions s'y produisant. Dunscombe et Nieminen supposent que la contribution de la source extra-focale sera déterminée par la partie visible de la source surfacique du point de vue du point de calcul, à travers l'ouverture du collimateur secondaire.

Avec ce modèle, ils sont capables de reproduire les variations de la fluence dans l'air pour différentes tailles de champs carrés et rectangulaires. Ils notent toutefois que le modèle ne fonctionne pas pour les plus grands champs observés, 30 cm × 30 cm, et qu'une modélisation plus complexe de la fonction de distribution utilisée pour la source surfacique, à la place de la fonction gaussienne, pourrait corriger cet effet.

Différentes distributions ont été suggérées et testées pour modéliser la source extra-focale : gaussienne, plate, pyramidale, conique (Sharpe *et al.* 1995, Hounsell et Wilkinson 1996, 1997, Jursinic

1997, Jiang *et al.* 2001, Ahnesjö *et al.* 1992, Ahnesjö 1994). Cependant, le choix de celle-ci ne semble pas critique, du fait du lissage produit par l'intégration sur sa surface (Ahnesjö 1994, Olofsson 2006).

La calibration des sources des modèles, la source ponctuelle et la source surfacique, est généralement effectuée à partir de mesures dans différentes tailles de champ. Aussi, l'évaluation des sources peut être biaisée si l'on ne prend pas en compte les particules rétrodiffusées par le collimateur secondaire vers la chambre moniteur.

En effet, lorsque le faisceau est bloqué par le collimateur secondaire, certains électrons ou photons peuvent être diffusés avec des angles très importants et déposer une partie de leur énergie dans la chambre moniteur. De ce fait, un système « particule/particule rétrodiffusée » peut traverser deux fois la chambre moniteur, dans le sens initial et après rétrodiffusion et donc biaiser le comptage des UM pour chaque taille de champ.

Dunscombe et Nieminen ont rapporté que cet effet était dépendant de l'architecture de la tête d'irradiation et que l'accélérateur qu'ils avaient utilisé ne nécessitait pas de prendre en compte cet effet. Au contraire, Ahnesjö *et al.* (1992), ont pris en compte cet effet au même titre que le diffusé venant du collimateur primaire et du filtre égalisateur.

Dans leur travail, Ahnesjö *et al.*, ont utilisé une approche similaire à celle de Dunscombe et Nieminen. Ils ont supposé que toutes les parties de la tête de traitement irradiées par le faisceau de photons directs, agissaient comme une source virtuelle de photons. Ils identifient alors, d'une part, le filtre égalisateur comme la source virtuelle des photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur, et d'autre part, la partie supérieure du collimateur secondaire pris dans le faisceau maximal comme la source du rétrodiffusé. En effet, la chambre moniteur se trouve généralement entre le filtre égalisateur et le collimateur secondaire, les particules rétrodiffusées viennent donc principalement des parties supérieures du collimateur secondaire.

De même que dans le modèle proposé par Dunscombe et Nieminen, seule la partie visible de la source virtuelle des photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur contribue au point de calcul.

Des deux modèles précédents, nous pouvons observer que la source extra-focale a été résumée à la contribution des photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur, excluant la modélisation explicite de la fluence venant du collimateur secondaire. En effet, une étude, par simulation Monte Carlo, de Ahnesjö (1995) stipule que la contribution du collimateur secondaire à la fluence totale est inférieure 1 %. En comparaison, la fluence de la source extra-focale représente 8 % de la fluence totale dans le champ pour Jaffray *et al.* (1993) et 12 % pour Sharpe *et al.* (1995). Ainsi, à travers les différents travaux modélisant la source extra-focale de la fluence dans le champ, certains auteurs négligent la contribution du collimateur secondaire (Ahnesjö *et al.* 1992, Dunscombe et Nieminen 1992, Jaffray 1993, Sharpe *et al.* 1995) d'autres l'incluent dans la composante venant du collimateur primaire et du filtre égalisateur (Hounsell et Wilkinson 1996, Jiang *et al.* 2001, Naqvi *et al.* 2001).

En plus de sa faible contribution, comme le rapporte Olofsson (2006, p 22), la source virtuelle reflétant les photons diffusés par les éléments du collimateur secondaire est plus difficile à prendre en compte que les autres sources de la tête de traitement, dû au simple fait qu'elles n'ont pas de position fixe.

De plus, les éléments du collimateur secondaire sont des structures indépendantes agencées les unes au-dessus des autres. Le tout forme donc une source virtuelle considérablement étendue le long du faisceau de traitement. Ceci infère à la détermination de la fluence des photons diffusés par le collimateur secondaire une complexité notable.

Malgré le peu de contribution de la fluence venant du collimateur secondaire à la source extra-focale, Zhu et Bjärngard (2003) rapportent qu'il est nécessaire de prendre en compte cette contribution pour modéliser les plus grandes tailles de champ et les points en dehors du champ. À partir d'un modèle multi-sources incluant une source ponctuelle et une source surfacique de distribution gaussienne, ils ajoutent une seconde source gaussienne, fixe, pour tenir compte des photons diffusés par le collimateur secondaire. Sa contribution est déterminée par la visibilité de la source, du point de vue de la position du point de calcul. Pour parfaire leur étude, ils utilisent un modèle Monte Carlo, afin d'estimer les contributions individuelles de chacune des composantes de la source extra-focale. Ils en déduisent que pour les points hors champ, le diffusé tête venant du collimateur secondaire était la composante la plus importante de la source extra-focale et qu'à proximité du champ, elle domine la fuite pour les champs carrés supérieurs à $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$. Le diffusé venant du collimateur primaire et du filtre égalisateur est tout de même à considérer pour les points hors champ, et à plus forte raison pour les grands champs ($20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$), où il domine le diffusé tête jusqu'à 20 cm environ.

De même, Olofsson *et al.* (2003) ont proposé un modèle pour calculer la fluence dans le champ prenant en compte la composante venant du collimateur secondaire. Ils ont supposé que la fluence venant du diffusé collimateur était proportionnelle à la longueur des arêtes des parties irradiées du collimateur secondaire (Olofsson *et al.* 2003). Ils ont donc choisi le périmètre du champ comme une source isotropique linéaire, reflétant les photons diffusés par le collimateur. Ils ont positionné cette source au niveau du collimateur secondaire, et plus précisément sur l'arête supérieure des éléments les plus bas. Ainsi, tous les éléments du collimateur secondaire étaient considérés au même niveau.

Olofsson *et al.* se sont d'abord intéressés à la dose dans des champs de forme rectangulaire (Olofsson *et al.* 2003). Alors, cette source était toujours visible, et n'était donc corrigée que de la distance avec le point de calcul. S'intéressant ensuite aux champs complexes, ils ont observé que la source isotropique linéaire ne pouvait pas correctement refléter les variations de la contribution des photons diffusés par le collimateur. En effet, certaines des parties diffusantes du collimateur secondaire pouvaient être cachées au regard du point de calcul sans que la source virtuelle ne le soit. De même, pour les points en dehors du champ, la source linéaire ne reflétait pas la visibilité des sources virtuelles du collimateur secondaire. Pour cette raison, Olofsson (2006), dans son travail de thèse, décide finalement d'adopter le modèle proposé par Zhu et Bjärngard (2003).

Nous voyons à travers ces différentes approches que la géométrie des éléments de la tête d'irradiation est un paramètre important pour déterminer la contribution d'une source à un point de calcul dans le plan du patient. Dû à la complexité de la géométrie de la source virtuelle responsable du diffusé collimateur et de sa faible contribution, aucun des auteurs étudiant la dose dans le champ ne s'est efforcé de la représenter. Dans notre cas, le diffusé collimateur est une composante non négligeable de la source extra-focale hors champ.

1.5.3.3. Premier modèle multi-sources pour estimer la dose hors champ

Partant de l'hypothèse que la fluence venant du collimateur secondaire était liée avec les parties irradiées des éléments du collimateur, nous avons choisi de modéliser le diffusé collimateur hors champ en utilisant des sources virtuelles planes (Benadjaoud *et al.* 2012). Ces sources ont été placées aux niveaux des faces irradiées internes des éléments du collimateur secondaire (figure 1.5-3) et leur intensité déterminée par la fonction de phase de Henyey-Greenstein (Henyey et Greenstein 1941).

Ainsi la dose due au diffusé tête, D_{DT} , était estimée par l'équation suivante :

$$D_{DT}(f, r, z, \varphi) = \omega \times \sum_{i=1}^{n(f,r,z,\varphi)} \Omega_{DT}(r_i, \sigma_i) \times \frac{P_{\theta_i}^g \times E_{\theta_i} \times \exp(-\mu \times l_i)}{R_i^2} \quad (1.2)$$

Avec,

f , r , z et φ sont la taille du champ, la distance à l'axe, la profondeur et l'orientation angulaire respectivement,

ω , un paramètre du modèle reflétant la proportionnalité entre la fluence énergétique et la dose due au diffusé tête,

n , le nombre de pixels des sources planes de photons, visibles du point de vue du point de calcul,

$\Omega_{DT}(r_i, \sigma_i)$, l'intensité de la source au pixel i , elle est déterminée par le système suivant :

$$\Omega_{DT}(r_i, \sigma_i) = \begin{cases} (1 - \tau \times \sigma_i) \times \left(\frac{DSA}{r_i}\right)^\alpha, & r_i \leq r_0 \\ 1 - \tau \times \sigma_i, & r_i \geq r_0 \end{cases}$$

où σ_i est l'angle entre l'axe passant par la cible et le pixel i , et l'axe du faisceau, r_i est la distance entre la cible et le pixel i , DSA est la distance entre la cible et l'isocentre, τ , r_0 et α sont des paramètres du modèle.

θ_i , l'angle entre l'axe passant par la cible et le pixel i et l'axe passant par le pixel i et le point de calcul de coordonnées (r, z, φ) ,

$P_{\theta_i}^g$, la probabilité de diffusion selon l'angle θ_i . Le calcul de cette probabilité fait appel à la fonction de phase d'Henyey-Greenstein, qui inclut le facteur d'asymétrie d'Henyey-Greenstein, g , traité ici comme un paramètre du modèle,

E_{θ_i} , un paramètre du modèle reflétant l'énergie des photons diffusés,

μ , le coefficient d'atténuation linéaire des photons d'énergie E_{θ_i} , dans l'eau,

l_i , la distance traversée des photons dans l'eau,

R_i , la distance entre le pixel i et le point de calcul.

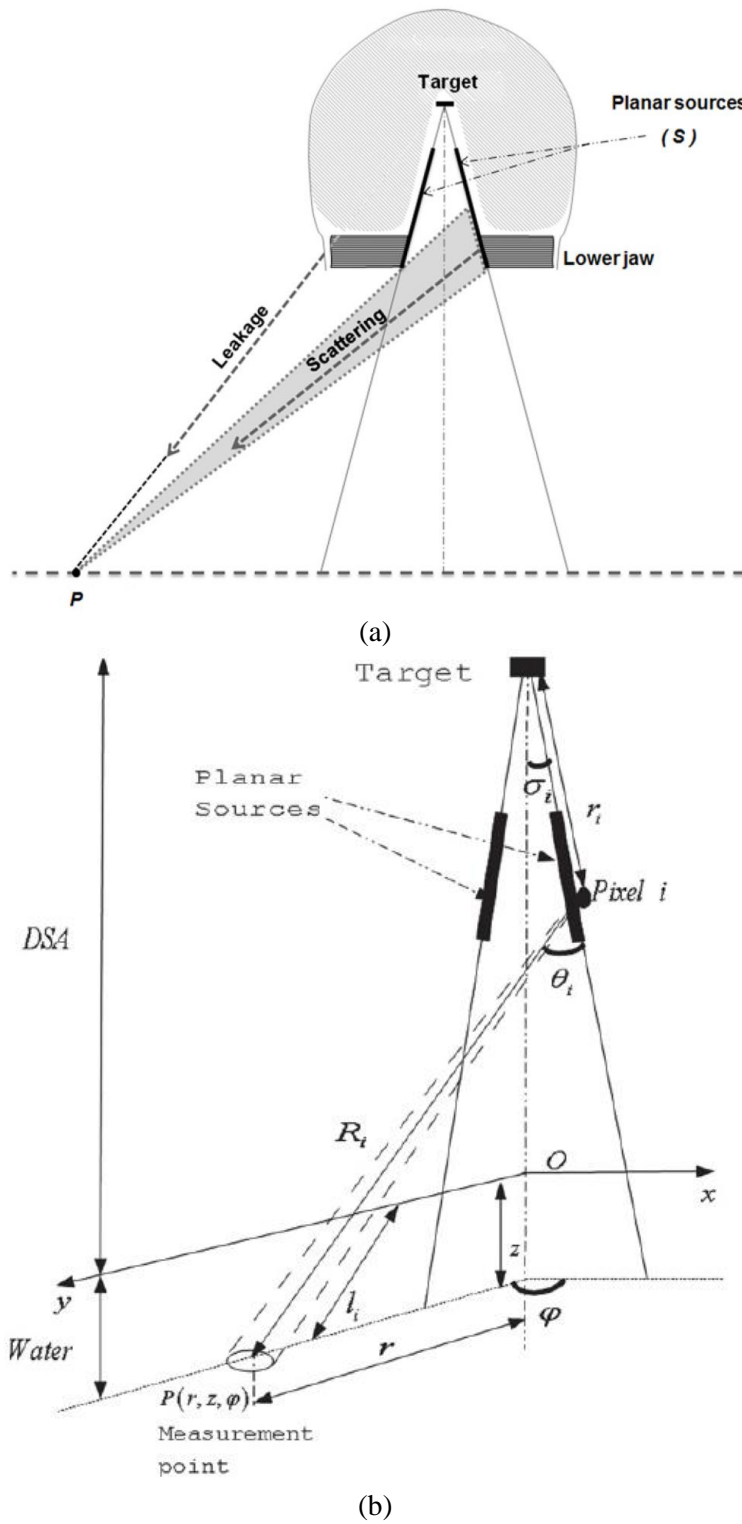


Figure 1.5-3 : schémas extraits de l'article, (a), montrant où sont positionnées les sources planes S (sur le schéma : *Planar sources*), et quelle partie de la source est prise en compte dans le calcul du diffusé collimateur (*Scattering*) en point P. En outre, sont représentés la cible (*Target*), les fuites (*Leakage*) et les mâchoires les plus basses (*Lower jaw*). (b) illustre l'ensemble des paramètres géométriques de modèle par rapport aux sources et au point de calcul $P(r, z, \varphi)$. (Benadjaoud *et al.* 2012).

Les paramètres du modèle : ω , g , E_{θ_i} , τ , r_0 et α ont été déterminés en utilisant la méthode des moindres carrés pour obtenir le meilleur ajustement du modèle aux mesures de diffusé tête pour chaque faisceau exploré. Pour cela, des mesures de la composante machine de la dose hors champ, propres à chaque accélérateur et chaque faisceau, étaient réalisées. Les mesures étaient effectuées jusqu'à 70 cm de l'axe du faisceau dans une cuve d'eau positionnée en dehors du champ.

Afin d'estimer la contribution du rayonnement de fuite, la variation de la composante machine en fonction de la taille du champ était extrapolée au champ nul, $0 \text{ cm} \times 0 \text{ cm}$. Cette estimation était ensuite soustraite à la composante machine afin d'estimer le diffusé tête.

Dans cet article nous nous sommes attachés à démontrer qu'en prenant en compte la géométrie de la surface irradiée du collimateur secondaire, le diffusé collimateur hors champ pouvaient être prédit.

Afin de simplifier la modélisation du collimateur secondaire, ce modèle utilisait une représentation pyramidale du faisceau. En effet, il est possible à partir d'un champ ayant n côtés de tracer les n surfaces triangulaires correspondantes, dont les bases seraient les côtés du champ, et le sommet, un point au niveau de la cible. Ainsi, en utilisant des valeurs vraisemblables pour la distance entre la cible et le haut de chaque élément du collimateur secondaire, et pour l'épaisseur de chaque élément du collimateur secondaire, nous avons pu déduire la surface irradiée du collimateur secondaire. La figure 1.5-4 montre en particulier comment une fois les surfaces irradiées définies pour un champ, celles-ci vont être visibles pour différents point d'observation situé au niveau du patient.

Ce premier travail a permis d'établir qu'il existait une relation forte entre la surface irradiée visible en un point d'observation et la dose due au diffusé collimateur.

Cependant, ce modèle n'incluait pas de source pour la contribution du diffusé venant du collimateur primaire et du filtre égalisateur.

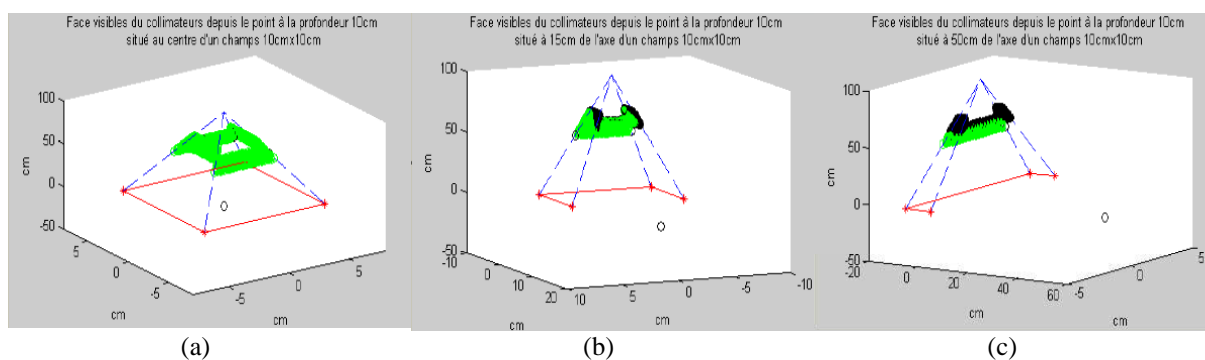


Figure 1.5-4 : extrait du rapport de stage de Master 2 de Mohamed Amine Benadjaoud (2011), montrant comment la visibilité des surfaces irradiées du collimateur secondaire, dessinées en vert, est modifiée selon le point d'observation. (a), le point d'observation est dans le champ et la totalité des surfaces irradiée est donc visible, (b), un point situé à 15 cm de l'axe ne perçoit qu'une portion des deux faces latérales et la totalité de la face arrière, (c), un point à 50 cm de l'axe ne perçoit plus qu'une portion de la face arrière.

1.6. TRAVAIL DE THÈSE

Les principales sources de la dose hors champ, deux sources réelles de photons – le guide d'onde et la cible – et plusieurs sources virtuelles – le collimateur primaire, le filtre égalisateur et le collimateur secondaire – ont été identifiées. Associés à ces sources, plusieurs facteurs d'influence ont été détaillés en fonction d'une part de la technologie de l'accélérateur (1.4.1.4) et d'autre part de la balistique des traitements (1.4.2.6).

La modélisation multi-source ayant déjà été éprouvée pour l'estimation des doses dans le champ, nous nous attacherons dans ce travail à adapter les modèles existants à l'estimation des doses hors champ.

La cible et la source virtuelle due aux photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur sont habituellement prises en compte dans les modèles existants. Pour prendre en compte la contribution de la source virtuelle située au niveau du collimateur secondaire, l'agencement des éléments de ce dernier est d'un intérêt majeur. En effet, nous avons vu que pour un même point de mesure et une même configuration du faisceau, la dose pouvait varier de 160% entre deux modèles d'accélérateurs. Aussi, en ce qui concerne la modélisation du rayonnement de fuite, la section accélératrice doit être prise en compte comme source de photons, ainsi que sa position puisque ce facteur d'influence peut faire augmenter la dose d'un facteur de 2,5 entre une section verticale et une section horizontale.

Deux modèles analytiques multi-sources ont été mis en place : un premier pour estimer la dose due à la composante machine, avec la prise en compte de l'architecture du collimateur secondaire, et un second modèle pour étudier la composante fuite seule, avec dans ce cas la prise en compte de la section accélératrice.

Préalablement à la modélisation, un certain nombre de données étaient nécessaires. Dans le [Chapitre 2](#), nous détaillons comment les données expérimentales nécessaires à la calibration des modèles ont été mesurées, et quelles données géométriques ont été recueillies pour les deux accélérateurs de cette étude, un Varian Novalis Tx et un Siemens Primus. Celles-ci incluaient la distance entre la cible et le filtre égalisateur, les mâchoires du collimateur secondaire et le MLC, ainsi que les dimensions des éléments du collimateur secondaire.

Les mesures de doses ont été réalisées pour chaque faisceau de photons en utilisant des capuchons d'équilibre électronique, ce qui permettait de s'affranchir du diffusé patient pour ne mesurer que la composante machine. De plus, lorsque le champ était réduit à la plus petite taille et le MLC entièrement fermé, nous avons supposé que seule la composante fuite était mesurée.

Le premier modèle est décrit dans le [Chapitre 3](#). Nous avons développé un programme en C++ utilisant la bibliothèque graphique OpenGL afin de réaliser une représentation virtuelle 3D de la tête des deux accélérateurs et des sources de photons à partir des données géométriques des accélérateurs. Dans ce premier modèle, nous avons choisi de négliger les sources de la composante fuite. Ensuite, nous appuyant sur les différents modèles multi-sources existants, nous avons exprimé le facteur d'ouverture du collimateur dans l'air (FOC_{air}) en fonction de chacune des sources et de leur surface visible du point de vue du point d'intérêt. Alors, nous avons programmé une routine permettant de calculer la surface

visible des différentes sources dans n'importe quelles conditions cliniques. Et, après avoir ajusté ce modèle aux mesures par TLD insérés dans des capuchons d'équilibre électronique, nous avons pu simuler le FOC_{air} pour les deux appareils de traitement et des faisceaux de 6 MV, 18 MV et 25 MV.

Dans le [Chapitre 4](#), un second modèle permettant d'estimer seulement la composante fuite de la dose hors champ a été mis en place. Dans le même environnement de programmation, nous avons réalisé une représentation virtuelle 3D du collimateur secondaire et des sources propres à la composante fuite, négligées dans le premier modèle. Puis, à partir des mesures pour le champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$, nous avons calibré le modèle et par extrapolation, estimé la dose hors champ due aux fuites pour un champ ouvert de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$.

Dans le [Chapitre 5](#), nous avons testé le modèle estimant la composante machine ([Chapitre 3](#)) dans des conditions proches de la clinique. Deux cas cliniques récemment traités à l'institut sur un accélérateur Varian Clinac 2300 C/D ont été simulés avec notre programme afin de déterminer le FOC_{air} , puis la dose hors champ due à la composante machine. Alors, des mesures réalisées dans un fantôme anthropomorphe pour les mêmes plans de traitement ont été effectuées et comparées aux estimations de doses calculées par le modèle.

Chapitre 2. Collecte des données dosimétriques et géométriques des accélérateurs

2.1. INTRODUCTION

Nous avons vu au paragraphe 1.4 que la composante machine de la dose hors champ variait avec nombre de facteurs, et notamment l'architecture du blindage, la qualité du faisceau et la taille du champ. Afin de quantifier expérimentalement ces variations, nous avons choisi d'effectuer des mesures de dose à l'aide de dosimètres thermoluminescent (TLD) insérés dans des capuchons d'équilibre électronique. Le capuchon permettait de nous affranchir au mieux du diffusé fantôme tout en assurant l'équilibre électronique au TLD.

Ensuite, pour reproduire les variations en fonction de chaque facteur d'influence, nous avons répété des mesures pour différentes tailles de champs carrés, dans plusieurs qualités de faisceaux, sur deux accélérateurs. Varian et Siemens étaient les deux seuls constructeurs d'accélérateur représentés dans notre institut au début de cette thèse. Leur technologie, et notamment l'architecture de leur collimateur secondaire, est sensiblement différente. En choisissant d'inclure dans notre étude un Siemens Primus et un Varian Novalis Tx, nous avons pu reproduire l'influence de l'architecture du blindage sur la composante machine de la dose hors champ mesurée.

En plus des mesures de doses, nous avons collecté des données géométriques propres à chaque accélérateur médical. Celles-ci devaient nous permettre de caractériser de façon simple et efficace les différences majeures entre les deux architectures du blindage de chaque accélérateur.

2.2. MATÉRIELS ET MÉTHODES

2.2.1. Bases théoriques de la mesures par TLD

2.2.1.1. Choix du détecteur

Les dosimètres thermoluminescents (TLD) sont des dosimètres passifs à lecture différée. Sans compter l'expérience notable de l'utilisation des TLD à l'institut Gustave Roussy (Villejuif, France) et au laboratoire Equal-Estro (Villejuif, France) (Dutreix *et al.* 1993, Derreumaux *et al.* 1995, Ferreira *et al.* 2000, Marre *et al.* 2000, Roué *et al.* 2006, 2007), nous avons choisi d'utiliser ces dosimètres pour leur sensibilité aux faibles doses et la possibilité de les irradier par série. Nous avons utilisé les TLD de type TLD-700 (Harshaw Chemical Company, Solon, OH, États-Unis d'Amérique), dont la composition est la suivante : ${}^7\text{LiF}$: Mg, Ti (fluorure de lithium-7 dopée au magnésium et au titane). La gamme de sensibilité en doses de ces TLD se situe entre 10 μGy et 10 Gy.

Un grand avantage du TLD-700 est qu'elle n'est pas sensible aux neutrons (Méndez *et al.* 2002). Ceci nous a donc permis d'étudier spécifiquement la dose hors champ due aux photons sans prendre en compte la contamination neutronique.

En outre, le fluorure de lithium n'est pas sensible au débit de dose (10^9 Gy/s) et présente un numéro atomique effectif de 8,14 et donc une réponse en énergie proche de celle de l'eau ($Z_{eff \gamma_{LiF}} = 8,14$, $Z_{eff_{H_2O}} = 7,5$) (Knežević *et al.* 2013).

Les TLD fonctionnent sur la propriété qu'ont certains cristaux imparfaits d'absorber et de capturer l'énergie des rayons ionisants auxquels ils sont exposés (Mayles *et al.* 2007, p 305). Après irradiation, lorsqu'ils sont chauffés, ces cristaux réémettent cette énergie par un phénomène de fluorescence. Cette propriété est appelée thermoluminescence. Captés par des photomultiplicateurs, le nombre total de coups générés par les photons de fluorescence, peut être calibré pour être rapporté à la dose absorbée.

Nous détaillons ci-dessous les étapes de l'utilisation des TLD. Un schéma récapitulatif de tout le cycle d'utilisation des TLD utilisé dans ce travail est présenté figure 2.2-1.

2.2.1.2. Processus d'irradiation des détecteurs

Les TLD que nous avons utilisés se présentent sous la forme d'une poudre. Avant d'utiliser cette poudre pour la première fois, il faut lui faire subir une régénération (figure 2.2-1). Celle-ci se déroule en deux étapes. La première consiste à chauffer la poudre à 400°C pendant une heure, et la deuxième consiste à abaisser rapidement la température à 100°C et à maintenir la poudre à cette température pendant 2 heures. La première étape permet de vider tous les pièges énergétiques du cristal LiF, tandis que la seconde permet de stabiliser d'éventuels pièges métastables qui auraient pu rester activés après l'étape précédente. Ceci permet donc d'effectuer une remise à zéro uniforme de la poudre. Tous les TLD que nous avons utilisés dans notre travail avaient le même historique de régénération.

Suite à la régénération, il est nécessaire de contrôler et corriger la granulométrie de la poudre. Lors des processus subis par la poudre TLD, il peut y avoir des agglomérations de même que des phénomènes d'éclatement. Or, la taille des cristaux influence le signal dosimétrique restitué par le TLD. Ainsi, pour des raisons de reproductibilité des mesures, la taille des cristaux doit rester entre $75 \mu\text{m}$ et $160 \mu\text{m}$. Le tri est ainsi réalisé après chaque régénération par superposition de tamis étalonnés ASTM (American Society for Testing and Materials).

Afin de pouvoir réaliser des mesures de dose avec la poudre TLD, il est nécessaire de la conditionner dans des capsules en polyéthylène de type AIEA (Agence Internationale de l'Énergie Atomique) (figure 2.2-1). Ces capsules sont de petits tubes de forme cylindrique de 2,5 cm de long et de 0,5 cm de diamètre. Les dimensions internes, celles du volume actif, sont de 2 cm de long pour un diamètre de 0,3 cm. Nous avons estimé que la taille de ces détecteurs ainsi conditionnés était assez faible pour que les mesures soient considérées comme ponctuelles.

Un maximum de poudre doit être introduit dans la capsule pour que la lecture soit optimale. Ensuite, le tube est refermé avec le bouchon qui lui est attaché (figure 2.2-1). Lorsque le TLD doit être immergé dans l'eau, il est possible d'ajouter de la colle autour de la fermeture pour augmenter l'étanchéité du tube. En effet, si l'eau pénètre dans la capsule, la lecture du dosimètre est totalement compromise car le signal est fortement affecté par l'humidité.

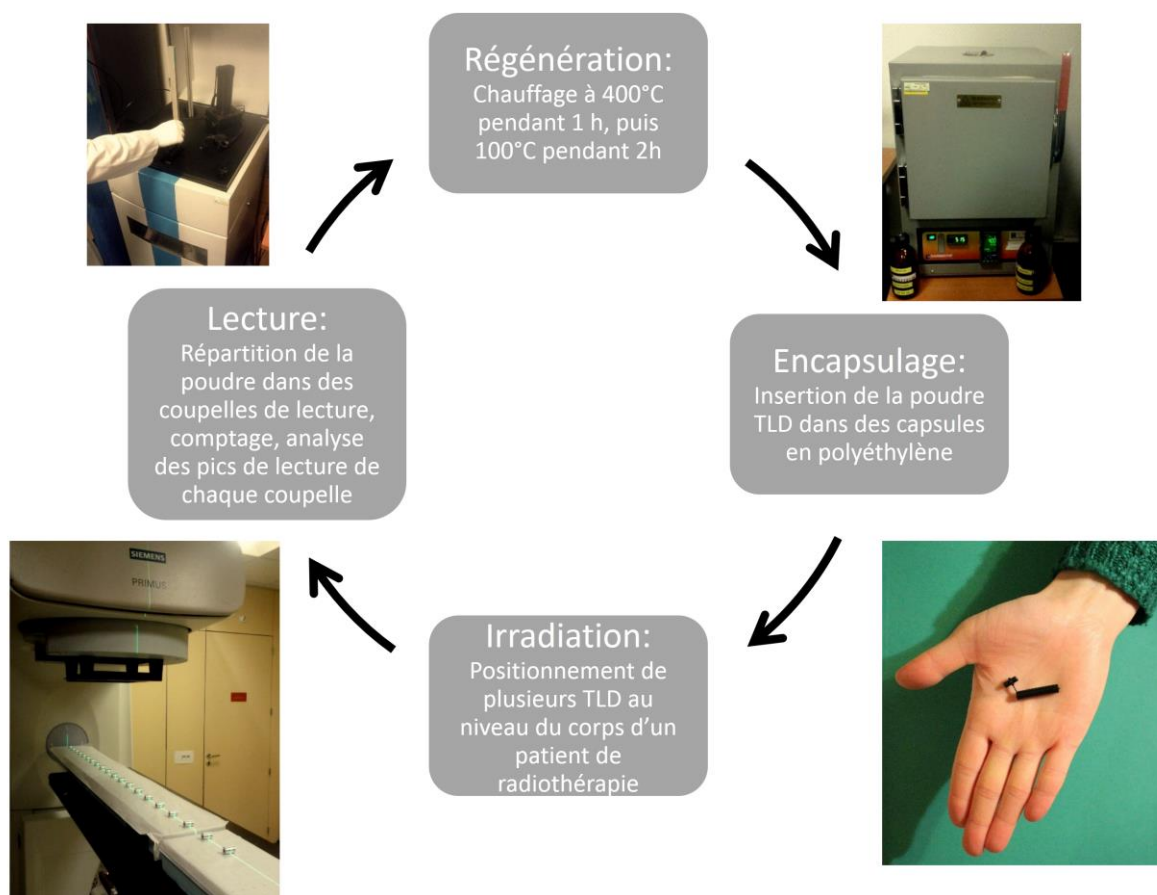


Figure 2.2-1 : exemple de cycle d'utilisation des TLD (sources : photos prises par l'auteur)

Malgré l'efficacité de la régénération, la poudre TLD non irradiée peut avoir un signal non nul à la lecture appelé « bruit de fond ». Aussi, avec le temps après régénération, ce signal peut augmenter. Ainsi, pour chaque série de mesures effectuées dans cette étude, plusieurs TLD n'ont pas été irradiés afin d'être utilisés comme témoins du bruit de fond. Au moment de la lecture, ils ont été lus en même temps que les TLD irradiés et leur signal soustrait aux signaux des TLD irradiés.

2.2.1.3. Processus de lecture des détecteurs irradiés

Une fois les TLD irradiés, la poudre extraite de chaque TLD est divisée en 5 coupelles. Les coupelles sont introduites et chauffées une par une dans le lecteur. En chauffant, les électrons piégés aux niveaux énergétiques supérieurs métastables vont être libérés et revenir aux niveaux énergétiques inférieurs stables. Cette transition d'un niveau énergétique supérieur à un niveau énergétique inférieur est accompagnée par l'émission d'un photon de fluorescence d'énergie correspondant à la différence entre les deux niveaux. Les photons ainsi générés sont captés par un photomultiplicateur pour être convertis en signal électrique (Mayles *et al.* 2007, p 305). Concernant les dosimètres que nous avons utilisés, la lecture est destructrice et ne peut donc être effectuée qu'une seule fois.

Un lecteur automatique PCL-3 (Fimel, Vélizy, France) permet le chargement simultané de l'ensemble des coupelles des TLD irradiés dans un chargeur et effectue automatiquement l'ensemble des étapes nécessaires à la lecture.

Pour réaliser la lecture de nos TLD, puisque les doses auxquelles nous les avons irradiés pouvaient être faibles, de l'ordre du dixième de mGy, le filtre atténuateur du lecteur a été retiré afin de baisser le seuil de sensibilité du photomultiplicateur.

À noter aussi que le lecteur peut subir des fluctuations entre deux lectures. Pour cette raison, afin de s'affranchir de ces fluctuations, des TLD de référence doivent systématiquement être lus avec l'ensemble des TLD de l'expérience. Ces TLD de référence sont irradiés à une dose connue, généralement 2 Gy.

Les TLD de référence permettent aussi de corriger le signal des TLD du *fading*, phénomène selon lequel le signal d'un TLD irradié s'atténue avec le temps écoulé entre son irradiation et sa lecture.

Finalement, à partir des 5 lectures de chaque TLD, correspondant aux 5 coupelles préparées à partir d'un tube, il est d'usage de prendre la moyenne des coupelles. Cependant, certains paramètres peuvent encore influencer l'homogénéité de la lecture, comme par exemple le remplissage des coupelles celles-ci devant contenir exactement la même quantité de poudre. Ainsi, les signaux extrêmes, le plus fort signal et le plus faible, ne sont pas pris en compte dans le calcul de la moyenne du signal donné par un tube TLD.

Ensuite, afin de corriger les TLD irradiés du bruit de fond, la moyenne des TLD non irradiés est soustraite à chaque signal correspondant à un TLD irradié :

$$S = S_{brut} - \bar{S}_{bruit\ de\ fond} \quad (2.1)$$

Avec S le signal du TLD irradié corrigé du bruit de fond, S_{brut} le signal du TLD irradié, et $\bar{S}_{bruit\ de\ fond}$ le signal moyen des TLD non irradiés.

Dans le reste de ce chapitre, le signal des TLD irradiés, TLD expérimentaux ou TLD de référence, sera toujours présenté après correction du bruit de fond.

2.2.1.4. Étalonnage en dose

Le passage du signal à la dose a été obtenu par l'irradiation de plusieurs TLD, dans un faisceau de photons gamma de ^{60}Co , sur la gamme des doses susceptibles d'être mesurées, allant de quelques dizaines de mGy à environ 10 Gy. Ces TLD d'étalonnage ont été irradiés à des doses connues, D , mesurées auparavant avec une chambre d'ionisation de référence (type Farmer, NE 2571) étalonnée dans un laboratoire de métrologie agréé. Comme expliqué ci-dessus, afin de s'affranchir des fluctuations de lecture et du *fading*, les signaux des TLD d'étalonnage, S , sont normalisés par le signal des TLD de référence, S_{ref} . De même, les doses correspondantes sont normalisées par la dose administrée au TLD

de référence, D_{ref} . Les mesures d'étalonnage ont été effectuées par le laboratoire de dosimétrie Equal-Estro.

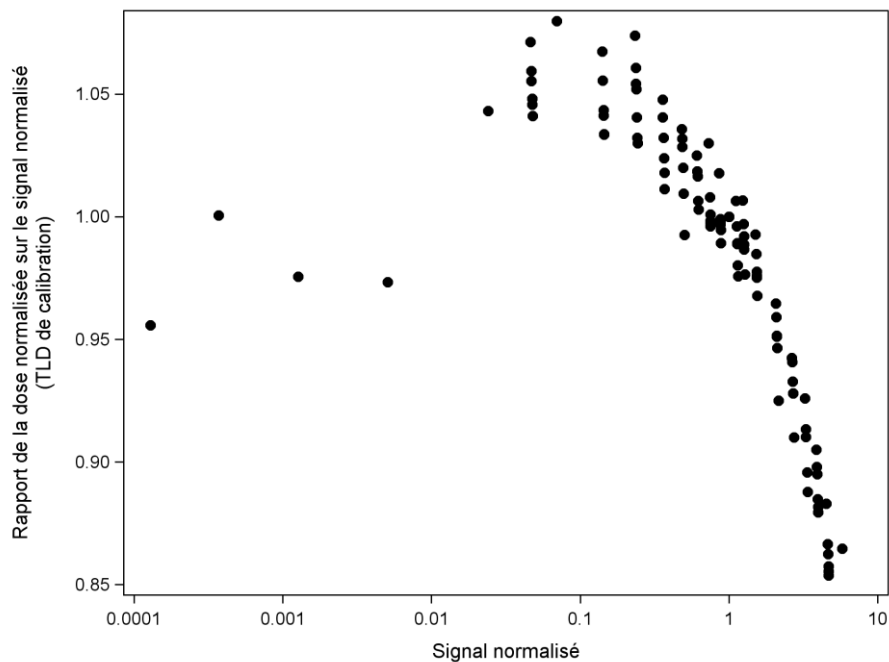


Figure 2.2-2 : rapport du signal sur la dose, respectivement normalisés par le signal de référence et la dose de référence, en fonction du signal normalisé par le signal de référence (échelle logarithmique). TLD-700 dans un faisceau de ^{60}Co .

Afin de trouver la relation entre le signal normalisé, $\frac{S}{S_{ref}}$, et la dose normalisée, $\frac{D}{D_{ref}}$, nous avons cherché une fonction, $f_c\left(\frac{S}{S_{ref}}\right)$. Cette fonction est le rapport entre la dose normalisée et le signal normalisé, en fonction du signal normalisé (figure 2.2-2), tel que décrit par la relation suivante :

$$f_c\left(\frac{S}{S_{ref}}\right) = \frac{\frac{D}{D_{ref}}}{\frac{S}{S_{ref}}} \quad (2.2)$$

Avec,

$f_c\left(\frac{S}{S_{ref}}\right)$, la fonction de correction de non-linéarité,

S , le signal d'un TLD d'étalonnage,

S_{ref} , le signal du TLD de référence,

D , la dose reçue par le TLD d'étalonnage de signal S ,

D_{ref} , la dose reçue par le TLD de référence.

La fonction empirique ci-dessous, équation (2.3), correspondait à la meilleure fonction permettant de modéliser les variations du rapport entre la dose normalisée et le signal normalisé. Nous avons estimé les paramètres a , b , c et d du modèle par la méthode des moindres carrés, en appelant la procédure *model* du logiciel SAS 9.4 (SAS Institute Inc., Cary, NC, États-Unis d'Amérique).

$$f_c\left(\frac{S}{S_{ref}}\right) = a \times \exp\left(b \times \frac{S}{S_{ref}}\right) + c \times \exp\left(d \times \frac{S}{S_{ref}}\right) \quad (2.3)$$

Avec,

$f_c\left(\frac{S}{S_{ref}}\right)$, la fonction empirique de correction de la non-linéarité,

S , le signal d'un TLD d'étalonnage,

S_{ref} , le signal du TLD de référence,

a , b , c et d , les paramètres du modèle.

Ainsi, à partir du signal, S , d'un TLD expérimental, nous avons pu en déduire la dose absorbée, D , par la relation suivante :

$$D = \frac{S}{S_{ref}} \times \left[a \times \exp\left(b \times \frac{S}{S_{ref}}\right) + c \times \exp\left(d \times \frac{S}{S_{ref}}\right) \right] \times D_{ref} \quad (2.4)$$

Avec,

S , le signal d'un TLD expérimental,

S_{ref} , le signal du TLD de référence,

D , la dose reçue par le TLD expérimental de signal S ,

D_{ref} , la dose reçue par le TLD de référence,

a , b , c et d , les paramètres du modèle.

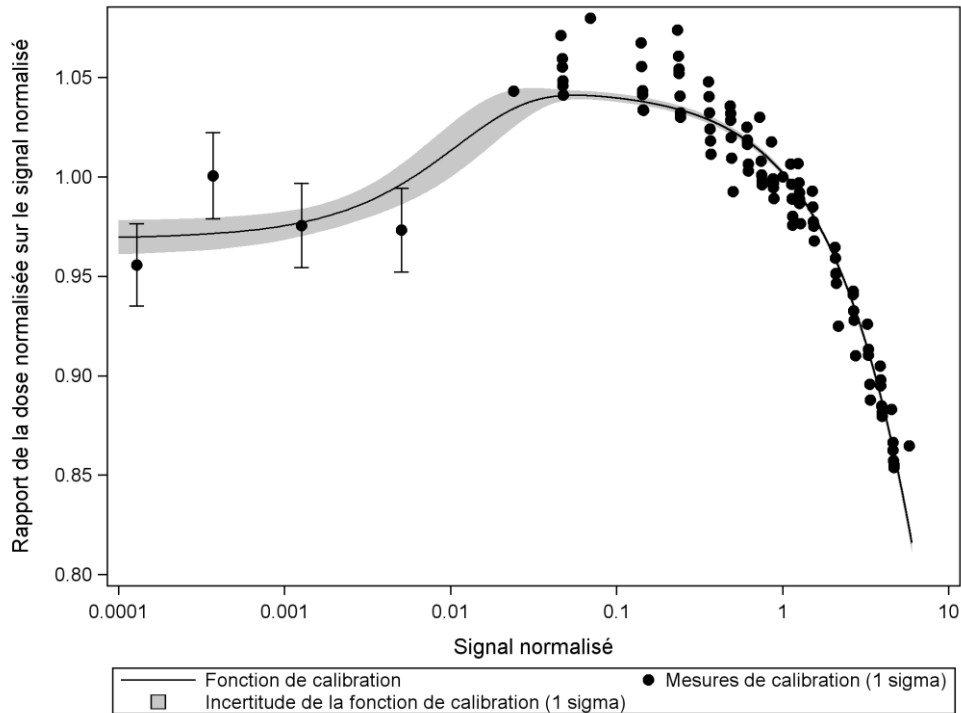


Figure 2.2-3 : superposition du rapport du signal sur la dose et de la fonction d'étalonnage corrigeant de la non linéarité, en fonction du signal normalisé (échelle logarithmique). L'incertitude de la fonction d'étalonnage (1 sigma) est représentée par la surface grise et l'incertitude sur le rapport du signal sur la dose (1 sigma) est identique pour tous les points. Nous l'avons donc montrée seulement pour les quatre premiers points par souci de clarté.

Quoique différentes au sens strict, les courbe de réponse des TLD en fonction de la dose ont une allure similaire pour toutes les qualités de faisceau de traitement de haute énergie utilisées dans cette étude (du ^{60}Co au faisceau de 25 MV). Ainsi, l'application de cette calibration dans des faisceaux de qualités différentes ne nécessitera pas de coefficient de correction. En revanche, il sera nécessaire d'irradier les TLD de référence à une dose de référence connue dans la qualité de faisceau explorée, afin de rapporter la calibration à cette qualité de faisceau.

2.2.1.5. Incertitude de la mesure

Afin de calculer l'incertitude totale, $u(D)$, sur la dose mesurée par TLD, nous calculons la somme quadratique des incertitudes relatives des facteurs de l'expression de la dose absorbée, équation (2.4) :

$$\frac{u(D)}{D} = \sqrt{\left(\frac{u(S)}{S}\right)^2 + \left(\frac{u(S_{ref})}{S_{ref}}\right)^2 + \left(\frac{u(f_c)}{f_c}\right)^2 + \left(\frac{u(D_{ref})}{D_{ref}}\right)^2} \quad (2.5)$$

Avec :

$\frac{u(S)}{S}$ et $\frac{u(S_{ref})}{S_{ref}}$, les incertitudes relatives dues aux lectures des signaux du TLD expérimental et du TLD de référence, respectivement,

$\frac{u(f_c)}{f_c}$, l'incertitude relative due à la fonction de correction de non-linéarité $f_c\left(\frac{S}{S_{ref}}\right)$, la variable $\frac{S}{S_{ref}}$ a été omise de la relation précédente pour plus de clarté,

$\frac{u(D_{ref})}{D_{ref}}$, l'incertitude relative due à la mesure de la dose de référence.

Les incertitudes $\frac{u(S)}{S}$ et $\frac{u(S_{ref})}{S_{ref}}$ ont été estimées par Equal-Estro, à partir de l'analyse statistique de plusieurs TLD régénérés, préparés, irradiés et lus dans les mêmes conditions. Elles incluent donc l'incertitude de tout le processus d'irradiation et de lecture des TLD. Une valeur de 1 % (1 sigma) a été obtenue.

L'incertitude de la fonction de correction de non-linéarité (2.3), $\frac{u(f_c)}{f_c}$, a été calculée à partir des incertitudes $\frac{u(S)}{S}$ et $\frac{u(S_{ref})}{S_{ref}}$, ainsi que des écarts types des paramètres du modèle et leur matrice de covariance obtenus en sortie de la procédure *model*, utilisée pour estimer les paramètres a , b , c et d . La formule ci-dessous a été utilisée :

$$u^2(f_c) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f_c}{\partial x_i}\right)^2 \times u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \frac{\partial f_c}{\partial x_i} \times \frac{\partial f_c}{\partial x_j} \times u(x_i, x_j) \quad (2.6)$$

Avec,

$u^2(f_c)$, le carré de l'incertitude due à la fonction de correction de non-linéarité $f_c\left(\frac{S}{S_{ref}}\right)$ pour le signal, S , du TLD expérimental et le signal, S_{ref} , du TLD de référence,

n , le nombre de variables aléatoires x_i composant notre fonction de correction, ici les quatre paramètres a , b , c et d , ainsi que S et S_{ref} , soient 6 variables

$\frac{\partial f_c}{\partial x_i}$, la dérivée partielle de la fonction de correction de non-linéarité par rapport à la variable x_i ,

$u^2(x_i)$, le carré de l'incertitude de la variable x_i ,

$u(x_i, x_j)$, la covariance associée aux variables x_i et x_j .

Nous avons considéré S et S_{ref} comme des variables indépendantes entre elles et avec les autres (a , b , c et d), et donc de covariances respectives nulles.

L'incertitude $\frac{u(f_c)}{f_c}$ a été calculée pour chaque point d'étalonnage (figure 2.2-3). Une moyenne de 0,25 % (1 sigma) a été obtenue (min : 0,16 % ; max : 1,0 % ; écart type : 0,16 %).

Finalement, l'incertitude $\frac{u(D_{ref})}{D_{ref}}$ a été obtenue par la somme quadratique des incertitudes propres à la mesure de la chambre d'ionisation : incertitude de répétabilité, incertitude sur le coefficient d'éta-lonnage fournie par le laboratoire primaire, incertitude de mesure de la température et de la pression, et incertitude sur l'affichage de l'électromètre. Une valeur de 1,16 % a été obtenue.

Au total, l'incertitude moyenne sur la dose mesurée par TLD est de 1,85 % (1 sigma), soit 5,55 % (3 sigma).

2.2.1.6. Variation de la réponse du TLD avec l'énergie du rayonnement

Certains auteurs ont suggéré que les doses mesurées par les TLD hors champ pouvaient être surestimées jusqu'à 12%, dû, entre autres, à une augmentation de la probabilité de l'effet photoélectrique dans le matériau du TLD (Scarboro *et al.* 2011). En effet, la réponse en énergie des TLD n'est pas linéaire dans la région des faibles énergies et peut augmenter jusqu'à un facteur d'environ 1,4 pour des énergies inférieures à 1 MeV (Figure 2.2-4).

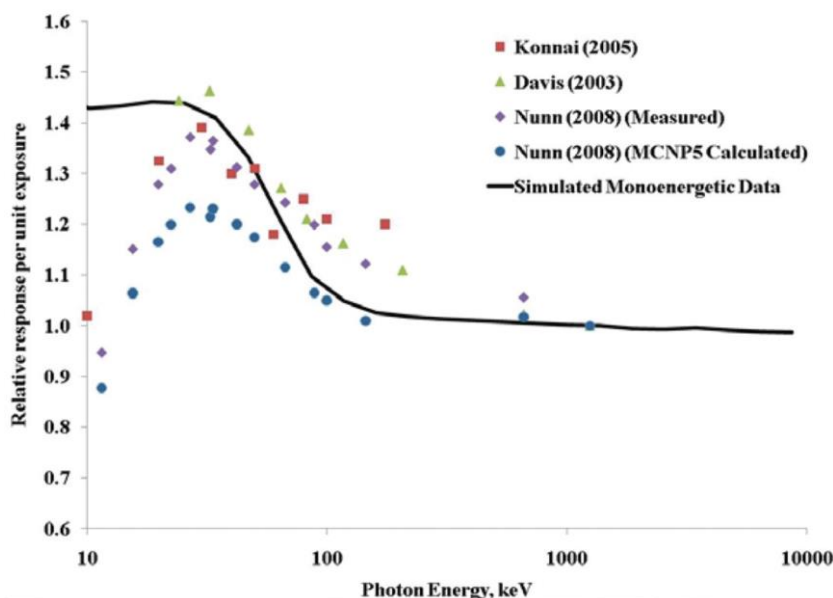


Figure 2.2-4 : dépendance en énergie de la réponse des TLD selon plusieurs auteurs (Konnai *et al.* 2005, Davis *et al.* 2003, Nunn *et al.* 2008). La courbe noire est la dépendance théorique des TLD due à l'augmentation de l'effet photoélectrique en fonction de l'énergie des photons dans un faisceau mono-énergétique (source : Scarboro *et al.* 2011).

Dans le travail de Scarboro *et al.*, les spectres d'énergie hors champ étaient simulés par Monte Carlo. Le modèle d'accélérateur, un Varian 21EX, avait auparavant été validé hors champ (Kry *et al.* 2006). La sur-réponse d'un TLD en un point était estimée en calculant le rapport entre la dose mesurée avec une chambre d'ionisation (PTW Farmer-type 30001, 0,6 cm³) et la dose mesurée avec le TLD. Ainsi, à 30 cm de l'axe d'un faisceau de 6 MV, à 20 cm de profondeur pour un champ 20 cm × 20 cm,

la simulation du spectre montrait une énergie moyenne d'environ 200 keV, ce qui correspondait à un facteur de sur-réponse des TLD d'environ 1,1.

En plus du travail de Scarboro *et al.*, d'autres auteurs ont rapporté des simulations Monte Carlo du spectre des photons hors champ (Edwards et Mountford 2004, Chofor *et al.* 2011). L'ensemble de ces travaux suggèrent une décomposition des spectres hors champ en deux contributions : une de faible énergie moyenne, correspondant aux photons de la composante diffusé patient ; et une de plus haute énergie moyenne, correspondant aux photons de la composante machine. Par exemple, pour un point à 11 cm de l'axe du faisceau de 6 MV d'un Siemens Primus et un champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, les énergies des photons de la composante de basse énergie étaient inférieures à 2 MeV avec un pic aux plus basses énergies, tandis que ceux de la composante de haute énergie étaient inférieures à 4 MeV avec un sommet autour de 1,5 MeV (Figure 2.2-5).

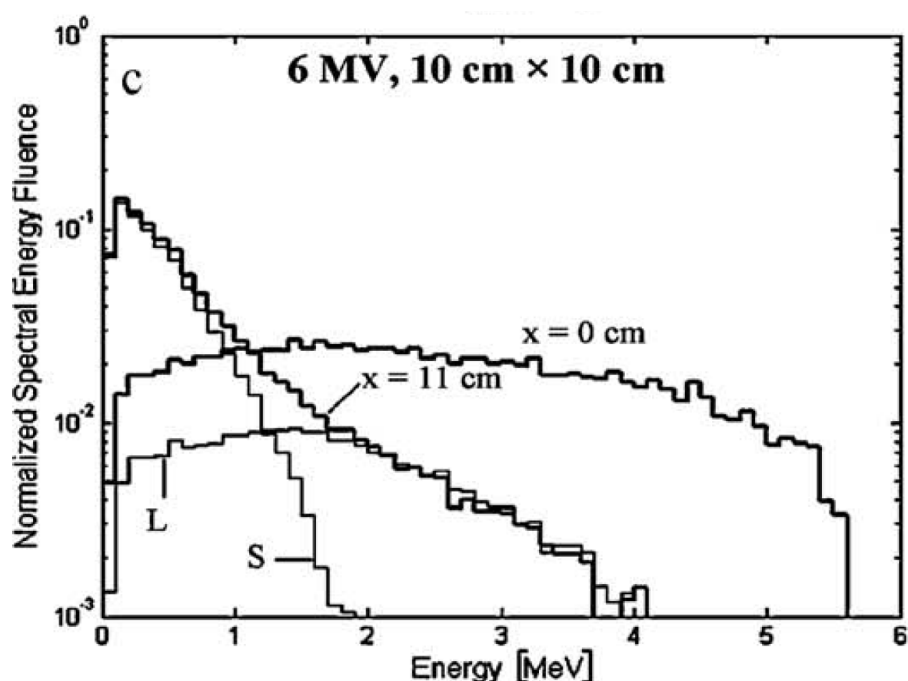


Figure 2.2-5 : variation du spectre des photons hors champ en fonction de leur énergie, dans le faisceau de 6 MV d'un Siemens Primus et un champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ à 10 cm de profondeur. Les courbes pour un point dans le champ sur l'axe ($x=0\text{ cm}$) et un point hors champ ($x=11\text{ cm}$) sont montrées. De plus, la décomposition du spectre pour le point hors champ entre la composante diffusé patient (S) et la composante machine (L) est détaillée (source : Chofor *et al.* 2011).

Du fait que nous ayons utilisé des capuchons d'équilibre électronique pour effectuer nos mesures, seule la composante machine atteindra nos détecteurs et donc seul le spectre de plus haute énergie est à considérer. Étant données les énergies en jeu dans ces conditions, et d'après le travail de Scarboro *et al.* (2011), aucun facteur de correction ne serait à appliquer à nos mesures puisque l'on se trouve dans la partie plate de la réponse en énergie (Figure 2.2-4). Cependant, ce spectre est valable pour un point à

11 cm de l'axe et un accélérateur de type Siemens Primus. À des distances de l'axe plus importantes et pour d'autres modèles d'accélérateurs, avec la modification de la proportion de diffusé tête par rapport au rayonnement de fuite, ce spectre pourrait changer.

Par ailleurs, Bordy *et al.* (2013) ont rapporté des mesures hors champ avec plusieurs détecteurs, dont une chambre d'ionisation (Farmer-type NE 2571) et des TLD (Harshaw, type 100 et 700). Les mesures étaient réalisées à 10 cm de profondeur dans l'eau, jusqu'à 40 cm de l'axe, sur un accélérateur médical Saturne 43, dans les faisceaux de 6 MV, 12 MV et 20 MV et pour un champ 10 cm × 10 cm. Les doses mesurées par chacun de ces deux détecteurs étaient cohérentes, malgré leurs différentes réponses en énergie. Ceci pouvait être le résultat d'un moyennage sur l'ensemble du spectre de photons, produisant à la fois des effets de sur-réponse et de sous-réponse pour chacun des deux détecteurs.

En plus de la chambre d'ionisation et des TLD, Bordy *et al.* ont utilisé des détecteurs radiophotoluminescents (RPL) et des détecteurs à stimulation optique (OSL) pour estimer la dose hors champ. Chaque détecteur ayant une réponse en énergie différente, Bordy *et al.* ont considéré que l'étendue des mesures pour un même point était un indicateur de l'incertitude globale de la mesure de la dose hors champ. Afin de déterminer une incertitude globale propre à la mesure hors champ en routine clinique, ils ont considéré que l'étendue maximale observée entre les mesures effectuées avec les quatre types de détecteurs, 15%, correspondait à l'incertitude pour 3 sigma.

Au vu des différents travaux ci-dessus, nous avons choisi de ne pas corriger la dose hors champ mesurée par TLD de la réponse en énergie. De plus, nous avons choisi d'élargir l'incertitude de nos mesures à 15% (3 sigma) motivé par les résultats du travail de Bordy *et al.* (2013).

Les barres d'erreur dans l'ensemble de nos graphiques rapportant nos mesures hors champ à l'aide des TLD seront donc calculées à partir de cette valeur.

2.2.2. Appareils de radiothérapie utilisés pour les mesures

Deux appareils ont été utilisés pour réaliser les mesures de dose hors champ : un Varian Novalis Tx (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, États-Unis d'Amérique) et un Siemens Primus (Siemens Healthcare, Malvern, PA, États-Unis d'Amérique). Nous avons relevé, et le cas échéant mesuré, plusieurs dimensions propres à chaque accélérateur, nécessaires à la réalisation de la représentation virtuelle 3D. Les principales dimensions que nous avons relevées sont rapportées dans le [Tableau 2.2-1](#). Ces dimensions pouvaient être différentes d'un accélérateur à l'autre mais étaient les mêmes pour les différents faisceaux d'un même accélérateur en ce qui concerne les deux accélérateurs étudiés.

Ces deux accélérateurs différaient, entre autre, par leur collimateur secondaire. Celui du Novalis était composé de deux paires de mâchoires et d'un collimateur multi-lames (MLC) de 120 lames (HD120™). Les déplacements des paires de mâchoires s'effectuent selon les axes x ou l'axe y dans le repère de l'appareil de traitement. On appelle généralement les mâchoires effectuant un déplacement selon l'axe x les « mâchoires X » et de même pour l'axe y. Le déplacement des lames du MLC s'effectue selon l'axe x. Les mâchoires Y sont les plus proches de la cible, en-dessous sont les mâchoires X et finalement le MLC, au plus proche du patient. Les mâchoires du Novalis étaient focalisées avec la cible lors de leurs déplacements. Le MLC effectuait des mouvements horizontaux seulement. Le bout des

lames du MLC était arrondi (Figure A.2-10(d)). Les mâchoires du Novalis permettent de faire des champs aussi grands que 40 cm × 40 cm, mais sans le MLC. Avec le MLC la taille du champ est limitée à 19 cm × 19 cm.

Pour le Primus, le collimateur secondaire était composé d'une paire de mâchoires Y et d'un MLC de 58 lames. Cependant au cours de nos manipulations, nous avons utilisé le MLC du Primus comme une seconde paire de mâchoires X. Tous les éléments du collimateur étaient alors focalisés sur la cible tout au long de leurs déplacements.

Tableau 2.2-1 : ensemble des dimensions relevées des éléments des deux accélérateurs de cette étude, un Varian Novalis Tx et un Siemens Primus. Pour les faisceaux d'un même accélérateur, les dimensions n'étaient, dans notre cas, pas modifiées.

	Varian Novalis Tx	Siemens Primus
Angle d'ouverture du collimateur primaire	14°	17°
Distance cible-filtre égalisateur (cm)	12,5	7,9
Distance cible-mâchoire Y (cm)	28	19,7
Distance cible-mâchoire X (cm)	36,7	n.a.
Distance cible-MLC (cm)	51	32
Mâchoire Y		
Dimensions de la face en contact avec le faisceau (largeur (cm) × épaisseur (cm))	18,5 × 7,8	11 × 7,8
Longueur (cm)	11,9	9,5
Mâchoire X		
Dimensions de la face en contact avec le faisceau (largeur (cm) × épaisseur (cm))	18,5 × 7,8	n.a.
Longueur (cm)	21,9	n.a.
MLC		
Nombre de lames	120	80
Épaisseur (cm)	6,75	6,75
Largeur des lames (cm)	0,25 (0,125 au centre)	0,32
Longueur des lames (cm)	13,45	18

Les faisceaux de 6 MV et de 25 MV du Novalis ainsi que les faisceaux de 6 MV et 18 MV du Primus ont été évalués. Leurs indices de qualité étaient respectivement de 0,662, 0,791, 0,670 et 0,771. Le débit de chaque faisceau était différent. Pour le Novalis, les débits étaient de 1000 UM/min et 600 UM/min pour les faisceaux de 6 MV et de 25 MV respectivement. Pour le Primus les débits étaient de 300 MU/min et 500 MU/min pour les faisceaux de 6 MV et 18 MV, respectivement.

À chaque faisceau correspondait un filtre égalisateur. Celui pour le faisceau de 6 MV du Novalis limitait la taille du champ maximal à 15 cm × 15 cm.

2.2.3. Montage expérimental pour la mesure de la dose à l'eau dans l'air

Nous avons effectué des mesures en positionnant, dans le plan du patient, des TLD insérés dans des capuchons d'équilibre électronique. Nous avons estimé que l'épaisseur des capuchons était suffisante pour permettre à la fois d'arrêter tous les électrons de contamination et de saturer le milieu en électrons mis en mouvement par les photons afin d'atteindre l'équilibre électronique (Cameron *et al.* 1968). En même temps, nous avons estimé que l'épaisseur du capuchon était assez faible pour que le diffusé dans le volume soit négligeable et que seule la composante machine soit mesurée.

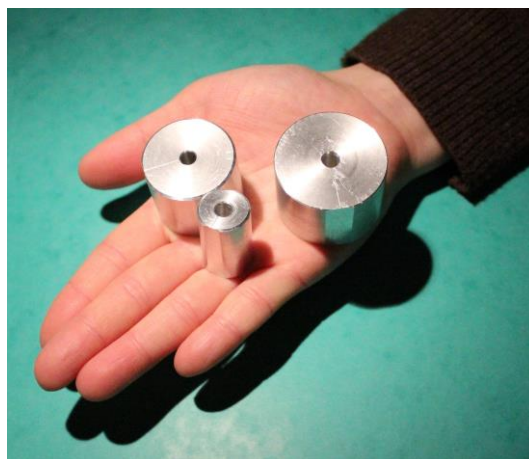


Figure 2.2-6 : photo des capuchons d'équilibre électronique utilisés pour les mesures à l'eau dans l'air. Trois épaisseurs de capuchons ont été utilisées, 6 mm, 13,2 mm et 15,8 mm pour les faisceaux de 6 MV, 18 MV et 25 MV respectivement (source : photo prises par l'auteur).

Des capuchons d'équilibre électronique cylindriques en aluminium ($Z=13$) ont été fabriqués spécifiquement pour cette étude d'après un travail précédent effectué dans l'équipe¹. D'après Swinnen *et al.* (2004), puisque l'effet Compton est le mode principal d'interaction aux énergies d'intérêt, la profondeur nécessaire pour atteindre l'équilibre électronique dans l'eau, d_{H_2O} , peut être rapportée à l'épaisseur nécessaire dans un autre milieu, ici l'aluminium, pour atteindre l'équilibre électronique en prenant le rapport des densités électroniques. Ainsi :

$$d_{Al} = d_{H_2O} \times \frac{(\rho_e)_{H_2O}}{(\rho_e)_{Al}} \quad (2.7)$$

Avec, $(\rho_e)_{H_2O}$ et $(\rho_e)_{Al}$ les densités électronique de l'eau et de l'aluminium respectivement, calculées à partir de :

¹ Amandine HALLEY, stage de Master 2 (2008)

$$\rho_e = \rho \times \mathcal{N}_A \times \frac{Z}{A} \quad (2.8)$$

Avec ρ la masse volumique, le nombre d'Avogadro ($\mathcal{N}_A = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), Z le numéro atomique et A le nombre de masse. De plus, nous avons pris en compte l'épaisseur de la capsule en PMMA renfermant la poudre TLD, de 1 mm équivalent eau, en soustrayant 1 mm à la profondeur du maximum de dose d_{H_2O} .

$$d_{Al} = (d_{H_2O} - 1) \times \frac{\rho_{H_2O} \times \mathcal{N}_A \times \frac{Z_{H_2O}}{A_{H_2O}}}{\rho_{Al} \times \mathcal{N}_A \times \frac{Z_{Al}}{A_{Al}}} \quad (2.9)$$

Soient 15 mm, 32 mm et 38 mm les épaisseurs d_{H_2O} des faisceaux de 6 MV, 18 MV et 25 MV respectivement (Bir et Radiology 1996). Alors, les épaisseurs des capuchons calculées étaient :

$$d_{Al}(6 \text{ MV}) = (15 - 1) \times \frac{1 \times \mathcal{N}_A \times \frac{10}{2 \times 1.008 + 15.999}}{2,699 \times \mathcal{N}_A \times \frac{13}{26.981}} = 6 \text{ mm} \quad (2.10)$$

$$d_{Al}(18 \text{ MV}) = (32 - 1) \times \frac{1 \times \mathcal{N}_A \times \frac{10}{2 \times 1.008 + 15.999}}{2,699 \times \mathcal{N}_A \times \frac{13}{26.981}} = 13,2 \text{ mm} \quad (2.11)$$

$$d_{Al}(25 \text{ MV}) = (38 - 1) \times \frac{1 \times \mathcal{N}_A \times \frac{10}{2 \times 1.008 + 15.999}}{2,699 \times \mathcal{N}_A \times \frac{13}{26.981}} = 15,8 \text{ mm} \quad (2.12)$$

La longueur des capuchons était de 27 mm (Figure 2.2-6) et un côté du cylindre était légèrement aplati afin d'éviter que le capuchon ne roule une fois en place. Le rayon du cylindre passant par le milieu du côté aplati était gravé sur chacun des disques aux extrémités du cylindre, pour repositionner le capuchon sur un papier millimétré le plus précisément possible.

Les TLD insérés dans le capuchon d'équilibre électronique étaient positionnés sur une poutre en polystyrène reposant sur la table de traitement de l'appareil de radiothérapie (Figure 2.2-7). Toutes les mesures ont été effectuées dans le plan horizontal passant par l'isocentre, à 100 cm de la cible, pour des distances allant de 10 cm à 100 cm de l'axe du faisceau. Le bras et le collimateur de l'appareil étaient configurés à 0° (Figure 2.2-8). Les champs carrés explorés allaient de 5 cm de côté à 40 cm suivant l'accélérateur. Pour le Novalis Tx, le MLC était positionné au bord du champ, et d'après les spécifications cliniques d'irradiation, les mâchoires étaient légèrement en retrait par rapport aux lames du MLC, 0,3 cm pour chaque mâchoire X et 0,1 cm pour chaque mâchoire Y.

Pour chaque champ d'irradiation, 1000 UM ont été administrées. Ceci correspondait à environ 10 Gy à l'isocentre pour un champ 10 cm \times 10 cm. Toutes les mesures ont été normalisées par le nombre d'UM.

Pour l'évaluation des fuites, des mesures dans des conditions similaires ont été menées avec la fermeture maximale du collimateur secondaire (Figure 2.2-9). Pour le Primus le champ 0 cm \times 0 cm a

été utilisé, les lames du MLC et les mâchoires Y étaient en contact le long de l'axe y et l'axe x respectivement. Pour le Novalis Tx, les lames du MLC étaient fermées le long de l'axe y et les mâchoires réglées pour un champ $0,5 \text{ cm} \times 0,5 \text{ cm}$, le champ minimum possible sur cet appareil.

Les mesures de fuites ont alors été effectuées selon trois directions : l'axe X, l'axe Y et l'axe à 45° (Figure 2.2-10).

2.2.4. Variations entre les doses mesurées pour les différents faisceaux explorés

Afin de quantifier les variations de la composante machine de la dose hors champ entre deux faisceaux d'une même machine de qualité différente et entre les deux faisceaux de 6 MV du Novalis et du Primus, nous avons utilisé la relation suivante :

$$V_{CM}(Nov, c, x, y, z) = 100 \times \frac{D_{CM}(Nov, 25MV, c, x, y, z) - D_{CM}(Nov, 6MV, c, x, y, z)}{D_{CM}(Nov, 6MV, c, x, y, z)} \quad (2.13)$$

Avec :

$V_{CM}(Nov, c, x, y, z)$, la variation de la dose due à la composante machine du faisceau de 25 MV du Novalis par rapport au faisceau de 6 MV du Novalis, pour un champ c , au point de coordonnées cartésiennes x, y, z ,

$D_{CM}(Nov, 25MV, c, x, y, z)$ et $D_{CM}(Nov, 6MV, c, x, y, z)$, les doses dues à la composante machine de l'accélérateur Novalis, pour un champ c , au point de coordonnées cartésiennes x, y, z , dans un faisceau de 25 MV et un faisceau de 6 MV, respectivement.

Puis, calculés de la même façon :

$V_{CM}(Prim, c, x, y, z)$, la variation de la dose due à la composante machine du faisceau de 18 MV du Primus par rapport au faisceau de 6 MV du Primus, pour un champ c , au point de coordonnées cartésiennes x, y, z ,

et,

$V_{CM}(6 MV, c, x, y, z)$, la variation de la dose due à la composante machine du faisceau de 6 MV du Primus par rapport au faisceau de 6 MV du Novalis, pour un champ c , au point de coordonnées cartésiennes x, y, z .

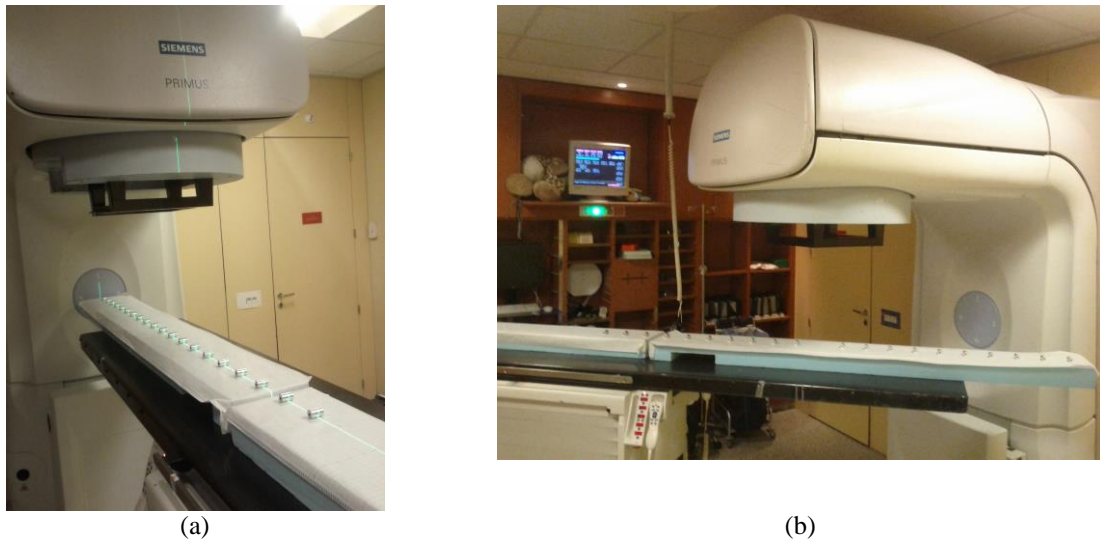


Figure 2.2-7 : photos du montage expérimental pour la mesure du rayonnement de fuite du Siemens Primus (a) le long de l'axe Y, (b) le long de l'axe X=Y. Les capuchons d'équilibre électronique, dans lesquels sont insérés les TLD, sont positionnés sur les poutres en polystyrène à l'aide d'un papier millimétré.

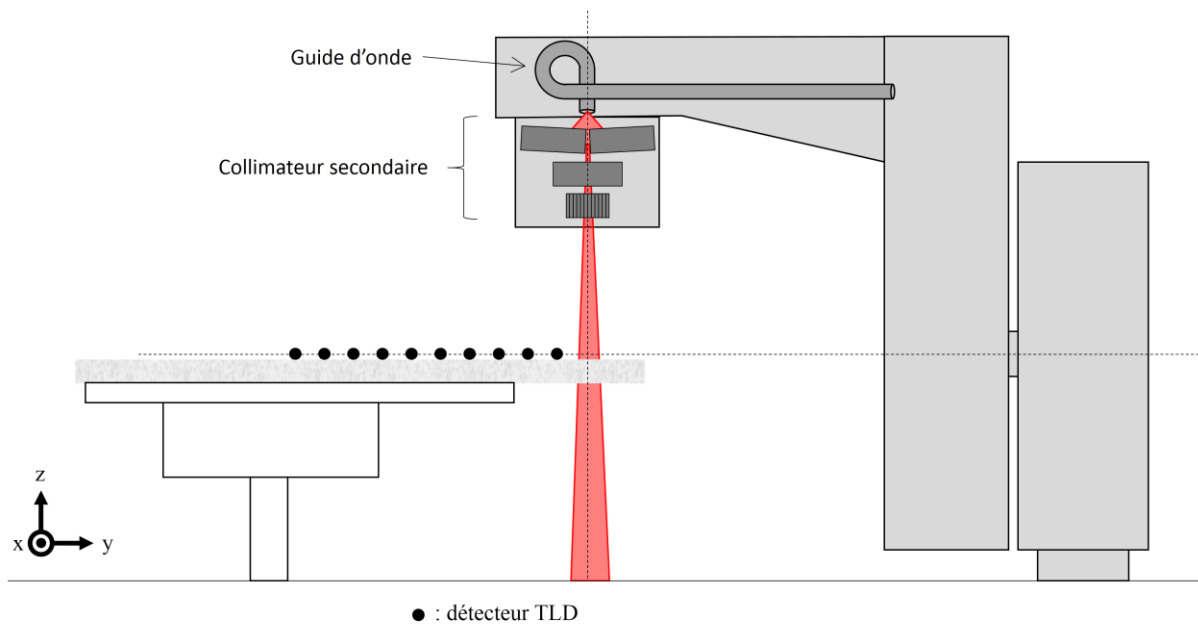


Figure 2.2-8 : montage expérimental pour les mesures de doses à l'eau dans l'air.

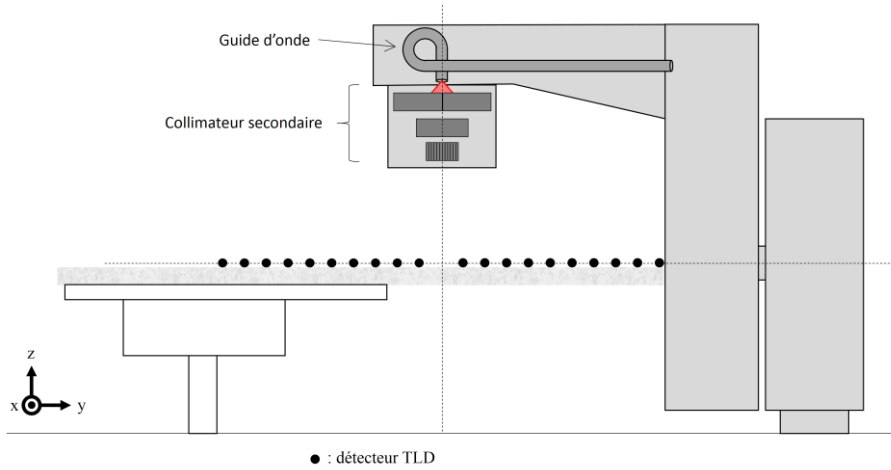


Figure 2.2-9 : montage expérimental pour les mesures de doses à l'eau dans l'air dues aux fuites. Le collimateur secondaire de l'accélérateur est entièrement fermé. Sur cette figure, les détecteurs sont positionnés le long de l'axe y.

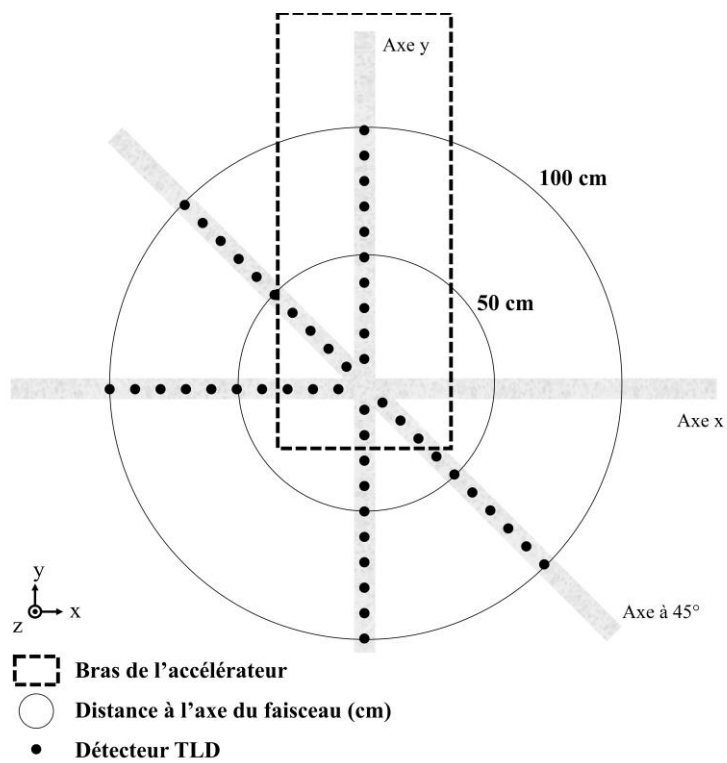


Figure 2.2-10: ensemble des mesures de doses dues aux fuites effectuées. Les détecteurs sont représentés par des ronds noirs le long des trois axes de mesures. Les deux cercles représentent l'ensemble des points à 50 cm et 100 cm de l'axe du faisceau. Le rectangle en pointillés désigne la position du bras de l'accélérateur par rapport aux points de mesures.

2.3. RÉSULTATS

2.3.1. Mesures de la composante machine de la dose hors champ

Les mesures à l'eau dans l'air pour quatre faisceaux de photons différents sont présentées dans la figure 2.3-1. Elles ont été réalisées dans les faisceaux de 6 MV et 25 MV du Novalis, et les faisceaux de 6 MV et 18 MV du Primus. Les TLD étaient insérés dans des capuchons d'équilibre électronique posés sur une poutre en polystyrène expansé, dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau à 100 cm de la cible ($DSA = 100 \text{ cm}$). Les mesures sont représentées en fonction de la distance à l'axe, à chaque couleur ou symbole correspond une taille de champ carré. L'incertitude de l'estimation de la dose est représentée pour chaque mesure (15 % (3 sigma)).

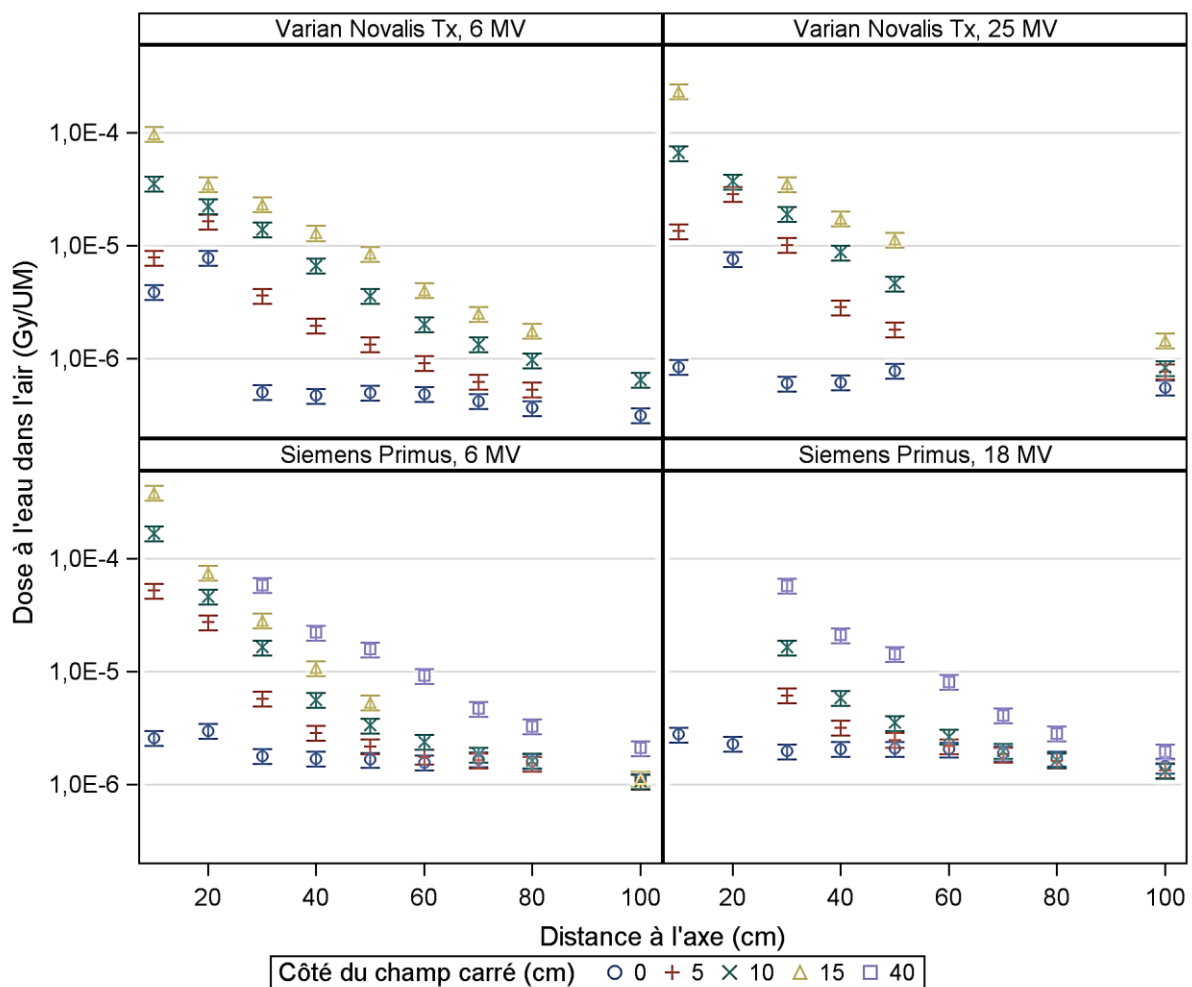


Figure 2.3-1 : mesures de la dose hors champ due à la composante machine, en fonction de la distance à l'axe, pour différentes tailles de champs carrés, dans quatre faisceaux de photons de deux appareils de traitement. Les mesures sont normalisées par le nombre d'UM administrés.

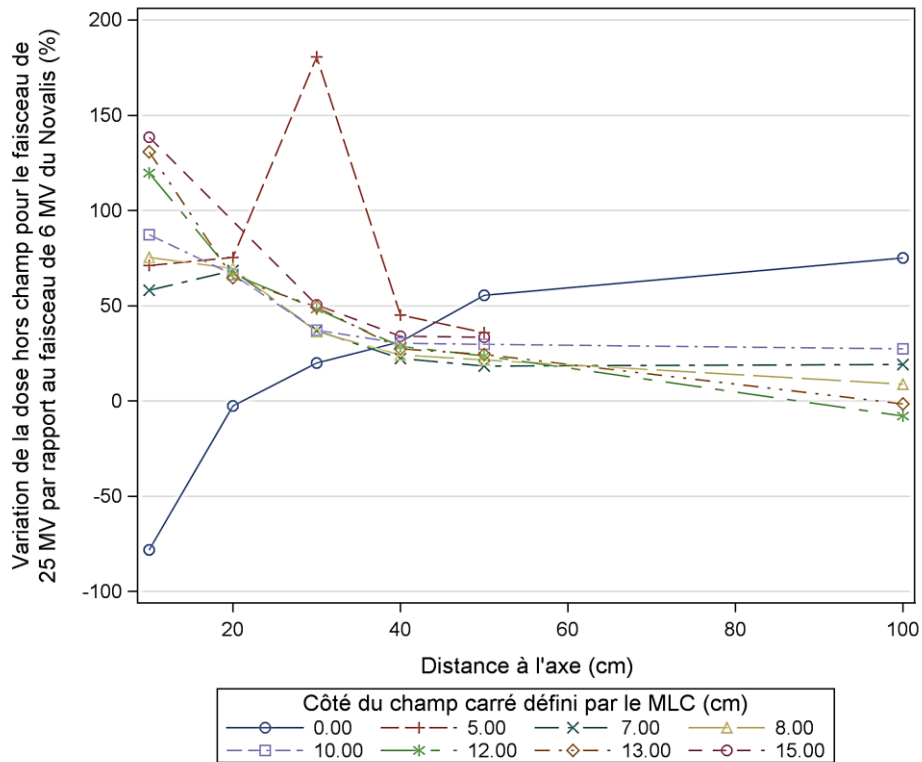


Figure 2.3-2 : variation de la dose due à la composante machine pour les faisceaux du Novalis, $V_{CM}(Nov, c, x, y, z)$.

Dans ces conditions, seule la composante machine de la dose hors champ était évaluée. Les mesures pour le Novalis sont présentées dans les deux graphiques du haut de la figure 2.3-1, celles pour le Primus, dans les graphiques du bas. Les mesures pour les faisceaux de 6 MV sont présentées à gauche, celles pour les faisceaux de plus haute énergie, à droite.

Nous pouvons observer une décroissance de la dose avec l'augmentation de la distance à l'axe et la diminution de la taille du champ à l'exception des mesures pour le champ 5 cm × 5 cm et le champ 0 cm × 0 cm du Novalis, qui semblent augmenter pour les points situés sous le collimateur secondaire, entre 10 cm et 20 cm de l'axe. Ces variations ne pouvant être dues au diffusé tête, puisque nous nous éloignons des sources identifiées, elles sont vraisemblablement dues aux fuites de transmission à travers les éléments du collimateur secondaire. À 10 cm, le détecteur est protégé des photons venant de la cible par la mâchoire Y et le MLC tandis qu'à 20 cm seule la mâchoire Y le protège.

La variation avec la taille du champ est significative pour des distances à l'axe jusqu'à environ 80 cm pour le Novalis et 60 cm pour le Primus. Ceci suggère qu'à partir de ces distances, la composante fuite domine la dose hors champ. En effet, à partir de ces distances, les doses des plus petits champs, 5 cm × 5 cm et 10 cm × 10 cm, tendent vers celles du champ 0 cm × 0 cm.

Pour les faisceaux de plus haute énergie d'accélération, 25 MV et 18 MV, la composante machine est en moyenne plus élevée que pour les faisceaux de plus basses énergie d'accélération, 6 MV (Figure 2.3-2 et Figure 2.3-3). Pour le faisceau de 25 MV par rapport au faisceau de 6 MV du Novalis,

$V_{CM}(Nov, c, x, y, z)$ indique une augmentation de 43 % en moyenne avec un écart type de 44 %. La tendance générale pour toutes les tailles de champ est une augmentation de la dose sous le collimateur secondaire, correspondant à une augmentation des fuites de transmission avec l'énergie, puis les différences entre les deux énergies s'estompent avec la distance. Pour le faisceau de 18 MV par rapport au faisceau de 6 MV du Primus, $V_{CM}(Prim, c, x, y, z)$ indique une augmentation de 8 % en moyenne avec un écart type de 14 %. Ceci témoigne d'une différence peu prononcée entre les doses rapportées pour les deux faisceaux du Primus (figure 2.3-1). Ainsi, contrairement au Novalis, nous n'observons pas d'augmentation des fuites de transmission. Ceci peut être en partie expliqué par la variation des deux faisceaux de même énergie d'accélération des deux appareils de $V_{CM}(6 MV, c, x, y, z)$.

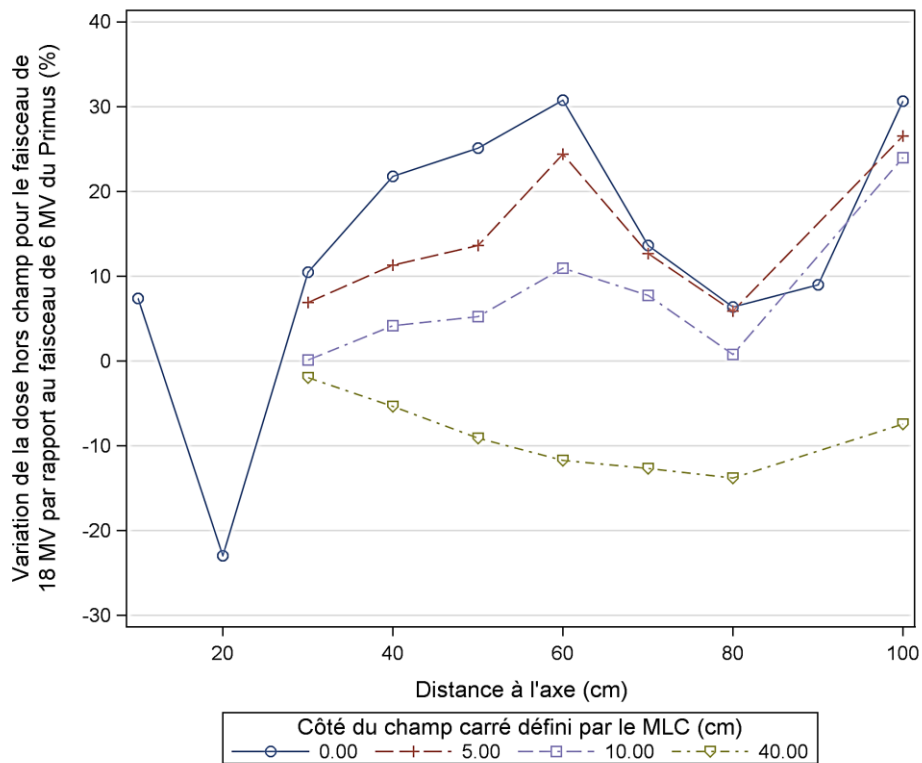


Figure 2.3-3 : variation de la dose due à la composante machine pour les faisceaux du Primus, $V_{CM}(Prim, c, x, y, z)$.

$V_{CM}(6 MV, c, x, y, z)$ indique une augmentation de 136 % en moyenne, avec un écart type de 155 %. Les plus grandes variations sont trouvées à 10 cm de l'axe. Ces différences significatives sont avant tout dues à une configuration différente d'irradiation entre les deux machines. Le Novalis utilise son MLC pour dessiner un champ carré, tandis que le Primus utilise son MLC comme une paire de mâchoires. Cela a pour effet de considérablement augmenter le diffusé tête pour les points à proximité du champ, ce qui pourrait expliquer qu'aucune variation avec l'énergie n'a été observée avec le Primus pour les points proches du champ. Concernant le champ 0 cm × 0 cm, pour lequel nous avons supposé que seul le rayonnement de fuite contribuait, nous voyons qu'il est plus important pour le Primus que pour le Novalis qui possède donc un meilleur blindage. Ceci est confirmé pour les points de mesure aux

plus grandes distances, avec la diminution du diffusé tête, pour toutes les tailles de champ, puisque la variation $V_{CM}(6 MV, c, x, y, z)$ augmente.

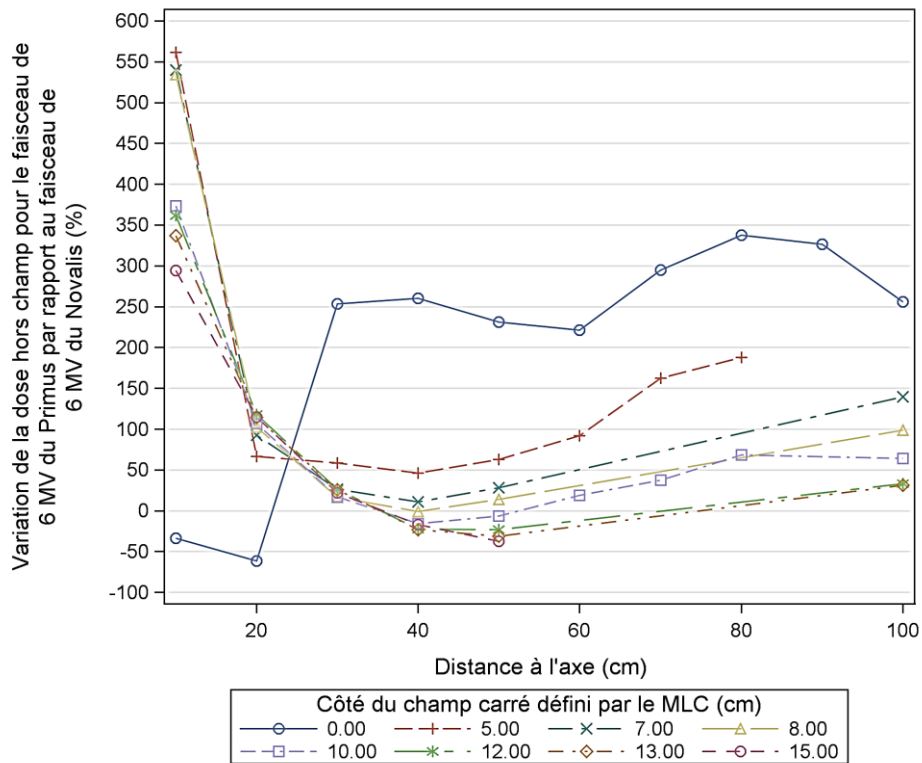


Figure 2.3-4 : variation de la dose due à la composante machine pour les faisceaux de 6 MV, $V_{CM}(6 MV, c, x, y, z)$.

2.3.1. Mesures du rayonnement de fuite

Le rayonnement de fuite des accélérateurs a été mesuré le long de trois directions, l'axe Y, les valeurs négatives de l'axe X et l'axe à 45° de l'axe X, pour chaque faisceau exploré sauf le 25 MV du Novalis, dont les fuites ont été mesurées seulement le long des valeurs négatives de l'axe Y (Figure 2.3-5 à Figure 2.3-7). Puisque des mesures ont été réalisées dans plusieurs directions, nous avons présenté les résultats en fonction des coordonnées des axes plutôt qu'en fonction de la distance à l'axe.

Les mesures ont révélé que les fuites pour le Novalis sont plus basses que celles du Primus à l'exception des points situés sous le collimateur secondaire, à -20 cm le long de l'axe Y, pour les faisceaux de 6 MV et de 25 MV du Novalis, et pour les points situés à -10 cm, 10 cm et 20 cm sur l'axe Y pour le faisceau de 6 MV du Novalis.

Pour tous les faisceaux, nous observons une tendance à la hausse le long de l'axe Y et de l'axe à 45°, avec les valeurs croissantes des coordonnées Y, qui correspondent à un rapprochement du point de mesure avec la section accélératrice. Nous observons cependant une inversion des courbes entre les deux énergies de faisceau d'un même accélérateur. Ceci pourrait être dû à une transmission plus importante de la déviation pour les énergies les plus hautes.

Le long de l'axe X, une tendance inverse est observée entre les faisceaux du Primus et le faisceau de 6 MV du Novalis. La dose observée pour les faisceaux du Primus a tendance à décroître avec la diminution des coordonnées X, correspondant à une augmentation de la distance à l'axe. Pour le faisceau de 6 MV du Novalis, la dose augmente entre les coordonnées -10 cm et -70 cm, puis diminue de -70 cm à -100 cm.

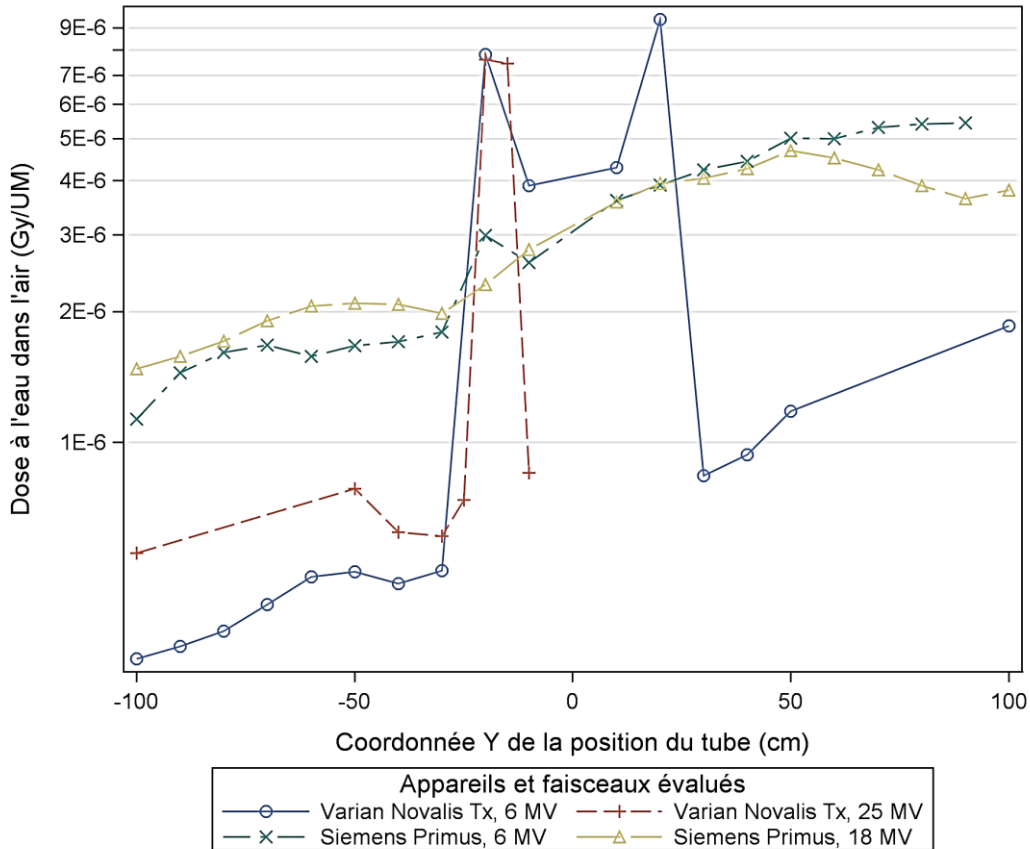


Figure 2.3-5 : mesures de la dose hors champ due au rayonnement de fuite selon l'axe Y, en fonction des coordonnées cartésiennes des points de mesures, pour le champ 0 cm × 0 cm, dans quatre faisceaux de photons de deux appareils de traitement. Les mesures sont normalisées par le nombre d'UM administrés.

2.4. DISCUSSION

À partir de mesures par TLD insérés dans des capuchons d'équilibre électronique, nous avons tenté d'observer les variations de la dose due à la composante machine de la dose hors champ en fonction de la taille du champ, de la distance, de l'énergie du faisceau et de la machine utilisée. De plus, nous avons tenté de mesurer la partie due au rayonnement de fuite de la composante machine en effectuant des mesures au champ 0 cm × 0 cm, en fonction de la distance, de l'énergie du faisceau et de la machine.

La composante machine était décroissante avec la taille du champ et avec la distance, à deux exceptions près : pour les points situés sous le collimateur secondaire du Novalis, et pour les mesures aux grandes distances.

Pour les champs $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$ et $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ du Novalis, les mesures montraient une augmentation de la dose entre 10 cm et 20 cm de l'axe. Dans cette série de mesure, le MLC était utilisé en plus des mâchoires, ce qui pourrait expliquer que la dose soit plus faible aux points à 10 cm de l'axe. En effet, la largeur du MLC au plan de mesure, le long de l'axe y, mesure seulement 22 cm. Il protège donc seulement les points entre -11 cm et 11 cm le long de l'axe y. Le point à 10 cm est donc protégé par la mâchoire X et le MLC, tandis que le point à 20 cm n'est protégé que par la mâchoire X.

La deuxième exception concernait les points à grandes distances de l'axe. À partir de 80 cm pour le Novalis, et 60 cm pour le Primus, les doses dues aux plus petits champs, $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ et $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, étaient tellement faibles qu'elles se confondaient avec le champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$. Ceci suggère qu'à partir de ces distances, la dose due au diffusé tête devient négligeable par rapport à la dose due aux photons de fuite.

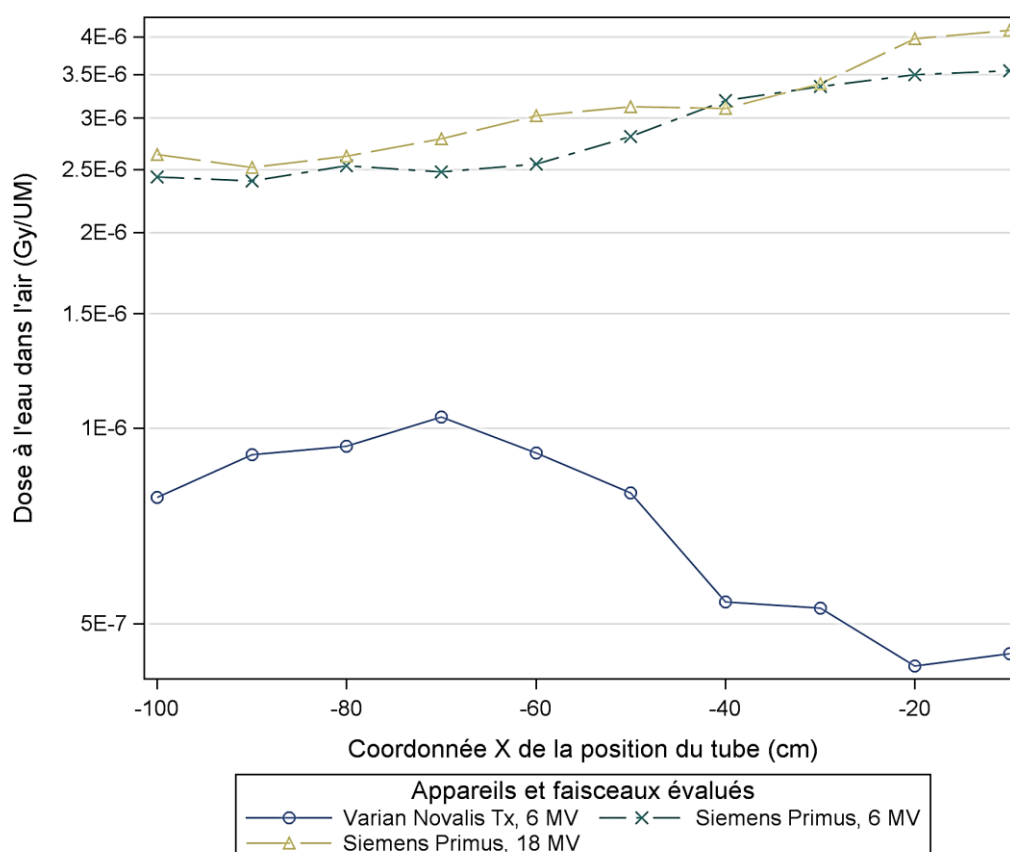


Figure 2.3-6 : mesures de la dose hors champ due au rayonnement de fuite selon l'axe X, en fonction des coordonnées cartésiennes des points de mesures, pour le champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$, dans trois faisceaux de photons de deux appareils de traitement. Les mesures sont normalisées par le nombre d'UM administrés.

Afin de calculer l'épaisseur des capuchons d'équilibre électronique nous nous sommes rapportés à un article de Swinnen *et al.* (2004). Dans ce travail, pour les faisceaux médicaux de haute énergie, à partir de 6 MV, ces auteurs optent pour un capuchon d'équilibre électronique en cuivre pour les TLD, afin d'améliorer le confort du patient. Le cuivre étant plus dense que l'aluminium, le capuchon est plus petit. Cependant, compte tenu de la gamme d'énergie des photons hors champ, l'aluminium permet de minimiser l'effet photoélectrique en comparaison au cuivre.

Concernant les mesures, nous avons pris un certain nombre de précautions afin de corriger les TLD expérimentaux. Nous n'avons cependant pas jugé nécessaire de corriger, entre autre, de la non-équivalence à l'eau de l'aluminium. En effet, nous souhaitons mesurer la dose à l'eau dans l'air. Cependant, en utilisant des capuchons en métal, il se peut que les sections efficaces des différentes interactions photoniques qui lui sont propres, soient différentes de celle de l'eau.

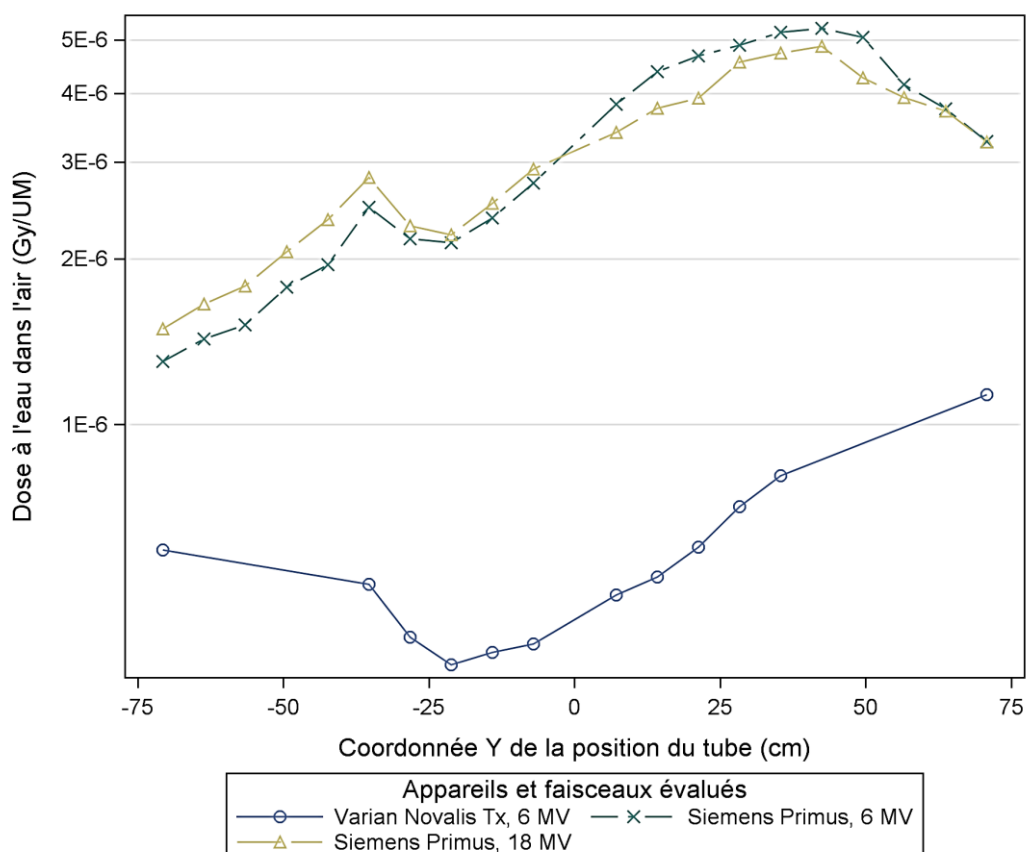


Figure 2.3-7 : mesures de la dose hors champ due au rayonnement de fuite selon l'axe à 45° de l'axe X, en fonction des coordonnées cartésiennes des points de mesures, pour le champ 0 cm × 0 cm, dans trois faisceaux de photons de deux appareils de traitement. Les mesures sont normalisées par le nombre d'UM administrés.

Afin de tester la perturbation du capuchon d'équilibre électronique en aluminium, nous avons successivement mesuré dans une cuve à eau, pour un faisceau de 6 MV :

- ❖ la dose avec un TLD dans un champ 10 cm × 10 cm, à 10 cm de profondeur dans l'eau sur l'axe (200UM),
- ❖ la dose au même point avec un TLD inséré dans le capuchon d'équilibre électronique pour le faisceau de 6 MV, dans un champ 10 cm × 10 cm, à 10 cm de profondeur dans l'eau sur l'axe (200UM) (le capuchon était donc dans l'eau)

Puis, nous avons répété cette expérience pour un point hors champ, à 20 cm de l'axe, pour un champ 10 cm × 10 cm, à 10 cm de profondeur dans l'eau. Dans ce cas, la cuve était placée en dehors du faisceau afin de supprimer le diffusé patient, seule la composante machine contribuait à la dose reçue par le TLD. Pour chaque configuration, la mesure a été répétée deux fois.

Pour chacun des deux points, afin d'estimer la variation de la réponse du TLD avec et sans capuchon, nous avons calculé le pourcentage de différence tel que :

$$\% \text{ difference} = \frac{S_{eau} - S_{Al}}{S_{eau}} \quad (2.14)$$

Avec S_{eau} le signal du TLD dans l'eau sans capuchon, et S_{Al} le signal du TLD dans l'eau avec capuchon en aluminium.

En moyenne, nous avons trouvé une diminution de 2 % pour le point dans le champ et une augmentation de 4 % pour le point hors champ. Nous avons attribué la diminution du signal dans le champ à l'augmentation de l'atténuation du fait de la densité plus importante de l'aluminium par rapport à l'eau. Quant à l'augmentation du signal hors champ, nous l'avons attribué à l'augmentation de l'effet photoélectrique dans l'aluminium par rapport à l'eau.

Ceci est cohérent avec les éléments sur le spectre hors champ des faisceaux de photon présentés au paragraphe 2.2.1.6. Dans le champ, l'énergie moyenne du faisceau est plutôt élevée, l'effet Compton domine et l'aluminium augmente donc l'atténuation des photons. Hors champ, l'énergie moyenne du faisceau est plus basse et l'effet photoélectrique devient plus important. Alors, la différence des sections efficaces entre l'aluminium et l'eau est davantage notable.

Cependant, nous avons considéré ces variations comme incluses dans l'élargissement de l'incertitude que nous avons choisie et nous avons donc ignoré le fait que le matériau du capuchon d'équilibre électronique n'était pas équivalent à de l'eau et donc que les sections efficaces associées aux interactions des photons et des électrons dans ce milieu n'étaient pas les mêmes que dans l'eau.

2.5. CONCLUSION

La mesure par dosimètre thermoluminescent, par son importante sensibilité et la possibilité de réaliser plusieurs mesures simultanément, est bien adaptée à l'étude de la dose hors champ. Nous avons calculé que son incertitude totale était de 5,55 % (3 sigma). Cependant, la complexité de la mesure hors champ implique des variations que nous ne pouvons estimer, comme celle du spectre du rayonnement hors champ. Ainsi, nous avons choisi d'utiliser une incertitude totale de 15 % (3 sigma).

Afin d'évaluer la composante machine de la dose hors champ, nous avons utilisé un montage expérimental permettant de s'affranchir du diffusé patient par l'utilisation de capuchons d'équilibre électronique. Ainsi, la composante machine de quatre faisceaux a été évaluée à plusieurs distances à l'axe, pour plusieurs tailles de champ. En particulier, lorsque la taille du champ était réduite au minimum, nous avons considéré mesurer seulement le rayonnement de fuite.

De manière générale, la dose diminuait avec la taille du champ et quand la distance augmentait. À partir de 80 cm et 60 cm, pour le Novalis Tx et le Primus, respectivement, la dose pour les plus petits champs ouverts était tellement faible qu'elle se confondait avec la mesure de fuite.

Concernant la mesure de fuite, nous avons observé que les doses augmentaient lorsque la position du point de mesure s'approchait de la section accélératrice le long de l'axe y et de l'axe à 45°. Les doses les plus importantes étaient situées sous le collimateur secondaire dans le cas du Novalis et dessinaient deux pics le long de l'axe y. Pour le Primus, les variations de la dose due aux fuites étaient plus monotones.

Chapitre 3. Prise en compte de l'architecture du collimateur secondaire pour modéliser la composante machine

3.1. INTRODUCTION

Afin d'améliorer la modélisation de la fluence énergétique hors champ, $\Psi(x, y, z, c)$, tel qu'introduite dans l'équation (1.1), nous avons mis en place un modèle multi-sources permettant d'estimer la composante machine de la dose hors champ à partir des sources suivantes : la cible, le collimateur primaire, le filtre égalisateur et le collimateur secondaire. Nous avons choisi, dans cette partie, de négliger les sources du rayonnement de fuite. Ainsi, seules les mesures allant jusqu'à 80 cm pour le Novalis Tx et 60 cm pour le Primus seront utilisées.

Notre hypothèse était que la fluence énergétique, à un point d'intérêt, était liée à la surface des sources identifiées, visible du point de vue du point d'intérêt. Nous avons donc positionné dans un environnement 3D les sources et les éléments du collimateur secondaire afin d'observer comment ces derniers pouvaient occulter partiellement ou totalement les sources photoniques.

Afin d'assimiler la fluence énergétique aux mesures de doses dues à la composante machine des différents faisceaux de photons explorés, nous avons utilisé le formalisme du facteur d'ouverture du collimateur dans l'air. Ainsi, les mesures ont été utilisées pour déterminer l'intensité des sources du modèle.

3.2. MATÉRIELS ET MÉTHODES

3.2.1. Formalisme du facteur d'ouverture du collimateur dans le champ

Pour décrire les variations de la fluence énergétique venant d'un accélérateur linéaire, nous pouvons utiliser le facteur d'ouverture collimateur dans l'air, FOC_{air} (Dutreix *et al.* 1997). Les mots « dans l'air » doivent être interprétés comme une mesure en un point à l'air libre, sans aucune influence du milieu environnant (Johnsson *et al.* 1999). Ainsi, Li et Zhu (2006) rapportent que le FOC_{air} peut être défini comme le kerma de collision dans l'eau, K_{eau}^{col} , par unité moniteur, M , à un point dans l'air de coordonnées (x, y, z) , pour une configuration donnée du collimateur secondaire, c , rapporté au kerma pour une configuration de référence, c_{ref} :

$$FOC_{air} = \frac{K_{eau}^{col}(x, y, z, c)/M}{K_{eau}^{col}(x, y, z, c_{ref})/M} \quad (3.1)$$

De plus, si l'on considère que le spectre varie peu entre les deux configurations du collimateur secondaire, le FOC_{air} peut être déterminé expérimentalement en prenant le rapport des doses mesurées, D , dans un mini-fantôme ou dans un capuchon d'équilibre électronique (Johnsson *et al.* 1999).

$$FOC_{air} = \frac{D(x, y, z, c)/M}{D(x, y, z, c_{ref})/M} \quad (3.2)$$

Alors, si on assume que le capuchon permet d'atteindre l'équilibre électronique, en utilisant la relation entre la dose et le kerma de collision (Johns 1983) et le facteur diffusé patient, on peut exprimer la dose dans le capuchon d'équilibre électronique pour une configuration quelconque du collimateur par :

$$D(x, y, z, c) = \beta \times SF \times \frac{\mu_{en}}{\rho} \times A \times \Psi(x, y, z, c) \quad (3.3)$$

Avec,

$D(x, y, z, c)$, la dose absorbée au point de coordonnées cartésiennes x, y, z et pour le champ c ,

β , le facteur de passage du kerma de collision à la dose,

SF , le facteur diffusé milieu au point d'intérêt pour le volume du capuchon,

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$, le coefficient d'absorption énergétique rapporté à la masse volumique,

A , la fonction d'atténuation dans le capuchon,

Ψ , la fluence énergétique au point d'intérêt pour le champ c .

Finalement, en supposant que le spectre variait peu entre une configuration du collimateur secondaire c et la configuration de référence c_{ref} à un même point d'intérêt, on peut déduire que β , SF , $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ et A sont invariants avec la taille du champ. Alors, le FOC_{air} peut être exprimé par le rapport des fluences énergétiques :

$$FOC_{air} = \frac{\Psi(x, y, z, c)/M}{\Psi(x, y, z, c_{ref})/M} \quad (3.4)$$

La fluence énergétique par unité moniteur, introduite à l'équation (1.1), peut être décrite par la somme des fluences énergétiques individuelles de chaque source de photons identifiées au Chapitre 1. Dans la littérature, on distingue généralement les photons venant directement de la cible et ceux diffusés par les éléments de la tête d'irradiation (Ahnesjö *et al.* 1992, Olofsson *et al.* 2003, 2006b, 2006a, 2007). Aussi, les photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur sont généralement confondus. La fluence énergétique s'exprime alors :

$$\frac{\Psi(x, y, z, c)}{M} = \frac{\Psi_{cible}(x, y, z, c) + \Psi_{filtre}(x, y, z, c) + \Psi_{colli}(x, y, z, c)}{M} \quad (3.5)$$

Avec :

$\Psi(x, y, z, c)$, la fluence énergétique totale venant de l'appareil de traitement, au point de coordonnées cartésiennes x, y, z et pour le champ c ,

M , le signal de la chambre moniteur,

Ψ_{cible} , Ψ_{filtre} et Ψ_{colli} , les fluences énergétiques des sources de photons provenant respectivement de la cible, du collimateur primaire et du filtre égalisateur ensemble, et du collimateur secondaire,

Alors le FOC_{air} peut s'écrire :

$$FOC_{air} = \frac{[(\Psi_{cible} + \Psi_{filtre} + \Psi_{colli})/M]_c}{[(\Psi_{cible} + \Psi_{filtre} + \Psi_{colli})/M]_{c_{ref}}} \quad (3.6)$$

Ainsi, d'après les équations (3.2) et (3.6), nous avons pu exprimer le rapport des mesures effectuées dans le Chapitre 2 par le rapport des sommes des fluences énergétiques provenant de chacune des sources de photons :

$$\frac{[D/M]_c}{[D/M]_{c_{ref}}} = \frac{[(\Psi_{cible} + \Psi_{filtre} + \Psi_{colli})/M]_c}{[(\Psi_{cible} + \Psi_{filtre} + \Psi_{colli})/M]_{c_{ref}}} \quad (3.7)$$

3.2.2. Développement d'une représentation virtuelle 3D d'un accélérateur linéaire

3.2.2.1. Environnement de programmation

Afin de réaliser une représentation 3D des sources virtuelles nécessaires à la modélisation de $\frac{\Psi(x,y,z,c)}{M}$, nous avons utilisé la bibliothèque graphique OpenGL 1.1 (Khronos Group, Beaverton, Oregon, États-Unis d'Amérique). Cette bibliothèque est libre de droits, multi-langages et multiplateformes. Elle permet de réaliser dans un programme informatique des affichages en 3D. Considérablement utilisée dans les jeux vidéo, elle permet aussi de réaliser des graphismes plus simples, comme les économiseurs d'écran, ou bien des représentations techniques, comme l'interface de visualisation du code Monte Carlo Geant4. Davantage d'informations peuvent être trouvées à l'adresse suivante : <http://www.opengl.org>.

Le langage de programmation que nous avons utilisé était C++. L'environnement de développement était fourni par le logiciel *Code::Blocks* 10.05 (The Code::Blocks team, GNU General Public License). Le programme était compilé et débogué avec *MinGW* 4.4.1-2 (GNU Project, GNU General Public License). Tous ces outils sont *open source*, multiplateformes et gratuits.

Le programme nécessitait peu de ressources. Nous avons utilisé pour le développer et l'exécuter, un ordinateur de bureau composé d'un processeur Intel® Core™ 2 Duo E8500 (fréquence : 3,17 GHz), 8 Go de mémoire RAM (*Random Access Memory*), un disque dur magnétique et une carte graphique intégrée à la carte mère Intel® Q45/Q43 *express chipset*.


```

switch(faisceau)
{
    // faisceau NOVALIS 6MV
    case 1:
        fenetreCaption = "Modele NOVALIS Tx 6 MV";

        DISTANCE_SOURCE_COLLI_Y = 28;
        DISTANCE_SOURCE_COLLI_X = 36.7;
        LARGEUR_COLLI_X = 18.5;
        LARGEUR_COLLI_Y = 18.5;
        HAUTEUR_COLLI_Y = 7.8;
        HAUTEUR_COLLI_X = 7.8;
        LONGUEUR_COLLI_X = 21.9;
        LONGUEUR_COLLI_Y = 11.9;

        DISTANCE_SOURCE_FILTRE_EGALISATEUR = 12.5;
        HAUTEUR_COLLI_PRIMAIRE = 12.5;
        ANGLE_OUVERTURE_COLLI_PRIMAIRE = 14; //en degrés
        BASE_COLLI_PRIMAIRE =
tan(ANGLE_OUVERTURE_COLLI_PRIMAIRE*M_PI/180)*HAUTEUR_COLLI_PRIMAIRE;

        break;

    [...]

    // faisceau PRIMUS 6MV
    case 3:
        fenetreCaption = "Modele PRIMUS 6 MV";

        DISTANCE_SOURCE_COLLI_Y = 19.7;
        DISTANCE_SOURCE_COLLI_X = 28.3;
        LARGEUR_COLLI_X = 15;
        LARGEUR_COLLI_Y = 11;
        HAUTEUR_COLLI_X = 6.75;
        HAUTEUR_COLLI_Y = 7.8;
        LONGUEUR_COLLI_X = 18;
        LONGUEUR_COLLI_Y = 9.5;

        DISTANCE_SOURCE_FILTRE_EGALISATEUR = 7.9;
        HAUTEUR_COLLI_PRIMAIRE = 7.9;
        ANGLE_OUVERTURE_COLLI_PRIMAIRE = 16.89865; //en degrés
        BASE_COLLI_PRIMAIRE =
tan(ANGLE_OUVERTURE_COLLI_PRIMAIRE*M_PI/180)*HAUTEUR_COLLI_PRIMAIRE;

        break;

    [...]
}

```

Figure 3.2-1 : extrait du code de la représentation géométrique permettant d'entrer les paramètres propres aux appareils de traitement

3.2.2.1. Fonctionnement du programme

3.2.2.1.1. Saisie et sélection des paramètres de l'appareil de traitement

La première partie du programme permettait de saisir et de sélectionner les paramètres propres à l'accélérateur linéaire qui devait être modélisé (Tableau 2.2-1). Ces paramètres étaient nécessaires afin de modéliser les différents éléments de la représentation géométrique pour qu'ils soient semblables aux éléments de l'accélérateur (figure 3.2-1).

Nous avons pour cela mis en place un `switch` qui permet d'ajouter plusieurs ensembles de paramètres sous la forme de `case`. Ainsi, pour tout nouvel appareil, un nouveau `case` peut être ajouté. Entre autres, pour chaque `case`, les variables `DISTANCE_SOURCE_COLLI_Y`, `DISTANCE_SOURCE_COLLI_X`, `LARGEUR_COLLI_X`, `LARGEUR_COLLI_Y`, `HAUTEUR_COLLI_Y`, `HAUTEUR_COLLI_X`, `LONGUEUR_COLLI_X`, `LONGUEUR_COLLI_Y` sont valorisées avec les mesures que nous avons effectuées sur les appareils étudiés.

3.2.2.1.2. Mise en place des éléments dans la scène 3D

La deuxième partie du programme permettait de représenter les sources de photons et les éléments de la tête de l'accélérateur dans une scène en 3D, en fonction des paramètres de configuration du faisceau de traitement (taille de champ, rotation collimateur, rotation bras, *etc.*). Finalement, l'ensemble de la scène était représentée du point de vue du point de calcul (figure 3.2-2).

Les sources de photons et les éléments de la tête de l'accélérateur étaient :

- ❖ Un point, comme source virtuelle de fluence énergétique Ψ_{cible} , représentant les photons venant directement de la cible ;
- ❖ Un disque, comme source virtuelle de fluence énergétique Ψ_{filtre} , représentant les photons diffusés par le collimateur primaire, le filtre égalisateur et toute autre partie de la tête d'irradiation entre le filtre égalisateur et le collimateur secondaire ;
- ❖ Des volumes parallélépipédiques, représentant le volume des mâchoires et des lames du collimateur secondaire ;
- ❖ Des surfaces planes, comme source virtuelle étendue de la fluence énergétique Ψ_{colli} , représentant les photons diffusés par le collimateur secondaire et les fuites.

La source ponctuelle était positionnée au niveau de la cible, sur l'axe du faisceau.

La source circulaire était positionnée au niveau du filtre égalisateur, perpendiculaire à l'axe du faisceau. Elle était formée par l'assemblage de n anneaux imbriqués de couleurs différentes. Sa taille a été choisie de manière à ce qu'elle remplisse l'espace au-dessus du collimateur secondaire, lorsque du point de vue d'un point situé au niveau de patient, un observateur regarde à travers l'ouverture du collimateur secondaire.

Les parallélépipèdes étaient positionnés en fonction des variables `DISTANCE_SOURCE_COLLI_Y`, `DISTANCE_SOURCE_COLLI_X`, et en fonction de la taille du champ étudiée. Leurs volumes étaient déterminés en fonction des variables `LARGEUR_COLLI_X`, `LARGEUR_COLLI_Y`, `HAUTEUR_COLLI_Y`, `HAUTEUR_COLLI_X`, `LONGUEUR_COLLI_X`, `LONGUEUR_COLLI_Y`.

L'extrait de code du programme donné figure 3.2-3 permet de représenter une mâchoire. `glBegin(GL_QUADS)`, permet de déclarer le début de la création du volume parallélépipédique. Chaque ensemble de quatre `glVertex3d` définit une face du volume et `glColor3ub` permet de définir la couleur de cette face.

La source plane était formée par l'assemblage des parties du collimateur secondaire irradiées par le faisceau de photons directs. Ainsi, la surface totale de la source plane variait en fonction de la taille du champ étudiée (figure 3.2-4).

Dans l'exemple du code donné figure 3.2-3, la surface irradiée de la mâchoire est distinguée des autres parties de la mâchoire par la couleur rouge : `glColor3ub(255,0,0);`

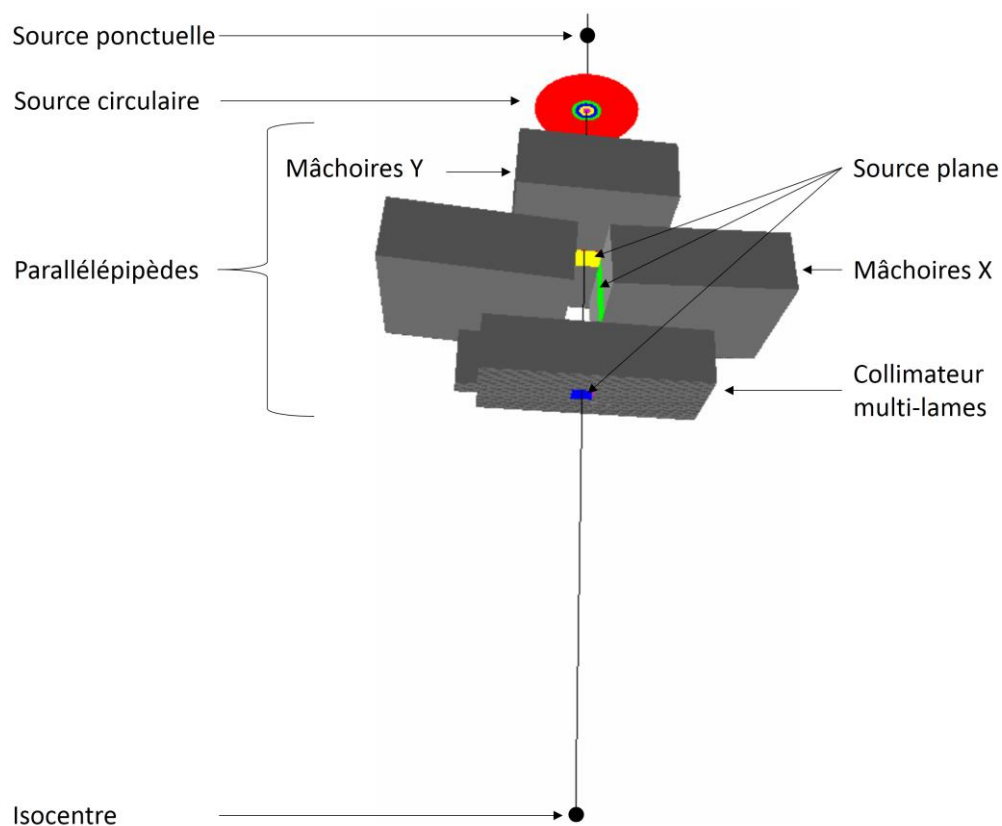


Figure 3.2-2 : rendu 3D des sources de photons et des éléments de la tête de l'accélérateur pour le Novalis Tx, réalisé avec la bibliothèque graphique OpenGL.

```

glBegin(GL_QUADS);

glColor3ub(138,138,138); //face grise

glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,0,0);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(-demiSurfaceIllumineeInfYTete,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(-demiSurfaceIllumineeSupYTete,0,0);

glColor3ub(255,0,0); //face rouge - source virtuelle

glVertex3d(-demiSurfaceIllumineeSupYTete,0,0);
glVertex3d(-demiSurfaceIllumineeInfYTete,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(demiSurfaceIllumineeInfYTete,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(demiSurfaceIllumineeSupYTete,0,0);

glColor3ub(80,80,80); //face grise

glVertex3d(demiSurfaceIllumineeSupYTete,0,0);
glVertex3d(demiSurfaceIllumineeInfYTete,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,0,0);

glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,0);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,0);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,-HAUTEUR_COLLII_Y);

glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,0,0);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,0);

glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,0,0);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,0);

glColor3ub(108,108,108); //face grise foncée

glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,0,0);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,0,0);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,0);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,0);

glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,-LONGUEUR_COLLII_Y,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(-LARGEUR_COLLII_Y/2,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);
glVertex3d(LARGEUR_COLLII_Y/2,0,-HAUTEUR_COLLII_Y);

glEnd();

```

Figure 3.2-3 : extrait du code permettant de représenter le volume d'une mâchoire du collimateur secondaire, en fonction des paramètres propres à l'appareil étudié, et des paramètres calculés propres à la source virtuelle de la fluence énergétique Ψ_{coll}

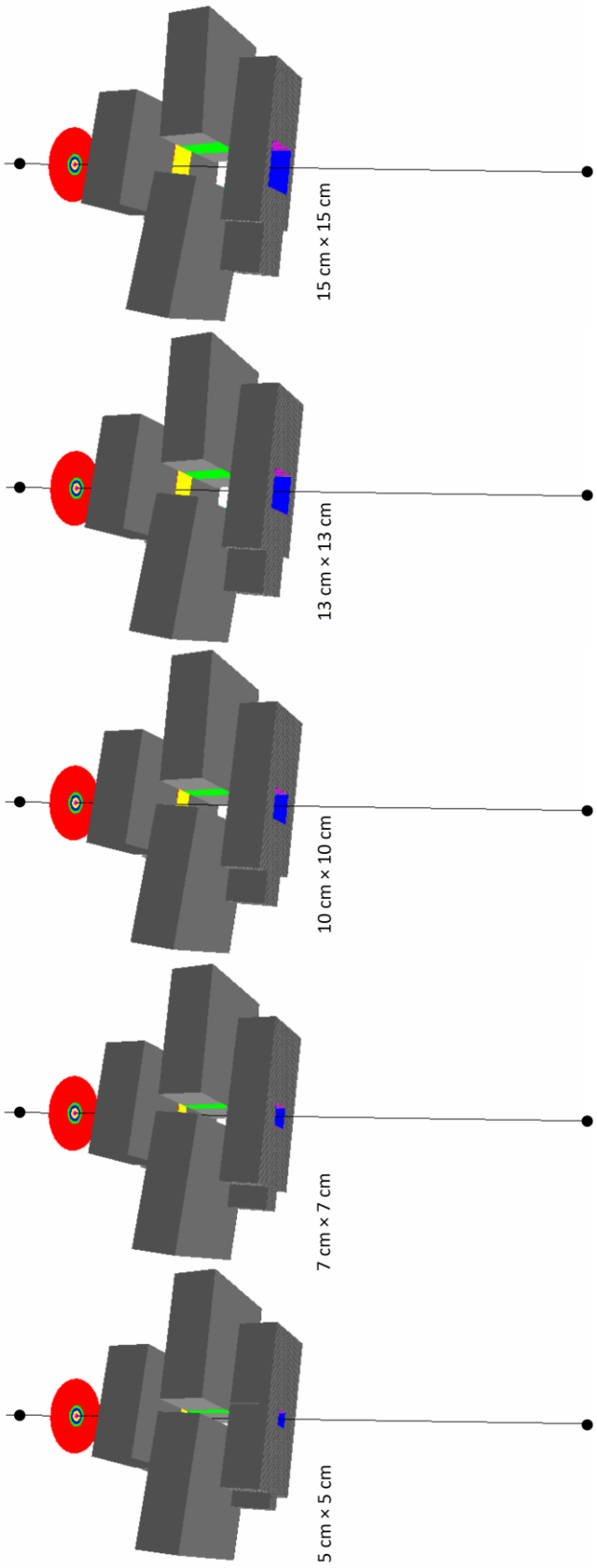


Figure 3.2-4 : variation de la position et de la taille de la source plane en fonction de la taille du champ. De gauche à droite, les sources de photons et les éléments de la tête de l'accélérateur sont représentés pour les champs $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$, $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$, $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, $13\text{ cm} \times 13\text{ cm}$ et $15\text{ cm} \times 15\text{ cm}$.

En plus des photons venant directement de la cible, diffusés par le collimateur primaire, le filtre égalisateur et le collimateur secondaire, il existe comme sources contribuant à la composante machine de la dose hors champ les photons de fuite transmis à travers les mâchoires et les photons de fuites venant de la section accélératrice. Nous avons décidé dans cette approche de négliger ces deux phénomènes.

Finalement, la scène doit être représentée à partir d'un point d'observation. Dans les figures précédentes, ce point est situé aux coordonnées $x=-22\text{ cm}$; $y=102\text{ cm}$; $z=0\text{ cm}$. Afin d'illustrer comment la visibilité de la source plane pouvait varier en fonction du point d'observation, nous avons représenté [figure 3.2-5](#) la visibilité de la source plane pour cinq positions le long d'une droite.

3.2.2.1.3. Routine pour évaluer les surfaces visibles des sources virtuelles pour un champ donné

La troisième partie du programme permettait à partir de la représentation du point de vue du point de calcul de déterminer la visibilité des différentes sources virtuelles en comptant le nombre de pixel à l'écran avec la fonction `glReadPixels`.

La visibilité des sources virtuelles pouvant être modifiée par l'angle solide d'observation, le nombre de pixels de chaque source a été rapporté au nombre de pixels d'une surface connue, positionnée avec la même orientation que la source et à la même distance du point d'observation. Cette manipulation permet pour n'importe quelle position des sources virtuelles d'étalonner la valeur d'un pixel.

Tout autre paramètre géométrique pouvant être déduit par calcul a été estimé en implémentant des fonctions mathématiques basiques, incluses dans la bibliothèque C++ standard `math.h`.

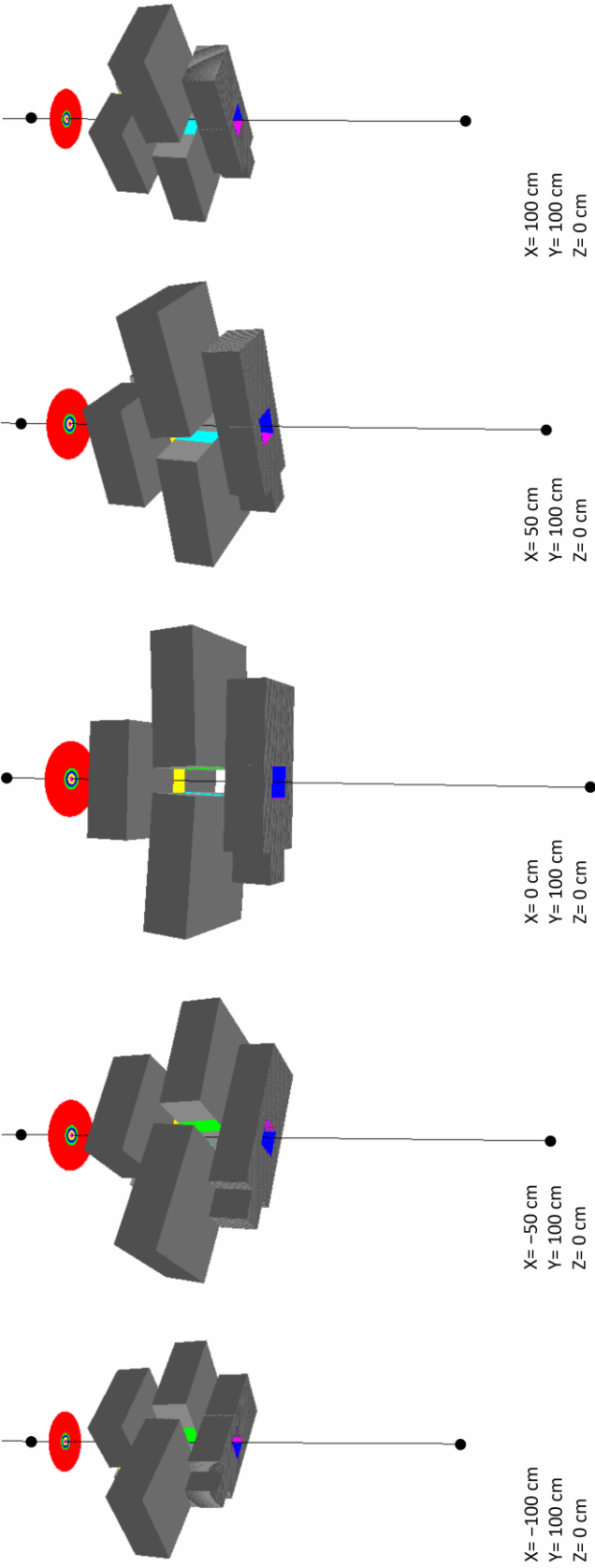


Figure 3.2-5 : variation de la visibilité de la source plane en fonction de la position du point d'observation. De gauche à droite, les sources de photons et les éléments de la tête de l'accélérateur sont représentés à partir des points d'observation situés le long d'une droite, de coordonnée x, -100 cm, -50 cm, 0 cm, 50 cm et 100 cm.

3.2.3. Modélisation multi-source

Dans notre modélisation, les sources responsables de la fluence énergétique sont la source ponctuelle, la source circulaire et la source planaire. Ainsi nous pouvons exprimer la fluence énergétique par unité moniteur venant de l'appareil de traitement par :

$$\frac{\Psi(x, y, z, c)}{M} = \frac{\Psi_{point}(x, y, z, c) + \Psi_{disque}(x, y, z, c) + \Psi_{plan}(x, y, z, c)}{M} \quad (3.8)$$

Avec:

Ψ , la fluence énergétique venant de l'appareil de traitement,

x, y et z , les coordonnées cartésiennes du point de calcul,

c , le champ étudié,

Ψ_{point} , Ψ_{disque} et Ψ_{plan} , les fluences énergétiques associées à la source ponctuelle, la source circulaire et de la source plane, respectivement,

M le signal de la chambre moniteur.

Les photons créés dans la cible étant d'énergies différentes ils forment un spectre. Notons la fluence émanant de la cible dépendante en énergie $\Phi_0(E)$. Alors nous pouvons écrire la fluence énergétique venant de la source ponctuelle, Ψ_{point} , telle que :

$$\Psi_{point} = \int_{Spectre} \Phi_0(E) dE \quad (3.9)$$

Notons E_0 l'énergie moyenne du spectre. En faisant l'hypothèse d'un rayonnement monoénergétique d'énergie E_0 , nous pouvons écrire la fluence énergétique venant de la source ponctuelle telle que :

$$\Psi_{point} = \Phi_0 \times E_0 \quad (3.10)$$

Nous avons conservé l'hypothèse d'un faisceau monoénergétique tout au long de ce travail. Pour un point de calcul donné, nous avons supposé que la fluence était isotrope. De plus, la source ponctuelle pouvant être éclipsée par le système de collimation, nous exprimons la fluence énergétique venant de la source ponctuelle en fonction de la visibilité de cette source telle que :

$$\Psi_{point}(x, y, z, c) = \Phi_0 \times E_0 \times \mathcal{A}_{point} \quad (3.11)$$

Avec, \mathcal{A}_{point} , la proportion de visibilité de la source ponctuelle du point de vue du point de calcul.

Nous avons valorisé la proportion de visibilité de la source ponctuelle en fonction de la position du point de calcul (x, y, z) par rapport au champ étudié c . Celle-ci n'était entièrement visible qu'à l'intérieur du champ. Au bord du champ, nous avons supposé que la source ponctuelle était à moitié visible. Ainsi :

$$\mathcal{A}_{point} = \begin{cases} 1 & (x, y, z) < c \\ 0,5 & (x, y, z) = c \\ 0 & (x, y, z) > c \end{cases} \quad (3.12)$$

Les faisceaux d'intérêt variaient entre 6 MV et 25 MV. Nous avons alors supposé que pour les énergies moyennes E_0 de chacun des faisceaux, le mécanisme principal d'interaction avec les matériaux composant le collimateur primaire et le filtre égalisateur était Compton. En outre, afin d'exprimer la fluence énergétique venant des photons diffusés par ces matériaux en fonction de la fluence initiale Φ_0 et l'énergie moyenne E_0 des photons venant de la cible, nous avons supposé que seule la première interaction était d'intérêt dans notre travail. Cela est justifié dans ce cas car les photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur atteignant le patient, sont principalement dirigés vers l'avant. Ainsi, pour subir plus d'une interaction, les photons devraient soit être diffusés deux fois avec un angle faible, ce qui est peu probable, soit être diffusés deux fois avec un grand angle, le photon perdant alors une importante part de son énergie serait alors plus probablement absorbé (Ahnesjö 1994). Ainsi, la fluence énergétique venant de la source virtuelle circulaire pour le champ c , au point de calcul de coordonnées (x, y, z) , peut être exprimée par le produit de la relation de Klein-Nishina (1928) et celle de Compton (1923) telle que :

$$\begin{aligned} \Psi_{disque}(x, y, z, c) &= \sum_{i=1}^{\rho_1} \left\{ \left[\frac{\Phi_0}{L_i^2} \frac{e^4}{2m^2 c^4 d_i^2} \frac{1 + \cos^2 \theta_i}{\left[1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_i)\right]^3} \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left(1 + \left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^2 \frac{(1 + \cos \theta_i)^2}{(1 + \cos^2 \theta_i) \left(1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_i)\right)} \right) \right] \\ &\quad \times \left. \left[\frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \theta_i)} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Avec,

ρ_1 , le nombre d'électrons du collimateur primaire et du filtre égalisateur interagissant avec les photons du faisceau incident,

L_i , la distance entre la cible et le i -ème électron,

e et m , la charge et la masse de l'électron, respectivement,

c , la vitesse de la lumière,

d_i , la distance entre le i -ème électron et le point de calcul,

θ_i , l'angle entre le parcours du photon diffusé par le i -ème électron et le photon incident.

Si l'on fait l'approximation que la distance L est constante, on peut noter $\Phi_0 \times E_0 \times F_{KNC}(d_i, \theta_i)$ la fluence énergétique du rayonnement diffusé par l'ensemble collimateur primaire et filtre égalisateur par le i -ème électron :

$$\Psi_{disque}(x, y, z, c) = \Phi_0 \times E_0 \times \sum_{i=1}^{\rho_1} \{F_{KNC}(d_i, \theta_i)\} \quad (3.14)$$

Avec $F_{KNC}(d_i, \theta_i)$ le produit des relations de Klein-Nishina et de Compton, normalisé par la fluence énergétique initiale $\Phi_0 E_0$.

Ensuite, afin d'exprimer la fluence énergétique due aux photons diffusés par le collimateur secondaire, nous avons choisi de maintenir l'hypothèse d'une unique interaction. Alors, seuls les photons venant directement de la cible sont pris en compte. Nous pouvons alors écrire la fluence énergétique venant de la source virtuelle plane telle que :

$$\begin{aligned} \Psi_{plan}(x, y, z, c) = \sum_{j=1}^{\rho_2} & \left\{ \left[\frac{\Phi_0}{L_j^2} \frac{e^4}{2m^2 c^4 l_j^2} \frac{1 + \cos^2 \varphi_j}{\left[1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \varphi_j)\right]^3} \right. \right. \\ & \times \left. \left(1 + \frac{\left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^2 (1 + \cos \varphi_j)^2}{(1 + \cos^2 \varphi_j) \left(1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \varphi_j)\right)} \right) \right] \\ & \times \left. \left[\frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{mc^2} (1 - \cos \varphi_j)} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.15)$$

Avec, comme précédemment,

ρ_2 , le nombre d'électrons du collimateur secondaire interagissant avec les photons du faisceau incident,

L_j , la distance entre la cible et le j -ème électron,

e et m , la charge et la masse de l'électron, respectivement,

c , la vitesse de la lumière,

l_j , la distance entre le j -ème électron et le point de calcul,

φ_j , l'angle entre le parcours du photon diffusé par le j -ème électron et le photon incident.

Si l'on fait l'approximation que la distance L est constante, on peut noter $\Phi_0 \times E_0 \times F_{KNC}(l_j, \varphi_j)$ la fluence énergétique du rayonnement diffusé par le collimateur secondaire par le j -ème électron :

$$\Psi_{plan}(x, y, z, c) = \Phi_0 \times E_0 \times \sum_{j=1}^m \{F_{KNC}(l_j, \varphi_j)\} \quad (3.16)$$

Avec $F_{KNC}(l_j, \varphi_j)$ le produit des relations de Klein-Nishina et de Compton, normalisé par la fluence énergétique initiale $\Phi_0 E_0$.

Afin d'estimer le nombre d'électrons interagissant avec les photons directs et responsables du rayonnement diffusé, nous avons supposé que celui-ci était proportionnel à la surface visible de la source virtuelle correspondante, du point de vue du point de calcul. De plus, étant donnée la dimension des éléments de la tête d'irradiation, de l'ordre de 10 cm, et la distance entre ces éléments et le point de calcul, supérieure à 50 cm, nous avons fait l'approximation que r , θ , l et φ étaient constants. Ainsi :

$$\Psi_{disque}(x, y, z, c) = \Phi_0 \times E_0 \times \left(\rho_{disque} \times \mathcal{A}_{disque}(x, y, z, c) \right) \times F_{KNC}(d, \theta) \quad (3.17)$$

et

$$\Psi_{plan}(x, y, z, c) = \Phi_0 \times E_0 \times \left(\rho_{plan} \times \mathcal{A}_{plan}(x, y, z, c) \right) \times F_{KNC}(l, \varphi) \quad (3.18)$$

Avec :

ρ_{disque} et ρ_{plan} , les facteurs de proportionnalité reliant le nombre d'électrons jouant un rôle dans le rayonnement diffusé et l'unité de surface visible associée à la source circulaire et à la source plane, respectivement.

\mathcal{A}_{disque} et \mathcal{A}_{plan} , la surface visible du point de vue du point de calcul, de la source circulaire et de la source plane, respectivement.

La fluence énergétique totale peut donc être exprimée par :

$$\begin{aligned} \frac{\Psi(x, y, z, c)}{M} &= \frac{\Phi_0 \times E_0}{M} \\ &\times \left[(\mathcal{A}_{point}) + \left(\rho_{disque} \times \mathcal{A}_{disque}(x, y, z, c) \right) \times F_{KNC}(d, \theta) \right. \\ &\left. + \left(\rho_{plan} \times \mathcal{A}_{plan}(x, y, z, c) \right) \times F_{KNC}(l, \varphi) \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

À chaque point de calcul, la normalisation était telle que le facteur d'ouverture du collimateur dans l'air, $FOC_{air}(c)$, était égal à l'unité pour le champ de référence $c_{ref} = 10cm \times 10cm$. Ainsi, pour un point de calcul (x, y, z) donné, le FOC_{air} pour le champ c pouvait être exprimé par :

$$FOC_{air}(c) = \Psi(x, y, z, c) / \Psi(x, y, z, c_{ref}) \quad (3.20)$$

Soit,

$$\begin{aligned} &FOC_{air}(c) \\ &= \frac{(\mathcal{A}_{point}) + \left(\rho_{disque} \times \mathcal{A}_{disque}(c) \right) \times F_{KNC}(d, \theta) + \left(\rho_{plan} \times \mathcal{A}_{plan}(c) \right) \times F_{KNC}(l, \varphi)}{(\mathcal{A}_{point}) + \left(\rho_{disque} \times \mathcal{A}_{disque}(c_{ref}) \right) \times F_{KNC}(d, \theta) + \left(\rho_{plan} \times \mathcal{A}_{plan}(c_{ref}) \right) \times F_{KNC}(l, \varphi)} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Puisque les photons interagissent avec le matériau du collimateur secondaire et que ces derniers se déplacent en fonction de la taille du champ, $F_{KNC}(l, \varphi)$ varie avec la taille du champ. Cependant, nous avons supposé que le déplacement des collimateurs entre un champ donné c et le champ de référence c_{ref} était négligeable par rapport à la distance entre le collimateur secondaire et les points de calcul. Ainsi, l'équation (3.21), a été réécrite telle que :

$$\begin{aligned}
 &FOC_{air}(c) \\
 &= \frac{\frac{1}{\rho_{plan} \times F_{KNC}(l, \varphi)} \times \mathcal{A}_{point}(c) + \frac{\rho_{disque} \times F_{KNC}(d, \theta)}{\rho_{plan} \times F_{KNC}(l, \varphi)} \times \mathcal{A}_{disque}(c) + \mathcal{A}_{plan}(c)}{\frac{1}{\rho_{plan} \times F_{KNC}(l, \varphi)} \times \mathcal{A}_{point}(c_{ref}) + \frac{\rho_{disque} \times F_{KNC}(d, \theta)}{\rho_{plan} \times F_{KNC}(l, \varphi)} \times \mathcal{A}_{disque}(c_{ref}) + \mathcal{A}_{plan}(c_{ref})} \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

Afin d'imposer une distribution d'intensité à la source circulaire, nous avons associé à chaque couleur des n anneaux imbriqués une intensité. L'intensité attribuée suivait une loi gaussienne en fonction de la distance r du centre. La distribution d'intensité associée a été exprimée comme la somme des intensités de chaque anneau. Quant à la source plane, nous avons supposé que son intensité était homogène. Ainsi le facteur d'ouverture du collimateur pouvait être exprimée par :

$$\begin{aligned}
 &FOC_{air}(c) \\
 &= \frac{\alpha \times \mathcal{A}_{point}(c) + \beta \times \sum_{i=1}^n \exp(-k \times r_i^2) \times \mathcal{A}_{disque_i}(c) + \mathcal{A}_{plan}(c)}{\alpha \times \mathcal{A}_{point}(c_{ref}) + \beta \times \sum_{i=1}^n \exp(-k \times r_i^2) \times \mathcal{A}_{disque_i}(c_{ref}) + \mathcal{A}_{plan}(c_{ref})} \quad (3.23)
 \end{aligned}$$

Avec:

α et β , deux paramètres du modèle reflétant les intensités par unité de surface de la source ponctuelle et de la source circulaire, respectivement, normalisées par l'intensité surfacique de la source plane,

n , le nombre d'anneaux composant la source circulaire,

k , un paramètre du modèle utilisé pour modeler la fonction de distribution gaussienne appliquée à la source circulaire,

r_i , le rayon moyen de l' $i^{\text{ème}}$ anneau de la source circulaire,

\mathcal{A}_{disque_i} , l'aire de l' $i^{\text{ème}}$ anneau de la source circulaire.

Par souci de clarté, les variables x , y et z ont été omises des relations précédentes.

3.2.4. Estimation des paramètres du modèle

Le modèle a été testé sur deux accélérateurs, un Varian Novalis Tx et un Siemens Primus et chaque accélérateur pour deux faisceaux, 6 MV et 25 MV pour le Novalis, 6 MV et 18 MV pour le Primus. Les rendus 3D des deux modèles géométriques de chaque appareil sont illustrés figure 3.2-6.

Pour chaque faisceau exploré, les paramètres α , β et k ont été estimés à partir des mesures à l'eau dans l'air rapportées dans le chapitre 2 pour plusieurs tailles de champs carrés, à plusieurs positions à distance de l'axe du faisceau, hors champ.

Des mesures supplémentaires ont été réalisées pour estimer le FOC_{air} à l'axe avec une chambre d'ionisation de $0,125 \text{ cm}^3$ (PTW, SemiFlex 31010, Freiburg, Allemagne) équipée d'un capuchon d'équilibre électronique en laiton de 3,2 mm pour les faisceaux de 6 MV et de 8 mm pour les faisceaux de 18 MV et 25 MV.

Les surfaces visibles de la source ponctuelle, $\mathcal{A}_{point}(x, y, z, c)$, de la source circulaire, $\mathcal{A}_{disque}(x, y, z, c)$, et de la source plane, $\mathcal{A}_{plan}(x, y, z, c)$, ont été déterminées par les modèles géométriques respectifs des accélérateurs étudiés, du point de vue de chaque point de mesure $P(x, y, z)$, et pour chaque taille de champ.

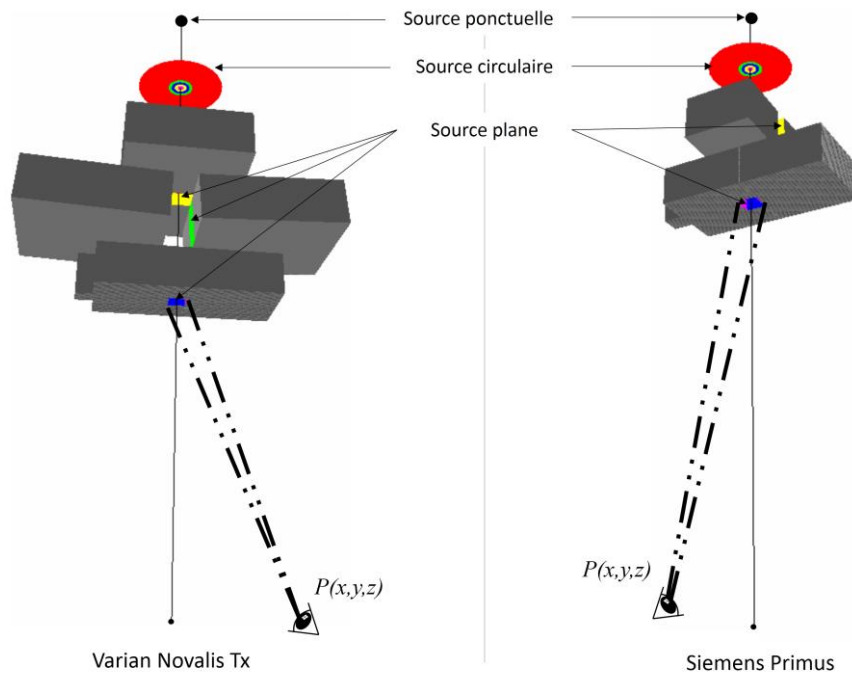


Figure 3.2-6 : rendu 3D des modèles géométriques des deux accélérateurs modélisés utilisant la bibliothèque graphique OpenGL. Pour chaque accélérateur, un œil schématique est positionné au point de calcul $P(x, y, z)$. Les lignes en pointillés représentent le point de vue du point de calcul pour déterminer les surfaces visibles des sources virtuelles \mathcal{A}_{point} , \mathcal{A}_{disque} et \mathcal{A}_{plan} .

À partir des mesures, les paramètres ont été estimés par la méthode des moindres carrés, de sorte que l'équation (3.23) soit ajustée au mieux aux mesures expérimentales de FOC_{air} . Pour cela nous avons eu recours à la procédure *model* du logiciel SAS 9.4.

3.3. RÉSULTATS

Les mesures du FOC_{air} ont pu être décrites de façon satisfaisante par le modèle. Globalement, les écarts entre le calcul et les mesures étaient en moyenne inférieurs à 9 % et, pour les points sur l'axe du faisceau en particulier, les écarts étaient en moyenne inférieurs à 1 %. Les estimations des paramètres du modèle sont présentées dans le [tableau 3.3-1](#).

La confrontation des calculs aux mesures de FOC_{air} à l'axe est présentée [figure 3.3-1](#). Les mesures sont représentées avec une barre d'erreur de 3%, correspondant à la somme quadratique des incertitudes de la mesure dans le champ d'intérêt et dans le champ de référence, toutes deux de 2%. Les calculs de FOC_{air} hors champ superposés aux mesures sont présentés [figure 3.3-2](#) à [figure 3.3-5](#). Les barres d'erreur sont de 21%, et calculées de façon similaire avec la somme quadratique des incertitudes hors champ qui sont de 15%.

Tableau 3.3-1 : valeurs estimées des paramètres du modèle pour les deux appareils étudiés. Pour chaque appareil, deux faisceaux ont été évalués. Les paramètres α , β reflétaient les intensités de la source ponctuelle et de la source circulaire, respectivement, et k était utilisé pour modéliser la fonction de distribution gaussienne appliquée à la source circulaire. Le coefficient de détermination est donné pour chaque faisceau.

Paramètres estimés	Varian Novalis Tx		Siemens Primus	
	6 MV	25 MV	6 MV	18 MV
$\alpha (10^6 J \cdot cm^{-2})$	22,5	5,2	1,3	0,6
$\beta (J \cdot cm^{-4})$	787	1433	47	42
$k (10^{-2} cm^{-2})$	2,7	2,9	2,7	5,6
R^2	0,94	0,93	0,94	0,98

Les écarts les plus importants ont été trouvés pour les points en-dessous du collimateur secondaire soit environ 20 cm de l'axe, et étaient de l'ordre de 65 % pour le plus petit champ. Plus généralement, les écarts calculs-mesures sous le collimateur étaient d'environ 17,6 % alors que partout ailleurs, les écarts calculs-mesures étaient d'environ 10 %.

D'après nos résultats, dans le champ, la proportion moyenne de la fluence énergétique venant de la source plane, Ψ_{plan} , par rapport à la fluence totale, $\Psi(x, y, z, c)$, était de 2,2 % et pouvait atteindre 5,6 %. Elle était 2 fois supérieure pour le Novalis par rapport au Primus, en comparant la contribution taille de champ par taille de champ.

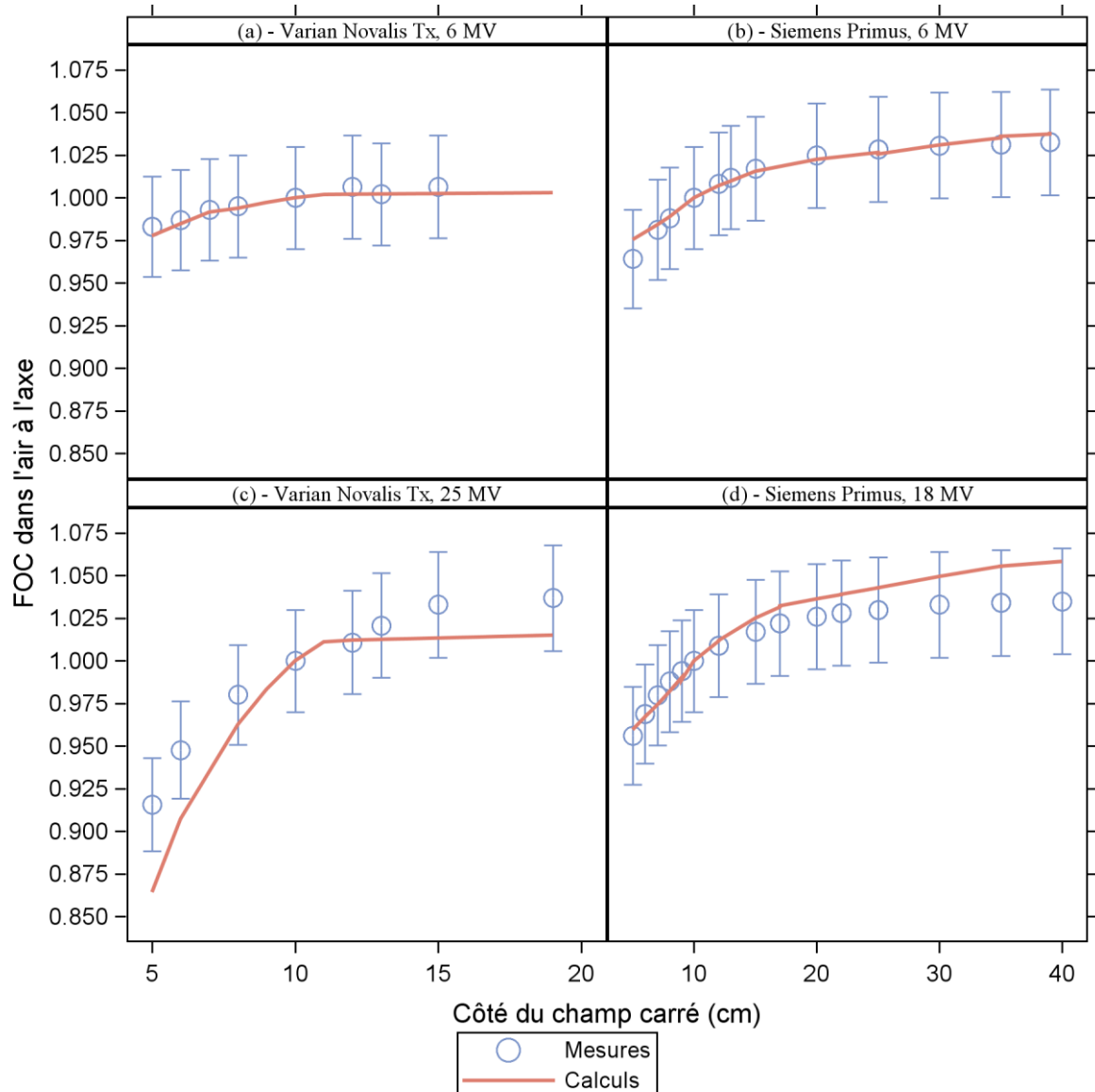


Figure 3.3-1: superposition des mesures et des calculs pour les points sur l'axe du faisceau en fonction de la taille du champ. Deux accélérateurs et pour chaque accélérateur, deux faisceaux ont été illustrés. Une incertitude de 3 % (1 sigma) est utilisée pour les mesures.

Concernant les points hors champ, la fluence énergétique était majoritairement due à la fluence venant de la source plane. Cependant, pour les points à proximité du faisceau, la fluence énergétique venant de la source circulaire pouvait atteindre des points hors champ. Ainsi, pour le Primus 6 MV, à 10 cm de l'axe pour un champ 15 cm × 15 cm, la fluence due à la source plane pouvait être réduite à 21 % et celle venant de la source circulaire était donc de 79 %.

Afin d'illustrer les variations des sources hors champ, la source circulaire et la source plane, nous avons représenté les proportions des contributions relatives de chaque source telles que :

Contribution de la source circulaire

$$= \frac{\beta \times \sum_{i=1}^n \exp(-k \times r_i^2) \times \mathcal{A}_{disque_i}(c)}{\beta \times \sum_{i=1}^n \exp(-k \times r_i^2) \times \mathcal{A}_{disque_i}(c) + \mathcal{A}_{plan}(c)} \quad (3.24)$$

Contribution de la source plane

$$= \frac{\mathcal{A}_{plan}(c)}{\beta \times \sum_{i=1}^n \exp(-k \times r_i^2) \times \mathcal{A}_{disque_i}(c) + \mathcal{A}_{plan}(c)} \quad (3.25)$$

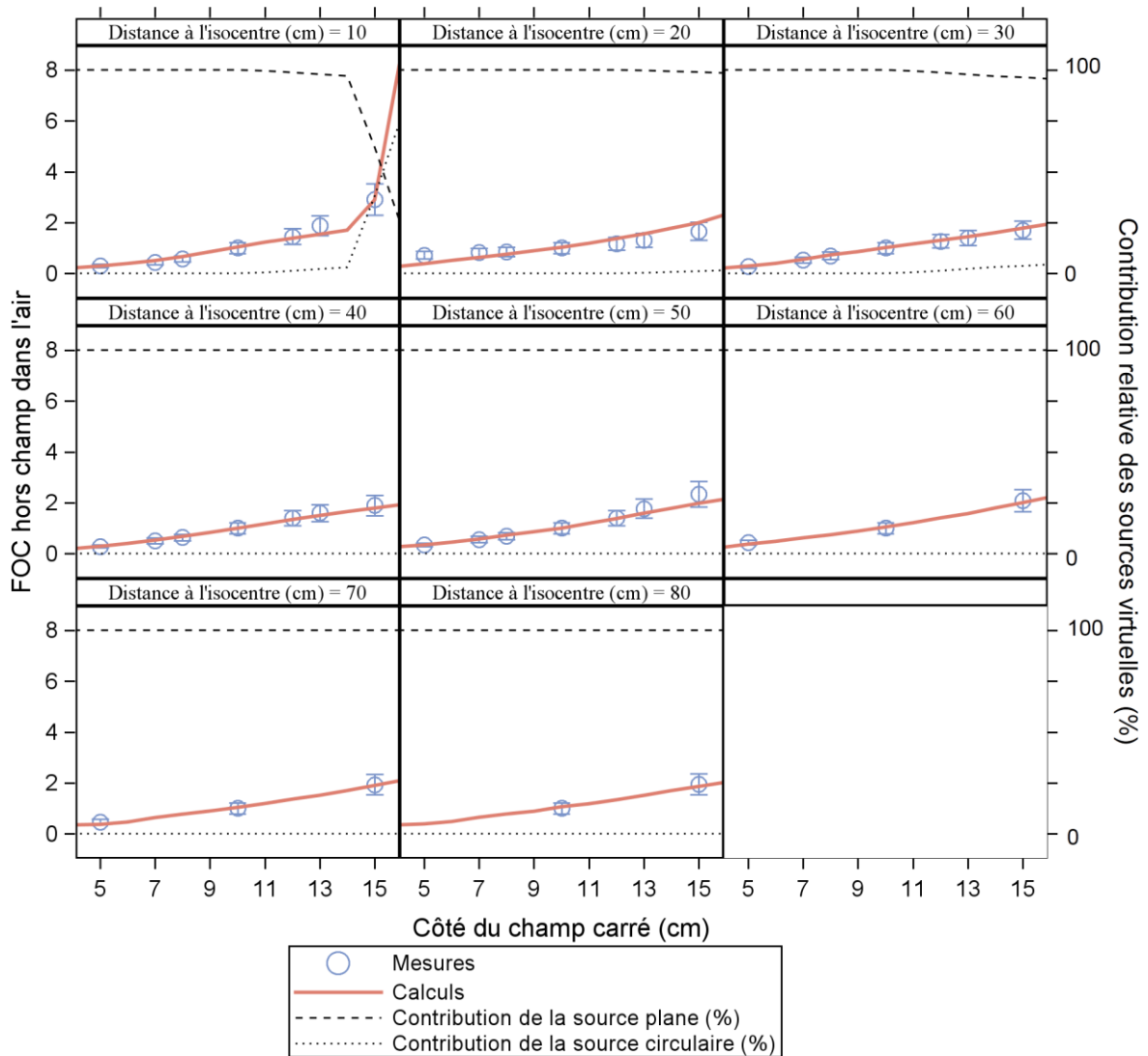


Figure 3.3-2 : superposition des mesures et des calculs pour le Novalis 6 MV en fonction de la taille du champ, et pour plusieurs distances à l'axe du faisceau. Une incertitude de 21 % (3 sigma) est utilisée pour les mesures.

Nous pouvons noter que pour l'ensemble des faisceaux explorés, au-delà de 40 cm de l'axe d'une part, et pour les champs inférieurs au champ 10 cm × 10 cm d'autre part, la contribution de la source circulaire est nulle. Dans ce cas, le FOC_{air} peut être exprimé par :

$$FOC_{air} = \frac{\mathcal{A}_{plan}(c)}{\mathcal{A}_{plan}(c_{ref})} \quad (3.26)$$

Dans ce cas, l'estimation du FOC_{air} repose seulement sur le rapport des surfaces visibles estimées avec le modèle 3D pour le champ d'intérêt et le champ de référence. Il est donc indépendant des mesures utilisées pour calibrer le modèle.

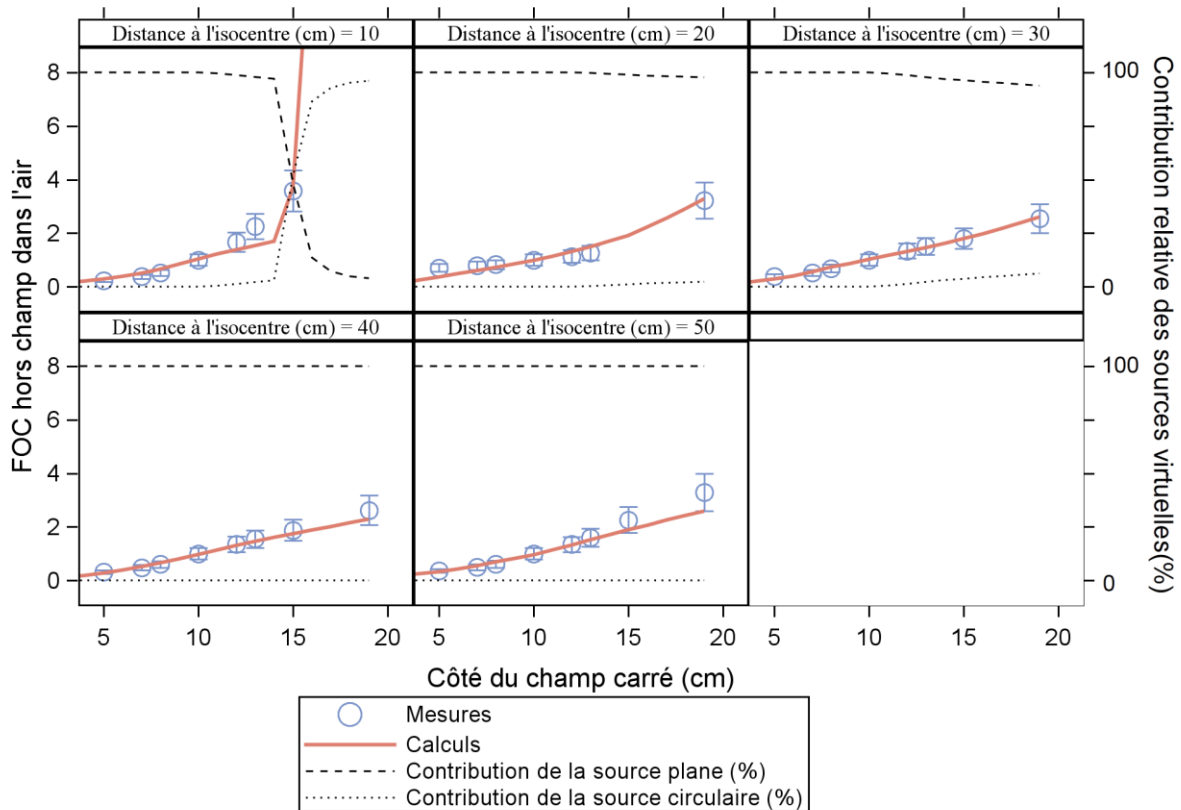


Figure 3.3-3 : superposition des mesures et des calculs pour le Novalis 25 MV en fonction de la taille du champ, et pour plusieurs distances à l'axe du faisceau. Une incertitude de 21 % (3 sigma) est utilisée pour les mesures.

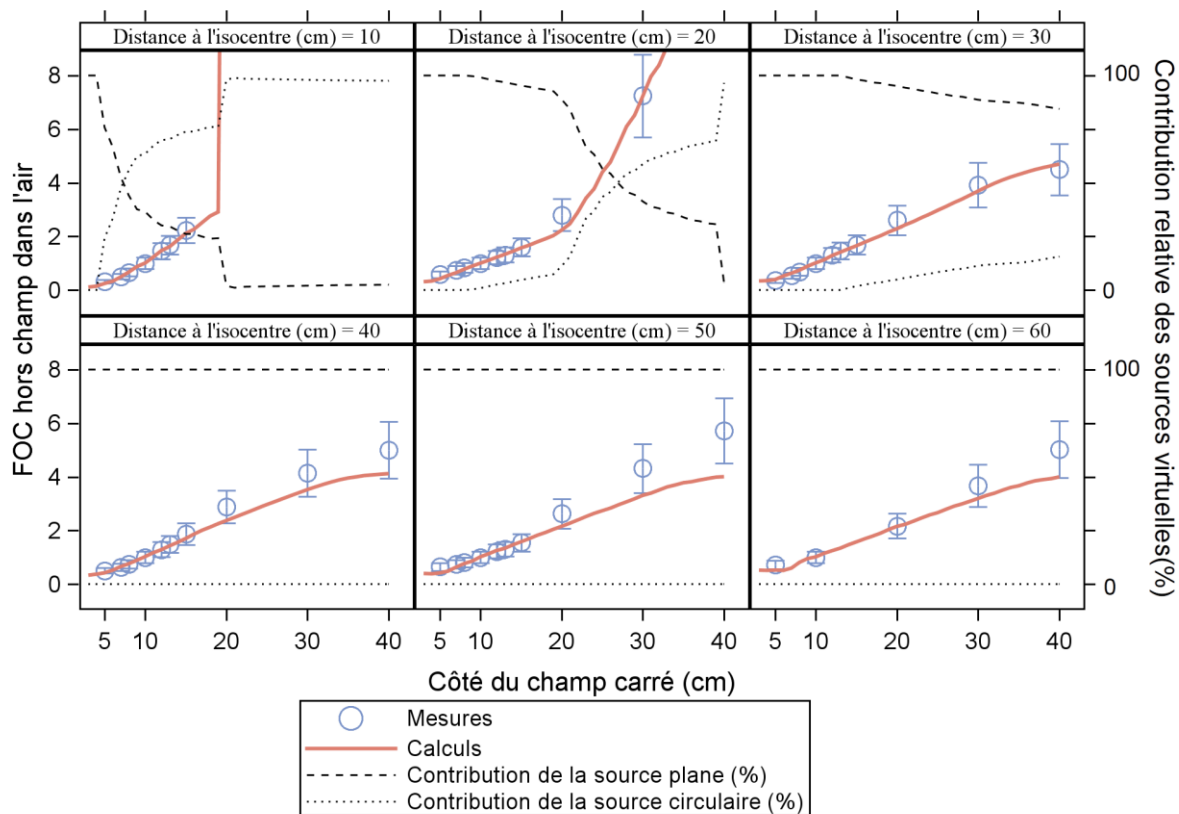


Figure 3.3-4 : superposition des mesures et des calculs pour le Primus 6 MV en fonction de la taille du champ, et pour plusieurs distances à l'axe du faisceau. Une incertitude de 21 % (3 sigma) est utilisée pour les mesures.

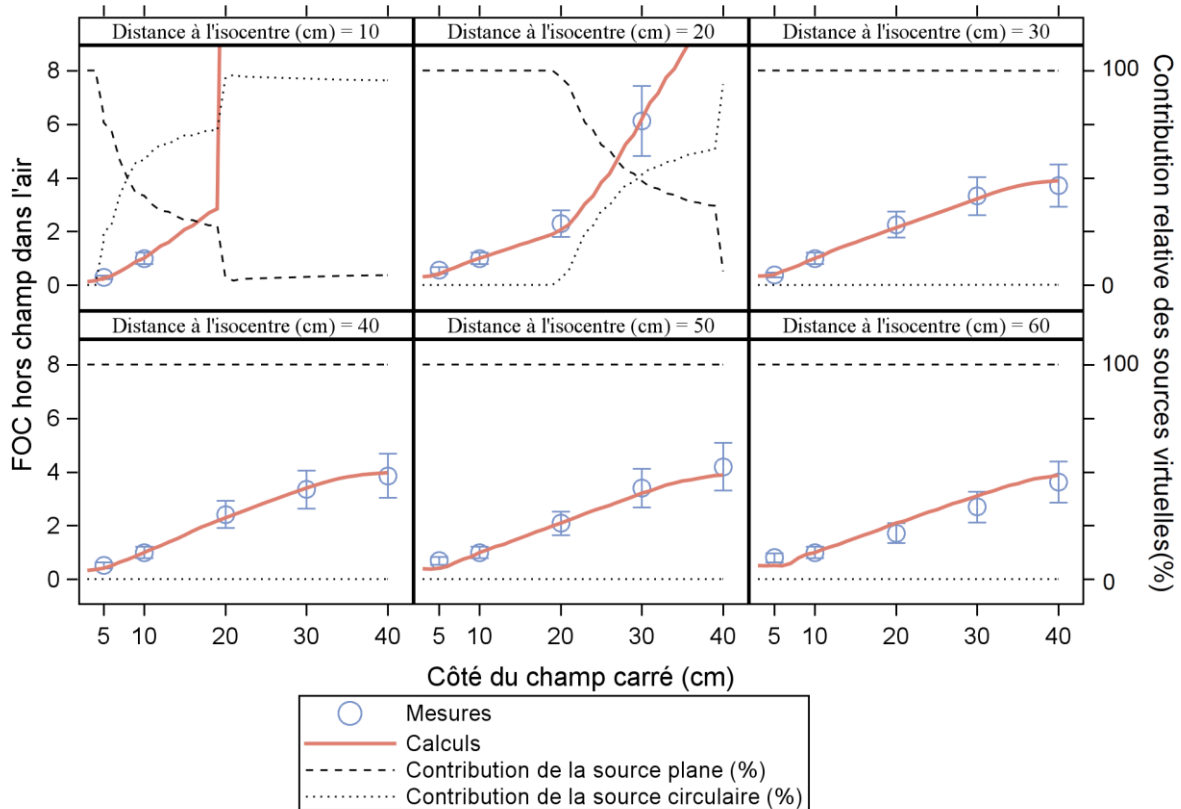


Figure 3.3-5 : superposition des mesures et des calculs pour le Primus 18 MV en fonction de la taille du champ, et pour plusieurs distances à l'axe du faisceau. Une incertitude de 21 % (3 sigma) est utilisée pour les mesures.

3.4. DISCUSSION

L'objectif de ce travail était de développer et d'évaluer la possibilité d'estimer le facteur d'ouverture du collimateur dans l'air (FOC_{air}) sur l'axe et hors champ, pour deux appareils de radiothérapie. Une représentation géométrique des sources de photons et des éléments de la tête de chaque accélérateur permettait de déterminer la surface visible de chaque source en fonction de la taille du champ et de la position du point de calcul. Ces surfaces étaient utilisées comme données d'entrée d'un modèle multi-source. Trois sources virtuelles ont été utilisées et seulement trois paramètres étaient nécessaires pour ajuster le modèle aux mesures de FOC_{air} à la fois dans le champ et hors champ.

Le modèle a permis de décrire les mesures de façon satisfaisante. Les écarts moyens étaient de 5,8 %, 9,2 %, 8,7 % et 5,4 % pour le Novalis à 6 MV et 25 MV et pour le Primus à 6 MV et 18 MV, respectivement. Ces écarts étaient similaires aux valeurs rapportées par d'autres modèles estimant la dose hors champ (Kry *et al.* 2006, 2007, Bednarz et Xu 2009, Joosten *et al.* 2011, Benadjaoud *et al.* 2012). Kry *et al.* (2006), ont utilisé un modèle MC pour simuler le faisceau 6 MV d'un Varian Clinac 2100, et ont trouvé des écarts entre calculs et mesures d'en moyenne 16% et au plus de 55% environ. Pour le faisceau 18 MV du même accélérateur (Kry *et al.* 2007), ils ont trouvé des écarts moyens de 17% et au plus de 61%. Bednardz et Xu (2009) ont utilisé un modèle MC pour modéliser les faisceaux

de 6 MV et 18 MV d'un Varian Clinac 2100C. Ils ont trouvé des écarts moyens de 14% et 16% respectivement, et au plus de 34% pour le 6 MV. Dans Benadjaoud *et al.* (2012), un faisceau de ^{60}Co ainsi que les faisceaux de 6 MV et 20 MV de deux Varians ont été simulés par un modèle multisource. Ils ont trouvé des écarts calculs-mesures de 14% en moyenne et au plus de 40%.

Dans ce travail, les écarts entre calculs et mesures observés peuvent être dus aux hypothèses que nous avons utilisées pour établir les modèles ou à l'incertitude des mesures.

En effet, il est important de souligner que l'estimation des paramètres du modèle repose sur des mesures par TLD. La réponse de la poudre de type TLD-700 est insensible aux neutrons (Méndez *et al.* 2002). Ainsi, aucune correction d'une possible contribution des neutrons n'a été effectuée sur nos mesures et nous avons considéré que seule la fluence énergétique due aux photons était mesurée.

Par ailleurs, le capuchon d'équilibre électronique en aluminium a été considéré comme équivalent à l'eau, et aucune correction n'a été appliquée pour prendre en compte la différence des interactions des photons dans l'aluminium.

Dans notre modélisation, nous avons choisi de négliger la source des photons venant de la section accélératrice. Ceci peut être à l'origine de l'incertitude des points de calcul pour le plus petit champ (5 cm × 5 cm) aux plus grandes distances. En effet, c'est dans ces conditions que la composante fuite participe le plus à la dose hors champ et donc que son manque de modélisation peut être visible. Cet effet est d'autant plus marqué pour les faisceaux du Primus, car la fuite est globalement plus importante pour cet accélérateur que le Novalis Tx (Figure 2.3-5 à Figure 2.3-7).

Nous avons aussi choisi de négliger les photons venant de la cible, transmis à travers le collimateur secondaire. Ceci peut être à l'origine des incertitudes pour les points à moins de 25 cm de l'axe du faisceau. Les incertitudes les plus marquées aux points à 10 cm et 20 cm de l'axe ne semblent être importantes que pour le Novalis Tx, à 20 cm. C'est ce que nous avons observé dans le Chapitre 2, figure 2.3-5, la fuite du Novalis Tx marque un maximum pour les points à -20 cm et 20 cm de l'axe.

La modélisation de la fluence énergétique a été exprimée par la somme des fluences des différentes sources de photons par unité moniteur. De même, le signal de la chambre moniteur est la somme des fluences venant de chacune de ces sources. Ainsi, puisque la chambre moniteur est située entre le filtre égalisateur et le collimateur secondaire, lorsque la taille du champ varie, la fluence rétrodiffusée venant de la face supérieure des éléments du collimateur secondaire variera à l'inverse de la taille du champ. Ceci est dû au fait que davantage de particules vont être rétrodiffusées vers la chambre moniteur. Le rétrodiffusé varie considérablement d'un accélérateur à l'autre car il est fortement lié à la structure interne des éléments (Dunscombe et Nieminen 1992, Ahnesjö 1994, p 199). Cet effet peut influencer la calibration des sources lorsque l'on utilise des données expérimentales, car alors l'effet est contenu dans la variation de la dose avec la taille du champ. Dans notre cas, en incluant la modélisation du rétrodiffusé dans le modèle, nous avons constaté peu d'amélioration et avons choisi de le négliger.

Nous avons vu que pour l'ensemble des faisceaux explorés, au-delà de 40 cm de l'axe d'une part, et pour les champs inférieurs au champ 10 cm × 10 cm d'autre part, la contribution de la source circulaire est nulle. Dans ce cas, les mesures ont pu être estimées par le seul rapport des surfaces visibles

des sources planes, $\frac{A_{plan}(c)}{A_{plan}(c_{ref})}$. Cette observation suggère que la calibration du modèle pourrait être effectuée sans utiliser de mesures hors champ, mais en utilisant des mesures sur l'axe pour différentes tailles de champ seulement.

3.5. CONCLUSION

Nos résultats montrent qu'une modélisation multi-sources reposant sur une représentation géométrique partielle mais réaliste permet de prédire les variations de la fluence énergétique hors champ en fonction de l'ouverture du champ, rapportée à la fluence énergétique au même point pour le champ de référence. À partir de cette estimation, puisque nous avons vu que le rapport des fluences énergétiques était égal au rapport des doses, en connaissant la dose pour le champ de référence au point d'intérêt, nous pourrions en déduire la dose pour n'importe quelle taille de champ.

La représentation géométrique permet d'estimer la taille des surfaces visibles des sources de photons responsables de la dose hors champ en fonction de la technologie des accélérateurs. Ainsi, sous réserve que les dimensions des éléments de la tête d'irradiation soient connues, et que des mesures soient effectuées pour calibrer les sources, la fluence énergétique, hors champ, peut être déduite pour n'importe quel type d'accélérateur de radiothérapie.

De plus, la représentation en 3D, nous aide à mieux appréhender l'agencement des différentes sources de photons par rapport aux éléments de collimation et comment cet agencement varie avec la taille du champ et la position du point de calcul.

Les incertitudes les plus importantes étaient obtenues sous le collimateur secondaire, en particulier pour le Novalis Tx. Ceci suggère qu'une transmission importante des photons venant de la cible contribuait à ce point. Or, notre modèle ne prenait pas ce phénomène en compte. De plus, le rayonnement de fuite venant de la section accélératrice n'était lui non plus pas pris en compte dans notre modèle. Il pourrait être, pour sa part, à l'origine de l'incertitude constatée aux plus petits champs. Afin d'améliorer la modélisation de la composante machine, un travail spécifique à la modélisation du rayonnement de fuite a été mené. Il est décrit dans le chapitre suivant.

Chapitre 4. Effet de l'ouverture du collimateur sur la dose due au rayonnement de fuite des accélérateurs

Ce chapitre a fait l'objet d'un article publié dans *Physics in Medicine and Biology* en janvier 2015.

4.1. INTRODUCTION

Outre le défaut de modélisation du rayonnement diffusé venant du collimateur secondaire, les modèles multi-sources utilisés en clinique ne modélisent pas convenablement le rayonnement de fuite (Huang *et al.* 2013). Ainsi, pour le champ 10 cm × 10 cm du faisceau de 6 MV d'un Varian Clinac 2100, le défaut de modélisation des fuites du TPS Pinnacle v.9.0 était la principale source d'erreur du TPS à partir de 12 cm du bord du champ.

De plus, nous avons vu dans le chapitre précédent, que les écarts que nous avons observés entre nos calculs et nos mesures pouvaient être dus au défaut de modélisation de la fuite dans notre modèle.

La mesure de la dose due à la composante fuite est particulièrement compliquée puisqu'elle est généralement la composante la plus faible de la dose hors champ. Pour cette raison, nous avons utilisé dans le Chapitre 2 une configuration spécifique, le champ fermé 0 cm × 0 cm. Cette configuration n'est pas clinique, mais elle permet de s'affranchir de la composante diffusé tête.

Afin de proposer un modèle de calcul, pour le Novalis Tx, permettant d'estimer la composante fuite seule pour toute taille de champ, nous avons mis en place un modèle calibré à partir du champ 0 cm × 0 cm. Ce modèle utilisait une représentation 3D, similaire à celle du Chapitre 3, qui nous a permis de modifier la taille du champ, et par extrapolation, de déduire le rayonnement de fuite pour le champ ouvert 10 cm × 10 cm.

4.2. MATÉRIELS ET MÉTHODES

4.2.1. Les origines des fuites

Dans la présente étude, nous avons fait l'hypothèse que la dose due aux fuites d'un accélérateur linéaire d'électrons provenait du dépôt d'énergie des photons ayant traversé les différents éléments du blindage de l'appareil. Ces photons créés par *bremsstrahlung* pouvaient émaner soit du guide d'onde, soit de la cible (Lonski *et al.* 2012). La dose mesurée, D_{fuites} , pouvait alors être exprimée par :

$$D_{fuites} = D_{cible} + D_{guide} \quad (4.1)$$

Avec,

D_{fuites} , la dose mesurée due aux fuites,

D_{cible} , la dose due aux photons de fuite émanant de la cible,

D_{guide} , la dose due aux photons de fuite émanant du guide d'onde.

4.2.2. Représentation virtuelle 3D de l'accélérateur

Une représentation 3D similaire à celle développée dans le chapitre 3 a été utilisée dans cette étude. En plus des éléments déjà modélisés dans le programme :

- ❖ une source ponctuelle virtuelle, pouvant être assimilée à la cible ;
- ❖ plusieurs parallélépipèdes, représentant chacun une mâchoire ou une lame du collimateur secondaire.

Nous avons ajouté le guide d'onde :

- ❖ un cylindre, agissant comme une source linéaire virtuelle, pouvant être assimilé au guide d'onde.

Les dimensions et positions de ces éléments sont dépendants du linac modélisé et ont été définies à partir de documentation fournie par le constructeur, de la littérature (Karzmark 1984, Greene et Williams 1997, Mayles *et al.* 2007), ou de mesures sur la machine même lors des opérations de maintenance.

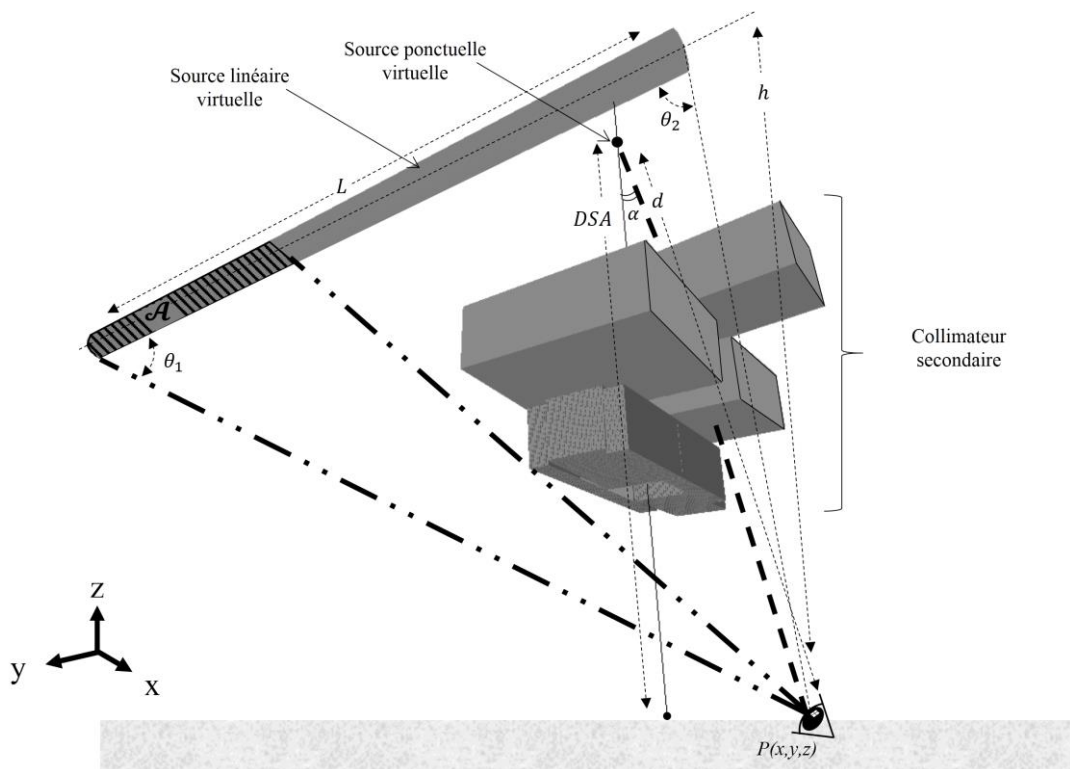


Figure 4.2-1: rendu 3D des sources de photons et des éléments de la tête de l'accélérateur pour l'estimation des fuites utilisant la bibliothèque graphique OpenGL. Un œil schématisé est positionné au point de calcul $P(x, y, z)$.

L'accélérateur modélisé pour cette étude était un Varian Novalis Tx. Le collimateur secondaire de cet appareil est composé de deux paires de mâchoires et d'un MLC. Pour désigner en même temps la section accélératrice et le tube de glissement qui parcourt la déviation, nous utiliserons à travers ce chapitre le terme de « guide d'onde ».

4.2.3. Photons de fuite venant de la cible

Nous avons considéré que les fuites venant de la cible provenaient de la source ponctuelle virtuelle, à travers le blindage de l'accélérateur linéaire. Sans connaissances précises sur les phénomènes exacts se produisant au niveau du blindage, nous nous sommes inspirés de l'approche utilisée en physique nucléaire pour prendre en compte les photons diffusés lors de l'évaluation de la transmission des photons à travers un matériau (White 1950, Kukhteevich et Tsypin 1959, Deatanyah *et al.* 2011, Singh et Badiger 2014). La dose $D_{cible}(x, y, z, f)$, déposée par les photons de fuite au point de calcul $P(x, y, z)$, pour une taille de champ f , a donc été évaluée par la relation suivante :

$$D_{cible}(x, y, z, f) = F(\alpha) \times D_{iso} \times \frac{DSA^2}{d^2} \times b(l) \times (A_{coll})^{n_{coll}(x,y,z,f)} \times (A_{blindage})^{m_{blindage}(x,y,z,f)} \quad (4.2)$$

Avec:

D_{cible} , la dose due aux photons de fuite venant de la cible de l'accélérateur,

$F(\alpha)$, la distribution angulaire de l'interaction des électrons *bremsstrahlung* au niveau de la source ponctuelle en fonction de α (figure 4.2-1) l'angle entre l'axe central du faisceau et l'axe passant par le point de calcul,

D_{iso} , un paramètre du modèle reflétant la dose à l'isocentre des photons venant de la source ponctuelle dans l'air,

DSA , la distance entre la source ponctuelle et l'isocentre (figure 4.2-1),

d , la distance entre la source et le point de calcul (figure 4.2-1),

$b(l)$, le facteur de correction de l'atténuation exponentielle des photons à travers un matériau, pour les photons diffusés dans le matériau, où l est le libre parcours moyen des photons,

A_{coll} , un paramètre du modèle reflétant l'atténuation exponentielle des photons à travers un des éléments du collimateur secondaire,

n_{coll} , le nombre d'éléments du collimateur secondaire le long du trajet direct d'un photon entre la source ponctuelle et le point de calcul,

$A_{blindage}$, un paramètre du modèle reflétant l'atténuation exponentielle des photons à travers le collimateur primaire et n'importe quel autre élément du blindage de l'accélérateur linéaire à l'exception du collimateur secondaire,

$m_{blindage}$, un operateur booléen (0 ou 1) indiquant si le point de calcul est situé à l'intérieur de l'angle d'ouverture du collimateur primaire ou pas.

La valeur du facteur de correction pour le diffusé dans le matériau est disponible et tabulé par l'American Nuclear Society (American National Standards Institute et American Nuclear Society 1991). Nous avons calculé $F(\alpha)$ avec le modèle proposé par (Nordell et Brahme 1984).

Sur la figure 4.2-1, l'épaisse ligne en tirets représente le parcours direct des photons à partir de la cible jusqu'au point de mesure.

4.2.4. Photons de fuites provenant du guide d'onde

Lors de leur parcours à travers le guide d'onde, certains électrons peuvent interagir avec les parois du tube et produire des photons de fuite par *bremsstrahlung* (Greene et Williams 1997). Ainsi, nous avons assumé que les fuites du guide d'onde provenaient d'une source linéaire virtuelle. En outre, nous avons supposé que l'intensité de cette source était homogène. Afin d'estimer la contribution de cette source, nous avons utilisé une approche similaire à celle de curiethérapie, dans le cas d'une source linéaire (Dutreix *et al.* 1982).

De plus, en fonction de la position du point de calcul, puisque le guide pouvait être caché par le collimateur secondaire, nous avons supposé que seule la proportion visible de la source linéaire contribuait à la dose due aux fuites au point de calcul.

$$D_{guide}(x, y, z, f) = \mathcal{A}(x, y, z, f) \times \frac{D_0}{L \times h} \times (\theta_2 - \theta_1) \quad (4.3)$$

Avec :

D_{guide} , la dose due aux photons de fuite venant du guide d'onde,

x, y et z , les coordonnées cartésiennes du point de calcul,

f , la taille du champ,

\mathcal{A} , la proportion de surface visible de la source linéaire du point de vue du point de calcul (figure 4.2-1),

D_0 , un paramètre estimé du modèle reflétant la dose à 1 m le long de la bissectrice perpendiculaire à l'axe de la source linéaire, dans l'air,

L , la longueur de la source linéaire (figure 4.2-1),

h , la distance orthogonale entre le point de calcul et la source linéaire,

θ_1 et θ_2 , les angles entre l'axe de la source linéaire et le point de calcul au niveau des extrémités de la source (figure 4.2-1).

Sur la figure 4.2-1, les deux lignes en pointillé-pointillé-tiret délimitent le champ de vision du point de vue du point de calcul $P(x, y, z)$, qui définit la partie visible, \mathcal{A} , de la source linéaire.

4.2.5. Détermination des paramètres du modèle

Les paramètres, α , d , n_{coll} , m_{shield} , \mathcal{A} , h , θ_1 et θ_2 ont été calculées avec la représentation 3D de l'accélérateur étudié.

Pour l'unique faisceau exploré, le 6 MV du Novalis Tx, les paramètres D_{iso} , A_{coll} , A_{shield} et D_0 , ont été estimés à partir des mesures à l'eau dans l'air rapportées dans le Chapitre 2, selon trois directions, l'axe x, l'axe y et l'axe à 45°. À partir des mesures, les paramètres ont été estimés par la méthode des moindres carrés, de sorte que l'équation (4.1) soit ajustée au mieux aux mesures expérimentales. Pour cela, nous avons eu recours la procédure *model* du logiciel SAS 9.4.

4.3. RÉSULTATS

4.3.1. Éléments du blindage et du collimateur secondaire le long du parcours des photons : n_{coll} et $m_{blindage}$

Pour déterminer n_{coll} et $m_{blindage}$ nous avons défini une grille de 200 cm \times 200 cm, de 1 cm de maille, perpendiculaire à l'axe central du faisceau au niveau de l'isocentre. Ainsi, nous avons comptabilisé le nombre d'éléments du blindage le long du parcours direct des photons entre la cible et chaque point de la grille pour le champ 0 cm \times 0 cm, figure 4.3-1(a), et le champ 10 cm \times 10 cm, figure 4.3-1 (b). Les résultats sont très hétérogènes. En effet, dans la partie centrale du plan d'observation, le nombre total d'élément du blindage peut varier de 0 à 4 d'un point de calcul à l'autre.

Le motif hachuré sur la figure 4.3-1 représente la partie du plan qui est sous le collimateur primaire, m_{shield} , et en niveau de gris, la surface du plan sous le collimateur secondaire, n_{coll} . Les mâchoires et les lames du MLC étant superposés les unes aux autres, le nombre peut varier de 0 à 3. Plus le nombre est important, plus le gris est foncé. Les parties les plus protégées du plan se situent sous le MLC. Sur la figure 4.3-1 (b) seulement, en blanc uni, est la surface qui reçoit le faisceau de traitement.

Pour le champ 0 cm \times 0 cm, 27 points de la grille sont protégés du point source par seulement une mâchoire. Pour le champ 10 cm \times 10 cm, 296 points sont dans cette situation. Lorsqu'une seule mâchoire protège les points dans le plan du patient, l'épaisseur totale de blindage est de 7,8 cm.

Au-delà de l'ouverture du collimateur primaire, à environ 60 cm de l'axe central du faisceau, il existe peu de variation avec la taille du champ.

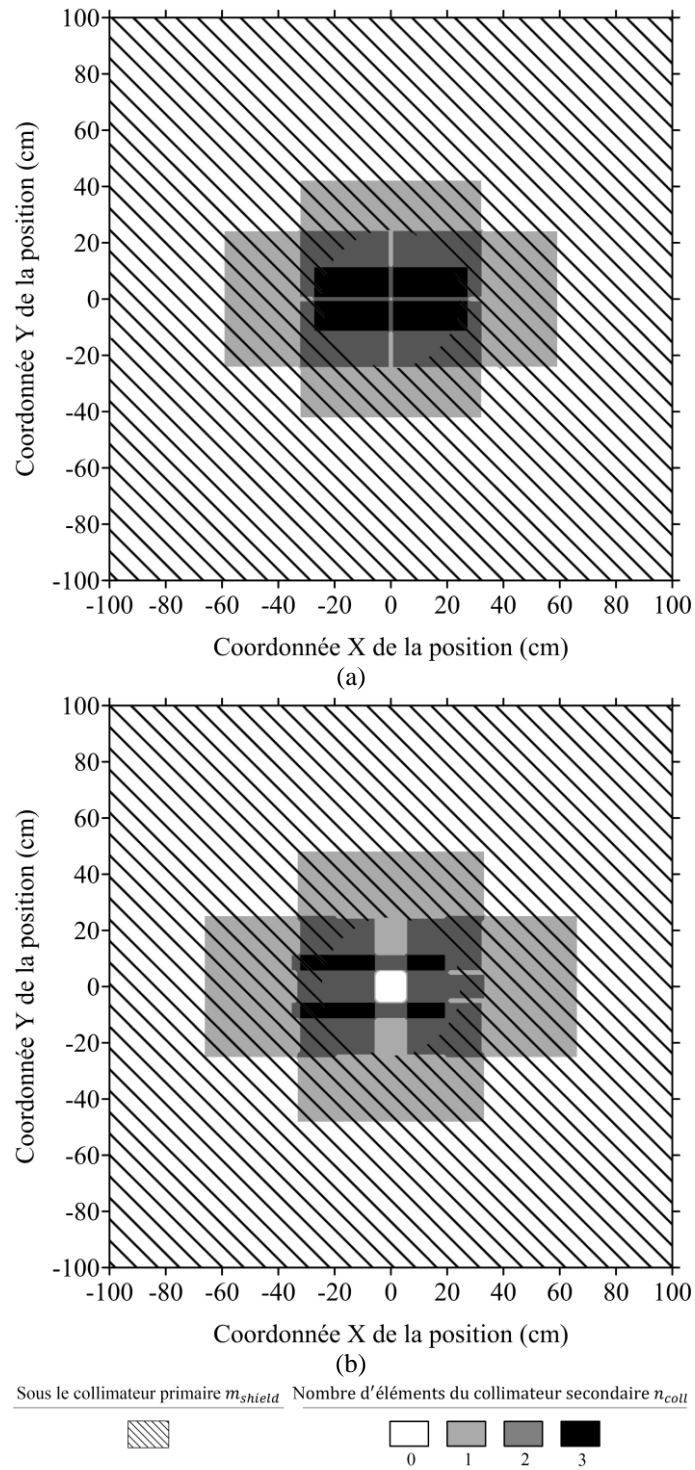


Figure 4.3-1: comparaison du nombre d'éléments du blindage, n_{coll} et $m_{blindage}$, entre la cible et les points d'une grille d'observation de $200\text{ cm} \times 200\text{ cm}$. (a) dans le cas d'un champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$, et (b), dans le cas d'un champ de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, pour le Novalis, dont le collimateur secondaire est composé de deux paires de mâchoires et un MLC. L'angle du collimateur est réglé à 0° .

4.3.2. Proportion visible de la source linéaire virtuelle: \mathcal{A}

Le calcul de la proportion visible de la source linéaire virtuelle, \mathcal{A} , est représentée figure 4.3-2(a) pour le champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$, et figure 4.3-2(b) pour le champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$.

En contraste avec la distribution du nombre d'éléments de blindage (figure 4.3-1), la variation de la proportion de visibilité de la source linéaire est beaucoup plus continue. Elle varie de 15 % à 65 %. Les valeurs les plus basses sont situées sous le collimateur secondaire et plus généralement le long de l'axe de rotation du bras, l'axe y dans le repère de l'accélérateur linéaire, du fait d'une protection sous la section accélératrice.

Plus la distance latérale par rapport à l'axe y est grande, plus la proportion de surface visible de la source linéaire est importante.

Pour le champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, le collimateur secondaire étant davantage ouvert, il couvre une plus importante surface que pour le champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$, et réduit donc la visibilité de la source linéaire à proximité de l'axe central du faisceau.

La Figure 4.3-3 représente la variation en pourcentage de la visibilité pour le champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ par rapport au champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$. Celle-ci varie de -30% à 6% . Les points présentant les plus grandes variations voient la visibilité de la source linéaire diminuer de 30% . Ces points sont situés le long des axes $x=-50\text{ cm}$ et $x=50\text{ cm}$ entre les coordonnées $y=-60\text{ cm}$ et $y=0\text{ cm}$.

Pour les points de calcul les plus éloignés de l'axe central du faisceau, il existe peu de variations avec la taille du champ.

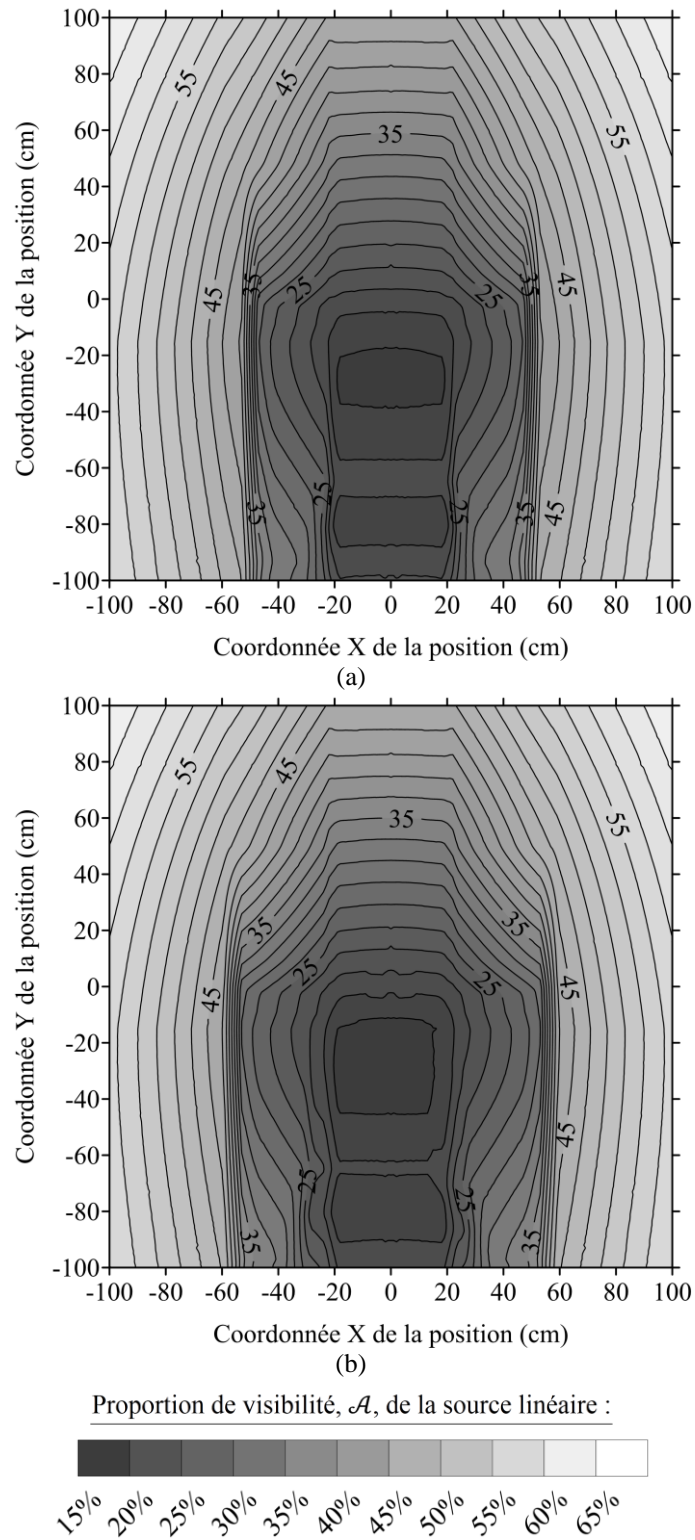
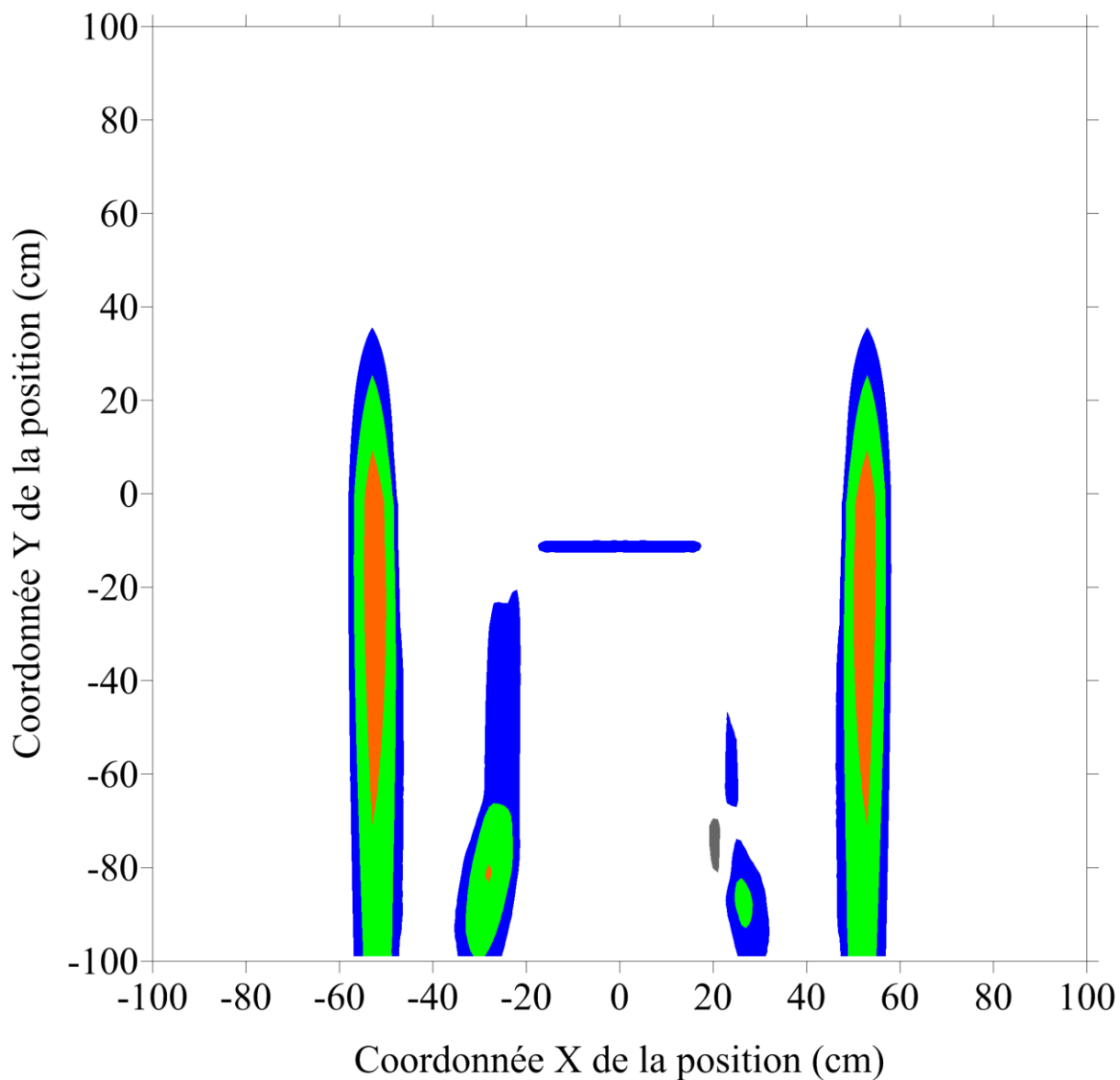


Figure 4.3-2: comparaison de la proportion de visibilité, \mathcal{A} , pour les points d'une grille d'observation de 200 cm \times 200 cm. (a) dans le cas d'un champ 0 cm \times 0 cm, et (b), dans le cas d'un champ de 10 cm \times 10 cm, pour le Novalis. L'angle du collimateur est réglé à 0°.



Variation de la visibilité de la source linéaire
entre le champ 0 cm × 0 cm et le champ 10 cm × 10 cm (%)

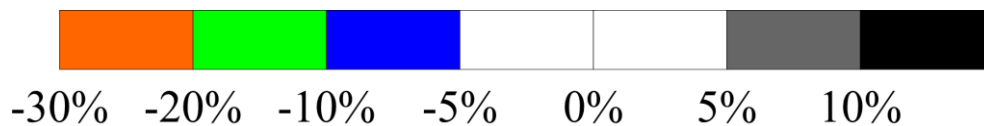


Figure 4.3-3 variation de la visibilité de la source linéaire pour les deux champs étudiés.

4.3.3. Accord calculs/mesures

Les paramètres calculés ci-dessus, n_{coll} , m_{shield} et \mathcal{A} , de même que les paramètres α , d , h , θ_1 et θ_2 , ont été utilisés pour estimer les paramètres du modèle, équations (4.2) et (4.3). Nous avons évalué l'adéquation entre le modèle et les mesures en calculant les écarts par le pourcentage de différence des calculs par rapport aux mesures. Soit :

$$\% \text{ de différence} = \frac{\text{calcul} - \text{mesure}}{\text{mesure}} \quad (4.4)$$

La moyenne des écarts était d'environ 7 % et la médiane inférieure à 5 %. Un seul point était à plus de 30 % d'écart.

Dans la [figure 4.3-4](#), les mesures et calculs sont donnés en pourcentage de la dose à l'isocentre pour un champ 10 cm × 10 cm et par unité moniteur (UM). La courbe épaisse montre comment le modèle est ajusté aux mesures qui sont représentées par les points noirs.

Chacun des trois graphiques représente la confrontation calculs/mesures suivant les trois directions mesurées : [figure 4.3-4\(a\)](#), le long de l'axe y, [figure 4.3-4\(b\)](#), le long de l'axe x et [figure 4.3-4\(c\)](#), suivant l'axe à 45 °. Les valeurs de doses calculées et mesurées sont données en ordonnée sur l'axe de gauche. Sur l'axe des ordonnées de droite, sont données les doses calculées des fuites provenant de la source ponctuelle et de la source linéaire, rapportée à la dose à l'isocentre pour un champ 10 cm × 10 cm par UM, respectivement représentées par la courbe en tiret et la courbe en pointillé-pointillé-tiret.

Sur la [figure 4.3-4\(b\)](#) and la [figure 4.3-4\(c\)](#) la contribution de la source linéaire est toujours plus importante que celle due à la source ponctuelle. Sur la [figure 4.3-4\(a\)](#), la source linéaire domine de même sauf entre $y = -25 \text{ cm}$ et $y = -11 \text{ cm}$ de même que symétriquement entre $y = 11 \text{ cm}$ et $y = 25 \text{ cm}$. Les dose de fuites les plus importantes sont situées à ces positions et sont 10 fois plus importantes que l'ensemble des autres doses de fuite. Ces parties correspondent aux surfaces identifiées dans la [figure 4.3-1\(a\)](#) où seulement un élément du collimateur secondaire protège le plan d'observation de la source ponctuelle.

4.3.4. Cartographie du rayonnement de fuite

La distribution de doses calculées pour le champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$ est représentée sur la [figure \(a\)](#) et par extrapolation nous avons calculé la distribution de doses pour un champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, représentée sur la [figure \(b\)](#).

Pour le champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$, les doses reçues par les points de calcul hors champ situés dans l'ouverture du collimateur primaire s'échelonnaient de 0,003 % à 0,08 %, et, en dehors de l'ouverture du collimateur primaire, de 0,003 % à 0,01 %. Bien que la dose maximale dans l'ouverture du collimateur soit 8 fois supérieure à celle en dehors, la dose moyenne était similaire, respectivement 0,006 % et 0,007 %.

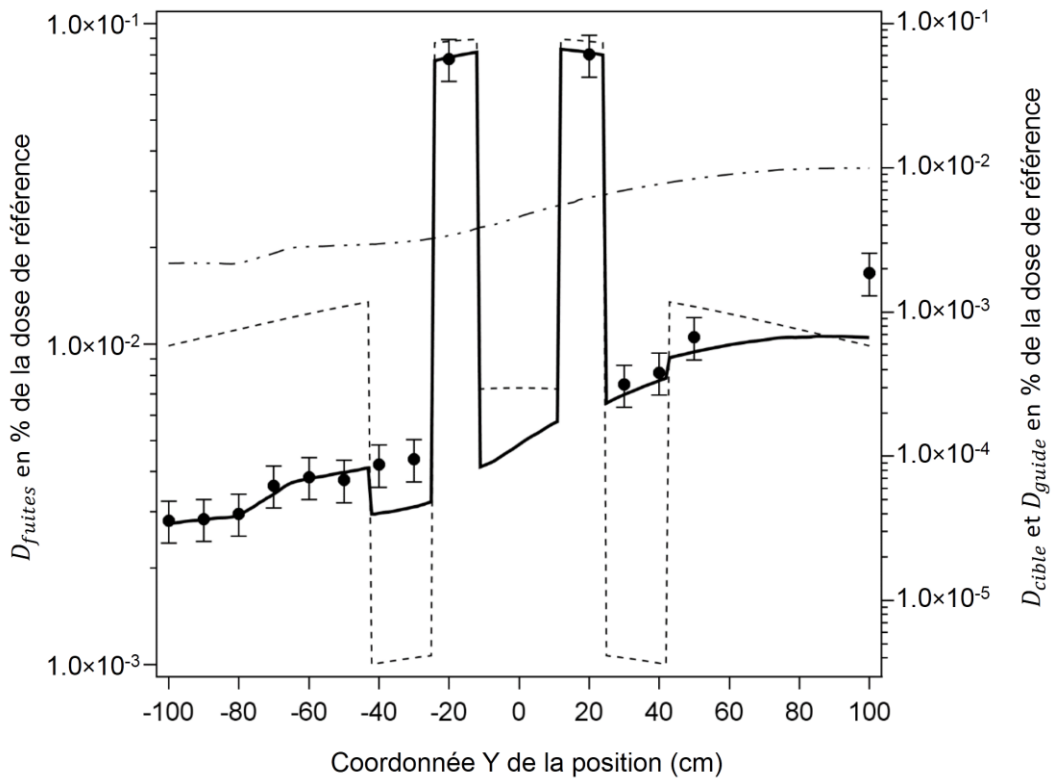
Pour le champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, les doses avaient une étendue similaire, de 0,003 % à 0,08 % et de 0,002 % à 0,01 % à l'intérieur et à l'extérieur de l'ouverture du collimateur primaire, respectivement. Cependant, la dose moyenne était nettement supérieure pour les doses dans l'ouverture du collimateur, 0,02 %, par rapport aux doses à l'extérieur 0,007 %.

La [figure 4.3-6](#) montre les variations des fuites pour le champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ par rapport au champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$. La différence des distributions en quantité de dose est aussi évaluée. Pour cela, nous avons comparé les deux distributions pour environ 6500 UM administrées, ce qui correspond à une dose de 70 Gy à l'axe pour un champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$.

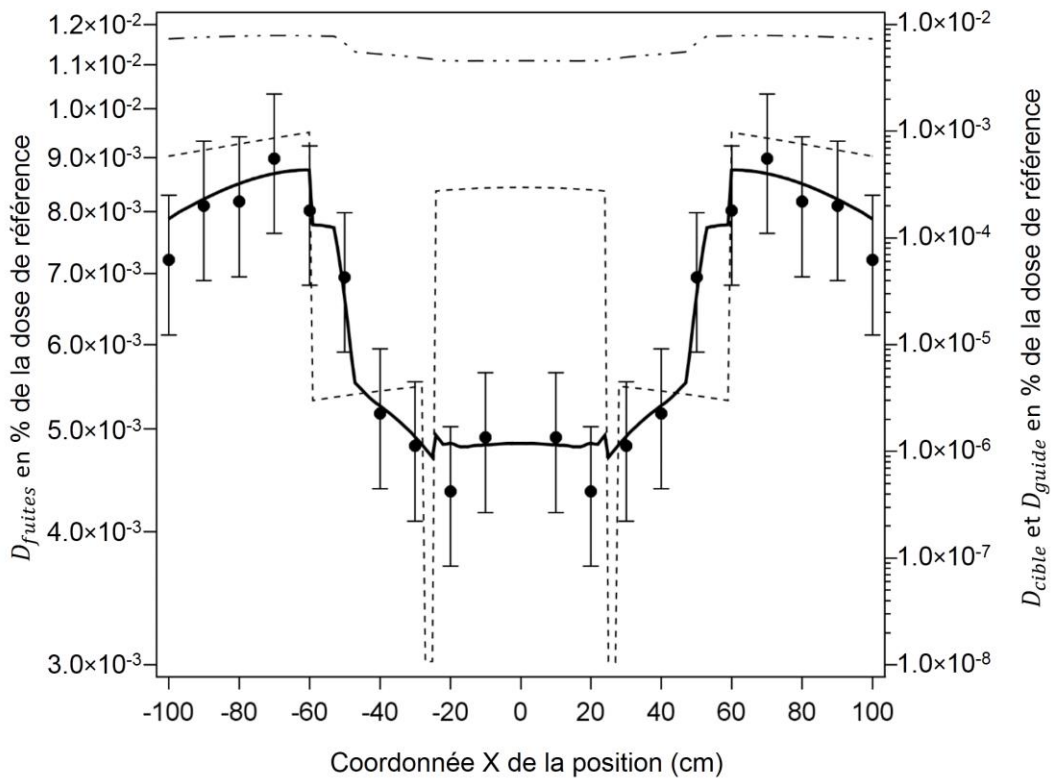
Pour les points situés sous le collimateur secondaire, lorsqu'une seule mâchoire était positionnée entre le point de calcul et la cible, les variations des fuites entre les deux tailles de champs étudiées pouvaient être au plus de 2000 %. Cela correspondait à une augmentation d'environ 50 mGy lorsque le champ s'élargit.

L'ouverture du champ pouvait aussi faire diminuer la dose de près de 30 %, pour les points situés le long des axes $x=-50\text{ cm}$ et $x=50\text{ cm}$, où la visibilité de la source linéaire diminuait, soit environ 2 mGy pour 6500 UM administrées.

Les valeurs les plus faibles de dose étaient situées entre $y=-100\text{ cm}$ et $y=-30\text{ cm}$ et entre $x=-50\text{ cm}$ et $x=50\text{ cm}$. Cette surface correspond aux parties où la source linéaire est cachée par le collimateur secondaire. Les doses les plus fortes sont en-dessous du collimateur, à côté des doses les plus faibles.



(a)



(b)

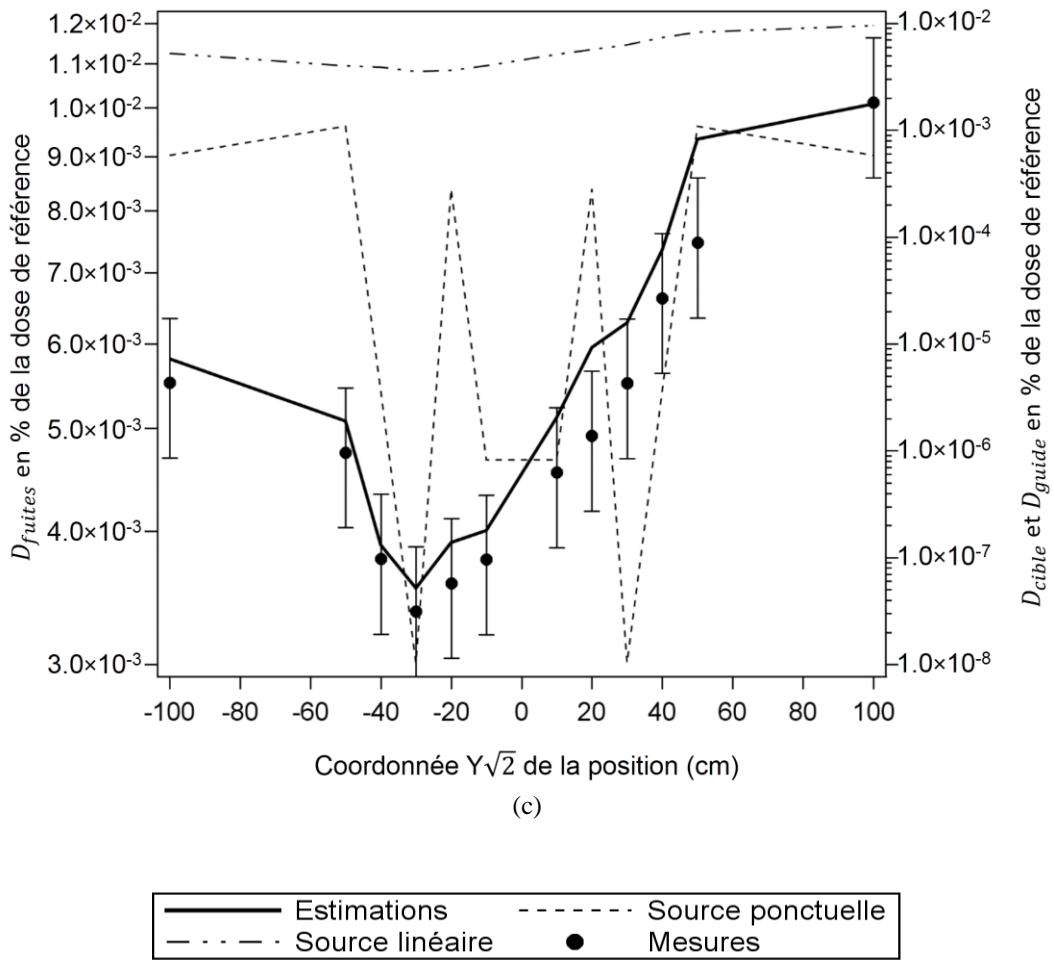


Figure 4.3-4: confrontation des calculs aux mesures du rayonnement de fuite pour un champ 0 cm × 0 cm et un angle collimateur réglé à 0° en fonction de la position dans le plan de mesure, (a), le long de l'axe y, (b), le long de l'axe x et (c), le long de l'axe à 45°. D_{fuites} en % de la dose de référence par UM est donnée sur l'axe des ordonnées de gauche. Sur l'axe des ordonnées de droite sont rapportés les valeurs calculées de D_{cible} et D_{guide} .

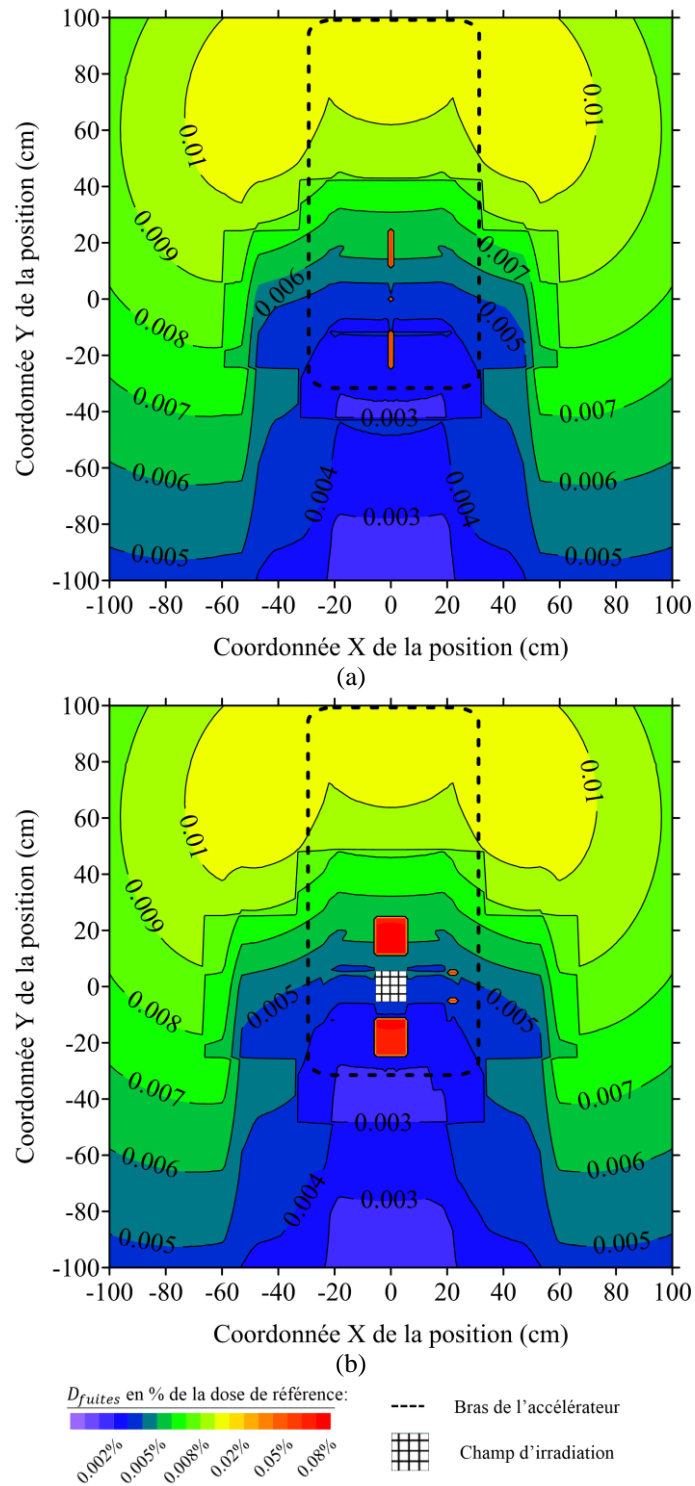


Figure 4.3-5: comparaison de la dose calculée D_{fuites} pour, (a), un champ 0 cm \times 0 cm et, (b), un champ 10 cm \times 10 cm. L'angle du collimateur est réglé à 0. Ces estimations ont été obtenues à partir de l'équation (4.1) en utilisant les paramètres du modèle suivant : $D_{iso} = 2.7 \times 10^{-1}$ Gy, $A_{coll} = 1.9 \times 10^{-3}$, $A_{shield} = 2.2 \times 10^{-5}$, $D_0 = 3.4 \times 10^{-4}$ Gy et le paramètre L était réglé à 1,25 m.

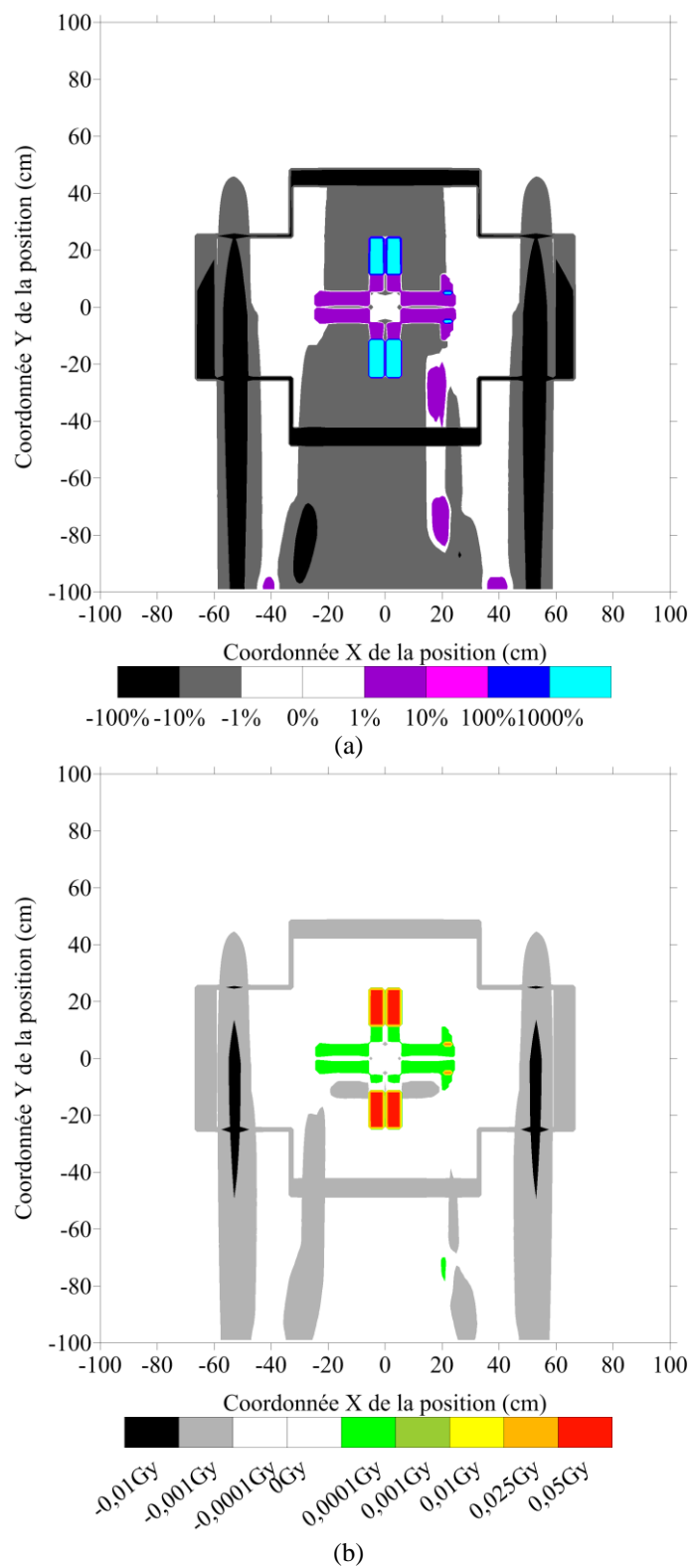


Figure 4.3-6 : (a) variation et, (b), différence de la distribution des doses pour le champ 10 cm × 10 cm par rapport au champ 0 cm × 0 cm.

4.4. DISCUSSION

La présente étude a permis d'établir un modèle pour l'estimation des doses dues au rayonnement de fuite au niveau du patient pour des champs ouverts. Nous avons supposé un modèle à deux sources : une source ponctuelle virtuelle située au niveau de la cible de l'accélérateur linéaire, et une source linéaire virtuelle, située le long de l'axe principal de la section accélératrice. Dans cette approche, nous avons pris en compte les particularités géométriques de l'appareil de traitement en mesurant les dimensions des éléments principaux de blindage et en effectuant des mesures spécifiques des doses venant de l'appareil de traitement. Sous réserve de l'obtention de ces paramètres, notre modèle est applicable à n'importe quel type d'accélérateur médical.

En accord avec les exigences internationales ([International Atomic Energy Agency \(IAEA\) 2006](#), [International Electrotechnical Commission \(IEC\) 2009](#)), toutes les doses mesurées et calculées étaient inférieures à 0,1 % de la dose à l'isocentre pour un champ 10 cm × 10 cm. De façon générale, nos résultats suggèrent que suivant la position dans le plan du patient, les doses dues aux fuites s'échelonnaient de 2 mGy à 60 mGy pour une dose à l'isocentre de 70 Gy, dans le faisceau de 6 MV étudié. Ces doses sont similaires à celles administrées pour un examen de tomodensitométrie. Pour cette raison, d'après les résultats de [Pearce *et al* \(2012\)](#) et [Mathews *et al* \(2013\)](#), ces distributions de faibles doses ne devraient pas être négligées lors de l'évaluation des risques carcinogéniques.

Il faut noter que nombre de phénomènes affectent la mesure de dose par TLD. Cela peut être l'incertitude du modèle d'étalonnage ou la procédure de mesure elle-même ([Izewska et Andreo 2000](#)). Selon [Ferreira *et al* \(2000\)](#), l'incertitude totale, pour un écart type, est 2,3 % dans un faisceau de rayons X. Cette valeur n'ayant pas été déterminée hors champ, où les mesures sont plus complexes, nous avons été amenés à utiliser l'incertitude globale rapportée par [Bordy *et al.* \(2013\)](#). Cette valeur a été trouvée en confrontant quatre types de dosimètres passifs pour mesurer la dose hors champ. Ils ont considéré que l'écart maximal entre les quatre dosimètres sur l'ensemble des doses mesurées était assimilable à la meilleure précision que l'on pouvait obtenir pour une mesure hors champ, 15 % donc, avec un facteur de recouvrement de 3. Ils indiquaient que ce résultat pouvait être utilisé en routine pour caractériser l'incertitude sur la mesure de la dose hors champ.

Une autre incertitude de notre travail est que seul le nombre d'éléments du collimateur secondaire est pris en compte pour estimer l'atténuation dans le modèle. En pratique, l'atténuation dépend aussi de l'angle selon lequel les photons traversent le matériau. Nous avons évalué que l'incertitude causée par cette approximation était au maximum de l'ordre de 16 %.

Nous avons supposé que la source linéaire, représentant les photons venant du guide d'onde, avait une intensité homogène. Ainsi, l'accroissement de l'énergie des électrons le long du tube accélérateur n'a pas été pris en compte. Lorsque l'énergie des électrons augmente, la distribution angulaire des photons émis par interaction *bremsstrahlung* est davantage dirigée vers l'avant et cela peut donc impacter l'intensité d'émission des photons de fuite le long du guide d'onde. Cependant, la technologie utilisée par Varian n'utilise pas une accélération continue des électrons ([Meddaugh et Kalkanis 2002](#)). À la place, les électrons sont accélérés dans une première partie de l'accélérateur, puis, selon le choix de l'utilisateur d'utiliser un faisceau de haute ou de basse énergie, les électrons seront accélérés dans la

deuxième partie ou ralentis. Par exemple, les électrons peuvent être accélérés jusqu'à 10 MeV dans la première partie du tube accélérateur, puis dans la seconde partie, accélérés jusqu'à 18 MeV, ou ralentis jusqu'à 6 MeV. La difficulté de prendre en compte cette spécificité de cet accélérateur et la bonne cohérence de notre modèle avec les mesures nous ont amenés à faire l'approximation d'une intensité homogène pour la source linéaire.

D'après nos résultats, la principale source de fuite de cet accélérateur, dans un faisceau de 6 MV, et à travers un plan d'observation de 200 cm × 200 cm situé au niveau du patient, est la source linéaire virtuelle, reflétant la fuite provenant du guide d'onde. Cette observation est en accord avec les résultats des mesures de Lonski *et al.* (2012), qui ont démontré qu'il existait un rayonnement de fuite significatif au niveau de la section accélératrice. En particulier, pour un accélérateur Varian 21-iX, dont le collimateur secondaire est composé de quatre mâchoires et un MLC, comme le Novalis Tx, les mesures les plus élevées étaient en-dessous de la coque de la section accélératrice. Notons ici que leur travaux n'incluaient pas de mesures directement sous le collimateur secondaire, à l'endroit où nous avons trouvé les doses les plus élevées.

En plus de l'accélérateur 21-iX, Lonski *et al.* (2012) se sont intéressés au Varian 600C, un accélérateur linéaire mono-énergie, dont la section accélératrice est isocentrique, c'est-à-dire dans le prolongement de l'axe central du faisceau de traitement. Ils ont mesuré, au niveau de la section accélératrice, des valeurs de fuite similaires sur cet accélérateur que sur d'autres accélérateurs multi-énergie (Varian 21-iX, Siemens Primus and Elekta Synergy-II). Pourtant, le 600C obtenait les valeurs de doses les plus faibles pour le rayonnement de fuite dirigés vers le patient. La même équipe (Taylor *et al.* 2011) avait déjà noté cette différence auparavant et avait suggéré que le blindage de la tête cachait la section accélératrice quand elle était verticale. Ces observations sont en accord avec notre modèle puisque le collimateur secondaire cacherait en grande partie la section accélératrice si elle était verticale.

Ceci a d'ailleurs été observé en 1983 par Greene *et al.*, qui insistent sur le fait de considérer l'ensemble du guide d'onde correspondant à la section accélératrice et la déviation, de même que la cible pour étudier les doses dues aux fuites. Suite à l'étude sur deux accélérateurs ayant des sections accélératrices verticale et horizontale, ils concluent que pour la section verticale, une grande partie du guide d'onde est à une distance maximale du patient et que le matériau même du guide peut faire office de blindage car interposé entre le patient et la partie de la section où sont les plus basses énergies.

Les doses les plus élevées ont été trouvées sous le collimateur secondaire, où les points de calcul étaient protégés de la cible par seulement un élément du collimateur secondaire. Ceci est dû au fait que le MLC utilisé dans cette étude, HD120™, mesure seulement 22 cm de large à l'isocentre, alors que les mâchoires mesurent environ 50 cm. En effet, cette machine étant à la fois dessinée pour administrer des traitements stéréotaxiques et des champs aussi larges que 40 cm × 40 cm, le collimateur primaire doit être adapté à la taille la plus grande de champ. Ainsi, les parties du plan d'observation protégé par une mâchoire seulement recevront les doses de fuite les plus importantes.

Généralement, les modèles Monte Carlo (MC) prennent en compte tous les éléments de l'accélérateur qui sont en contact avec le faisceau de traitement. La cible, le collimateur primaire, le filtre égalisateur, le collimateur secondaire, mais aussi les instruments de mesure nécessaires au contrôle du faisceau. Ainsi, une partie du rayonnement de fuite venant de la tête de l'accélérateur ne sera pas bien

simulée (Joosten *et al.* 2014). Cependant, plusieurs travaux se sont efforcés de détailler les éléments présents dans la tête de l'accélérateur, afin d'améliorer l'estimation des doses dues aux fuites et ainsi proposer un modèle MC pour la dose hors champ (Kry *et al.* 2006, 2007, Bednarz et Xu 2009, Joosten *et al.* 2011). Kry *et al.* (2010) ont estimé différentes composantes de la dose hors champ et ont en particulier séparé les fuites du reste en supprimant toutes les particules qui sortaient de l'ouverture du collimateur secondaire configuré pour un champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Leur but était d'étudier l'effet du retrait du filtre égalisateur sur la dose hors champ et plusieurs de ces composantes par rapport au même accélérateur avec un filtre égalisateur. Une allure similaire de la fuite a été rapportée sous le collimateur secondaire, dans les deux cas, entre 15 cm et 25 cm, où ils ont trouvé les doses de fuites les plus élevées, en accord avec nos résultats.

Dans le cas ci-dessus, seules les fuites venant de la tête sont prises en compte. En effet, les estimations du rayonnement de fuite au niveau du patient dans les modèles MC sont généralement limitées par le fait que le processus d'accélération n'est pas modélisé (Verhaegen et Seuntjens 2003). Ainsi, aucun rayonnement de fuite venant de la section accélératrice ne peut être pris en compte. Nos résultats peuvent donc être d'intérêt pour ces modèles car la composante venant du guide peut être ajoutée facilement.

Finalement, nous avons tenté d'améliorer le modèle d'estimation de la composante machine de la dose hors champ, développé au Chapitre 3, en l'assemblant avec ce modèle du rayonnement de fuite. Cependant, la calibration du modèle en fonction des mesures n'a pas convergé. Ceci peut être dû au fait que le modèle de la composante machine simule une partie des fuites. En effet, comme nous l'avons vu au Chapitre 1, le rayonnement de fuite peut augmenter avec la taille du champ (Figure 1.4-8). Puisque c'est aussi le cas du diffusé collimateur, il se pourrait que la partie de la dose due aux fuites qui varie avec la taille du champ soit modélisée en même temps que la fluence venant des photons diffusés par le collimateur secondaire. Ainsi, les deux modèles sont en conflit sur l'estimation d'une partie de la composante machine et ne peuvent fonctionner ensemble. Un travail supplémentaire permettant de séparer avec davantage de distinction les différentes contributions de la composante machine (diffusé tête, transmissions à travers les collimateurs, rayonnement venant de la section accélératrice, photons diffusés dans le blindage, *etc.*) sera nécessaire afin de coupler ces deux modèles.

4.5. CONCLUSION

Nous avons expérimenté la possibilité d'estimer les doses dues aux fuites d'un accélérateur à l'aide d'un modèle basé sur la bibliothèque graphique OpenGL. Ce type de modèle permet de prendre en compte les changements géométriques se produisant au niveau du collimateur secondaire avec la modification de la taille du champ.

Le modèle a été calibré avec des mesures effectuées par TLD insérés dans des capuchons d'équilibre électronique pour un champ $0\text{ cm} \times 0\text{ cm}$. Nous avons trouvé que la source linéaire virtuelle, reflétant les fuites provenant de la section accélératrice, était la principale source de rayonnement de fuite, alors que les valeurs les plus élevées de dose étaient dues à la source ponctuelle virtuelle, reflétant le rayonnement venant de la cible, pour les points de calcul situés sous le collimateur secondaire.

Les fuites pour un champ ouvert ont été déduites par extrapolation du modèle, à partir de la connaissance des modifications géométriques du collimateur lorsque la taille du champ change. Avec l'augmentation de la taille du champ, les variations locales des fuites s'étendaient de -30 % à 2000 %.

Dans cette approche, nous avons pris en compte les particularités géométriques de l'appareil de traitement en mesurant les dimensions des éléments principaux de blindage et en effectuant des mesures spécifiques des doses venant de l'appareil de traitement. Sous réserve de l'obtention de ces paramètres, notre modèle est applicable à n'importe quel type d'accélérateur médical.

Nos résultats montrant une fuite venant majoritairement de la section accélératrice est en accord avec le travail de Lonski *et al.* (2012). Ces résultats suggèrent qu'une protection supplémentaire autour de la section accélératrice pourrait permettre de diminuer l'irradiation des tissus sains par le rayonnement de fuite.

Finalement, les deux modèles que nous avons développés ne peuvent pour le moment pas être couplés car ils sont en conflit sur l'estimation d'une partie de la composante machine. Un travail supplémentaire permettant de séparer avec davantage de distinction les différentes contributions du rayonnement de fuite est nécessaire.

Chapitre 5. Évaluation du modèle dans des conditions proches de la clinique

5.1. INTRODUCTION

Nous avons mis en place un modèle de calcul validé à partir de mesures par TLD insérés dans des capuchons d'équilibre électronique pour des champs carrés. L'objectif de ce modèle étant d'estimer le facteur d'ouverture du collimateur à n'importe quelle position du plan du patient, il est nécessaire de le confronter à des mesures de dose effectuées dans des conditions plus proches de celles de la clinique. Cependant, notre modèle ne permettait pas de modéliser le diffusé dans le milieu, le diffusé patient, hors champ. Ainsi, nous avons effectué les mesures de contrôle en nous affranchissant de cette composante pour ne garder que la composante machine de la dose hors champ.

Nous avons utilisé un fantôme anthropomorphe simulant l'anatomie d'un enfant de 5 ans. Le fantôme a suivi l'ensemble des étapes d'un patient du département de radiothérapie de l'institut Gustave Roussy. Deux plans de traitement correspondant à deux cas cliniques récents de pédiatrie à l'institut ont été administrés au fantôme. De plus, nous avons effectué l'irradiation du fantôme sur une machine différente de celles utilisées précédemment. Afin de s'affranchir de la dose hors champ due au diffusé patient, nous avons supprimé le volume du fantôme qui se trouvait dans les faisceaux d'irradiation.

Nous avons utilisé le modèle introduit au [Chapitre 3](#) pour simuler les deux traitements. En calibrant le modèle à l'appareil, nous avons pu calculer l'estimation des doses dues à la composante machine reçues par le fantôme et ainsi les comparer aux mesures.

5.2. MATÉRIEL ET MÉTHODES

5.2.1. Cas cliniques d'irradiation

Nous avons effectué une recherche dans la base de données des patients de l'institut Gustave Roussy selon les critères suivants :

- ❖ Âge : 5 ans
- ❖ Taille : 110 cm
- ❖ Poids : 19 kg
- ❖ Type de traitement : Radiothérapie conformationnelle 3D

Parmi les récents patients pédiatriques de l'institut, deux traitements par radiothérapie ont été choisis à l'aide d'un radiothérapeute spécialisé en pédiatrie :

- ❖ Encéphale *in toto* prophylactique pour une leucémie aiguë
- ❖ Abdomen *in toto* pour un néphroblastome du rein gauche

Le traitement de la leucémie aiguë comportait deux champs latéraux (bras de l'accélérateur à 90° et 270°) et nécessitait un faisceau de 6 MV ([Tableau 5.2-1](#)). La taille du champ était suffisamment

grande pour inclure l'ensemble de l'encéphale du patient jusqu'à la cervicale C2, soit 19,1 cm × 16,3 cm. Le cristallin et partiellement les yeux, de même que la mandibule étaient protégés par les lames du MLC. La dose totale administrée au point de prescription était de 18 Gy, soient 1430 UM.

Le traitement du néphroblastome nécessitait un faisceau de 6 MV et comportait quatre champs (Tableau 5.2-1). Deux champs antérieurs : un champ incluant tout l'abdomen du patient, soit 24,8 cm × 25,3 cm, et un second de même taille avec un cache protégeant le rein controlatéral. De façon similaire, deux champs postérieurs étaient utilisés. Pour chaque champ, les lames du MLC protégeaient les deux têtes fémorales. La dose totale administrée au point de prescription était de 18 Gy, soient 1401 UM.

Pour ces deux plans de traitement, le point de prescription était positionné à l'isocentre de la machine.

Tableau 5.2-1 : détail des champs utilisés pour l'encéphale *in toto* et l'abdomen *in toto*, le nombre d'UM correspondant et la dose administrée au point de prescription sont indiqués dans les deuxième et troisième colonnes.

Champ	Nombre d'UM	Dose au point de prescription (Gy)
Encéphale <i>in toto</i> (6 MV):		
Latéral 90°	716	9
Latéral 270°	714	9
Abdomen <i>in toto</i> (6 MV):		
Antérieur	471	6,3
Antérieur avec cache	215	2,7
Postérieur	490	6,3
Postérieur avec cache	225	2,7

5.2.2. Préparation du plan de traitement

5.2.2.1. Fantôme anthropomorphe

Afin d'estimer les doses reçues par les tissus sains en dehors des champs de traitement des deux cas cliniques retenus, nous avons utilisé un fantôme anthropomorphe simulant l'anatomie d'un enfant de 5 ans, d'une taille de 110 cm et pesant 19 kg (ATOM 705-D, CIRS, Inc., Norfolk, VA). Ce fantôme comporte 26 plaques de 25 mm d'épaisseur. Une plaque est similaire à une coupe transverse d'imagerie dans le système de référence anatomique (Figure 5.2-1). Ce fantôme comporte trois types de densités simulant les tissus mous, les os et les poumons.

Dans chaque plaque un certain nombre de trous ont été percés afin de pouvoir y insérer des détecteurs de type TLD, le fantôme comporte en tout 180 trous. Chaque position de trou correspond à un des 19 organes radiosensibles considérés par le constructeur. Lorsqu'un trou n'est pas occupé par un TLD, il est rempli d'un insert de densité adéquate aux tissus environnants.

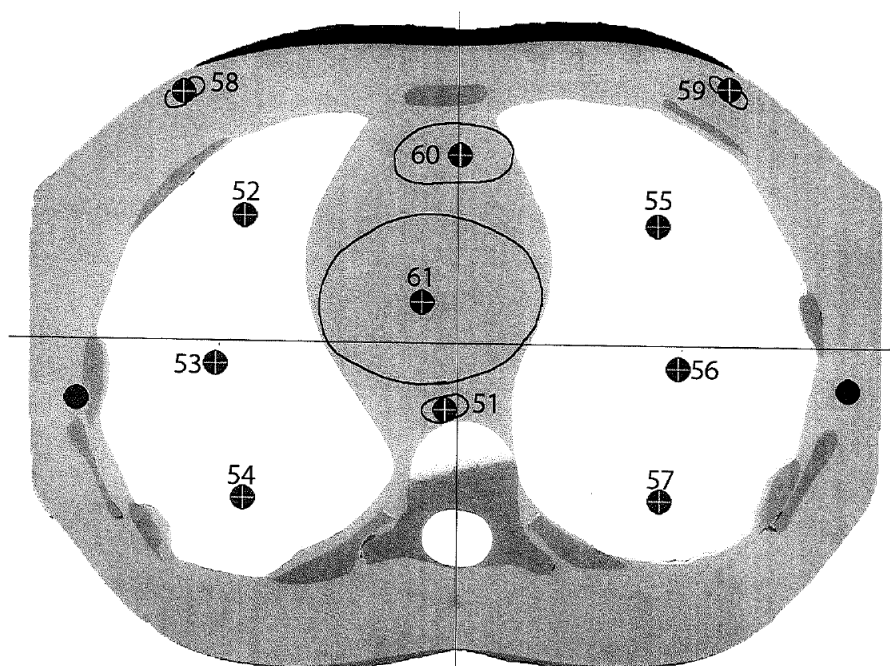


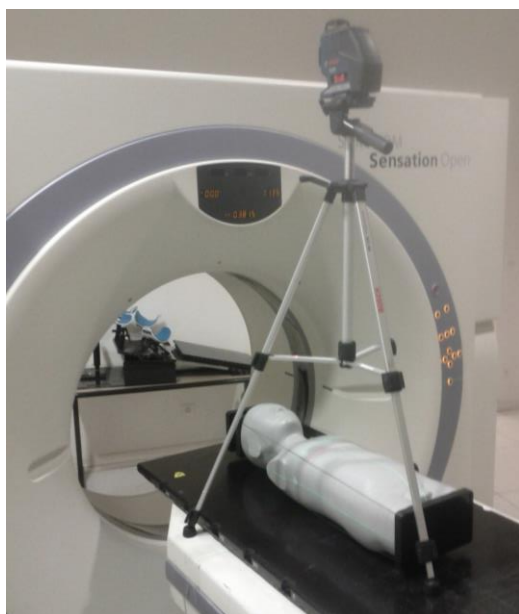
Figure 5.2-1 : exemple d'une plaque du fantôme ATOM 705-D. Les points noirs numérotés de 51 à 61 correspondent aux trous dans lesquels peuvent être insérés des TLD. Le point 51 correspond à l'œsophage, les points 52 à 57 correspondent aux poumons, 58 et 59 aux bourgeons mammaires, 60 au thymus et 61 au cœur.

5.2.2.2. Acquisition et contourage des structures anatomiques

L'acquisition de l'imagerie médicale du fantôme anthropomorphe a été effectuée avec un scanner Somatom Sensation Open (Siemens Healthcare, Malvern, PA, États-Unis d'Amérique) en deux temps :

- ❖ Avec la totalité des inserts en place dans les 180 trous
- ❖ Avec la totalité des inserts retirés, soient les 180 trous vides

Le fantôme a été positionné de manière à ce que les 26 sections qui le composent soient verticales. Une nappe laser montée sur un trépied positionné sur la table du scanner a été utilisée pour vérifier la verticalité (Figure 5.2-2). Aucune contention n'a été utilisée mais un système fourni par le constructeur permettait de maintenir les plaques du fantôme entre elles.



(a)



(b)

Figure 5.2-2 : mise en place du fantôme pour l'acquisition des images scanner. (a) une nappe laser est installée sur un trépied afin de contrôler la verticalité des plaques composant le fantôme. (b) trois billes en plomb sont collées sur le fantôme, sur la plaque numérotée 13. Une sur le sternum, et deux à mi-épaisseur à gauche et à droite.

La coupe zéro du scanner a été choisie au milieu de la plaque numérotée 13 du fantôme (Figure 5.2-2). Des repères dessinés au stylo sur des rubans adhésifs et 3 billes de plomb ont été collés à l'intersection des lasers de positionnement du scanner.

L'acquisition des images a été effectuée par coupes de 2 mm pour la totalité du fantôme. Les images scanner du fantôme ont ensuite été importées dans une « étude » créée avec le logiciel Isogray (version 4.1, Dosisoft co., Cachan, France). Nous avons inclus dans cette étude les images du fantôme avec les 180 inserts en place et les images du fantôme sans les inserts. En utilisant l'outil de contourage permettant de spécifier la plage d'unités Hounsfield à contourer nous avons créé 180 contours correspondants aux 180 points de mesure par TLD dans le fantôme. Nous disposons donc dans une même étude à la fois de l'imagerie du fantôme avec les 180 inserts en place, et donc invisibles pour ce qui est des unités Hounsfield, et des contours des trous dans l'ensemble du fantôme.

À l'aide de la position des trous, puisque chacun correspondait à un organe, et à l'aide de plusieurs imageries scanner de patients d'anatomie similaire à celle du fantôme, 47 structures ont été contourées par un radiothérapeute.

5.2.2.3. Planification du traitement

Afin d'utiliser les mêmes faisceaux que ceux utilisés dans le traitement des cas retenus pour cette application clinique, nous avons choisi d'effectuer nos irradiations sur la même machine de traitement que celle utilisée pour les cas choisis, un Varian Clinac 2300 C/D.

Les faisceaux des cas retenus ont été exportés au format DICOM-RT Plan puis importés dans l'étude du fantôme. L'anatomie du patient et du fantôme pouvant différer sensiblement, un dosimétriste et un radiothérapeute spécialisé en pédiatrie ont repositionné les mâchoires et les lames de chaque champ en fonction des structures contourées de notre fantôme.

Aussi, le néphroblastome nécessitait deux caches pour diminuer la dose au rein controlatéral. Ces derniers ont été recalculés par Isogray à partir de notre contour pour le rein droit. À partir de ces calculs, l'atelier de moulage de Gustave Roussy avait fabriqué deux caches en Cerrobend adaptés à l'anatomie de notre fantôme, pour les champs antérieur et postérieur du traitement du néphroblastome.

5.2.2.1. Choix des organes d'intérêts

Une fois le plan de traitement pour chaque cas fixé, nous avons déterminé quels organes d'intérêt étaient entièrement hors champ. Avec l'avis du radiothérapeute spécialisé en pédiatrie, nous avons choisi, parmi ces organes, ceux dans lesquels serait mesurée la dose. Pour chaque plan de traitement, la liste des organes retenus est présentée dans le [Tableau 5.2-2](#). Ce tableau présente aussi le nombre de point de mesure dans un même organe.

Tableau 5.2-2 : liste des organes dans lesquels a été estimée la dose reçue et le nombre de points de mesure par organe.

Organes	Nombre de points de mesure par organe d'intérêt	
	Plans de traitement :	
	Encéphale <i>in toto</i>	Abdomen <i>in toto</i>
Encéphale	0	2
Mandibule	0	2
Thyroïde	2	2
Thymus	1	0
Poumon gauche	2	1
Poumon droit	2	1
Œsophage	2	1
Sein droit	1	0
Cœur	2	0
Rein gauche	1	0
Intestin	2	0
Ovaire gauche	1	0
Vessie	1	0
Testicule gauche	1	0

5.2.3. Mises en place expérimentales d'irradiation

Afin de tester au mieux notre modèle, nous avons choisi tout comme lors de nos mesures pour des champs simples, de nous affranchir de la dose due au diffusé patient. Le fantôme étant sectionné en 26 plaques, celles qui étaient dans le faisceau de traitement ont été retirées de sorte que le faisceau ne rencontrait aucun matériau diffusant. Ne pouvant utiliser le dispositif fourni par le constructeur pour maintenir les plaques ensemble lorsque certaines étaient retirées, afin de garder les plaques dans la même position que lors du scanner, nous avons utilisé des supports en polystyrène expansé fabriqués par l'atelier de moulage et du ruban adhésif.

Pour chacune des quatre irradiations effectuées, deux par traitement, nous avons effectué les étapes suivantes :

- ❖ Insertion des TLD aux positions retenues
- ❖ Repositionnement du fantôme à l'isocentre à l'aide des billes de plomb
- ❖ Déplacements de table spécifiques au traitement. Une fois en position, seul le bras de l'accélérateur effectuait des rotations autour du fantôme pour administrer les différents champs de traitement.
- ❖ La dose administrée par traitement a été doublée afin d'améliorer le rapport signal/bruit.
- ❖ Extraction des TLD

Afin de pouvoir comparer nos résultats avec le TPS et la littérature, celle-ci ne rapportant pas la contribution de la composante machine seule, les mêmes irradiations ont été effectuées avec la totalité des plaques. La dose hors champ était alors composée de la dose due au diffusé patient et de la dose due à la composante machine.

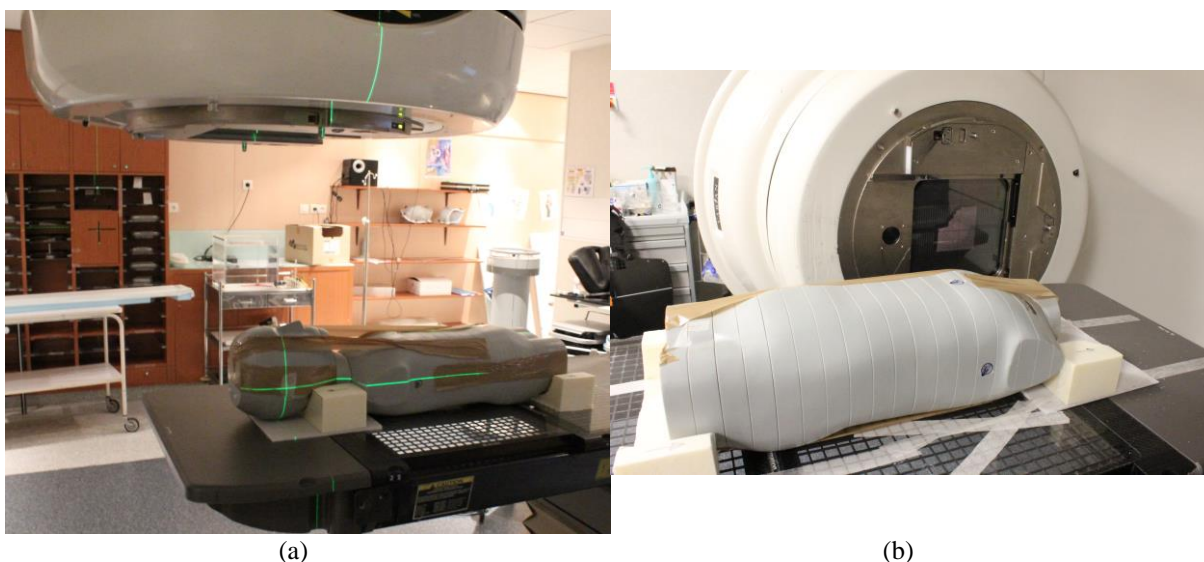


Figure 5.2-3 : mise en place pour l'irradiation du fantôme (a) avec la totalité des plaques, le fantôme est positionné à l'isocentre, (b) sans les plaques dans le faisceau d'irradiation pour le plan de traitement encéphale *in toto*.

5.2.4. Collecte des données technologiques de l'accélérateur

5.2.4.1. FOC dans l'air sur l'axe

Afin de calibrer notre modèle à ce nouvel accélérateur, des mesures de FOC ont été effectuées pour le faisceau de 6 MV du Clinac. Une chambre d'ionisation de $0,125 \text{ cm}^3$ (PTW, SemiFlex 31010, Freiburg, Allemagne) raccordée à un électromètre (UNIDOSE, PTW) a été utilisée. Insérée dans un capuchon d'équilibre électronique en laiton de 3,2 mm, elle a été positionnée sur un support en polystyrène expansé, à l'isocentre de la machine, *i.e.* sur l'axe du faisceau et l'axe de rotation du bras, à 100 cm de la cible.

Le signal à l'isocentre pour 200 UM administrés a été mesuré avec la chambre d'ionisation pour une trentaine de tailles de champ entre $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ et $40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$. Le facteur d'ouverture du collimateur dans l'air (FOC_{air}) a été déterminé en calculant le rapport entre le signal mesuré pour chaque taille de champ et le signal mesuré pour la taille du champ de référence, $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$.

5.2.4.2. Mesures de doses hors champ dans l'air pour le champ de référence

Des mesures par TLD insérés dans des capuchons d'équilibre électronique en aluminium tel que décrit dans le [Chapitre 2](#) ont été effectuées. Une dizaine de points de mesures hors champ pour le champ de référence $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, ont été évalués le long de l'axe Y, direction tête-pieds, entre -60 cm et 45 cm de l'axe du faisceau de 6 MV. Ces positions correspondaient à celles des organes d'intérêt retenus pour cette étude.

5.2.4.3. Données géométriques de l'accélérateur

Les dimensions des mâchoires, des lames du MLC et le nombre de lames a été déterminé en se référant à la documentation du constructeur et des mesures que nous avons au préalable collectées pour le Novalis Tx. En effet, ces deux accélérateurs médicaux ont une structure de base similaire, seul le MLC change.

Le modèle du MLC du Varian 2300 C/D que nous avons utilisé est un MLC millenium. Il est composé de 80 lames de 1 cm de largeur à l'isocentre, de 6,66 cm d'épaisseur. La largeur et l'ouverture totales du MLC permettent de réaliser un champ carré de 40 cm de côté. Tout comme le HD-MLC du Novalis, ce MLC utilise un mouvement exclusivement horizontal des lames qui sont alors arrondies au bout.

Deux caches en Cerrobend sont utilisés pour le traitement du néphroblastome. Les caches sont vissés chacun sur une plaque en PMMA de 1 cm d'épaisseur qui se fixe sur le porte-accessoire de la tête du Clinac. La distance entre le porte-accessoire et l'isocentre de la machine est de 34,62 cm d'après la documentation du constructeur. Les caches font 8,1 cm d'épaisseur et sont placés au-dessus de la plaque de PMMA. Leur forme est celle du rein droit contourné dans le fantôme. Le cache étant dans le champ, il est susceptible de diffuser des photons venant directement de la cible vers des positions hors champ et ainsi contribuer à la composante machine de la dose hors champ. Afin de prendre en compte les caches dans notre modélisation 3D de l'accélérateur, nous les avons assimilés à des cylindres elliptiques de 8,1 cm d'épaisseur, en utilisant leur plus grand axe et l'axe perpendiculaire comme données pour tracer

l'ellipse. Nous avons considéré que les côtés du cylindre agissaient comme des sources virtuelles contribuant à la composante diffusé tête de la dose hors champ, et nous avons fixé leur intensité de la même façon que les sources virtuelles du collimateur secondaire. Ainsi, leur surface visible a été ajoutée au paramètre \mathcal{A}_{plan} de l'équation (3.23) introduite au paragraphe 3.2.3.

5.2.5. Calcul de la dose dans le fantôme

5.2.5.1. Paramétrage de la représentation 3D et calibration du modèle

À partir des données technologiques de la machine, nous avons paramétré la représentation géométrique 3D utilisant OpenGL. Celle-ci permettait de simuler le collimateur secondaire du Clinac 2300 C/D utilisé pour les mesures et de déterminer la taille, la position et l'occultation des sources de photons responsables de la composante machine de la dose hors champ. La visibilité de ces sources du point d'intérêt servait de paramètre d'entrée au modèle qui permettait d'estimer le FOC_{air} au point d'intérêt.

Pour étalonner le modèle en fonction du Clinac 2300 C/D, motivé par le fait que le rapport des surfaces visibles était égal au FOC_{air} lorsque la source circulaire était cachée (équation (3.26) paragraphe 3.3), nous avons choisi de n'utiliser que des mesures sur l'axe. Les surfaces visibles des sources virtuelles de photons, \mathcal{A}_{point} , \mathcal{A}_{disque} et \mathcal{A}_{plan} , ont été estimées pour un point situé à l'isocentre, avec les mêmes tailles de champ que celles utilisées pour les mesures du FOC_{air} sur l'axe, réalisées dans le faisceau de 6 MV (paragraphe 5.2.4.1). Le modèle, équation (3.23), a ensuite été ajusté aux mesures et les paramètres α et β en ont été déduits.

5.2.5.2. Calcul des surfaces visibles des sources virtuelles

À partir des contours des emplacements des TLD dans le fantôme réalisés avec le TPS, nous avons calculé la position des détecteurs relative à l'isocentre pour chaque traitement. Le point de prescription étant positionné à l'isocentre, nous avons utilisé les déplacements qui étaient appliqués au fantôme lors de la mise en place sur la table de traitement, pour calculer la position des TLD.

Pour une position de détecteur donnée, nous avons calculé la surface visible des sources virtuelles du point de vue du détecteur. La même opération a été répétée pour le champ de référence, le champ carré $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$, à la position de chaque détecteur. À partir des coefficients calculés lors de l'étalonnage du modèle, et en utilisant l'équation (3.23) nous avons estimé le FOC dans l'air. Nous avons répété cette étape pour chacun des six faisceaux (deux pour l'encéphale *in toto*, quatre pour l'abdomen *in toto*) puis nous avons sommé le résultat de chaque faisceau en pondérant par le nombre d'UM rapporté au nombre d'UM total :

$$FOC_{air}(Encéphale) = \frac{\frac{716}{1430} \times \Psi(x, y, z, \text{Latéral } 90^\circ) + \frac{714}{1430} \times \Psi(x, y, z, \text{Latéral } 270^\circ)}{\Psi(x, y, z, 10\text{ cm} \times 10\text{ cm})} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned}
 &FOC_{air}(Abdomen) \\
 &\frac{471}{1401} \times \Psi(x, y, z, Antérieur) + \frac{215}{1401} \times \Psi(x, y, z, Antérieur avec cache) \\
 &+ \frac{490}{1401} \times \Psi(x, y, z, Postérieur) + \frac{225}{1401} \times \Psi(x, y, z, Postérieur avec cache) \\
 &= \frac{\Psi(x, y, z, 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm})}{\Psi(x, y, z, 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm})}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Avec,

$FOC_{air}(Encéphale)$ et $FOC_{air}(Abdomen)$, le facteur d'ouverture collimateur dans l'air pour l'encéphale *in toto* et l'abdomen *in toto*, respectivement, au point d'intérêt x, y, z correspondant aux coordonnées d'un des détecteurs placés dans le fantôme,

Ψ est la fluence énergétique des photons au point d'intérêt pour chaque champ de chaque traitement. En particulier, $\Psi(x, y, z, 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm})$ est la fluence énergétique au même point d'intérêt pour le champ de référence, soit le champ $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$.

5.2.5.3. Passage à la dose

Nous avons vu que le FOC_{air} pouvait être estimé par le rapport de la fluence énergétique pour le champ d'intérêt et de la fluence pour le champ de référence, mais aussi par le rapport de la dose pour le champ d'intérêt et la dose pour le champ de référence. Ainsi :

$$FOC_{air}(x, y, z, c) = \frac{\Psi(x, y, z, c)}{\Psi(x, y, z, c_{ref})} = \frac{D(x, y, z, c)}{D(x, y, z, c_{ref})} \tag{5.3}$$

Alors, afin de déterminer la dose au champ d'intérêt, $D(x, y, z, c)$, nous avons calculé le produit du FOC_{air} et de la dose au point d'intérêt pour le champ de référence :

$$D(x, y, z, c) = FOC_{air}(x, y, z, c) \times D(x, y, z, c_{ref}) \tag{5.4}$$

Afin d'estimer la dose à l'eau dans l'air à chaque point d'intérêt pour le champ de référence, $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ nous avons interpolé les mesures effectuées dans le champ $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$.

À partir des mesures de dose hors champ évaluées le long de l'axe Y, direction tête-pieds, entre -60 cm et 45 cm de l'axe du faisceau de 6 MV (§5.2.4.2), nous avons utilisé une somme d'exponentielles pour interpoler chaque mesure en fonction de la distance à l'isocentre, en utilisant la procédure *model* du logiciel SAS (SAS Institute Inc., Cary, NC, États-Unis d'Amérique). Ne disposant pas de mesures dans tout le plan, nous avons fait l'approximation que la dose pour le champ de référence ne dépendait que de la distance à l'isocentre. Ainsi :

$$D(x, y, z, c_{ref}) = D(d_{iso}, c_{ref}) = a \times \exp(-b \times d_{iso}) + c \times \exp(-d \times d_{iso}) \tag{5.5}$$

Avec,

a, b, c et d , les paramètres à déterminer pour interpoler les mesures,

d_{iso} , la distance du milieu du tube TLD, x, y et z , à l'isocentre de la machine calculé avec :

$$d_{iso} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

Nous avons supposé que la variation de la dose avec la distance à l'isocentre était différente de part et d'autre du faisceau de traitement. Aussi, deux jeux de paramètres ont été estimés : un premier pour les points situés sous la section accélératrice, de coordonnée Y positive, le long de l'axe tête-pieds, un second pour les points de coordonnée Y négative.

Finalement, à un point d'intérêt donné, afin de déterminer la dose par le produit de l'estimation de la dose dans le champ de référence, et du FOC_{air} calculé par le modèle, nous avons supposé que l'atténuation des photons dans le fantôme était négligeable. Ainsi :

$$D(x, y, z, c) = FOC_{air}(x, y, z, c) \times D(d_{iso}, c_{ref}) \quad (5.6)$$

5.3. RÉSULTATS

5.3.1.1. Doses aux organes d'intérêt

Pour chaque plan de traitement, la dose hors champ totale et la dose due à la composante machine ont été mesurées. À partir de ces deux grandeurs, la composante due aux photons diffusés par le volume irradié du patient a été calculée par soustraction :

$$\text{Diffusé patient} = \text{Dose totale} - (\text{Composante machine})$$

Pour chaque point d'intérêt, la variation de ces trois composantes est donnée [Figure 5.3-1](#). Un point d'intérêt est désigné par le numéro du TLD dans le fantôme anthropomorphe et l'organe qu'il représente. L'ensemble des points d'intérêt sont triés en fonction de la distance à l'axe.

Nous pouvons observer une tendance similaire décroissante entre la dose totale et la composante machine avec la distance à l'axe. Le diffusé patient calculé est du même ordre de grandeur que la composante machine à proximité du champ. Ensuite, le diffusé patient diminue plus fortement avec la distance à l'axe que la dose totale ou la composante machine qui deviennent alors similaires.

La similitude entre le diffusé patient et la composante machine à proximité du champ est quelque peu inattendue. En effet, on considère généralement que le diffusé patient est la composante principale de la dose hors champ à proximité du faisceau d'irradiation. Cependant, dans un cas pédiatrique, le corps du patient étant plus petit, le volume irradié l'est tout autant, ce qui pourrait réduire la contribution du diffusé patient et expliquer la contribution similaire du diffusé patient et de la composante machine à proximité du faisceau de traitement.

5.3.1.1. Calibration du modèle de dose hors champ au Clinac 2300 C/D

Les mesures de FOC_{air} sur l'axe ont été utilisées pour calibrer notre modèle d'estimation de la composante machine hors champ. La correspondance entre les mesures et le calcul donné par notre modèle est illustré [Figure 5.3-2](#). Les mesures de FOC_{air} pour les champs 3 cm × 3 cm, 4 cm × 4 cm et 5 cm × 5 cm ont été écartées car elles étaient abérantes. L'incertitude sur la mesure par chambre d'ionisation a été évaluée à 2%. Sur la figure, nous avons tracé les barres d'erreur pour les quatre premières mesures seulement par soucis de lisibilité.

Les paramètres estimés sont résumés dans le [Tableau 5.3-1](#). Afin d'évaluer la cohérence entre nos mesures et nos calculs nous avons inclus dans la table le coefficient de détermination R^2 .

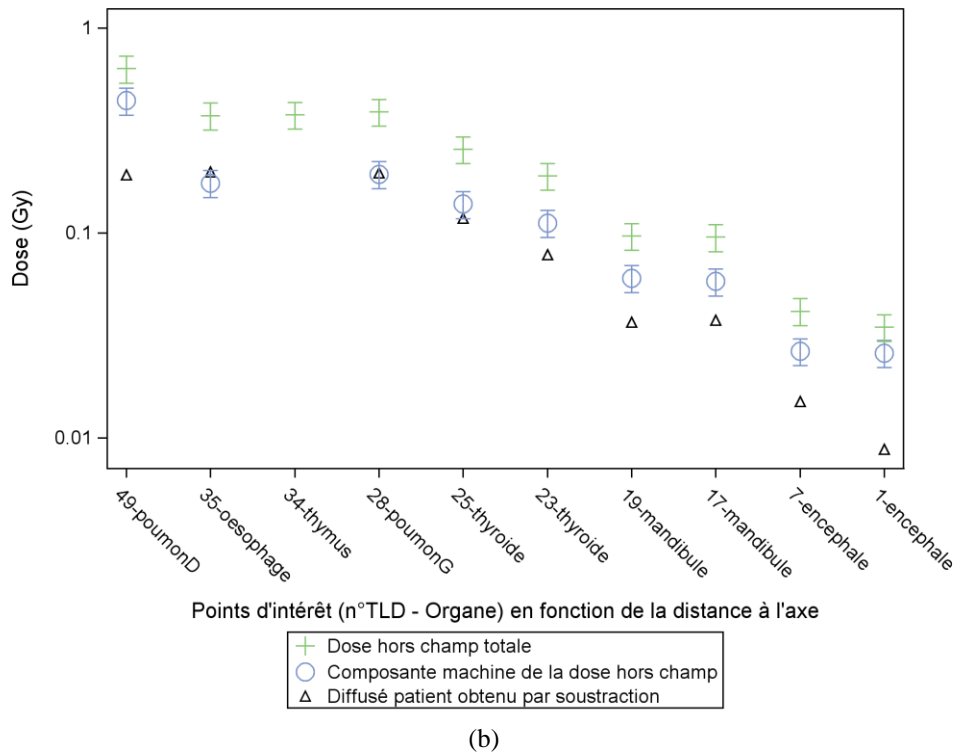
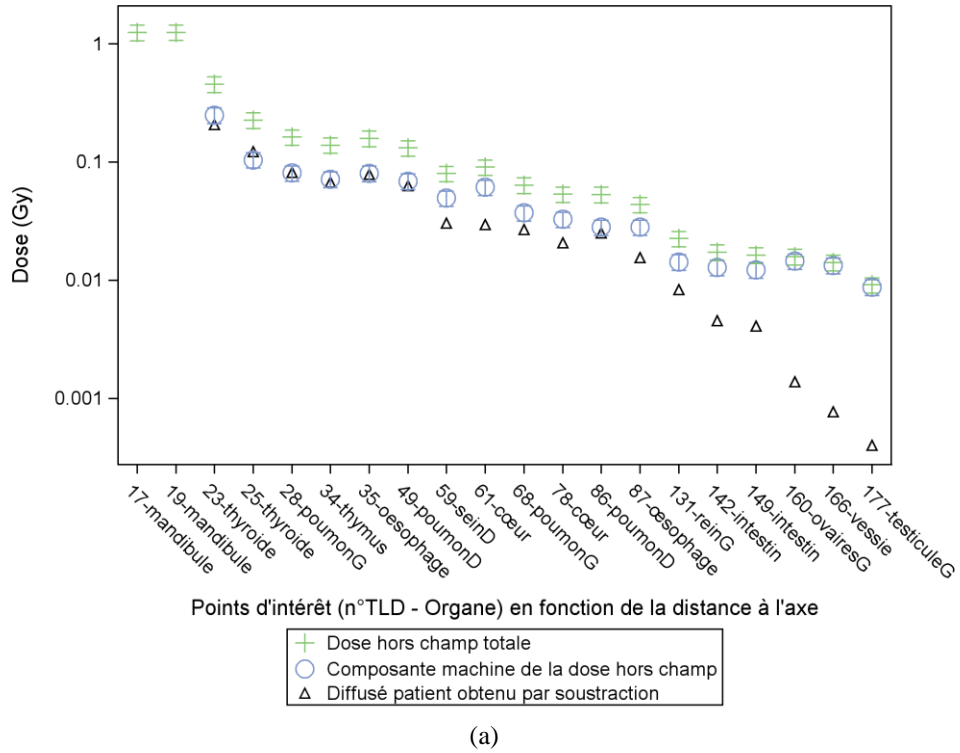


Figure 5.3-1 : variation de la dose totale hors champ, de la composante machine et du diffusé patient pour chaque point d'intérêt trié en fonction de la distance à l'axe, (a) pour l'irradiation encéphale *in toto*, (b) pour l'abdomen *in toto*. Pour chaque point d'intérêt, le numéro de TLD dans le fantôme anthropomorphe et l'organe qu'il représente est donné.

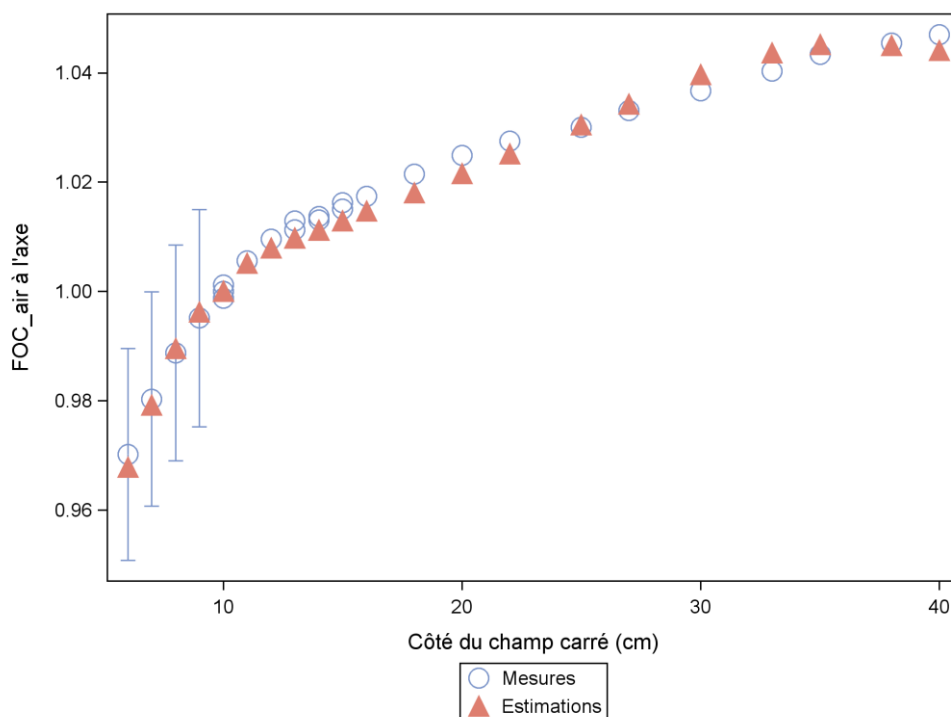


Figure 5.3-2 : confrontation des mesures du FOC_{air} par chambre d'ionisation avec les estimations de notre modèle. L'incertitude sur nos mesures est de 2%, les barres d'erreur sont données pour les quatre premières mesures seulement par soucis de lisibilité.

Tableau 5.3-1 : valeurs estimées des paramètres du modèle pour le faisceau de 6 MV du Clinac 2300 C/D. Les paramètres ψ_{point} , ψ_{disque} reflétaient la fluence énergétique par unité de surface émanant respectivement de la source ponctuelle et de la source circulaire, et k était utilisé pour modéliser la fonction de distribution gaussienne appliquée à la source circulaire. Le coefficient de détermination est donné pour chaque faisceau.

Paramètres estimés	
α (10^2 cm^{-4})	8082
k (10^{-2} cm^{-2})	1,71
β (10^{-3} cm^{-4})	44560
R^2	0,99

5.3.1.2. Comparaisons calculs/mesures

Afin d’interpoler les mesures de dose hors champ à l’eau dans l’air, nous avons utilisé une somme d’exponentielles. Deux jeux de paramètres ont été estimés : un premier pour les points situés sous la section accélératrice, de coordonnée y positive le long de l’axe tête-pieds, un second pour les points de coordonnée y négative. Ceux-ci sont rapportés dans le **Tableau 5.3-2**. La cohérence entre calculs et mesures peut être évaluée par le coefficient de détermination R^2 , donné dans la table, et graphiquement sur la **Figure 5.3-3**.

Tableau 5.3-2 : valeurs estimées des paramètres du modèle pour interpoler les mesures de dose hors champ pour le faisceau de 6 MV du Clinac 2300 C/D. Deux fonctions sont utilisées, une première pour les points situés sous la section accélératrice, $Y > 0$, et une seconde pour les points situés à l’opposé par rapport au champ de référence, $Y < 0$. Les paramètres a , b , c , d du modèle d’interpolation et le coefficient de détermination sont donnés pour chaque fonction.

	a	b	c	d	R^2
$Y < 0$	0,015	0,026	0,411	0,206	0,99
$Y > 0$	2,16E-7	-0,208	0,084	0,081	0,98

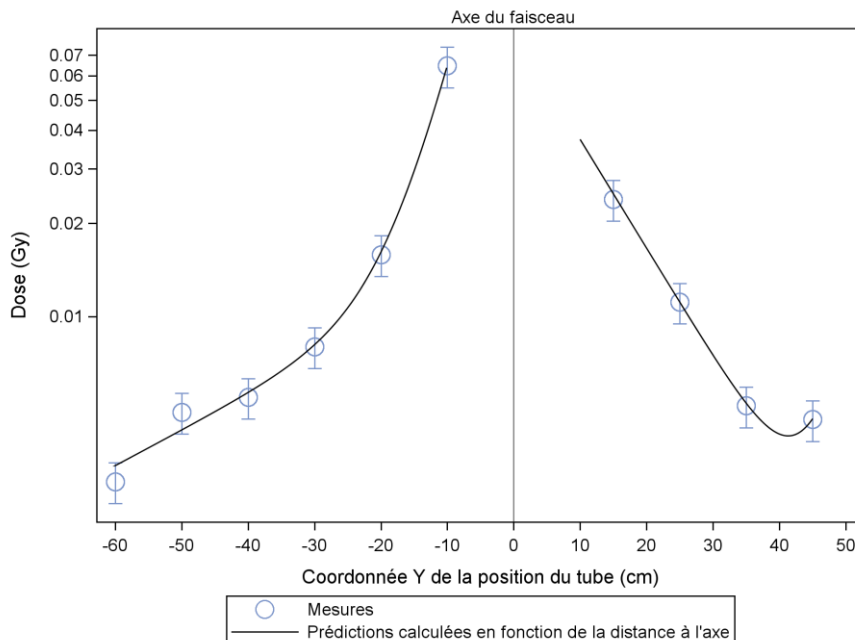


Figure 5.3-3 : confrontation des mesures de dose hors champ à l’eau dans l’air avec deux modèles de sommes d’exponentielles. La dose est estimée en fonction de la distance à l’isocentre, mais représentée en fonction de la coordonnée Y de la position du tube TLD afin de différencier les points situés sous la section accélératrice, $Y > 0$, et les autres, $Y < 0$. L’incertitude sur les mesures est de 15%.

Une fois les doses estimées calculées, nous les avons comparées avec les mesures effectuées dans le fantôme. Le modèle utilisé donne des estimations de la dose dans l'air. Il ne corrige donc pas de l'atténuation des photons dans le milieu, ni ne prend en compte les hétérogénéités du milieu.

Le pourcentage de différence entre les calculs et les mesures était en moyenne de 25% et la médiane était de 23%. Le pourcentage de différence était au plus de 73%.

Nous avons calculé le pourcentage de différence par plan de traitement. Pour l'encéphale *in toto*, le pourcentage de différence moyen était de 19% et la médiane de 14%. Pour l'abdomen *in toto*, elles étaient respectivement de 37% et 31%.

Aucune tendance du modèle à sous ou sur estimer la dose n'a été trouvée en fonction de la distance à l'axe.

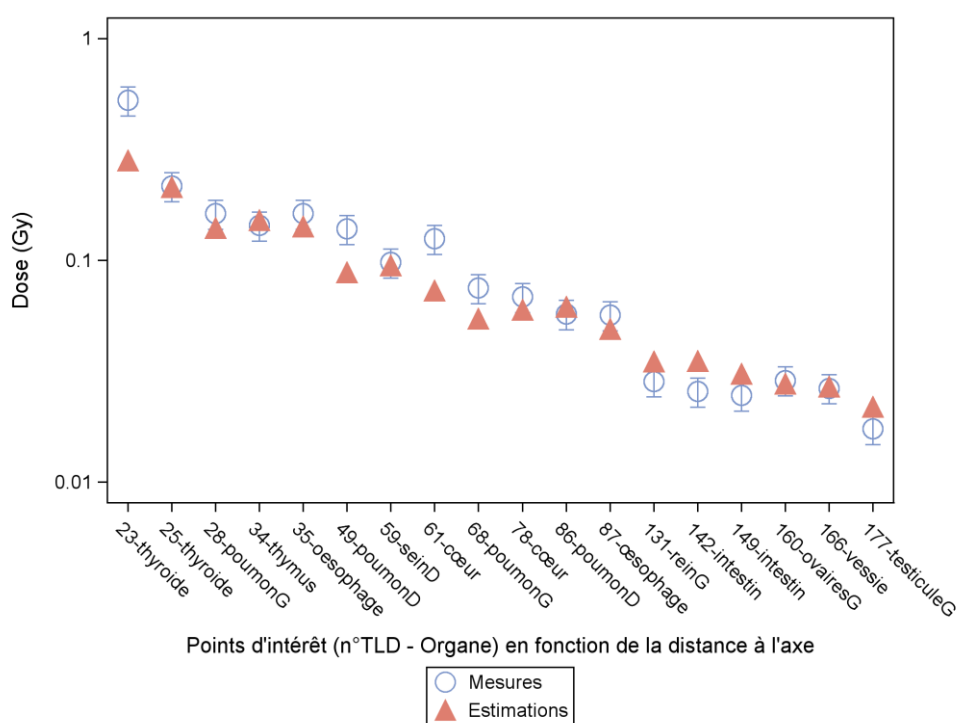


Figure 5.3-4 : comparaison calculs/mesures de la dose due à la composante machine dans le cas du plan de traitement encéphale *in toto* du fantôme anthropomorphe. Les doses sont représentées en fonction du n° de TLD et de l'organe correspondant, triés en fonction de la distance à l'axe. Les barres d'erreurs des mesures représentent une incertitude de 15%.

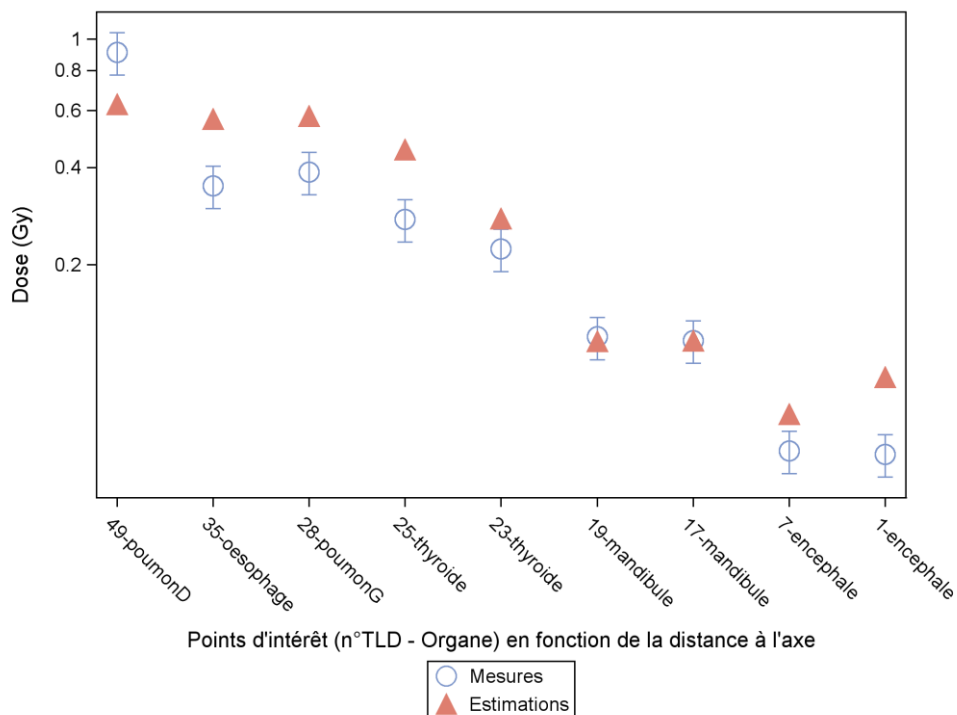


Figure 5.3-5 : comparaison calculs/mesures de la dose due à la composante machine dans le cas du plan de traitement abdomen *in toto* du fantôme anthropomorphe. Les doses sont représentées en fonction du n° de TLD et de l'organe correspondant, triés en fonction de la distance à l'axe. Les barres d'erreurs des mesures représentent une incertitude de 15%.

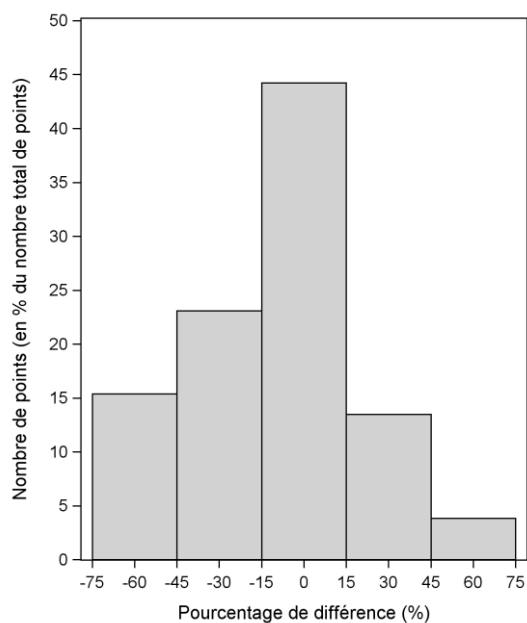


Figure 5.3-6 : répartition du pourcentage de différence entre le calcul et la mesure pour l'ensemble des points d'intérêt.

5.4. DISCUSSION

Nous avons irradié des détecteurs TLD insérés dans un fantôme anthropomorphe dans des conditions d'irradiation proches de la clinique. Deux plans de traitement ont été testés, un encéphale *in toto* et un abdomen *in toto*. Afin d'évaluer les performances de notre modèle d'estimation des doses hors champ dans des conditions cliniques d'irradiation, nous avons estimé la dose aux positions des détecteurs dans le fantôme. Le pourcentage de différence entre les calculs et les mesures était en moyenne de 25% et la médiane était de 23%. L'incertitude sur la mesure de dose hors champ était de 15% (3 sigma).

Dans des conditions d'irradiation plus simples, champs carrés, la différence entre calculs et mesures était plus faible, inférieure à 10%. Cette augmentation de l'estimation de la dose peut être due aux conditions d'irradiation plus complexes. Par exemple, on voit que l'irradiation qui nécessite un cache est celle qui entraîne le pourcentage de différence le plus important. Cela suggère que l'étude de la dose hors champ pour des traitements avec un cache nécessite une étude plus poussée. De plus, pour effectuer le passage à la dose, nous avons effectué des mesures le long de l'axe Y seulement, tête-pied, alors que les mesures n'étaient pas forcément le long de cet axe.

De plus, nous avons négligé l'atténuation des photons dans le fantôme. Afin d'estimer la correction d'atténuation pouvant être nécessaire, nous avons supposé qu'il existait un paramètre μ tel que :

$$Dose_{Mesurée} = Dose_{Calculée} \times \exp(-\mu \times profondeur) \quad (5.7)$$

Le paramètre μ représentait le coefficient d'atténuation moyen pour le spectre hors champ dans le fantôme. Nous avons alors calculé la profondeur pour chaque point d'intérêt, et utilisé SAS pour ajuster nos calculs corrigés de l'atténuation (5.7) à nos mesures, et ainsi déterminer le paramètre μ le plus adapté.

Le résultat donnait un coefficient d'atténuation proche de 0. Ceci pourrait suggérer que l'atténuation est trop faible en comparaison aux écarts entre nos calculs et nos mesures.

Afin d'évaluer la justesse de nos mesures, nous les avons comparées à des mesures similaires rapportées dans la littérature. Pour l'encéphale *in toto*, trois études ont été réalisées (Mazonakis *et al.* 2007, Taylor *et al.* 2011, Kourinou *et al.* 2013) et la comparaison des mesures est tracée dans la Figure 5.4-1. Mazonakis *et al.* comparent la dose aux gonades pour différents traitements pédiatriques, dont une leucémie aiguë traitée avec un champ 17,6 cm × 15,1 cm avec un Siemens Primus. Taylor *et al.* ont comparé plusieurs techniques de traitement pédiatrique ayant pour localisation le cerveau. Les mesures hors champ pour un encéphale *in toto* sont notamment rapportées sur un Varian Trilogy (6 MV) dans un champ 20 cm × 10 cm. Kourinou *et al.* ont étudié la dose et le risque des traitements de radiothérapie chez l'enfant pour les localités tête et cou. Ils ont utilisé un Siemens Primus avec un champ 18 cm × 16 cm.

Pour l'abdomen *in toto*, aucune étude ne semble avoir été effectuée dans des conditions similaires.

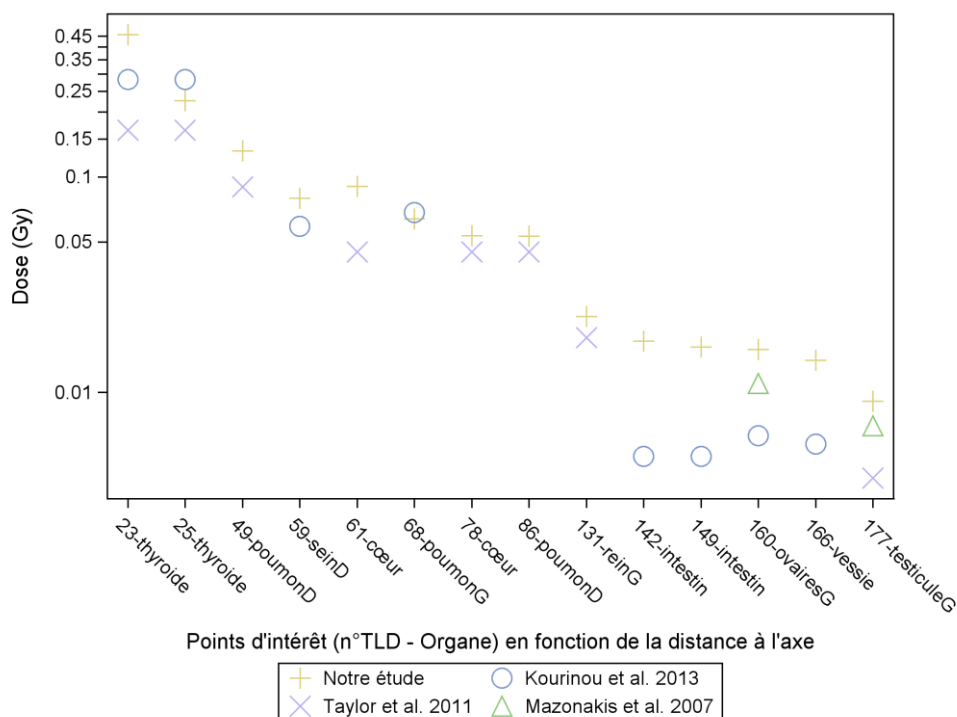
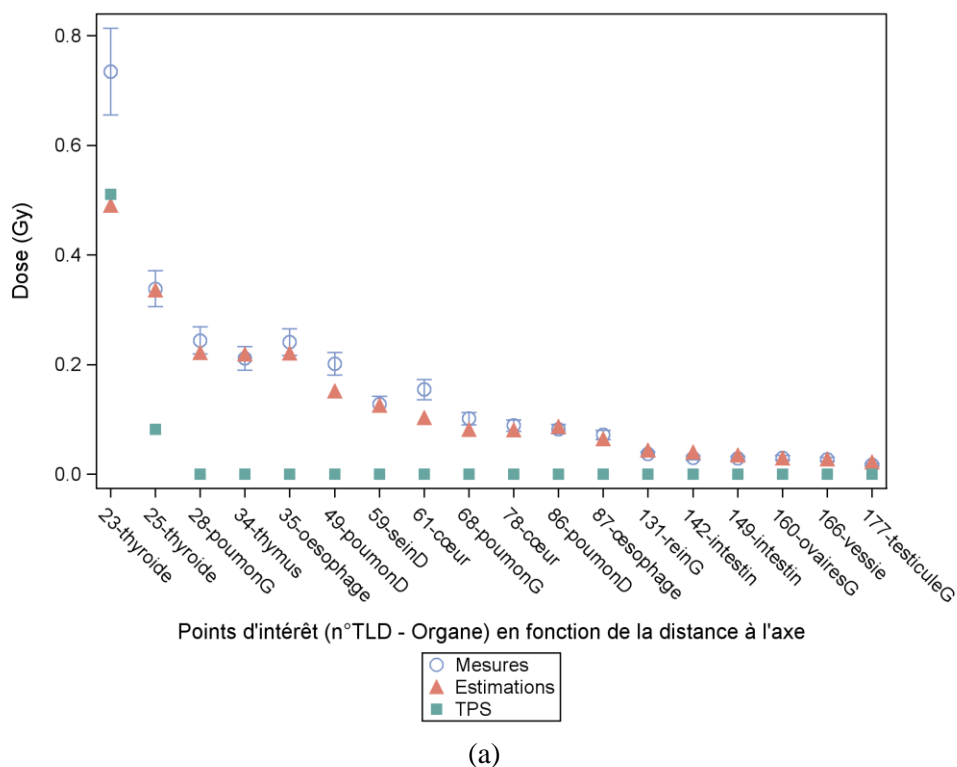


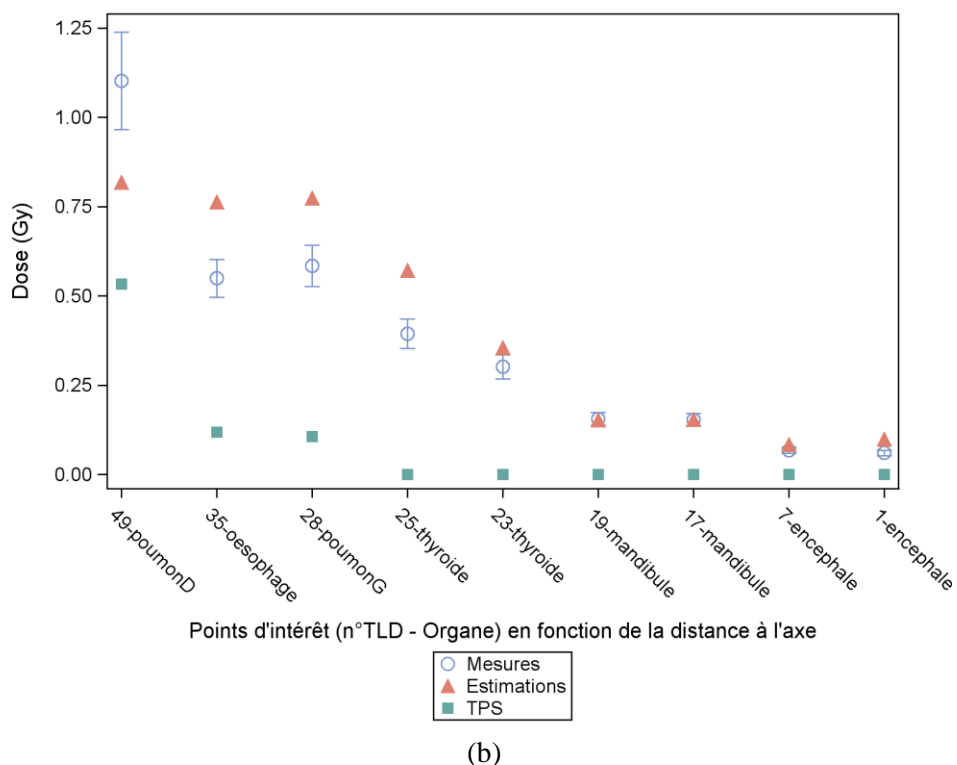
Figure 5.4-1 : confrontation des mesures de dose hors champ à l'eau dans l'air avec trois études rapportant des mesures dans des conditions d'irradiation similaires (Mazonakis *et al.* 2007, Taylor *et al.* 2011, Kourinou *et al.* 2013).

Toutes ces études ont utilisé le même fantôme que celui que nous avons utilisé avec les mêmes détecteurs insérés à l'intérieur. La cible thérapeutique était aussi la même. Les paramètres qui étaient différents sont par exemple le plan de traitement, la machine utilisée mais aussi le positionnement des TLD dans le fantôme. Par exemple, l'écart important que l'on peut observer dans le cas de l'intestin entre nos mesures et celles de Kourinou *et al.* vient du fait que ces derniers ont utilisé d'autres trous identifiés comme « intestin », pris sur des plaques différentes du même fantôme. Kourinou *et al.* ont utilisé les trous de la plaque 23 alors que nous avons utilisé ceux des plaques 18 et 19, d'où une sous-estimation par rapport à nos mesures.

Finalement, nous avons comparé nos calculs avec ceux du TPS. En utilisant le contourage de chaque insert à la position des points d'intérêt, nous avons estimé avec le TPS la dose à chaque point avec l'algorithme Clarkson-Cunningham avec une grille de calcul de 3 cm × 3 cm × 3 cm, sans correction d'hétérogénéités. Les résultats ont été tracés en fonction des points d'intérêt. Ensuite, nous avons ajouté la composante diffusé patient de la dose hors champ à la dose due à la composante machine estimée par notre modèle. Puis cette somme a été superposée aux résultats du TPS, Figure 5.4-2.



(a)



(b)

Figure 5.4-2 : comparaison calculs/mesures de la dose due à la composante machine (a), dans le cas du plan de traitement encéphale *in toto* du fantôme anthropomorphe, (b), dans le cas du plan de traitement abdomen *in toto*. Les doses sont représentées en fonction du n° de TLD et de l'organe correspondant, triés en fonction de la distance à l'axe. Les barres d'erreurs des mesures représentent une incertitude de 15%.

5.5. CONCLUSION

La comparaison de nos estimations calculées avec les mesures dans un fantôme anthropomorphe montre des résultats encourageants pour l'amélioration de l'estimation de la dose hors champ par calcul.

Les données technologiques nécessaires à la calibration du modèle à la machine utilisées sont des mesures de FOC dans l'air sur l'axe, et des mesures hors champ dans l'air le long de l'axe Y pour le champ $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Ces mesures de doses hors champ étaient adaptées aux positions des détecteurs que nous avons insérés dans le fantôme. Afin de généraliser ce modèle à toute configuration de traitement, l'estimation de la dose hors champ ne devrait pas se limiter à l'axe Y.

Afin d'améliorer nos estimations calculées, davantage de mesures hors champ à des positions supplémentaires pourraient être effectuées. Aussi, une étude spécifique à l'utilisation de caches sur la dose hors champ semble nécessaire. Finalement, la correction de l'atténuation des photons des composantes diffusé tête et fuites de la dose hors champ semble présenter un spectre trop hétérogène en fonction de la distance à l'axe pour pouvoir être moyennée. En effet, l'énergie moyenne des photons composant le diffusé tête devrait être inférieure à celle des photons de fuite. Or, la contribution relative de ces deux composantes de la dose hors champ est inversée en fonction de la distance à l'axe puisque les fuites dominent seulement aux plus grandes distances.

Conclusion générale

La radiothérapie ne saurait être une science sans mesures exactes (Béclère 1902). Ainsi, aujourd'hui, dans tous les départements de radiothérapie les médecins médicaux consacrent d'importants efforts à la métrologie et à la modélisation des distributions de doses dans les faisceaux de traitement. L'incertitude sur la dose dans ces régions est typiquement de l'ordre de 5 %.

En revanche, l'effort consacré à l'étude des distributions de doses hors champ reste encore très limité, et ces doses ne sont ni habituellement prises en compte, ni correctement évaluées par les systèmes actuels de planification du traitement (TPS). Pourtant, l'estimation des doses hors champ peut être nécessaire lors d'études épidémiologiques cherchant un lien entre la dose reçue par le patient et un effet indésirable à long terme, ou pour l'estimation préalable au traitement de la dose que recevront certains volumes d'intérêt, comme le fœtus ou le cristallin.

La principale limite des algorithmes utilisés en clinique est le défaut de modélisation de la composante machine de la dose hors champ. Ceci est majoritairement dû au fait que la fluence des photons diffusés par le collimateur secondaire, 1% de la fluence totale, est négligée dans ces modèles. De plus, la spécificité du collimateur secondaire propre à chaque modèle d'accélérateur, ainsi que le mouvement des différents éléments le composant, rend sa modélisation complexe.

La composante fuite de la dose hors champ est elle aussi négligée par les TPS. Le rayonnement de fuite contribue majoritairement à la dose hors champ aux plus grandes distances et aux plus petits champs. Le principal défaut de modélisation dans ce cas est le rayonnement photonique venant de la section accélératrice.

À partir des modèles multi-sources utilisés actuellement en clinique, dans l'optique de les adapter à l'évaluation de la dose hors champ, nous avons dans un premier temps ajouté la modélisation de la fluence due aux photons diffusés par le collimateur secondaire. Pour cela, nous avons simulé dans un environnement 3D d'une part le collimateur secondaire, et d'autre part les sources de photons. Concernant la représentation 3D du collimateur secondaire, afin d'adapter la simulation aux accélérateurs d'intérêt de notre étude, un Varian Novalis Tx et un Siemens Primus, les dimensions des éléments de chaque accélérateur ont été entrées dans le logiciel de simulation que nous avons développé. Ensuite, nous avons calibré les sources de photons en fonction des faisceaux explorés, de 6 MV à 25 MV, en ajustant le modèle aux mesures TLD pour plusieurs tailles de champ et plusieurs distances en dehors du champ. Ce premier modèle a permis de simuler le facteur d'ouverture du collimateur hors champ, dans l'air, jusqu'à 60 cm de l'axe environ, pour des champs aussi grands que 40 cm × 40 cm. Les écarts entre les calculs et les mesures de calibration étaient en moyenne inférieurs à 9%.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés au rayonnement de fuite seul. Pour cela, des mesures par TLD insérés dans des capuchons d'équilibre électronique ont été réalisés pour le Novalis Tx dont les mâchoires et le collimateur multi-lames (MLC) étaient entièrement fermés, champ 0 cm × 0 cm. Dans cette configuration, nous avons supposé mesurer la fuite seule. Ensuite, nous avons utilisé un modèle de simulation 3D similaire au modèle précédent et nous y avons ajouté une source

linéaire cylindrique censée représenter la section accélératrice. Dans ce modèle, les volumes représentant le collimateur secondaire étaient utilisés pour calculer la transmission des photons venant de la cible atteignant le plan du patient. À partir des mesures pour le champ $0 \text{ cm} \times 0 \text{ cm}$ nous avons calibré le modèle. Les écarts entre les calculs et les mesures de calibration étaient d'environ 7%. Ensuite, par extrapolation, nous avons estimé la dose due au rayonnement de fuite pour le champ ouvert $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$. Notre modèle suggère que la principale composante de la fuite est la section accélératrice. Celle-ci avait tendance à diminuer avec l'ouverture du collimateur du champ $0 \text{ cm} \times 0 \text{ cm}$ au champ $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$. Les plus fortes doses étaient dues aux photons venant de la cible à travers le collimateur secondaire. La surface couverte par ces fortes doses augmentait avec l'ouverture du champ, entraînant une hausse considérable des fuites.

La mise en œuvre des deux modèles précédents au sein d'un même modèle n'a pas été réalisée dans ce travail. Nous avons vu que cela pouvait être dû au fait que chacun de ces modèles simule une même partie du rayonnement de fuite qui reste encore à identifier. En effet, l'ouverture du collimateur modifiant à la fois le rayonnement diffusé venant du collimateur et le rayonnement de fuite, le modèle utilisant les sources planes pourrait simuler une partie de la fuite.

Cependant, le premier modèle donnant des résultats satisfaisants pour des mesures jusqu'à 60 cm de l'axe, nous l'avons confronté à des mesures réalisées dans des conditions plus proches de la clinique. Un fantôme anthropomorphe a été irradié selon deux plans de traitement pédiatriques, un encéphale *in toto* et un abdomen *in toto* ayant recours à un cache en Cerrobend. La composante machine atteignant le fantôme a été mesurée et comparée aux calculs de notre modèle. L'accord calculs/mesures était en moyenne de 25%. Dans le cas de l'encéphale *in toto*, sans l'utilisation d'un cache, l'accord était en moyenne de 19%.

PERSPECTIVES

Notre modèle a permis de déterminer la distribution de la fluence énergétique à l'entrée du patient pour une large gamme de tailles de champ et deux modèles d'accélérateur médical de technologies sensiblement différentes. Afin de déterminer la dose hors champ totale dans le patient, un algorithme de transport de l'énergie dans le patient peut être ajouté. Comme nous l'avons introduit au paragraphe 1.5.3.1, cet algorithme correspond au deuxième facteur, $\frac{D(x,y,z,c)}{\Psi(x',y',z',c)}$, du membre de droite, de l'égalité suivante, :

$$\frac{D(x, y, z, c)}{M(c)} = \frac{\Psi(x', y', z', c)}{M(c)} \times \frac{D(x, y, z, c)}{\Psi(x', y', z', c)} \quad (1.1)$$

À partir de la fluence énergétique, un algorithme basé sur Monte Carlo, ou, comme c'est le cas plus fréquemment, sur des *kernels* de distribution de la dose dans le milieu. Le calcul des *kernels* doit être adapté aux conditions spécifiques de l'irradiation du patient hors champ, en particulier l'énergie du rayonnement.

Par ailleurs, afin d'améliorer la modélisation de la fluence, comme nous avons tenté de le faire au Chapitre 4, la modélisation du rayonnement de fuite doit être précisée. Les différentes composantes

de la composante machine, le diffusé tête, la transmission à travers le collimateur secondaire, le rayonnement venant de la section accélératrice, les photons diffusés dans le blindage de l'appareil, *etc.*, devront être plus distinctement séparées afin de permettre aux deux modèles développés de travailler ensemble.

Afin de valider plus pleinement l'algorithme, davantage de modèles d'accélérateurs devront être simulés, et davantage de mesures selon différents axes devront être confrontées aux calculs. À terme, une validation clinique pour différentes anatomies de patients et différents types de traitement pourra être réalisée. Celle-ci permettra notamment de valider le modèle pour les techniques actuelles de traitement (irradiation avec modulation d'intensité avec faisceau statiques (IMRT) ou dynamique (VMAT, Tomothérapie)). La modélisation de ces techniques nécessitera d'échantillonner les faisceaux dynamiques en faisceaux unitaires.

Finalement, pour rendre le modèle plus stable, il devra être intégré dans un environnement logiciel incluant une interface homme-machine similaire à celle des TPS actuels et répondant aux normes d'échange de fichiers médicaux DICOM.

Annexes

Annexe A. L'accélérateur linéaire, l'appareil de traitement de la radiothérapie externe

A.1. ÉVOLUTION DES PREMIERS APPAREILS DE TRAITEMENT EN RADIOTHÉRAPIE

En un siècle, les techniques de radiothérapie externe, ayant recours au rayonnement photonique, se sont considérablement complexifiées et diversifiées. Nous tentons ici de l'illustrer à travers l'évolution du système de collimation du faisceau de photons, un élément déterminant pour personnaliser le traitement des patients, mais aussi un élément indispensable à appréhender pour comprendre son influence sur la dose hors champ émanant de l'appareil de traitement.

A.1.1. Les premières modalités

La première publication rapportant une radiothérapie par rayon X date de juillet 1896 (Despeignes 1896). Despeignes utilise alors les rayons de Röntgen (1895), produits par un tube de Crookes (figure a.1-1), pour irradier une tumeur au niveau de l'estomac. À cet effet, il dirige l'ampoule en forme de poire vers la tumeur. Au bout de huit jours, il observe une réduction du volume tumoral.

La première radiothérapie ayant recours à la radioactivité naturelle est pour sa part conduite par Danlos et Bloch en 1901 (Danlos et Bloch 1901, Tubiana *et al.* 1996). Ils réalisent la première application locale d'une source scellée de radium pour traiter un lupus érythémateux.

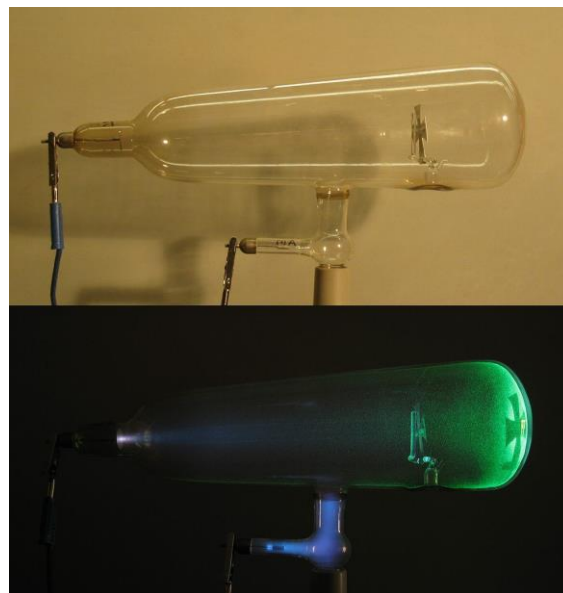


Figure A.1-1 : le tube de Crookes, conçu pour étudier les rayons cathodiques, produit aussi des rayons X qui permettent d'administrer les premières radiothérapies (source : D-Kuru/Wikimedia Commons).

Dans les premières années, la radiothérapie a encore peu de succès mais l'expérience et les techniques se développent rapidement. En 1903 est obtenue la première guérison d'un cancer de la peau sans intervention chirurgicale (Thariat *et al.* 2013). Si la plupart des procédés de cette époque utilisant du radium sont administrés sans collimation au contact du patient, leur forme et leur surface varient suivant la zone à traiter (Tubiana *et al.* 1996). Pour traiter des tumeurs plus profondes que les rayons X ne peuvent atteindre qu'au prix d'une sévère radiodermite (Tubiana *et al.* 1996), des tubes contenant du radium sont introduits dans le patient, de manière endocavitaire ou interstitielle (Dominici et Barcat 1908).

Il faudra attendre 1913, avec l'arrivée du tube de Coolidge pour que les faisceaux de rayons X soient plus pénétrants et plus stables (Bernier *et al.* 2004). Dans les années 1920, les premières rémissions complètes des carcinomes du larynx traités par rayons X ont été décrites (Thariat *et al.* 2013). Plus tard, l'apparition des unités d'ortho-voltage (de 150 kV à 400 kV), permet de traiter des lésions superficielles et jusqu'à plusieurs centimètres de profondeur (Mayles *et al.* 2007, p 439).

Les unités d'ortho-voltage possèdent un collimateur primaire façonné dans du plomb, ou autre matériau lourd, percés d'une ouverture de forme conique (figure a.1-2). La collimation secondaire est effectuée par des applicateurs interchangeables de tailles différentes. Un applicateur est constitué d'un diaphragme d'une taille donnée, permettant de réduire le faisceau incident à 1 % de son intensité initiale au-delà de l'ouverture. En-dessous du diaphragme, un cône tronqué permet de réduire le rayonnement diffusé comme le montre la figure a.1-2 (Mayles *et al.* 2007, p 194). Les différents applicateurs permettent d'obtenir des tailles de champ, rectangulaires ou circulaires, de 4 cm à 20 cm, de côté ou de rayon.

Mais les tentatives d'atteindre des cibles profondes avec les dispositifs d'ortho-voltage sont limitées par les dommages apportés à la peau et le risque de fracture pour les os (Bernier *et al.* 2004).

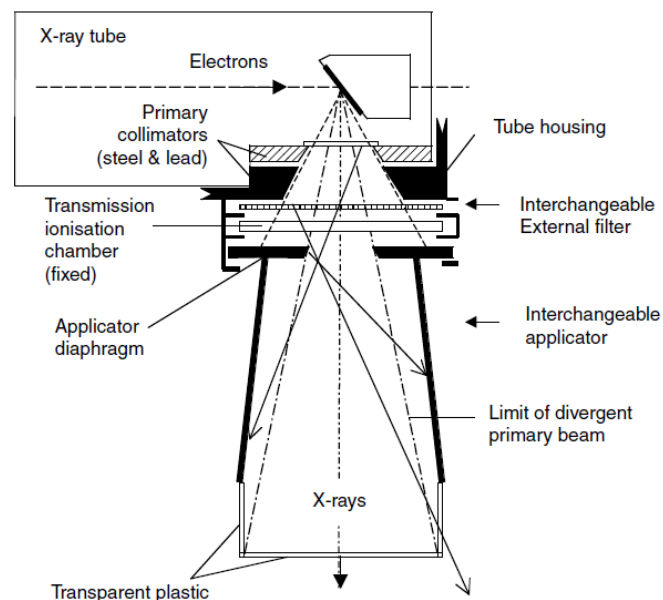


Figure A.1-2 : schéma en coupe du système de collimation du faisceau d'une unité d'ortho-voltage. Le rayonnement diffusé est représenté par les flèches en ligne pleine (source : Mayles *et al.* (2007, p 195)).

A.1.2. Les télécobalts s'imposent devant les premiers accélérateurs

À l'issue de la seconde guerre mondiale, la recherche dans le domaine des radars a considérablement progressé dans la connaissance et avec la maîtrise des micro-ondes (Fry *et al.* 1947). Un premier prototype permettant d'accélérer des électrons à environ 4 MeV, utilisant une section accélératrice de 2 m à ondes progressives, est décrit par Fry *et al.* (1947, 1948). Plus tard, en 1953, le premier accélérateur linéaire de particules à usage médical traite le premier patient au Hammersmith Hospital de Londres (Thwaites et Tuohy 2006). Il utilise le même système à onde progressive et sa section accélératrice mesure 3 m pour accélérer des électrons à environ 8 MeV (figure a.1-3).

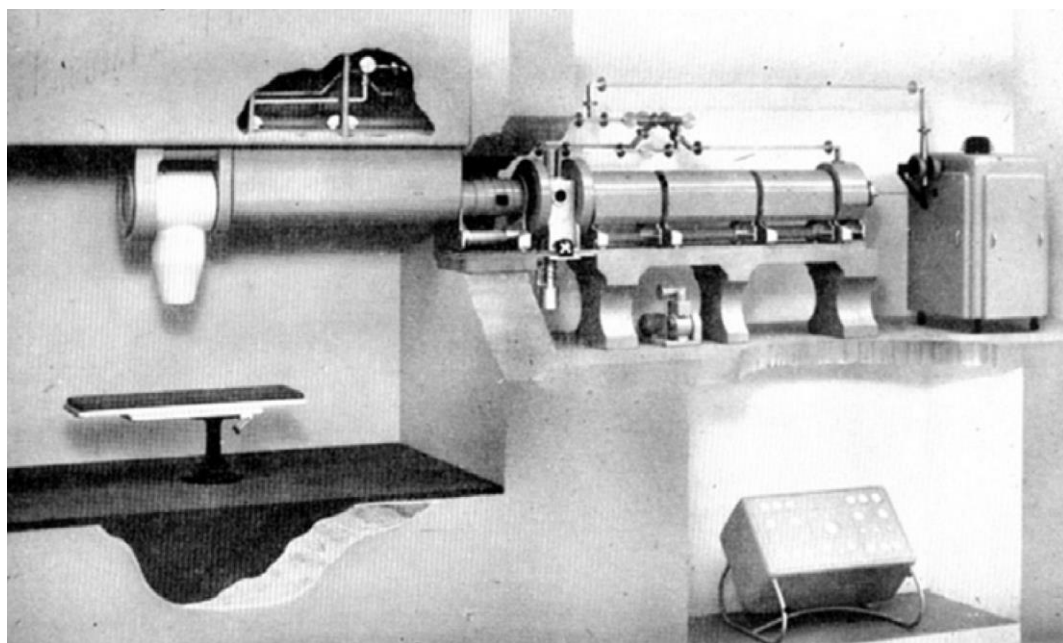


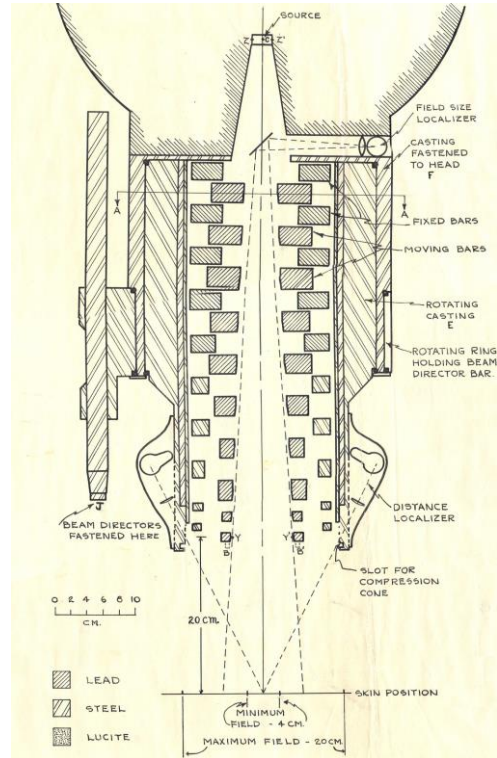
Figure A.1-3 : photo d'une maquette de l'installation de l'accélérateur linéaire du Hammersmith Hospital à Londres. Pour accélérer les électrons à environ 8 MeV, une section accélératrice de 3 m est nécessaire, et l'ensemble du système doit donc être réparti sur plusieurs niveaux (source : Thwaites et Tuohy (2006)).

Pourtant, au début des années 1950, les unités de télécobalt vont s'imposer devant les accélérateurs, et ce pendant 30 ans (Mayles *et al.* 2007, p 241). La première unité de télécobalt (figure a.1-4) traite un patient en 1951 au Canada (Johns *et al.* 1951, Green et Errington 1952).

Ces unités s'imposent car elles permettent d'obtenir non seulement des rayons X d'énergies supérieures à celles obtenues jusqu'à maintenant, tout comme les accélérateurs linéaires, mais en comparaison avec ces derniers, les appareils de télécobalt sont plus maniables et moins coûteux à produire. De plus, le spectre du faisceau est assez étroit (émission de deux photons de 1,173 MeV et 1,333 MeV) et la source de cobalt 60 a une demi-vie relativement longue (environ 5 ans) (International Atomic Energy Agency 2005, p 153). Pour la première fois, un faisceau de photons externe permet d'administrer des doses de l'ordre de 45 Gy à 60 Gy à des volumes cibles profonds, tout en préservant les organes à risque et la peau du patient (Thariat *et al.* 2013).



(a)



(b)

Figure A.1-4 : (a) Sylvia Fedoruk positionnant le premier appareil de télécobalt à l'hôpital universitaire de Saskatoon <http://www.usask.ca/greenandwhite/stories/accelerator/index.php>), (b) dessin en coupe du collimateur de la première unité de télécobalt (Johns et Mackay 1954) (source : University of Saskatchewan, Harold E. Johns Collection, MG 372).

Différents dispositifs de limitation du faisceau de traitement ont existé pour ces machines, afin d'obtenir des tailles différentes de champs rectangulaires dont le côté pouvait aller de 4 cm à 30 cm, parfois jusqu'à 40 cm. Généralement, le collimateur secondaire étaient composés de séries de barres parallélépipédiques successives, permettant de suivre la divergence du faisceau. Le premier appareil de télécobalt était équipé d'un tel collimateur (figure a.1-4(b)), mais aussi les appareils de Philips (XK-5105/04 et Co-60 Therapy System) et l'Alcyon de la CGR (figure a.1-5) de même que le Theratron 780 (figure a.1-6) (van der Giessen 1996, Mayles *et al.* 2007, p 243).

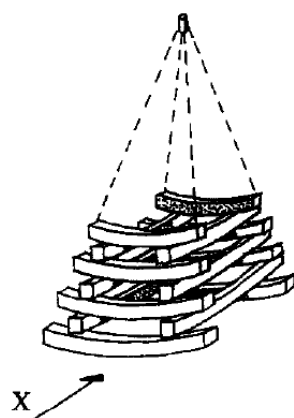


Figure A.1-5 : schéma d'une structure classique de collimateur pour un appareil de télécobalt. Au sommet de la pyramide en tirets se trouve la source (source : van der Giesen (1996)).

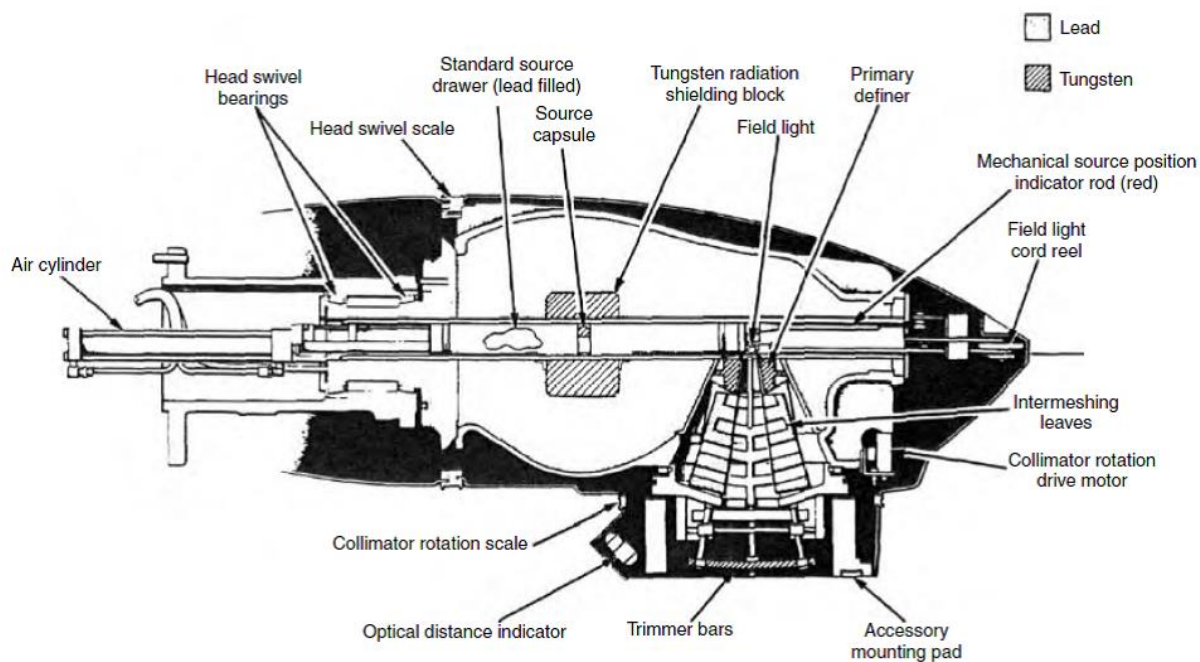


Figure A.1-6 : schéma détaillé de la tête d'un appareil Theratron 780 (Atomic Energy of Canada Ltd (AECL)/Theratronics) (source : Mayles *et al.* (2007, p 243)).

A.2. LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES D'ÉLECTRONS MÉDICAUX

Il faudra attendre les années 1970, et d'importantes mises au point, pour que l'utilisation des accélérateurs comme moyen d'administrer les rayons ionisants soit généralisée (Thwaites et Tuohy 2006). La tomodensitométrie, développée en 1971 par Hounsfield sur les travaux de Cormack, est introduite en clinique dans les années 1980 (Thariat *et al.* 2013). L'utilisation d'ordinateurs permet peu à peu à la planification du traitement en radiothérapie de passer de deux à trois dimensions et de complexifier les distributions de doses administrées aux patients. Ainsi, dans les années 1980, et davantage encore dans les années 1990, beaucoup de concepts préexistants sont définitivement introduits en clinique grâce à l'informatique (Thwaites et Tuohy 2006). Les doses administrées aux patients sont désormais de l'ordre de 60 Gy à 80 Gy (Thariat *et al.* 2013).

Nous présentons ci-dessous les principaux éléments de fonctionnement d'un accélérateur linéaire médical.

A.2.1. Aspect général

La figure a.2-1 représente l'aspect extérieur d'un accélérateur linéaire d'électrons de radiothérapie externe, avec en transparence, certains des éléments qui le composent. L'appareil peut être décomposé en deux parties, le statif et le bras. Le statif inclut tous les équipements qui ne nécessitent pas d'être embarqués lorsque le bras est mis en rotation autour de la table de traitement pour administrer la dose au patient.

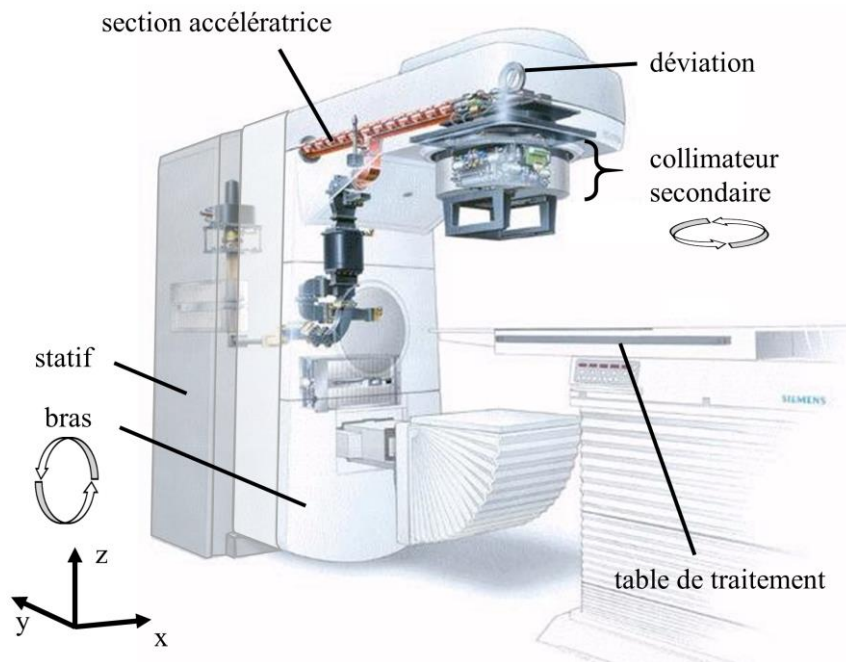


Figure A.2-1 : schéma d'un accélérateur d'électrons linéaire médical et sa table de traitement. Un repère en bas à gauche indique la convention adoptée en radiothérapie pour

définir l'espace. Le bras peut effectuer une rotation de 360° par rapport au statif, autour de l'axe y . Par transparence, plusieurs éléments nécessaires à la production de faisceau sont visibles. La section accélératrice et la déviation sont indiquées, mais la cible, le collimateur primaire et le filtre égalisateur sont trop petits pour être illustrés ici. Le collimateur secondaire peut effectuer des rotations de 360° autour de l'axe z (source : http://www.cerebromente.org.br/n02/tecnologia/radiocirurg_i.htm).

La « tête d'irradiation », ou « tête de traitement », est la partie distale du bras, d'où sort le faisceau de traitement. Elle désigne en général les éléments suivants : la cible, le collimateur primaire, le filtre égalisateur et le collimateur secondaire.

L'intersection entre l'axe de rotation du bras et l'axe central du faisceau se nomme l'isocentre. Il est l'origine du repère indiqué en bas à gauche de la [figure a.2-1](#).

Ci-dessous, nous allons détailler succinctement certains des dispositifs les plus importants, embarqués dans le bras, pour la production du faisceau de traitement : la section accélératrice, la déviation, la cible, le collimateur primaire, le filtre égalisateur et le collimateur secondaire.

A.2.2. L'accélération des électrons

Au sens strict, l'accélérateur linéaire est seulement la partie de l'appareil où les électrons sont accélérés, mais nous l'utiliserons ici pour désigner l'ensemble de l'appareil de traitement. L'accélérateur sera alors désigné par le terme de section accélératrice.

Le concept d'accélérateur linéaire de particules naît en 1928 dans une publication de Widerøe ([Thwaites et Tuohy 2006](#)). L'accélération des particules se fait le long d'une succession de tubes de glissement espacés d'un certain intervalle. En appliquant une tension alternative aux extrémités des tubes, les particules seront accélérées à chaque fois qu'elles traverseront un intervalle. Si les particules accélèrent mais que la tension reste la même, la taille des tubes doit augmenter d'un bout à l'autre de l'accélérateur afin de synchroniser le passage des particules dans l'intervalle et la fréquence de la tension. Cette méthode, plutôt adaptée à l'accélération de particules lourdes, s'est montrée peu efficace pour une application en clinique du point de vue de la stabilité du faisceau ([Thwaites et Tuohy 2006](#)).

Ce sont les accélérateurs linéaires à radiofréquences qui permettront l'utilisation d'accélérateur de particules en clinique. Les électrons sont produits à partir d'un canon à électrons à une extrémité de la section accélératrice. La structure de la section est celle d'un guide d'onde dans lequel est injectée une onde radiofréquence de l'ordre de 3 GHz qui transmet son énergie aux électrons et les accélère ([Greene et Williams 1997, p 1](#)). L'onde radiofréquence est produite par un magnétron ou un klystron, puis transmise à la section accélératrice par un deuxième guide d'onde. L'onde de 3 GHz est produite de façon pulsée, en synchronisation avec le canon à électrons. L'ensemble du système, canon et section accélératrice, est soumis à un vide poussé pour que le libre parcours moyen des électrons soit grand devant la taille du système.

Par convention, l'unité utilisée pour caractériser les faisceaux de photons est le méga-volt (MV). Cette convention vient probablement de celle utilisée pour les tubes à rayon X, et donc des unités d'ortho-voltage, dans lesquels les électrons sont accélérés par une différence de potentiel.

Au cours de leur parcours, les électrons accélérés ont tendance à diverger en partie par répulsion coulombienne, mais principalement parce que les champs électriques dans la section accélératrice ont une composante radiale (Greene et Williams 1997, p 4). Cette divergence peut être limitée par l'utilisation de champs magnétiques de focalisation disposés le long de la section accélératrice, mais, il est possible que des électrons rentrent tout de même en collision avec les parois de la section et produisent des photons par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*). Dès lors, cette partie de l'appareil peut être considérée comme une source de radiation de fuite (Greene et Williams 1997, p 195).

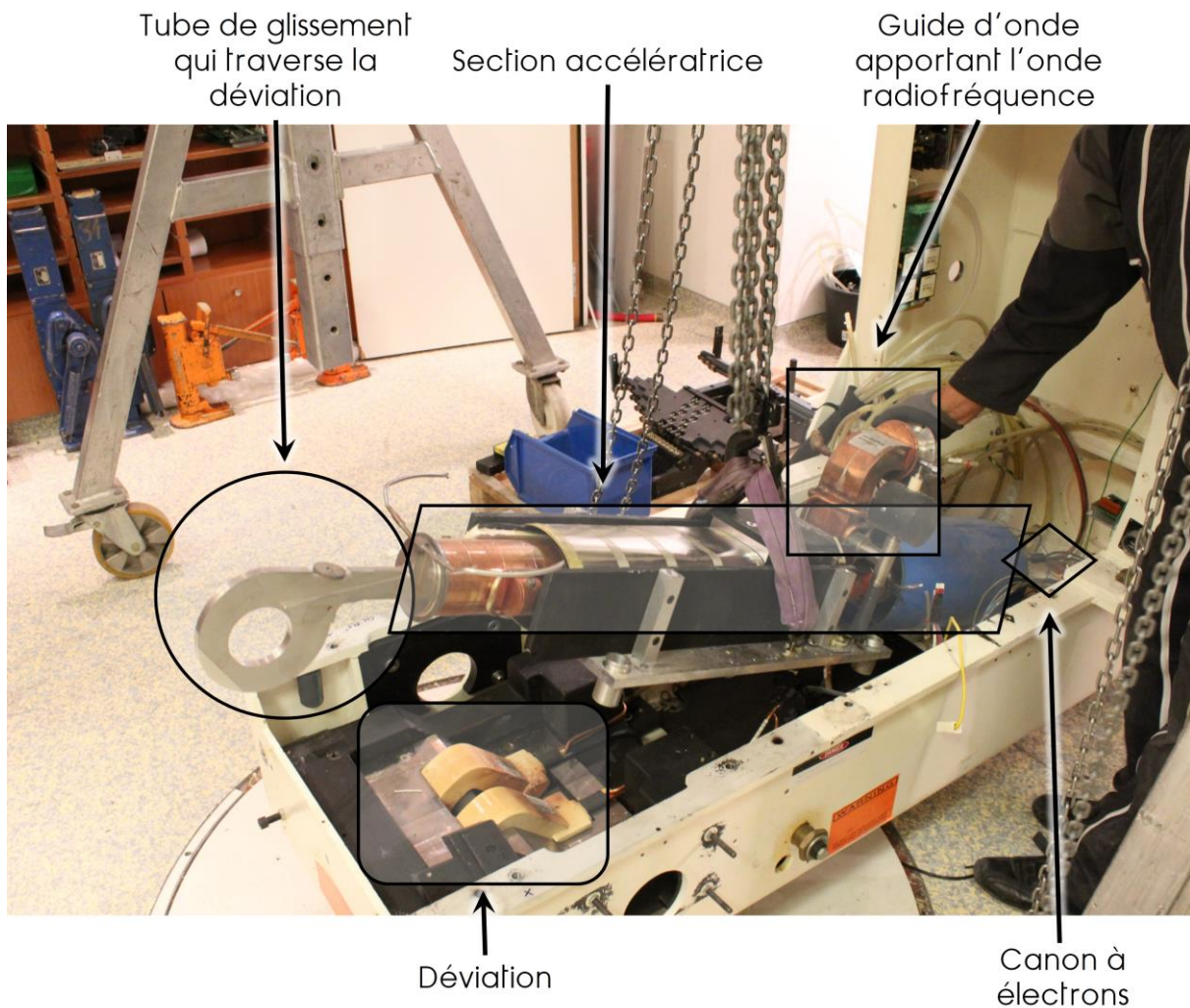


Figure A.2-2 : photo prise lors du démontage d'un Siemens Primus à l'institut Gustave Roussy en 2013. Les principaux éléments nécessaires à la création d'un faisceau d'électrons de haute énergie sont indiqués sur cette photo (le bras de l'appareil est tourné de 180° afin de permettre l'extraction de la section accélératrice) (sources : photo prise par l'auteur).

A.2.3. La déviation

Le faisceau doit ensuite être dirigé vers le patient. Ainsi, la section accélératrice peut être positionnée dans la continuité de la direction du faisceau de traitement (isocentrique), ou à 90° (horizontale). De nos jours, si l'accélérateur ne propose qu'une seule énergie d'accélération des électrons, en général 6 MeV, la section est assez courte pour être placée dans la continuité du faisceau de traitement, comme dans le cas du Varian 600C, mais aussi de la Tomotherapy ou du Cyberknife. À l'inverse, les accélérateurs proposant des énergies d'accélération plus hautes, nécessitent des sections accélératrices plus longues, qui sont généralement disposées à l'horizontale. Il est alors nécessaire d'utiliser une déviation pour réorienter le faisceau d'électrons vers le patient.

Il existe différentes possibilités pour orienter le faisceau à 90° . Un simple aimant courbant le faisceau d'électrons de 90° , bien qu'utilisé dans la plupart des premières machines, pose des problèmes de stabilité du faisceau car il est très sensible aux dispersions en énergie ou dans l'espace des électrons. Aujourd'hui, les constructeurs utilisent donc principalement deux types de déviation : 270° et $112,5^\circ$ (Karzmark 1984, Mayles *et al.* 2007, p 211) (Figure A.2-3).

De même que pendant l'accélération, des électrons peuvent heurter les parois du tube de glissement dans la déviation (figure a.2-2) et produire des photons par rayonnement de freinage. Ainsi différentes déviations auront différentes distributions de rayonnement de fuite. Depuis les premiers accélérateurs, cette partie était connue pour produire un rayonnement de fuite. Selon une étude récente de la dose due aux fuites pour les machines actuelles (Lonski *et al.* 2012), la déviation est aujourd'hui particulièrement bien protégée par le blindage de la tête d'irradiation, généralement en plomb ou tungstène (Figure A.2-4), et davantage de fuites viennent de la section accélératrice.

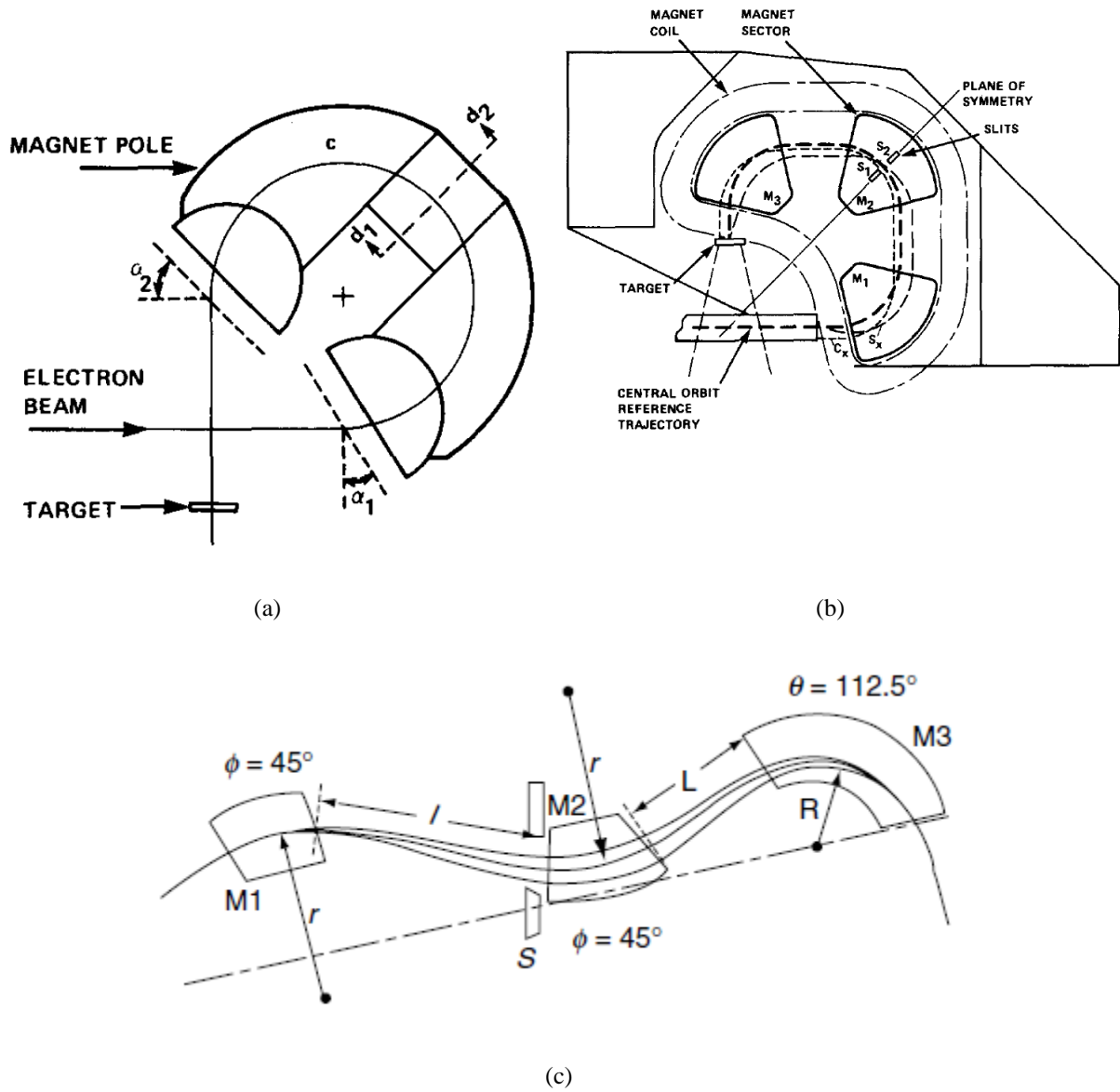


Figure A.2-3 : schéma fournis par différents constructeurs des types de déviation qu'ils utilisent (a), Siemens Primus, et (b), Varian, deux déviations de 270° , et (c), Elekta, une déviation de $112,5^\circ$ (source : Karzmark (1984) et Mayles *et al.* (2007, p 214)).

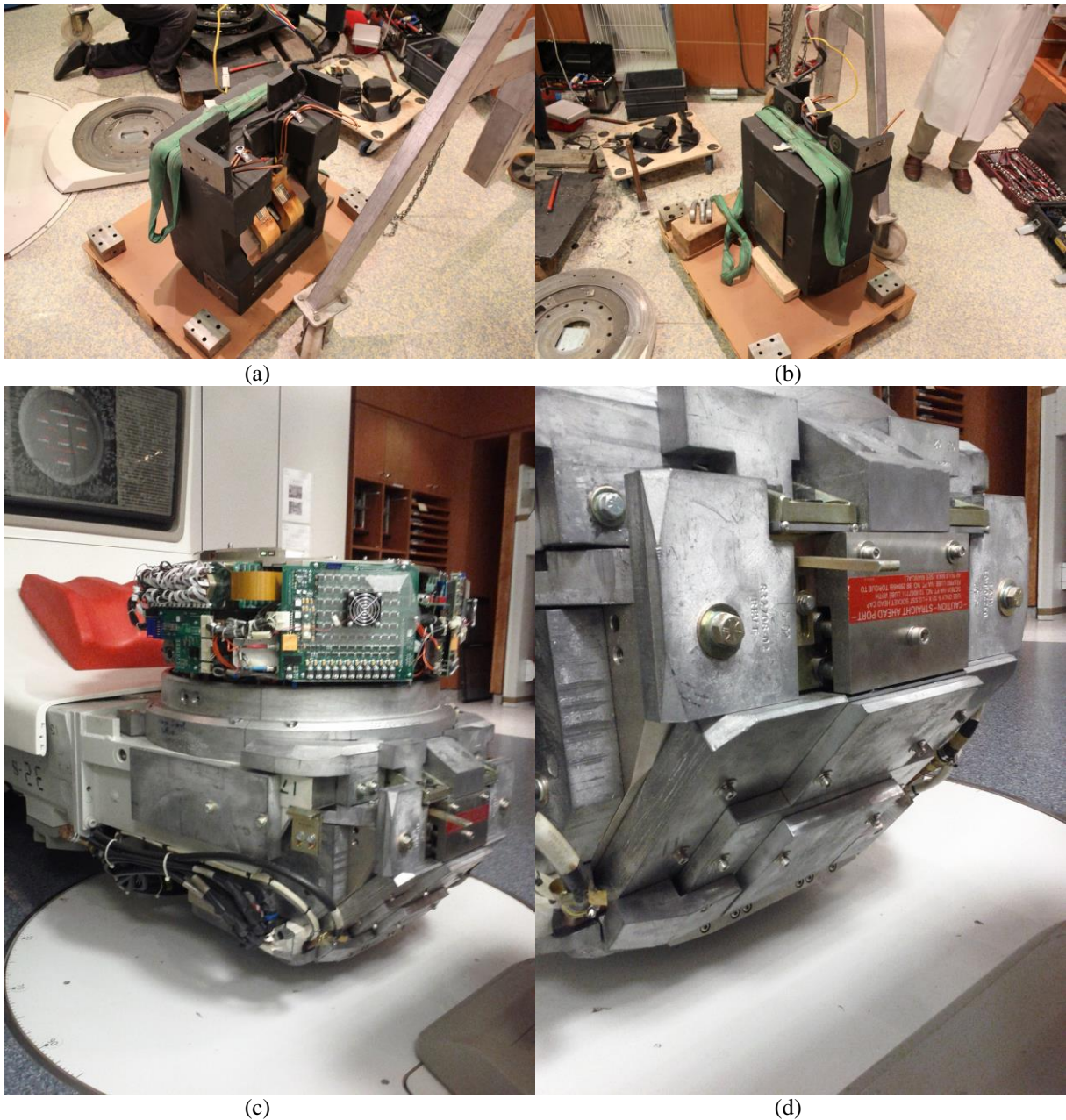


Figure A.2-4 : blindage autour de la déviation, (a) et (b), pour un Siemens Primus lors du démontage de la machine à l'institut Gustave Roussy, sur la photo (a) on peut apercevoir la déviation qui est intégrée dans le blindage, (c), blindage de la déviation pour un Varian Clinac 2300 Silhouette (bras à 180°), la partie recouverte de cartes électroniques est le collimateur secondaire, (d), un détail de la partie avant du blindage du Varian Clinac 2300 Silhouette (source : photos prises par l'auteur).

A.2.4. La production du faisceau de photons : la cible, le collimateur primaire et le filtre égalisateur

À la sortie de la déviation, le faisceau d'électrons sera focalisé sur la cible, une pièce fabriquée à partir d'éléments de numéro atomique élevé, généralement du tungstène, et du cuivre (figure a.2-5). Les électrons vont interagir avec les noyaux du matériau et produire, comme nous l'avons déjà indiqué ci-dessus dans d'autres circonstances, des photons par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) qui constitueront le faisceau de traitement. L'énergie d'un photon suite à une telle interaction dépend de celle perdue par l'électron en interagissant avec le noyau. Ainsi, il existe toute une gamme d'énergies dans laquelle est distribué l'ensemble des photons produits dans la cible que l'on appelle le spectre.

L'énergie des photons émis, et donc le spectre, est plutôt homogène, et l'intensité du faisceau est fortement anisotrope. En effet, l'angle moyen d'émission des photons par interaction *bremsstrahlung* dépend de l'énergie des électrons incidents (Nordell et Brahme 1984). Ainsi, aux énergies en jeu ici, l'angle d'émission sera faible et le faisceau de photons résultant sera alors dirigé dans le même sens que les électrons incidents (Verhaegen et Seuntjens 2003).

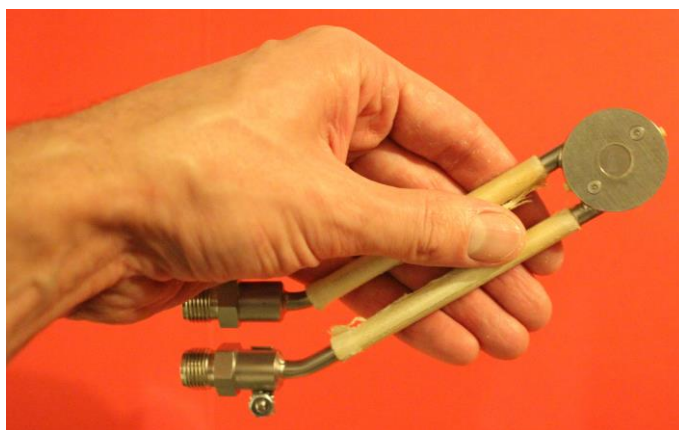


Figure A.2-5 : photo de la cible d'un accélérateur Siemens Primus, pour produire des faisceaux de photons de 6 MV et 18 MV. Deux tuyaux permettent de relier l'ensemble à un circuit de refroidissement par eau (source : photo prises par l'auteur).

La cible, et plus précisément l'intersection de la cible avec le faisceau d'électrons, sera la principale source de photons de l'accélérateur.

En fonction de l'énergie des électrons accélérés, la cible aura un rendement de production de photons différent. Afin de pallier aux mauvais rendements, typiquement pour les faisceaux de basse énergie (6 MeV), le courant peut être augmenté au niveau du canon à électrons afin de produire suffisamment de photons et alors réaliser un traitement dans un temps raisonnable. En augmentant le courant pour obtenir davantage de signal au niveau de la cible, il faut noter que cela augmente aussi la quantité d'électrons dans la section accélératrice qui heurteront les parois du guide et donc les fuites.

Ensuite, en contact avec la sortie de la cible, un collimateur primaire, généralement en tungstène, dont l'ouverture est conique et fixe, absorbe une partie des photons, et définit ainsi le faisceau maximal, dont la section est donc circulaire. À la sortie du collimateur primaire un filtre égalisateur est interposé et joue pour sa part un rôle sur la distribution de la dose. Il permet de modifier le faisceau de photons initial pour obtenir une distribution de dose uniforme pour toutes les tailles de champ.

Il existe d'autres dispositifs comme le filtre égalisateur pouvant être mis en travers du faisceau dans le but de modeler les isodoses, mais ceux-ci ne seront pas détaillés ici à l'exception du MLC.

Certains photons vont interagir avec les matériaux du collimateur primaire et du filtre égalisateur. Les photons diffusés, principalement par interactions Compton (Compton 1923) et création de paires électron-positron (Blackett et Occhialini 1933), contribuent au spectre final du faisceau. De même, comme nous le verrons ci-dessous, ce même phénomène se produit avec le collimateur secondaire. Ainsi, à la gamme d'énergies des photons venant de la cible, les photons directs, vont s'ajouter celles des photons diffusés. Le tout donne le spectre de l'appareil, qui est généralement caractérisé par l'indice de qualité¹.

¹ L'indice de qualité est déterminé par la mesure du TPR_{20,10} comme décrit dans protocole 398 de l'AIEA (Technical Reports Series No. 398, IAEA, Vienna, 2000).

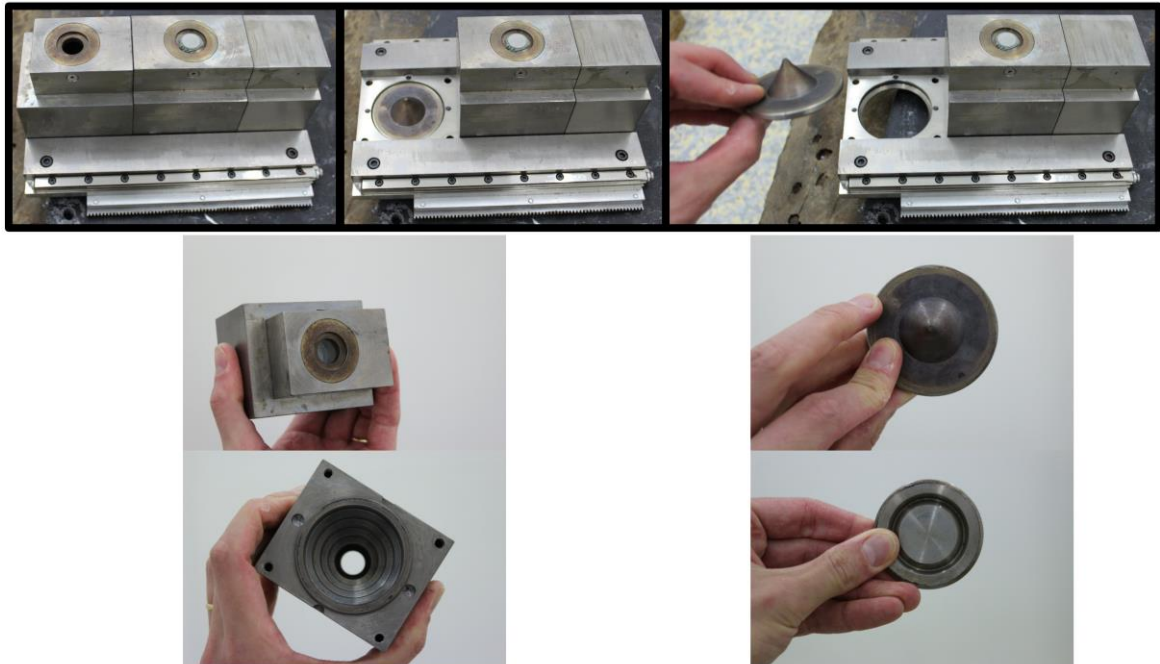


Figure A.2-6 : ensemble de photos illustrant l'agencement du collimateur primaire avec le filtre égalisateur. En haut, nous présentons un chariot sur lequel sont disposés deux ensembles collimateur primaire/filtre égalisateur. Chaque ensemble correspond à un type de faisceau 6 MV et 18 MV. Ils sont placés en-dessous de la cible en fonction du faisceau sélectionné. En bas, quatre photos présentent en détail le collimateur primaire, à gauche, et le filtre égalisateur, à droite (source : photos prises par l'auteur).

A.2.5. La chambre moniteur

La chambre moniteur est un instrument de mesure placé dans le faisceau de photons en aval du filtre égalisateur et en amont du collimateur secondaire. La chambre moniteur permet, entre autres, de déterminer indirectement la dose administrée au patient.

Le courant mesuré par la chambre pour une dose d'environ 1 cGy administrée est défini comme une unité moniteur (UM) dans les conditions de références.

A.2.6. La formation du faisceau de traitement : le collimateur secondaire

Finalement, la forme finale du faisceau de traitement, est donnée par le collimateur secondaire, fabriqué généralement en tungstène mais pouvant contenir des alliages de nickel, cuivre et fer. Le collimateur atténue fortement une partie de faisceau maximal afin de donner un faisceau de traitement adapté au volume cible à traiter [figure a.2-9](#).

Pour les premiers accélérateurs, le collimateur secondaire est généralement composé de quatre parallélépipèdes, les mâchoires, fabriqués à partir de matériaux lourds (tungstène) ([figure a.2-7\(a\)-\(b\)](#)). Certains constructeurs ajoutent en plus quatre protections rectangulaires, au-dessus et en-dessous des quatre mâchoires, pour réduire la diffusion au bord du champ ([figure a.2-7\(c\)](#)). En 1996, l'article de van der Giessen (1996) illustre la composition des collimateurs secondaires pour les accélérateurs Philips ([figure a.2-7\(a\)](#)), Siemens et Varian ([figure a.2-7\(b\)](#)), ainsi que ceux de General Electric/Compagnie Générale de Radiologie (GE/CGR), de l'Atomic Energy of Canada Ltd (AECL) et de l'Asea Brown Boveri/Brown Boveri Compagny (ABB/BBC) ([figure a.2-7\(c\)](#)). Dans cet article, seul un constructeur, Scanditronix, propose un collimateur multi-lames (MLC) à la place des mâchoires les plus basses.

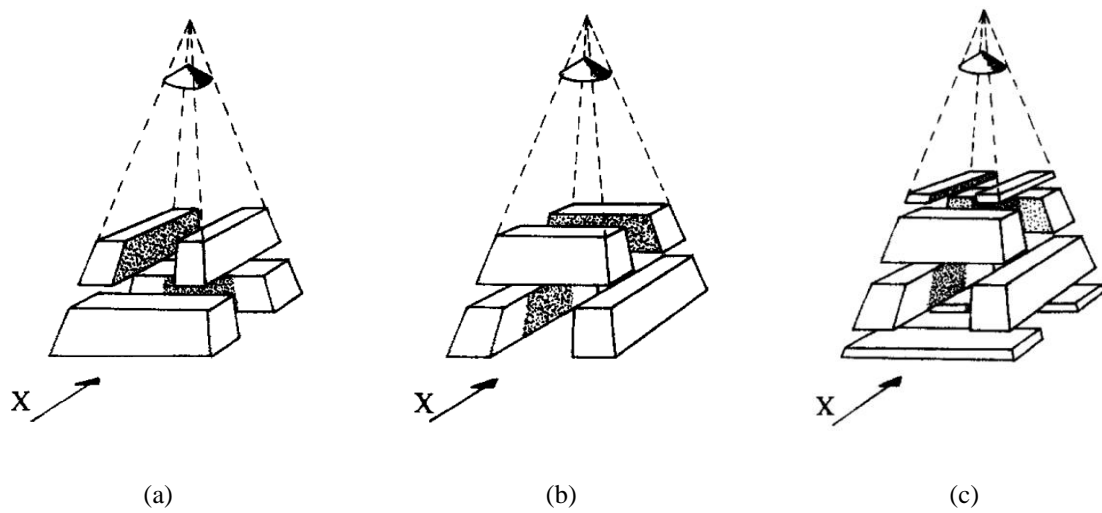


Figure A.2-7 : ces schémas illustrent les différentes architectures du collimateur secondaire suivant les constructeurs : (a) Philips, (b) Siemens et Varian, (c) GE/CGR, AECL et ABB/BBC. Pour ce dernier constructeur, le collimateur est représenté ici avec un angle de rotation de 90° . Au sommet de la pyramide en tirets se trouve la cible, et juste en dessous le filtre égalisateur (source : van der Giessen (1996)).

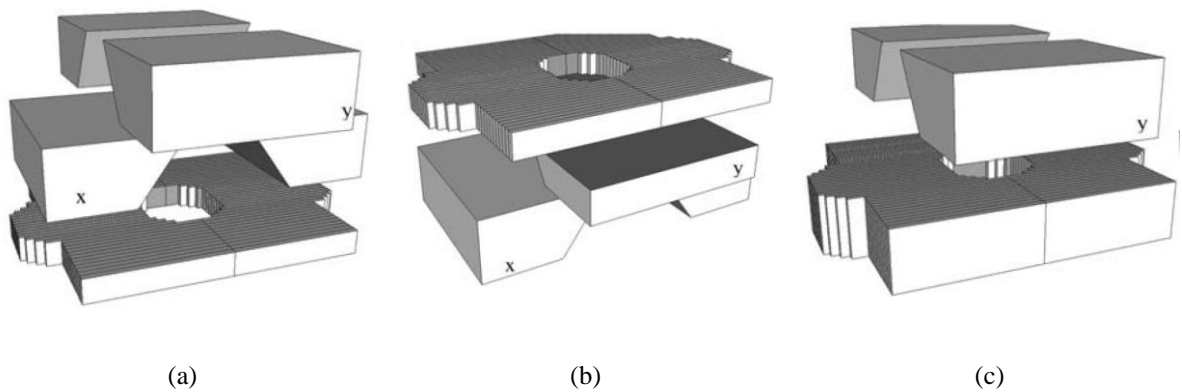


Figure A.2-8 : ces schémas illustrent les différentes architectures du collimateur secondaire de trois constructeurs proposant un collimateur multi-lames (MLC) : (a) Varian, (b) Elekta et (c) Siemens (source : Lonski *et al.* (2012)).

Dans les générations d'accélérateurs suivantes, un MLC est systématiquement ajouté au système de collimation. Son emplacement est spécifique à chaque constructeur. Il peut être ajouté en-dessous ou au-dessus des quatre mâchoires, ou à la place des mâchoires les plus basses (figure a.2-8 (a)-(c)). La largeur des lames à l'isocentre, et donc le nombre de lames, ne cesse d'évoluer pour former des champs complexes aux contours de plus en plus précis. À titre d'exemple, le MLC Agility (Elekta Oncology Systems, Crawley, UK) est composé de 160 lames de 0,5 cm de largeur à l'isocentre et permet de réaliser des tailles de champs jusqu'à 40 cm × 40 cm. Autre exemple, le MLC HD120 de Varian est composé de 120 lames de deux largeurs différentes : 0,25 cm au centre du MLC et 0,5 cm autour. Ce dispositif, conçu pour la stéréotaxie, ne permet pas de faire des champs de taille supérieure à 20 cm × 20 cm.

Sur les machines dédiées à une technique, le collimateur secondaire peut être plus simple. En effet, la complexité des systèmes de collimation est souvent liée à leur capacité à réaliser de multiples techniques. Ainsi, le Cyberknife et le gamma knife, machines dédiées à la stéréotaxie, utilisent respectivement des collimateurs fixes interchangeable de tailles différentes et des collimateurs binaires (ouverts/fermés) fixes.

Il existe des dispositifs additionnels pour modeler la géométrie du faisceau de traitement qui ne seront pas détaillés dans ce travail. La taille du faisceau maximal étant définie par l'ouverture du collimateur primaire, le seul dispositif en aval qui modifiera le faisceau maximal est le collimateur secondaire (figure a.2-9). Les éléments du collimateur secondaire sont placés les uns au-dessus des autres et se déplacent afin d'adapter la forme du faisceau maximal au faisceau de traitement. Le faisceau de traitement est défini par le champ. Le champ est la projection du faisceau dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau situé au niveau de l'axe de rotation du bras. La taille du champ est donc définie à l'isocentre de la machine. Sur les premiers accélérateurs, en dehors de tout accessoire, le faisceau de traitement était défini par deux paires de mâchoires (figure a.2-7). Le champ défini par l'accélérateur pouvait donc être carré ou rectangulaire. Avec l'introduction du MLC, les accélérateurs sont devenus capables de donner toute sorte de formes complexes au champ (figure a.2-8). Si le MLC définit le champ, alors les mâchoires sont placées comme protection supplémentaire, en fonction de la lame la plus ouverte. Ainsi une partie des lames du MLC est la seule protection du patient pour les photons directs.

Notons que les lames du MLC peuvent être utilisées toutes ensemble et agir ainsi comme une mâchoire. Sur certains collimateurs secondaires (figure a.2-8(a)), le MLC peut même être complètement ouvert, on dit alors qu'il est parqué, et alors seules les mâchoires définissent le champ.

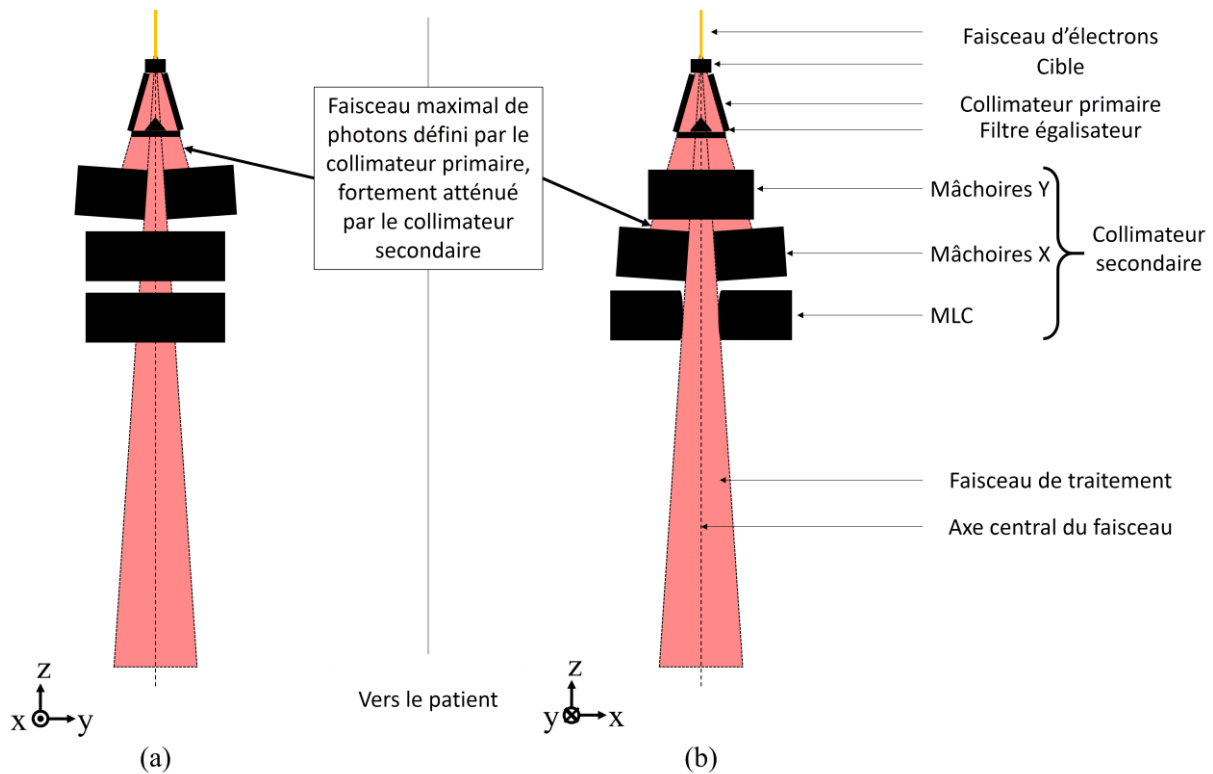


Figure A.2-9 : schéma illustrant la façon dont le faisceau maximal de photons est fortement atténué par les éléments du collimateur secondaire. Les différents éléments composant la tête d'irradiation sont aussi détaillés (les dimensions ne sont pas à l'échelle).

A.2.7. Les limites du faisceau de traitement : la pénombre

La pénombre physique est la région aux bords du champ où la dose décroît rapidement. C'est la limite du faisceau de traitement mais aussi la limite de calcul des TPS. Certains des phénomènes qui composent la pénombre physique sont les mêmes que ceux qui composent la dose hors champ.

Ses dimensions ne sont pas définies géométriquement par rapport à la taille du champ, mais par la distance entre les points recevant 80 % et 20 % de la dose sur l'axe à une profondeur donnée. Elle mesure typiquement 6 mm à la profondeur de la dose maximale dans le champ (Mayles *et al.* 2007, p 459). Elle est la somme de trois phénomènes (International Atomic Energy Agency 2005, p 196) :

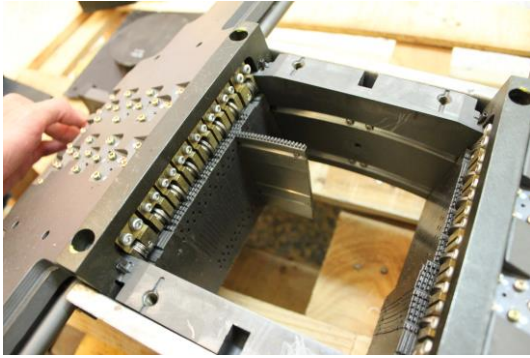
- la pénombre géométrique
- la pénombre de transmission
- la pénombre due au diffusé

La pénombre géométrique est due au fait que la principale source des photons a une taille finie. Dans le cas d'un accélérateur, la dimension de cette source peut être assimilée à celle de la tache focale du faisceau d'électrons sur la cible (cf. section 0) et mesure quelques millimètres (Mayles *et al.* 2007, p 459). Ainsi, il existe aux bords du champ une zone du point de vue de laquelle seule une portion de la source sera visible. Mais, en plus de cette source, il existe une source extra-focale, plus étendue, et

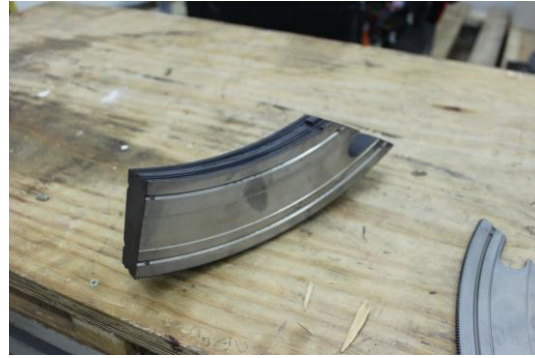
virtuelle, car formée par les photons diffusés par le collimateur primaire et le filtre égalisateur. Cette source virtuelle est plus grande mais moins intense que la tache focale (Jaffray 1993, Chaney 1994, Sharpe *et al.* 1995). Il existe aussi une contribution due aux photons diffusés par le collimateur secondaire, mais celle-ci étant trop faible, de l'ordre de 1 % (Ahnesjö 1995), elle est généralement négligée dans la discussion sur la pénombre.

La pénombre de transmission est due aux photons qui traversent les dispositifs de limitation du faisceau de traitement et viennent déposer leur énergie hors champ. Elle varie donc en fonction de l'épaisseur de protection entre la cible et le plan du patient. En effet, les différents dispositifs étant mobiles et agencés les uns au-dessus des autres, il arrive que ceux-ci se superposent, diminuant ainsi significativement la pénombre de transmission, et inversement. De plus, comme les différents éléments du collimateur secondaire doivent être en mesure de se déplacer pour former différentes tailles et différentes formes de champ, afin de réduire la pénombre de transmission, la face en contact avec le faisceau de traitement peut être orientée de sorte à ce le prolongement dans le plan de cette face inclut le point correspondant à la cible [figure a.2-10\(a\)-\(c\)](#)). Si les mâchoires sont pratiquement toujours alignées avec la cible ([figure a.2-10\(c\)](#)), il arrive que le MLC ne le soit pas et dégrade ainsi la pénombre. Son mouvement est alors horizontal, et la partie en contact avec le faisceau de traitement peut être arrondie de sorte à limiter la dégradation ([figure a.2-10\(d\)](#)).

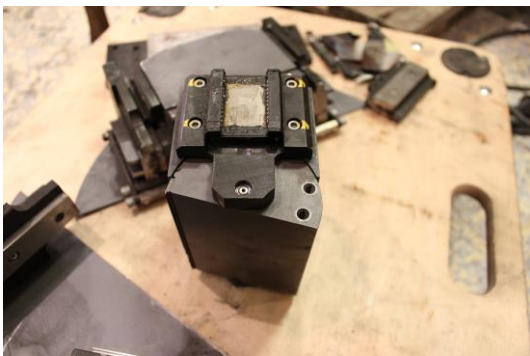
La pénombre due au diffusé résulte, selon l'AIEA (2005, p 196), des photons du faisceau de traitement qui interagissent et diffusent avec le volume du patient. Suite à une diffusion, un photon peut sortir des limites géométriques du faisceau et déposer son énergie en dehors du faisceau.



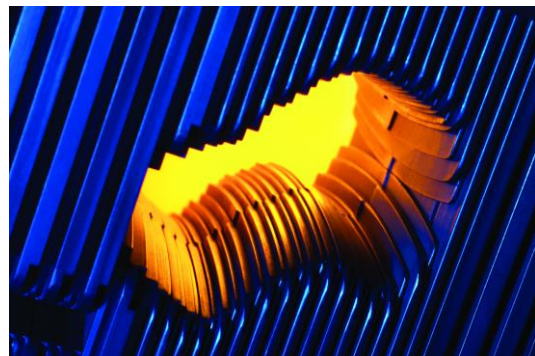
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure A.2-10 : (a) MLC démonté du Siemens Primus dont l'ensemble des lames est parqué sauf une, positionnée dans le champ, (b) une lame démontée du MLC du Siemens Primus, (c) une mâchoire démontée d'un Siemens Primus et (d) un MLC Varian configuré pour un champ complexe. (a) et (b) illustrent l'architecture d'un MLC Siemens dont les lames ont un mouvement pendulaire, alors que (d) est un MLC Varian dont les lames ont un mouvement horizontal. (c) est une mâchoire démontée d'un Siemens dont l'extrémité dans le champ est un demi-cylindre rotatif, permettant de respecter la divergence du faisceau tout en effectuant un mouvement horizontal (source : (a)-(c) : photos prises par l'auteur ; (d) : <http://www.wolfmet.com>).

Références

- Acun H, Zubaroglu A, Kemikler G et Bozkurt A 2014 A comparative study of the peripheral doses from a linear accelerator with a multileaf collimator system *Radiat. Prot. Dosimetry* **158** 299-306
- Adrian, Lord 1957 Committee on Radiological Hazards to Patients *Br. J. Radiol.* **30** 285-285
- Ahnesjö A 1994 Analytic modeling of photon scatter from flattening filters in photon therapy beams *Med. Phys.* **21** 1227
- Ahnesjö A 1989 Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media *Med. Phys.* **16** 577
- Ahnesjö A 1995 Collimator scatter in photon therapy beams *Med. Phys.* **22** 267-78
- Ahnesjö A, Knöös T et Montelius A 1992 Application of the convolution method for calculation of output factors for therapy photon beams *Med. Phys.* **19** 295-301
- Almberg S S, Frengen J et Lindmo T 2012 Monte Carlo study of in-field and out-of-field dose distributions from a linear accelerator operating with and without a flattening-filter *Med. Phys.* **39** 5194-203
- American National Standards Institute et American Nuclear Society 1991 *Gamma-ray attenuation coefficient and buildup factors for engineering materials* (American Nuclear Society) Online: http://www.ans.org/store/i_240180
- Atarod M, Shokrani P et Azarnoosh A 2013 Out-of-field beam characteristics of a 6MV photon beam: Results of a Monte Carlo study *Appl. Radiat. Isot.* **72** 182-94
- Béclère A 1902 Les mesures exactes en radiothérapie *J Mal Cutan Syph* **14** 173-82
- Bednarz B, Hancox C et Xu X G 2009 Calculated organ doses from selected prostate treatment plans using Monte Carlo simulations and an anatomically realistic computational phantom *Phys. Med. Biol.* **54** 5271-86
- Bednarz B et Xu X G 2009 Monte Carlo modeling of a 6 and 18 MV Varian Clinac medical accelerator for in-field and out-of-field dose calculations: development and validation *Phys. Med. Biol.* **54** N43-57
- Benadjaoud M A, Bezin J, Veres A, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Bridier A, de Vathaire F et Diallo I 2012 A multi-plane source model for out-of-field head scatter dose calculations in external beam photon therapy *Phys. Med. Biol.* **57** 7725-39
- Bernier J, Hall E J et Giaccia A 2004 Timeline: Radiation oncology: a century of achievements *Nat. Rev. Cancer* **4** 737-47
- Bessières I 2013 *Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie* (Université Paris Sud) Online: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00801314/>
- Bir et Radiology B I of 1996 *Central Axis Depth Dose Data for Use in Radiotherapy Departments: British Journal of Radiology Supplement* (British Institute of Radiology)

- Blackett P M S et Occhialini G P S 1933 Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation *Proc. R. Soc. Lond. Math. Phys. Eng. Sci.* **139** 699-726
- Bordy J M, Bessieres I, d'Agostino E, Domingo C, d'Errico F, di Fulvio A, Knežević ž., Miljanić S, Olko P, Ostrowsky A, Poumarede B, Sorel S, Stolarczyk L et Vermesse D 2013 Radiotherapy out-of-field dosimetry: Experimental and computational results for photons in a water tank *Radiat. Meas.* **57** 29-34
- Butson M J, Yu P K N et Metcalfe P E 1998 Measurement of off-axis and peripheral skin dose using radiochromic film *Phys. Med. Biol.* **43** 2647
- Cameron J R, Suntharalingam N et Kenney G N 1968 *Thermoluminescent dosimetry* (University of Wisconsin Press)
- Chaney E L 1994 A Monte Carlo study of accelerator head scatter *Med. Phys.* **21** 1383
- Chetty I J, Curran B, Cygler J E, DeMarco J J, Ezzell G, Faddegon B A, Kawrakow I, Keall P J, Liu H, Ma C-M C, Rogers D W O, Seuntjens J, Sheikh-Bagheri D et Siebers J V 2007 Report of the AAPM Task Group No. 105: Issues associated with clinical implementation of Monte Carlo-based photon and electron external beam treatment planning *Med. Phys.* **34** 4818-53
- Chofor N, Harder D, Rühmann A, Willborn K C, Wiezorek T et Poppe B 2010 Experimental study on photon-beam peripheral doses, their components and some possibilities for their reduction *Phys. Med. Biol.* **55** 4011-27
- Chofor N, Harder D, Willborn K C et Poppe B 2012 Internal scatter, the unavoidable major component of the peripheral dose in photon-beam radiotherapy *Phys. Med. Biol.* **57** 1733-43
- Chofor N, Harder D, Willborn K, Rühmann A et Poppe B 2011 Low-energy photons in high-energy photon fields – Monte Carlo generated spectra and a new descriptive parameter *Z. Für Med. Phys.* **21** 183-97
- Cho S H, Vassiliev O N, Lee S, Liu H H, Ibbott G S et Mohan R 2005 Reference photon dosimetry data and reference phase space data for the 6MV photon beam from Varian Clinac 2100 series linear accelerators *Med. Phys.* **32** 137-48
- Clarkson J R 1941 A note on depth doses in fields of irregular shape *Br. J. Radiol.* **14** 265-8
- Compton A H 1923 A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements *Phys. Rev.* **21** 483-502
- Cozzi L, Buffa F M et Fogliata A 2001 Dosimetric features of linac head and phantom scattered radiation outside the clinical photon beam: experimental measurements and comparison with treatment planning system calculations *Radiother. Oncol.* **58** 193-200
- Cunningham J R 1972 Scatter-air ratios *Phys. Med. Biol.* **17** 42
- Danlos H et Bloch P 1901 Note sur le traitement du lupus érythémateux par des applications du radium *Ann Dermatol Syphilog* **2** 986-8
- Davis S D, Ross C K, Mobit P N, Zwan L V der, Chase W J et Shortt K R 2003 The response of LiF thermoluminescence dosimeters to photon beams in the energy range from 30 kV X rays to ⁶⁰Co gamma rays *Radiat. Prot. Dosimetry* **106** 33-43

- Deatanyah P, Arwui C C, Wotorchi-Gordon S, Lawluvi H, Kpeglo D O, Ankaah J, Emi-Reynolds G et Darko E O 2011 Determination of Photon Ambient Dose Buildup Factors for Radiological Applications for Points and Plaque Source Configurations Using MCNP5 *Int. J. Sci. Technol.* **1** 174-8
- Derreumaux S, Chavaudra J, Bridier A, Rossetti V et Dutreix A 1995 A European quality assurance network for radiotherapy: dose measurement procedure *Phys. Med. Biol.* **40** 1191-209
- Despeignes V 1896 Observation concernant un cas de cancer de l'estomac traité par les rayons Roentgen *Lyon Méd.* **82** 428-30
- Diallo I, Haddy N, Adjadj E, Samand A, Quiniou E, Chavaudra J, Alziar I, Perret N, Guérin S, Lefkopoulos D et de Vathaire F 2009 Frequency Distribution of Second Solid Cancer Locations in Relation to the Irradiated Volume Among 115 Patients Treated for Childhood Cancer *Int. J. Radiat. Oncol.* **74** 876-83
- Diallo I, Lamon A, Shamsaldin A, Grimaud E, de Vathaire F et Chavaudra J 1996 Estimation of the radiation dose delivered to any point outside the target volume per patient treated with external beam radiotherapy *Radiother. Oncol.* **38** 269-71
- Dominici H et Barcat J 1908 L'action thérapeutique du radium sur les néoplasies *Arch Elect Med* **16** 655-63
- Dunscombe P B et Nieminen J M 1992 On the field-size dependence of relative output from a linear accelerator *Med. Phys.* **19** 1441-4
- Dutreix A, Bjärngard B E, Bridier A, Mijnheer B, Shaw J E et Svensson H 1997 *Monitor unit calculation for high energy photon beams ESTRO Booklet No:3* (Brussels (Belgium): ESTRO)
- Dutreix A, Marinello G et Wambersie A 1982 *Dosimétrie en curiethérapie* (Paris ; New York: Masson)
- Dutreix A, van der Schueren E, Derreulnaux S et Chavaudra J 1993 Preliminary results of a quality assurance network for radiotherapy centres in Europe *Radiother. Oncol.* **29** 97-101
- Edwards C R et Mountford P J 2004 Near surface photon energy spectra outside a 6 MV field edge *Phys. Med. Biol.* **49** N293
- Ferreira I H, Dutreix A, Bridier A, Chavaudra J et Svensson H 2000 The ESTRO-QUALity assurance network (EQUAL) *Radiother. Oncol.* **55** 273-84
- Fogliata A, Clivio A, Vanetti E, Nicolini G, Belosi M F et Cozzi L 2013 Dosimetric evaluation of photon dose calculation under jaw and MLC shielding *Med. Phys.* **40** 101706
- Fraass B A et van de Geijn J 1983 Peripheral dose from megavolt beams *Med. Phys.* **10** 809
- Fry D W, R.-S.-Harvie R B, Mullett L B et Walkinshaw W 1948 A Travelling-Wave Linear Accelerator for 4-MeV. Electrons *Nature* **162** 859-61
- Fry D W, R.-S.-Harvie R B, Mullett L B et Walkinshaw W 1947 Travelling-Wave Linear Accelerator for Electrons *Nature* **160** 351-3
- Gershkevitch E, Schmidt R, Velez G, Miller D, Korf E, Yip F, Wanwilairat S et Vatnitsky S 2008 Dosimetric verification of radiotherapy treatment planning systems: Results of IAEA pilot study *Radiother. Oncol.* **89** 338-46

- van der Giessen P-H 1994 Calculation and measurement of the dose at points outside the primary beam for photon energies of 6, 10, and 23 MV *Int. J. Radiat. Oncol.* **30** 1239-46
- van der Giessen P-H 1996 Collimator-related radiation dose for different cobalt machines and linear accelerators *Int. J. Radiat. Oncol.* **35** 399-405
- van der Giessen P-H et Hurkmans C W 1993 Calculation and measurement of the dose to points outside the primary beam for CO-60 gamma radiation *Int. J. Radiat. Oncol.* **27** 717-24
- Green D T et Errington R F 1952 III. Design of a Cobalt 60 Beam Therapy Unit *Br. J. Radiol.* **25** 309-13
- Greene D, Chu G-L et Thomas D W 1983 Dose levels outside radiotherapy beams *Br. J. Radiol.* **56** 543-50
- Greene D et Williams P C 1997 *Linear accelerators for radiation therapy* (Bristol, UK ; Philadelphia: Institute of Physics Pub)
- Grimaud E, Shamsaldin A, Lamon A, Hardiman C, De Vathaire F et Chavaudra J 1994 Programme original de calcul de dose applique a l'étude des seconds cancers *Bull. CancerRadiothérapie* **81** 482
- Haddy N, Mousannif A, Tukenova M, Guibout C, Grill J, Dhermain F, Pacquement H, Oberlin O, El-Fayech C, Rubino C, Thomas-Teinturier C, Le-Deley M-C, Hawkins M, Winter D, Chavaudra J, Diallo I et Vathaire F de 2011 Relationship between the brain radiation dose for the treatment of childhood cancer and the risk of long-term cerebrovascular mortality *Brain* **134** 1362-72
- Hall E J et Wu C-S 2003 Radiation-induced second cancers: the impact of 3D-CRT and IMRT *Int. J. Radiat. Oncol.* **56** 83-8
- Henye L C et Greenstein J L 1941 Diffuse radiation in the Galaxy *Astrophys. J.* **93** 70
- Hounsell A R et Wilkinson J M 1997 Head scatter modelling for irregular field shaping and beam intensity modulation *Phys. Med. Biol.* **42** 1737
- Hounsell A R et Wilkinson J M 1996 The variation in output of symmetric, asymmetric and irregularly shaped wedged radiotherapy fields *Phys. Med. Biol.* **41** 2155-72
- Howell R M, Scarboro S B, Kry S F et Yaldo D Z 2010 Accuracy of out-of-field dose calculations by a commercial treatment planning system *Phys. Med. Biol.* **55** 6999-7008
- Huang J Y, Followill D S, Wang X A et Kry S F 2013 Accuracy and sources of error of out-of field dose calculations by a commercial treatment planning system for intensity-modulated radiation therapy treatments *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **14** 186-97
- International Atomic Energy Agency 2005 *Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students* éd E B Podgoršak (Vienna: International Atomic Energy Agency)
- International Atomic Energy Agency (IAEA) 2006 *Radiation protection in the design of radiotherapy facilities. Safety Reports Series 47* (Vienna: International Atomic Energy Agency)
- International Electrotechnical Commission (IEC) 2009 *Medical electrical equipment - Part 2-1: Particular requirements for the basic safety and essential performance of electron accelerators in the range 1 MeV to 50 MeV* (Geneva)

- Izewska J et Andreo P 2000 The IAEA/WHO TLD postal programme for radiotherapy hospitals *Radiother. Oncol.* **54** 65-72
- Jaffray D A 1993 X-ray sources of medical linear accelerators: Focal and extra-focal radiation *Med. Phys.* **20** 1417
- Jiang S B, Boyer A L et Ma C M 2001 Modeling the extrafocal radiation and monitor chamber backscatter for photon beam dose calculation *Med. Phys.* **28** 55-66
- Johns H E 1983 *The physics of radiology* (Springfield, Ill., U.S.A: Charles C. Thomas)
- Johns H E, Bates L M, Epp E R, Cormack D V, Fedoruk S O, Morrison A, Dixon W R et Garrett C 1951 1,000-Curie Cobalt-60 Units for Radiation Therapy *Nature* **168** 1035-6
- Johns H E et Mackay J A 1954 A collimating device for cobalt 60 theletherapy units *J. Fac. Radiol.* **5** 239-47
- Johnsson S A, Ceberg C P, Knöös T et Nilsson P 1999 Transmission measurements in air using the ESTRO mini-phantom *Phys. Med. Biol.* **44** 2445
- Joosten A, Bochud F, Baechler S, Levi F, Mirimanoff R-O et Moeckli R 2011 Variability of a peripheral dose among various linac geometries for second cancer risk assessment *Phys. Med. Biol.* **56** 5131-51
- Joosten A, Bochud F et Moeckli R 2014 A critical evaluation of secondary cancer risk models applied to Monte Carlo dose distributions of 2-dimensional, 3-dimensional conformal and hybrid intensity-modulated radiation therapy for breast cancer *Phys. Med. Biol.* **59** 4697
- Joosten A, Matzinger O, Jeanneret-Sozzi W, Bochud F et Moeckli R 2013 Evaluation of organ-specific peripheral doses after 2-dimensional, 3-dimensional and hybrid intensity modulated radiation therapy for breast cancer based on Monte Carlo and convolution/superposition algorithms: Implications for secondary cancer risk assessment *Radiother. Oncol.* **106** 33-41
- Jursinic P A 1997 Clinical implementation of a two-component x-ray source model for calculation of head-scatter factors *Med. Phys.* **24** 2001-7
- Karzmark C J 1984 Advances in linear accelerator design for radiotherapy *Med. Phys.* **11** 105-28
- Kase K R, Svensson G K, Wolbarst A B et Marks M A 1983 Measurements of dose from secondary radiation outside a treatment field *Int. J. Radiat. Oncol.* **9** 1177-83
- Kawrakow I 2001 VMC++, Electron and Photon Monte Carlo Calculations Optimized for Radiation Treatment Planning *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications* éd A Kling, F J C Barão, M Nakagawa, L Távora et P Vaz (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) p 229-36 Online: http://rd.springer.com/chapter/10.1007/978-3-642-18211-2_38
- Kawrakow I et Fippel M 2000 Investigation of variance reduction techniques for Monte Carlo photon dose calculation using XVMC *Phys. Med. Biol.* **45** 2163-83
- Klein O et Nishina Y 1928 The Scattering of Light by Free Electrons according to Dirac's New Relativistic Dynamics *Nature* **122** 398-9

- Knežević Ž, Stolarczyk L, Bessieres I, Bordy J M, Miljanić S et Olko P 2013 Photon dosimetry methods outside the target volume in radiation therapy: Optically stimulated luminescence (OSL), thermoluminescence (TL) and radiophotoluminescence (RPL) dosimetry *Radiat. Meas.* **57** 9-18
- Konnai A, Nariyama N, Ohnishi S et Odano N 2005 Energy response of LiF and Mg₂SiO₄ TLDs to 10–150 keV monoenergetic photons *Radiat. Prot. Dosimetry* **115** 334-6
- Kourinou K M, Mazonakis M, Lyraraki E, Stratakis J et Damilakis J 2013 Scattered dose to radiosensitive organs and associated risk for cancer development from head and neck radiotherapy in pediatric patients *Phys. Med.* **29** 650-5
- Kry S F, Salehpour M, Followill D S, Stovall M, Kuban D A, White R A et Rosen I I 2005 Out-of-field photon and neutron dose equivalents from step-and-shoot intensity-modulated radiation therapy *Int. J. Radiat. Oncol.* **62** 1204-16
- Kry S F, Salehpour M, Titt U, White R A, Stovall M et Followill D 2009 Monte Carlo study shows no significant difference in second cancer risk between 6- and 18-MV intensity-modulated radiation therapy *Radiother. Oncol.* **91** 132-7
- Kry S F, Smith S A, Weathers R et Stovall M 2012 Skin dose during radiotherapy: a summary and general estimation technique *J. Appl. Clin. Med. Phys.* **13** Online: <http://jacmp.org/index.php/jacmp/article/view/3734>
- Kry S F, Titt U, Followill D, Pönisch F, Vassiliev O N, White R A, Stovall M et Salehpour M 2007 A Monte Carlo model for out-of-field dose calculation from high-energy photon therapy *Med. Phys.* **34** 3489-99
- Kry S F, Titt U, Pönisch F, Followill D, Vassiliev O N, Allen White R, Mohan R et Salehpour M 2006 A Monte Carlo model for calculating out-of-field dose from a Varian 6 MV beam *Med. Phys.* **33** 4405-13
- Kry S F, Vassiliev O N et Mohan R 2010 Out-of-field photon dose following removal of the flattening filter from a medical accelerator *Phys. Med. Biol.* **55** 2155-66
- Kukhteevich V I et Tsy-pin S G 1959 Physical and engineering problems of small shield design *At. Energy* **5** 1285-95
- Lehmann J, Stern R L, Daly T P, Rocke D M, Schwietert C W, Jones G E, Arnold M L, Siantar C L H et Goldberg Z 2006 Dosimetry for Quantitative Analysis of the Effects of Low-Dose Ionizing Radiation in Radiation Therapy Patients *Radiat. Res.* **165** 240-7
- Li J et Zhu T C 2006 Measurement of in-air output ratios using different miniphantom materials *Phys. Med. Biol.* **51** 3819-34
- Lonski P, Taylor M L, Franich R D, Harty P et Kron T 2012 Assessment of leakage doses around the treatment heads of different linear accelerators *Radiat. Prot. Dosimetry* **152** 304-12
- Lonski P, Taylor M L, Hackworth W, Phipps A, Franich R D et Kron T 2014 *In vivo* verification of radiation dose delivered to healthy tissue during radiotherapy for breast cancer *J. Phys. Conf. Ser.* **489** 012015
- Mackie T R, Scrimger J W et Battista J J 1985 A convolution method of calculating dose for 15-MV x rays *Med. Phys.* **12** 188-96

- Marre D, Ferreira I H, Bridier A, Bjoreland A, Svensson H, Dutreix A et Chavaudra J 2000 PAPERS- Energy correction factors of LiF powder TLDs irradiated in high-energy electron beams and applied to mailed dosimetry for quality assurance networks *Phys. Med. Biol.* **45** 3657-74
- Mathews J D *et al* 2013 Cancer risk in 680 000 people exposed to computed tomography scans in childhood or adolescence: data linkage study of 11 million Australians *BMJ* **346** f2360
- Mayles P, Nahum A E et Rosenwald J-C 2007 *Handbook of radiotherapy physics: theory and practice* (New York: Taylor & Francis)
- Mazonakis M, Zacharopoulou F, Kachris S, Varveris C, Damilakis J et Gourtsoyiannis N 2007 Scattered dose to gonads and associated risks from radiotherapy for common pediatric malignancies : a phantom study *Strahlenther. Onkol. Organ Dtsch. Röntgenes. Al* **183** 332-7
- McParland B J et Fair H I 1992 A method of calculating peripheral dose distributions of photon beams below 10 MV *Med. Phys.* **19** 283
- Meddaugh G E et Kalkanis G 2002 Standing wave particle beam accelerator with switchable beam energy Online: <http://www.google.com/patents/US6366021>
- Méndez R, Iñiguez M P, Barquero R, Mañanes A, Gallego E, Lorente A et Voytchev M 2002 Response components of LiF: Mg, Ti around a moderated Am-Be neutron source *Radiat. Prot. Dosimetry* **98** 173-8
- Miljanić S, Bordy J-M, d'Errico F, Harrison R et Olko P 2014 Out-of-field dose measurements in radiotherapy – An overview of activity of EURADOS Working Group 9: Radiation protection in medicine *Radiat. Meas.* **71** 270-5
- Naqvi S A, Sarfaraz M, Holmes T, Yu C X et Li X A 2001 Analysing collimator structure effects in head-scatter calculations for IMRT class fields using scatter raytracing *Phys. Med. Biol.* **46** 2009-28
- National Council on Radiation Protection and Measurements. 1984 *Neutron contamination from medical electron accelerators: recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements*. vol Scientific Committee 60. (Bethesda, Md.: The Council)
- Nordell B et Brahme A 1984 Angular distribution and yield from bremsstrahlung targets (for radiation therapy) *Phys. Med. Biol.* **29** 797-810
- Nunn A A, Davis S D, Micka J A et DeWerd L A 2008 LiF:Mg,Ti TLD response as a function of photon energy for moderately filtered x-ray spectra in the range of 20–250 kVp relative to C60o *Med. Phys.* **35** 1859-69
- Olofsson J 2006 *Developing and evaluating dose calculation models for verification of advanced radiotherapy* (Umeå: Strålningsvetenskaper Radiation Sciences)
- Olofsson J, Georg D et Karlsson M 2003 A widely tested model for head scatter influence on photon beam output *Radiother. Oncol.* **67** 225-38
- Olofsson J, Nyholm T, Ahnesjö A et Karlsson M 2006a Dose uncertainties in photon pencil kernel calculations at off-axis positions *Med. Phys.* **33** 3418-25
- Olofsson J, Nyholm T, Ahnesjö A et Karlsson M 2007 Optimization of photon beam flatness for radiation therapy *Phys. Med. Biol.* **52** 1735-46

- Olofsson J, Nyholm T, Georg D, Ahnesjö A et Karlsson M 2006b Evaluation of uncertainty predictions and dose output for model-based dose calculations for megavoltage photon beams *Med. Phys.* **33** 2548
- Pearce M *et al* 2012 Radiation exposure from CT scans in childhood and subsequent risk of leukaemia and brain tumours: a retrospective cohort study *The Lancet* **380** 499-505
- Pönisch F, Titt U, Kry S F, Vassiliev O N et Mohan R 2006 MCNPX simulation of a multileaf collimator *Med. Phys.* **33** 402-4
- Röntgen W C 1895 Über eine neue Art von Strahlen. Vorläufige Mitteilung. Aus den Sitzungsberichten der Würzburger *Phys.-Medic Ges. Würzbg.* S137-47
- Roué A, Ferreira I H, Van Dam J, Svensson H et Venselaar J L M 2006 The EQUAL-ESTRO audit on geometric reconstruction techniques in brachytherapy *Radiother. Oncol. J. Eur. Soc. Ther. Radiol. Oncol.* **78** 78-83
- Roué A, Venselaar J L M, Ferreira I H, Bridier A et Van Dam J 2007 Development of a TLD mailed system for remote dosimetry audit for (192)Ir HDR and PDR sources *Radiother. Oncol. J. Eur. Soc. Ther. Radiol. Oncol.* **83** 86-93
- Ruben J D, Lancaster C M, Jones P et Smith R L 2011 A Comparison of Out-of-Field Dose and Its Constituent Components for Intensity-Modulated Radiation Therapy Versus Conformal Radiation Therapy: Implications for Carcinogenesis *Int. J. Radiat. Oncol.* **81** 1458-64
- Ruben J D, Smith R, Lancaster C M, Haynes M, Jones P et Panettieri V 2014 Constituent Components of Out-of-Field Scatter Dose for 18-MV Intensity Modulated Radiation Therapy Versus 3-Dimensional Conformal Radiation Therapy: A Comparison With 6-MV and Implications for Carcinogenesis *Int. J. Radiat. Oncol.* **90** 645-53
- Sánchez-Doblado F, Domingo C, Gómez F, Sánchez-Nieto B, Muñoz J L, García-Fusté M J, Expósito M R, Barquero R, Hartmann G, Terrón J A, Pena J, Méndez R, Gutiérrez F, Guerre F X, Roselló J, Núñez L, Brualla-González L, Manchado F, Lorente A, Gallego E, Capote R, Planes D, Lagares J I, González-Soto X, Sansaloni F, Colmenares R, Amgarou K, Morales E, Bedogni R, Cano J P et Fernández F 2012 Estimation of neutron-equivalent dose in organs of patients undergoing radiotherapy by the use of a novel online digital detector *Phys. Med. Biol.* **57** 6167
- Scarboro S B, Followill D S, Howell R M et Kry S F 2011 Variations in photon energy spectra of a 6 MV beam and their impact on TLD response *Med. Phys.* **38** 2619-28
- Schwartz B, Benadjaoud M A, Cléro E, Haddy N, El-Fayech C, Guibout C, Teinturier C, Oberlin O, Veres C, Pacquement H, Munzer M, N'Guyen T D, Bondiau P-Y, Berchery D, Laprie A, Hawkins M, Winter D, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Rubino C, Diallo I, Bénichou J et Vathaire F de 2014 Risk of second bone sarcoma following childhood cancer: role of radiation therapy treatment *Radiat. Environ. Biophys.* **53** 381-90
- Shamsaldin A, Grimaud E, Hardiman C, Diallo I, de-Vathaire F et Chavaudra J 1998 Dose distribution throughout the body from radiotherapy for Hodgkin's disease in childhood *Radiother. Oncol.* **49** 85-90
- Sharpe M B, Jaffray D A, Battista J J et Munro P 1995 Extrafocal radiation: A unified approach to the prediction of beam penumbra and output factors for megavoltage x-ray beams *Med. Phys.* **22** 2065-74

- Singh V P et Badiger N M 2014 The gamma-ray and neutron shielding factors of fly-ash brick materials *J. Radiol. Prot.* **34** 89-101
- Smith P G et Doll R 1981 Mortality from cancer and all causes among British radiologists *Br. J. Radiol.* **54** 187-94
- Spiers F W 1984 40 years of development in radiation protection *Phys. Med. Biol.* **29** 145
- Starkschall G, George F J S et Zellmer D L 1983 Surface dose for megavoltage photon beams outside the treatment field *Med. Phys.* **10** 906-10
- Stovall M, Blackwell C R, Cundiff J, Novack D H, Palta J R, Wagner L K, Webster, E W et Shalek R J 1995 Fetal dose from radiotherapy with photon beams: Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 36 *Med. Phys.* **22** 63
- Stovall M et Howell R M 2011 Dosimetry for radiation treatment Online: http://dceg.cancer.gov/fellowship-training/training-resources-for-fellows-and-staff/rad-epi-course2011/Stovall-and-Howell_Dosimetry-for-Radiation-Treatment_May2011_tagged.pdf
- Stovall M, Smith S A et Rosenstein M 1989 Tissue doses from radiotherapy of cancer of the uterine cervix *Med. Phys.* **16** 726
- Swinnen A, Verstraete J et Huyskens D P 2004 Feasibility study of entrance in vivo dose measurements with mailed thermoluminescence detectors *Radiother. Oncol.* **73** 89-96
- Taddei P J, Jalbout W, Howell R M, Khater N, Geara F, Homann K et Newhauser W D 2013 Analytical model for out-of-field dose in photon craniospinal irradiation *Phys. Med. Biol.* **58** 7463-79
- Taylor M et Kron T 2011 Consideration of the radiation dose delivered away from the treatment field to patients in radiotherapy *J. Med. Phys.* **36** 59
- Taylor M L, Kron T et Franich R D 2011 Assessment of Out-of-Field Doses in Radiotherapy of Brain Lesions in Children *Int. J. Radiat. Oncol.* **79** 927-33
- Taylor M L, McDermott L N, Johnston P N, Haynes M, Ackerly T, Kron T et Franich R D 2010 Stereotactic fields shaped with a micro-multileaf collimator: systematic characterization of peripheral dose *Phys. Med. Biol.* **55** 873-81
- Thariat J, Hannoun-Levi J-M, Sun Myint A, Vuong T et Gérard J-P 2013 Past, present, and future of radiotherapy for the benefit of patients *Nat. Rev. Clin. Oncol.* **10** 52-60
- Thomas-Teinturier C, Fayeche C E, Oberlin O, Pacquement H, Haddy N, Labbé M, Veres C, Guibout C, Diallo I et Vathaire F D 2013 Age at menopause and its influencing factors in a cohort of survivors of childhood cancer: earlier but rarely premature *Hum. Reprod.* **28** 488-95
- Thwaites D I et Tuohy J B 2006 Back to the future: the history and development of the clinical linear accelerator *Phys. Med. Biol.* **51** R343
- Tubiana M, Dutreix J et Pierquin B 1996 One century of radiotherapy in France 1896–1996 *Int. J. Radiat. Oncol.* **35** 227-42
- Tukenova M, Diallo I, Anderson H, Hawkins M, Garwicz S, Sankila R, El Fayeche C, Winter D, Rubino C, Adjadj E, Haddy N, Oberlin O, Moller T, Langmark F, Tryggvadottir L, Pacquement H,

- Svahn-Tapper G et de Vathaire F 2012 Second Malignant Neoplasms in Digestive Organs After Childhood Cancer: A Cohort-Nested Case-Control Study *Int. J. Radiat. Oncol.* **82** e383-90
- Tukenova M, Guibout C, Oberlin O, Doyon F, Mousannif A, Haddy N, Guérin S, Pacquement H, Aouba A, Hawkins M, Winter D, Bourhis J, Lefkopoulos D, Diallo I et Vathaire F de 2010 Role of Cancer Treatment in Long-Term Overall and Cardiovascular Mortality After Childhood Cancer *J. Clin. Oncol.* **28** 1308-15
- Van den Heuvel F, Defraene G, Crijns W et Bogaerts R 2012 Out-of-field contributions for IMRT and volumetric modulated arc therapy measured using gafchromic films and compared to calculations using a superposition/convolution based treatment planning system *Radiother. Oncol.* **105** 127-32
- Vassiliev O N, Titt U, Kry S F, Pönisch F, Gillin M T et Mohan R 2006a Monte Carlo study of photon fields from a flattening filter-free clinical accelerator *Med. Phys.* **33** 820-7
- Vassiliev O N, Titt U, Pönisch F, Kry S F, Mohan R et Gillin M T 2006b Dosimetric properties of photon beams from a flattening filter free clinical accelerator *Phys. Med. Biol.* **51** 1907
- Vassiliev O N, Wareing T A, McGhee J, Failla G, Salehpour M R et Mourtada F 2010 Validation of a new grid-based Boltzmann equation solver for dose calculation in radiotherapy with photon beams *Phys. Med. Biol.* **55** 581
- de Vathaire F, Fragu P, François P, Benhamou S, Ward P, Benhamou E, Avril M-F, Grimaud E, Sancho-Garnier H et Parmentier C 1993 Long-Term Effects on the Thyroid of Irradiation for Skin Angiomas in Childhood *Radiat. Res.* **133** 381-6
- de Vathaire F, François P, Schlumberger M, Schweisguth O, Hardiman C, Grimaud E, Oberlin O, Hill C, Lemerle J et Flamant R 1992 Epidemiological evidence for a common mechanism for neuroblastoma and differentiated thyroid tumour. *Br. J. Cancer* **65** 425-8
- Vathaire F de, Hawkins M, Campbell S, Oberlin O, Raquin M-A, Schlienger J-Y, Shamsaldin A, Diallo I, Bell J, Grimaud E, Hardiman C, Lagrange J-L, Daly-Schweitzer N, Panis X, Zucker J-M, Sancho-Garnier H, Eschwège F, Chavaudra J et Lemerle J 1999 Second malignant neoplasms after a first cancer in childhood: temporal pattern of risk according to type of treatment *Br. J. Cancer* **79** 1884-93
- Verhaegen F et Seuntjens J 2003 Monte Carlo modelling of external radiotherapy photon beams *Phys. Med. Biol.* **48** R107-64
- Wang B et Xu X G 2007 Measurements of non-target organ doses using MOSFET dosimeters for selected IMRT and 3D CRT radiation treatment procedures *Radiat. Prot. Dosimetry* **128** 336-42
- Wang L et Ding G X 2014 The accuracy of the out-of-field dose calculations using a model based algorithm in a commercial treatment planning system *Phys. Med. Biol.* **59** N113-28
- White G R 1950 The Penetration and Diffusion of Co60 Gamma-Rays in Water Using Spherical Geometry *Phys. Rev.* **80** 154-6
- Wiezorek T, Georg D, Schwedas M, Salz H et Wendt T G 2009 Experimental determination of peripheral photon dose components for different IMRT techniques and linear accelerators *Z. Für Med. Phys.* **19** 120-8

- Xu X G, Bednarz B et Paganetti H 2008 A review of dosimetry studies on external-beam radiation treatment with respect to second cancer induction *Phys. Med. Biol.* **53** R193-241
- Zanini A, Durisi E, Fasolo F, Ongaro C, Visca L, Nastasi U, Burn K W, Scielzo G, Adler J O, Annand J R M et Rosner G 2004 Monte Carlo simulation of the photoneutron field in linac radiotherapy treatments with different collimation systems *Phys. Med. Biol.* **49** 571
- Zhu T C et Bjärngard B E 2003 Head scatter off-axis for megavoltage x rays *Med. Phys.* **30** 533-43

Communications et vie scientifique

ARTICLES

Vũ Bezin J, Veres A, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Deutsch E, de Vathaire F, Diallo I **2015** Field size dependent mapping of medical linear accelerator radiation leakage *Phys. Med. Biol.* **60** 2103-16

Vũ Bezin J, Mohamad Alabdoaburas M, Rivin del Campo E, Benadjaoud MA, Bouëtté A, Auzac G, Veres A, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Deutsch E, de Vathaire F, Diallo I In-air output ratio outside radiotherapy beams – en cours de soumission

Mohamad Alabdoaburas M, Mege JP, Chavaudra J, **Vũ Bezin J**, Veres A, de Vathaire F, Lefkopoulos D and Diallo I **2015** Experimental assessment of out-of-field dose components in high-energy electron beams used in external-beam-radiotherapy *J Appl Clin Med Phys – in press*

Allodji R S, Schwartz B, Veres C, Haddy N, Rubino C, Le Deley M-C, Labbé M, Diop F, Jackson A, Dayet F, Benabdennebi A, Llanas D, **Vũ Bezin J**, Chavaudra J, Lefkopoulos D, Deutsch E, Oberlin O, Diallo I et de Vathaire F **2015** Risk of subsequent leukaemia after a solid tumour in childhood: Impact of bone marrow radiotherapy and chemotherapy *Int. J. Radiat. Oncol.* **93** 658–67

Veres C, Allodji R S, Llanas D, **Vũ Bezin J**, Chavaudra J, Mège J P, Lefkopoulos D, Quiniou E, Deutsch E, de Vathaire F and Diallo I **2014** Retrospective Reconstructions of Active Bone Marrow Dose-Volume Histograms *Int. J. Radiat. Oncol.* **90** 1216–24

Benadjaoud M A, **Bezin J**, Veres A, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Bridier A, de Vathaire F and Diallo I **2012** A multi-plan source model for out-of-field head scatter dose calculations in external beam photon therapy *Phys. Med. Biol.* **57** 1-15

COMMUNICATIONS ORALES

Vũ Bezin Jérémi 2014 Estimation de la dose de radiations reçues lors du traitement par radiothérapie – Séminaire thématique de l’Ecole Doctorale ED420 “Epidémiologie des effets des expositions aux rayons ionisants” Hôpital Paul-Brousse, Villejuif, France

Vũ Bezin Jérémi 2014 Optimisation et validation des méthodes de calcul de dose à distance des faisceaux d’irradiation pour leur application dans les études épidémiologiques et cliniques en radiothérapie – 2ème journée internationale de physique médicale, Institut Curie, Paris, France

Vũ Bezin Jérémi, Mohamed Amine Benadjaoud, Attila Veres, Dimitri Lefkopoulos, Jean Chavaudra, Eric Deutsch, Florent de Vathaire, Ibrahima Diallo **2014** The use of a graphics library in multisource modelling for out-of-field head scatter and leakage assessment – 13th PanCare Meeting, Wroclaw, Pologne

Vũ Bezin Jérémi, Mohamed Amine Benadjaoud, Ilias Arhoun, Mohamad Mohamad Alabdo Aburas, Guillaume Auzac, Attila Veres, Dimitri Lefkopoulos, Jean Chavaudra, André Bridier, Eric Deutsch, Florent de Vathaire, Ibrahima Diallo **2014** Méthodes de calcul de dose à distance des faisceaux de photons de haute énergie produits par les accélérateurs linéaires médicaux : dernières avancées – Réunions Scientifiques Multidisciplinaires du Département de Radiothérapie Institut Gustave Roussy, Villejuif, France

Vũ Bezin Jérémi, Auzac G, Veres A, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Bridier A, Deutsch E, de Vathaire F and Diallo I **2013** The use of a graphics library in multisource modelling for out-of-field head scatter assessment (*cf.* Aerts A M *et al.* **2014** Joint research towards a better radiation protection—highlights of the Fifth MELODI Workshop *J. Radiol. Prot.* **34** 931) – 5th MELODI Workshop, Bruxelles, Belgique

Vũ Bezin Jérémi, Benadjaoud M A, Alabdo Aburas M M, Auzac G, Veres A, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Bridier A, Deutsch E, de Vathaire F and Diallo I **2013** The use of a graphics library in multisource modelling for head scatter assessment *Physica Medica* **29** e20-1 – 52^{ème} journées scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, Nice, France

COMMUNICATIONS AFFICHÉES

Djibo Sidikou A., Dreuil S., **Bezin J.**, Ricard M., Diallo I., Llanas D., Verres C. **2015** Calcul de dose individualisé en scanographie et en angiographie rotationnelle 3D *Physica Medica* **31** e20-1 – 54^{ème} journées scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, Lille, France

Alabdoaburas M M, Lefkopoulos D, **Vũ Bezin J**, Mege J P, Veres A, De Vathaire F and Diallo I **2014** A semi-empirical model of in-field and out-of-field bremsstrahlung dose distribution in high energy electrons beams used in external radiotherapy *Phys. Med.* **30**, **Supplement 1** e60 – 53^{ème} journées scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, Deauville, France

Arhoun I, Diallo I, **Bezin J** **2013** Modeling in the leakage radiation of a medical linear accelerator a function of the collimator opening: Analytical extrapolation of the leak field opened by a method semi-empirical based measurement at zero field *Physica Medica* **29** e23 (abstract) – 52^{ème} journées scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, Nice, France

Llanas D, **Bezin J**, Ben Abdennebi A, Veres C, Lefkopoulos D, de Vathaire F and Diallo I **2013** Inter-operator variability in organs at risk delineation: Their effects on dose-volume histograms. *Physica Medica* **29** e39 (abstract) – 52^{ème} journées scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, Nice, France

Soubbotine T, Ben Abdennebi A, **Bezin J**, Diallo I, Llanas D, Veres C and Dreuil S. **2013** Organ individualized dose computing in CT *Physica Medica* **29** e14 (abstract) – 52^{ème} journées scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, Nice, France

Bezin J, Pereira Lima M N, Alabdo Aburas M M, Benadjaoud M A, Auzac G, Veres A, Lefkopoulos D, Chavaudra J, Bridier A, Bourhis J, de Vathaire F and Diallo I **2012** Mesures dosimétriques hors-champ en radiothérapie stéréotaxique pour le Novalis TxTM – 51^{ème} journées scientifiques de la Société Française de Physique Médicale, Strasbourg, France

ENCADREMENT/PARTICIPATION AUX STAGES DE MASTER 2

2014 – Ismaïl Ait el Khadir – Application des techniques de conception assistée par ordinateur à la simulation d'un traitement par radiothérapie – responsables : Ibrahima Diallo et Jérémie Vû Bezin (M2 informatique)

2014 – Abdourahamane Djibo Sidikou – Calcul de dose individualisé en scanographie et en angiographie rotationnelle 3d – responsable : Serge Dreuil (M2 physique médicale)

2013 – Ilias Arouhn – Évaluation des doses dues aux fuites sur plusieurs machines de radiothérapie – responsables : Ibrahima Diallo et Jérémie Vû Bezin (M2 physique médicale)

2013 – Tilia Soubotine – Calcul individualisé des doses aux organes en scanographie et Cone-Beam CT – responsable : Serge Dreuil (M2 physique médicale)

2012 – Mohamad Mohamad Alabdoaburas – Développement d'un modèle basé sur des données expérimentales pour l'évaluation de la dose à distance dans les conditions de traitements stéréotaxiques – responsables : André Bridier, Ibrahima Diallo et Attila Veres (M2 physique médicale)

2012 – Damien Llanas – Développement d'un modèle basé sur des données expérimentales pour l'évaluation de la dose à distance dans les conditions de traitements stéréotaxiques – responsable : Ibrahima Diallo (M2 physique médicale)

IMPLICATION DANS UN PROJET DE RECHERCHE

Projet **PanCareSurFup** - PanCare Childhood and Adolescent Cancer Survivor Care and Follow-up Studies - 7th Framework programme, Predicting long-term side effects to cancer therapy - Grant agreement no: 257505 – WP2 Radiation dosimetry - Deliverable report : Modified dose estimation software incorporating new treatment machines

PARTICIPATION EN TANT QUE REVIEWER POUR DES REVUES SCIENTIFIQUES

Revue d'un article pour *Australasian Physical & Engineering Sciences in Medicine*

Revue d'un article pour *Journal of Radiation Research*

PARTICIPATION À LA RÉPONSE POUR UN APPEL À PROJETS

Physique cancer 2014 - Projets de recherche dans le domaine de la physique, des mathématiques ou des sciences de l'ingénieur appliqués au Cancer (financement obtenu)

Titre : Optimisation et validation des méthodes de calcul de dose à distance des faisceaux d'irradiation pour leur application dans les études épidémiologiques et cliniques en radiothérapie

Mots clés : Radiothérapie, dose hors champ, diffusé tête, fuites, modélisation multi-sources, dosimètres thermoluminescents

Résumé : La proportion de survivants à un cancer dans la population des pays développés augmente rapidement. Dans plus de la moitié des cas, la radiothérapie a été une composante de leur traitement. Les rayons ionisants alors administrés peuvent induire de graves conséquences à long terme, en particulier les cancers radio-induits et les maladies cardiovasculaires. Ces événements sont dus non seulement aux fortes doses administrées au volume cible, mais également aux doses plus faibles, de quelques milligray à quelques gray, non souhaitées, mais inévitablement administrées dans le reste du corps du patient par la dose hors champ.

L'évolution des techniques de planification du traitement et de l'informatique en médecine permettent aujourd'hui d'obtenir, systématiquement, l'évaluation précise des doses les plus fortes administrées au patient. Les doses faibles à intermédiaires administrées en dehors du faisceau de traitement, ne sont pour leur part, ni habituellement prises en compte, ni correctement évaluées par les systèmes actuels de planification du traitement.

L'objectif de ce travail était de proposer des méthodes pour estimer le rayonnement hors champ des faisceaux de photons des accélérateurs de radiothérapie externe.

L'utilisation d'une bibliothèque graphique nous a permis de réaliser une représentation géométrique 3D partielle des appareils de traitement et des sources photoniques responsables de la dose reçue par le patient. Nous avons déterminé l'intensité de ces sources en utilisant des mesures réalisées dans des champs simples. Le modèle ainsi calibré permettait de simuler la variation de l'intensité des sources en fonction de la taille du champ.

Cette approche a permis de décrire avec succès la variation de la dose mesurée par TLD en fonction de la distance et de la taille du champ en dehors de champs carrés. Les écarts entre les doses calculées et celles mesurées étaient inférieurs à 10 %. Une application dans des conditions cliniques a été menée, l'écart était alors en moyenne de 25%.

Title : Optimization and validation of out-of-field dose calculation methods in external beam radiation therapy for use in epidemiological and clinical studies

Keywords : Radiotherapy, out-of-field dose, head scatter, leakage, multi-source modelling, thermoluminescent dosimeters

Abstract: The number of cancer survivors in developed countries increases rapidly. Fifty percent of patients treated for cancer will receive radiation therapy as part of their treatment. Ionizing radiation may induce severe long term effects, including secondary cancers and cardio-vascular diseases. Long term effects are not only due to high doses delivered in target volumes, but also to lower doses, ranging from several milligrays to several grays, undesired, but inevitably delivered in the rest of the patient's body outside the treatment beams.

Improvements in treatment planning technics and the use of computers in medicine made it possible to systematically estimate, prior to treatment, the highest doses delivered to the patient's body. However, lower doses delivered outside the treatment beams are neither taken into account nor evaluated by present treatment planning systems.

The aim of our work was to establish methods to estimate radiation doses outside photon beams from accelerators used in external radiation therapy.

A graphics library was used to render a partial 3D representation of the accelerator and the photon sources associated. The intensity of these sources was determined using measurements performed in simple geometry fields. The calibrated model was hence used to estimate the source intensity variation with respect to field size.

Using this method, we were able to estimate the variations of the TLD measured doses with respect to distance and field size with a 10% average discrepancy between calculations and measurements for points outside the field. Also, when testing the model in a clinical setup, the average discrepancy increased to 25%.