

Sigles et abréviations

AAPM : American Association of Physicists in Medicine
ADC : Analog to Digital Converter
ADU : Analog Digital Unit
CAN : Convertisseur Analogique-Numérique
CBCT : ConeBeam Computed Tomography
CCD : Charge Coupled Device
CCRI : Comité Consultatif pour les Rayonnements Ionisants
CIPR : Commission Internationale de Protection Radiologique
CM : Component Module
DAP : Dose Area Product
DBS : Directional Bremsstrahlung Splitting
DO : Densité Optique
DPI : Dots Per Inch
EBT : External Beam Therapy
EGS : Electron Gamma Shower
EMVA : European Machine Vision Application
ESF : Edge Spread Function
FFF : Flattening Filter-Free
FFT : Fast Fourier Transform
FOC : Facteur d'Ouverture du Collimateur
FTM : Fonction de Transfert de Modulation
FWHM : Full-Width at Half Maximum
GR : GRaphite
GUM : Guide to the expression of Uncertainty in Measurement
IAEA : International Atomic Energy Agency
ICO : Institut de Cancérologie de l'Ouest
ICRU : International Commission on Radiation Units and measurements
INCa : Institut National du Cancer
IRM : Imagerie par Résonance Magnétique
kV : kilo Voltage
LCPE : Lateral Charged Particle Equilibrium
LED : Light-Emitting Diode
LMH : Largeur à Mi-Hauteur
LNHB : Laboratoire National Henri Becquerel
LNE : Laboratoire National de métrologie et d'Essais
LSF : Line Spread Function
LVTTL : Low Voltage Transistor-Transistor-Logic
MAV : Malformation Artério-Veineuse
MLC : MultiLeaf Collimator
MTF : Modulation Transfer Function
MV : Mega Voltage
NMOS : N-type Metal Oxide Semiconductor
NRCC : National Research Council Canada
NTCP : Normal Tissues Complicated Probability
OAR : Organe A Risque
ORL : Oto-Rhino-Laryngologie
PDS : Produit Dose-Surface

PMMA : PolyMéthAcrylate de Méthyle
PSF : Phase Space File
PVC : PolyChlorure de Vinyle
QE : Quantum Efficiency
RCMI : Radiothérapie Conformationnelle avec Modulation d'Intensité
RR : Range Rejection
RSB : Rapport Signal Sur Bruit
RC3D : Radiothérapie Conformationnelle 3D
sCMOS : scientific Complementary Metal Oxide Semiconductor
SLAC : Stanford Linear Accelerator Center
TCP : Tumor Control Probability
TG : Task Group
TPR : Tissue-Phantom Ratio
TPS : Treatment Planning System
TRS : Technical Reports Series
UM : Unité Moniteur
VHEE : Very High-Energy Electrons
VMAT : Volumetric Modulated Arc Therapy
WFF : With Flattening Filter

Table des matières

INTRODUCTION.....	3
CHAPITRE 1 : NECESSITE DE NOUVELLES REFERENCES DOSIMETRIQUES ADAPTEES.....	7
I.1 DES REFERENCES DOSIMETRIQUES A LA DOSE AU PATIENT.....	8
I.1.1 Chaîne de traçabilité métrologique.....	8
I.1.2 Mise en œuvre des références primaires : état de l'art au LNHB	10
I.1.2.1 Description générale de la calorimétrie	10
I.1.2.2 Calorimétrie graphite	12
I.1.3 Références primaires par calorimétrie graphite en champ large	17
I.1.3.1 Formalisme classique de dose absorbée dans l'eau en un point D_w	17
I.1.3.2 Dosimétrie de référence en milieu hospitalier	18
I.2 VERS UNE RUPTURE DE TRAÇABILITE METROLOGIQUE EN PETITS CHAMPS	18
I.2.1 Evolution des techniques de radiothérapie.....	18
I.2.1.1 Radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (RCMI)	19
I.2.1.2 Radiothérapie stéréotaxique.....	20
I.2.1.2.1 Gamma Knife® (Elekta, Stockholm, Sweden).....	21
I.2.1.2.2 Cyberknife® (Accuray, Sunnyvale, CA, USA)	21
I.2.1.2.3 ZAP-X® (ZAP Surgical Systems, CA, USA).....	22
I.2.1.3 Utilisation des faisceaux FFF	23
I.2.1.4 Dans le futur : flash-thérapie (FLASH-RT)	24
I.2.2 Problématique de la mesure en petits champs	24
I.2.2.1 Définitions	24
I.2.2.2 Introduction d'un nouveau formalisme.....	27
I.2.2.2.1 Dosimétrie de référence	27
I.2.2.2.2 Facteurs d'ouverture du collimateur (FOC)	29
I.2.2.3 Limitations de l'utilisation du protocole IAEA TRS 483 associée aux FOC.....	31
I.2.2.3.1 Des facteurs de correction universels pour un FOC unique.....	31
I.2.2.3.2 Variabilité des données et incertitudes annoncées	32
I.2.2.3.3 Nécessité de mises à jour régulières.....	34
I.3 UTILISATION D'UNE NOUVELLE APPROCHE : LE PRODUIT DOSE-SURFACE (DAP)	35
I.3.1 Généralités	35
I.3.2 Formalisme DAP_w	37
I.3.3 Utilisation pratique	37
I.4 ESTIMATION DES INCERTITUDES	37
I.5 CONCLUSION DU CHAPITRE 1	39
CHAPITRE 2 : ETABLISSEMENT DE REFERENCES PRIMAIRES POUR LES PETITS CHAMPS EN DAP_w.....	41
II.1 PRINCIPE.....	42
II.2 INSTRUMENTS DE MESURES	43
II.2.1 Calorimètre graphite GR11	43
II.2.2 Chambres d'ionisation plates DAP	45
II.2.2.1 Fonctionnement d'une chambre d'ionisation	45
II.2.2.2 Description de la chambre plate DAP.....	45
II.2.2.3 Construction.....	48
II.2.2.4 Mesures de caractérisation	54
II.2.2.4.1 Stabilité et mouvement propre.....	54
II.2.2.4.2 Paliers en tension	55
II.2.2.4.3 Correction de polarité k_{pol}	57
II.3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	58
II.3.1 Chaîne d'acquisition calorimétrique	58
II.3.2 Chaîne d'acquisition ionométrique	60
II.3.3 Alignement et centrage des collimateurs.....	62
II.3.4 Monitoring.....	64

II.4	SIMULATIONS MONTE-CARLO DE L'ACCELERATEUR TRUEBEAM EN 6 MV FFF	64
II.4.1	Motivations	64
II.4.2	Présentation générale du code EGSnrc	65
II.4.3	Géométrie de l'accélérateur	67
II.4.3.1	Paires de mâchoires	68
II.4.3.2	Collimateurs circulaires	68
II.4.4	Gestion du terme source	69
II.4.5	Techniques de réduction de variance	69
II.4.5.1	Directional Bremsstrahlung Splitting (DBS)	70
II.4.5.2	Range Rejection (RR)	71
II.4.6	Paramètres de transport	71
II.4.7	Etape d'ajustement du faisceau 6 MV FFF	72
II.4.7.1	Recherche des paramètres physiques des électrons initiaux en champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$	72
II.4.7.2	Ajustement en petits champs	74
II.4.7.2.1	Champs circulaires	74
II.4.7.2.2	Champs carrés	76
II.4.8	Synthèse	80
II.5	MESURES	81
II.5.1	Mesures calorimétriques	81
II.5.1.1	Facteur de transfert graphite-eau	83
II.5.1.2	Facteur de correction d'impuretés k_f	86
II.5.2	Mesures ionométriques	86
II.5.2.1	Correction de polarité k_{pol}	86
II.5.2.2	Correction de recombinaison k_{rec}	87
II.5.2.3	Correction d'intégrale surfacique k_{int}	88
II.5.2.4	Bilan d'incertitudes ionométriques	89
II.6	DETERMINATION DES COEFFICIENTS D'ETALONNAGE $N_{DAP,w}$	91
II.7	DISCUSSION	94
II.8	CONCLUSION DU CHAPITRE 2	98
CHAPITRE 3 : ETUDE DU TRANSFERT DES REFERENCES		101
III.1	GENERALITES	102
III.2	DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME OPTIQUE POUR LA LECTURE DES FILMS RADIOCHROMIQUES	104
III.2.1	Généralités sur les films radiochromiques dosimétriques	104
III.2.2	Moyens de lecture actuels et limitations	107
III.2.3	Présentation du nouveau système optique	110
III.2.3.1	Source plane de lumière rouge	111
III.2.3.2	Objectif bi-télécentrique	116
III.2.3.3	Caméra sCMOS	120
III.2.3.3.1	Efficacité quantique de détection et sensibilité spectrale	121
III.2.3.3.2	Plage dynamique	123
III.2.3.3.3	Linéarité	124
III.2.3.3.4	Variation de la sensibilité inter-pixels	125
III.2.3.3.5	Bruit photonique	126
III.2.3.3.6	Courant d'obscurité	126
III.2.3.3.7	Signal d'offset et bruit de lecture	127
III.2.3.3.8	Bruit de quantification	129
III.2.3.3.9	Rapport signal sur bruit (RSB)	129
III.2.4	Pré-traitement d'images	130
III.2.4.1	Contenu d'une image Brute	130
III.2.4.2	Suppression des signaux indésirables	131
III.2.4.3	Réduction du bruit par compositage d'images	132
III.2.4.3.1	Compositage par moyenne	133
III.2.4.3.2	Compositage par médiane	133
III.2.4.3.3	Comparaison pratique des deux méthodes	134
III.2.4.4	Formalisme général	134

III.2.5	Mesures de densités optiques et application aux films	136
III.2.5.1	Protocole d'acquisition des images	136
III.2.5.1.1	Réglage de la mise au point	136
III.2.5.1.2	Linéarité du système optique et détermination du temps d'exposition	136
III.2.5.1.3	Acquisition des images	137
III.2.5.1.4	Intérêt de la double lecture	139
III.2.5.1.5	Recalage géométrique des films	139
III.2.5.1.6	Synthèse	141
III.2.5.2	Caractérisation du système	142
III.2.5.2.1	Répétabilité	142
III.2.5.2.2	Reproductibilité	143
III.2.5.2.3	Stabilité	144
III.2.5.2.4	Fonction de Transfert de Modulation (FTM)	145
III.2.5.2.5	Influence de l'orientation du film	148
III.2.5.3	Comparaison partielle des performances par rapport au scanner	149
III.2.5.3.1	Mesure de profils	149
III.2.5.3.2	Mesure de densités optiques.....	150
III.3	ETUDE DE L'APPROCHE DOSE EN UN POINT A PARTIR DES FILMS	152
III.3.1	Préparation des films.....	153
III.3.2	Etablissement de la courbe d'étalonnage	155
III.3.2.1	Incertitudes sur les grandeurs d'entrée	157
III.3.2.2	Courbe d'étalonnage	159
III.3.3	Mesures par films.....	162
III.3.3.1	Evaluation des incertitudes.....	164
III.3.3.2	Résultats.....	164
III.3.3.3	Discussion	165
III.3.4	Comparaison avec le microdiamant et les calculs Monte-Carlo	167
III.3.4.1	Microdiamant (PTW 60019).....	167
III.3.4.1.1	FOC	167
III.3.4.1.2	Correction de profil k_{prof}	168
III.3.4.2	FOC Monte-Carlo	169
III.3.5	Résultats	169
III.4	ETUDE DE L'APPROCHE DOSE EN UN POINT A PARTIR DE DETECTEURS PONCTUELS UNIQUEMENT (ICO (ANGERS)).....	172
III.5	DISCUSSION GENERALE	177
CONCLUSION		181
BIBLIOGRAPHIE.....		185
VALORISATION DES TRAVAUX DE THESE		197
ANNEXE 1 : DETAIL DES PARAMETRES DE TRANSPORT DES SIMULATIONS MONTE-CARLO AVEC LE CODE EGSNRC.....		201
ANNEXE 2 : CORRECTIONS DE POLARITE POUR LES TROIS CHAMBRES DAP		202
ANNEXE 3 : CORRECTIONS DE RECOMBINAISON POUR LES TROIS CHAMBRES DAP		204
ANNEXE 4 : DETAIL DE LA DETERMINATION DES COEFFICIENTS D'ETALONNAGE POUR L'ENSEMBLE DES CHAMBRES DAP ET DES CONFIGURATIONS ETUDIEES..		206
ANNEXE 5 : PRECAUTIONS D'USAGE ET BONNES PRATIQUES AVEC LES FILMS RADIOCHROMIQUES		212
ANNEXE 6 : ORGANISATIONS NATIONALE ET INTERNATIONALE DE LA METROLOGIE		213

Rapport-Gratuit.com

Introduction

Avec près de 10 millions de décès en 2020 [1], le cancer est la deuxième cause de mortalité dans le monde derrière les maladies cardiovasculaires. Pour l'année 2018 en France, près de 382 000 nouveaux cas ont été détectés et 157 400 décès recensés, faisant du cancer la première cause de mortalité au niveau national [2]. Parmi l'arsenal thérapeutique à disposition, la radiothérapie est proposée à près de deux tiers des patients. Elle utilise des rayonnements ionisants de façon contrôlée et ciblée afin de détruire les cellules malades, tout en minimisant l'irradiation des tissus sains avoisinants, l'objectif étant de contribuer au contrôle ou à la guérison de la maladie. L'interaction du rayonnement avec la matière induit un échange d'énergie. En 1953, la Commission Internationale des Unités et mesures Radiologiques (ICRU) introduit le concept de dose absorbée [3]. Elle s'exprimera à partir de 1975 [4] en gray (Gy), et traduit le dépôt d'énergie par unité de masse par le rayonnement ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$). En radiothérapie, la grandeur physique d'intérêt est la dose absorbée dans l'eau en un point, le choix du milieu étant en lien avec ses propriétés physiques proches des tissus biologiques.

Le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB), laboratoire national de métrologie des rayonnements ionisants, s'attache à développer, conserver et améliorer les étalons nationaux dans le domaine de la dosimétrie. Ces dosimètres dits primaires (calorimètres) permettent par définition une mesure directe de la grandeur d'intérêt sans étalonnage dans cette dernière. Ils sont cependant complexes et ne présentent pas la flexibilité d'utilisation nécessaire pour un usage simple en milieu hospitalier. En ce sens, le LNHB s'assure également du transfert de ses références dosimétriques nationales vers les utilisateurs au moyen de l'étalonnage de dosimètres dits de transfert et qui sont le plus souvent des chambres d'ionisation.

Les références dosimétriques primaires pour les photons de haute énergie sont établies dans un champ carré de 10 cm de côté, selon les protocoles dosimétriques internationaux publiés il y a plus de deux décennies [5,6]. Les évolutions technologiques en radiothérapie ont depuis ouvert la voie d'une part à une utilisation croissante de faisceaux de petites dimensions pouvant attendre quelques millimètres, et d'autre part vers l'hypo-fractionnement, c'est-à-dire l'administration d'une dose de rayonnement plus importante en un nombre de séances réduit. Ces modalités de traitement sont rassemblées sous le vocable de radiothérapie stéréotaxique. La radiothérapie stéréotaxique présente l'avantage de pouvoir personnaliser davantage les traitements en réalisant des distributions de dose hétérogènes et adaptées à la forme du volume à traiter, tout en diminuant significativement la dose reçue par les tissus sains. En contrepartie, cela conduit à éloigner de façon significative les conditions cliniques des conditions dans lesquelles sont établies les références dosimétriques primaires et s'accompagne d'une augmentation de l'incertitude sur la dose délivrée au patient.

Avec des techniques d'irradiations de plus en plus complexes, la maîtrise et la connaissance de la dose délivrée est un réel enjeu. L'enjeu devient d'autant plus critique dès lors que la radiothérapie tend à s'ouvrir à des indications autres que la cancérologie, où l'espérance de vie des patients n'est pas impactée. Des études ont

rapporté l'utilisation de la stéréotaxie pour traiter des cas de malformations artério-veineuse (MAV) [7–9] et plus récemment les troubles du rythme cardiaque [10–12]. Dans le cadre de sa mission d'amélioration des étalons nationaux, le LNHB s'est rapidement intéressé à la problématique des petits champs de faisceaux de photons. Dans un souci de se rapprocher des conditions cliniques actuelles, un nouvel étalon de petites dimensions a été construit [13]. En étalonnant une chambre d'ionisation de petit volume, il a été possible d'établir des références dosimétriques primaires en dose absorbée dans l'eau en un point pour un champ carré de 2 cm de côté [14]. Il a été montré, aux incertitudes près, que le coefficient d'étalonnage était indépendant de la dimension du faisceau d'irradiation entre le champ de 10 cm et le champ de 2 cm de côté. En deçà de 2 cm, la traçabilité directe de la dose mesurée à un étalon national de dose absorbée dans l'eau en un point n'est plus assurée, les limites technologiques de miniaturisation des étalons primaires ayant été atteintes.

L'absence de recommandations sur la conduite à adopter en métrologie des petits faisceaux a mené à plusieurs accidents par le monde [15,16]. Le point de départ de ces accidents provenait d'un mauvais paramétrage des logiciels de planification de traitement (TPS), en particulier d'une détermination incorrecte des facteurs d'ouverture du collimateur (FOC). Cela a conduit la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) à publier en 2009 un rapport portant sur la prévention des expositions accidentelles liées aux nouvelles technologies de radiothérapie externe [17]. Il pointe entre autres le besoin d'une standardisation des pratiques au niveau international. Il faudra attendre 2017 pour que le protocole conjoint IAEA/AAPM TRS 483 voie le jour, apportant des éléments de réponse à cet objectif [18]. Il y présente notamment des bonnes pratiques sur les détecteurs à utiliser et un ensemble de facteurs de correction à appliquer pour la détermination des FOC. L'utilisation de ces facteurs de correction accroît cependant l'incertitude sur le résultat final.

Une approche alternative proposée par le LNHB est de revisiter le présent paradigme de dose en un point comme grandeur de base pour la dosimétrie de référence. Ce concept est facilement accessible et conceptuellement compréhensible en champs larges conventionnels, mais devient vite problématique pour une utilisation dans des petits faisceaux. La nouvelle démarche consiste *a contrario* à réaliser une mesure intégrée sur une surface sensible plus grande que le champ de rayonnement au travers d'une autre grandeur : le Produit Dose-Surface (« Dose Area Product » ou DAP en anglais) [19]. Le DAP, analogue à la grandeur utilisée en radiologie, diffère dans sa définition pour son utilisation en radiothérapie : la surface d'intérêt n'est plus celle du champ d'irradiation mais devient la surface sensible du dosimètre, qui présente l'avantage de demeurer constante quelle que soit la taille du champ.

Un précédent travail de thèse [20] au sein du laboratoire a prouvé la faisabilité de ce concept au niveau métrologique avec la construction d'un calorimètre graphite de grande section, d'une surface sensible de 30 mm de diamètre. Le transfert des références primaires en termes de Produit Dose-Surface dans l'eau (DAP_w) à l'utilisateur nécessite un dosimètre ayant la même surface sensible que l'étalon

primaire. Le choix s'est naturellement porté sur une chambre d'ionisation plane à faces parallèles, dite chambre plate. N'existant pas de chambres plates avec une surface sensible de 30 mm de diamètre et de stabilité suffisante dans le commerce, un premier prototype de chambre d'ionisation avait été construit en interne. Des références primaires en DAP_w pour des champs circulaires de 7.5, 10 et 20 mm avaient été établies [21], avec un transfert réalisé à l'aide de la chambre plate spécialement construite. Cette dernière n'avait cependant pas donné satisfaction car elle présentait des défauts d'étanchéité au niveau des parois et du manche, conduisant à des déformations importantes du volume de collection. Cette limitation, associée au nombre limité de tailles de champs étudiées, a rendu difficile l'obtention d'une conclusion finale fiable.

L'objet de ce travail consiste donc à aller plus loin, jusqu'à une exploitation pratique des références primaires en DAP_w . Des mesures primaires ont ainsi été réalisées pour un ensemble de onze tailles de petits champs carrés et circulaires inférieures à 20 mm, l'enjeu étant de déterminer si le coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$ de la chambre plate varie avec la taille et/ou la forme de champ. Une nouvelle version de chambre plate a été conçue et trois chambres identiques ont été construites au laboratoire afin de réaliser le transfert des références. Enfin, dans le cadre de la détermination des FOC, une comparaison entre l'approche « mesure en un point corrigée des facteurs du protocole IAEA TRS 483 » et l'approche portant sur le « DAP » a été réalisée en extrapolant le DAP_w à la dose absorbée dans l'eau en un point D_w . Il est en effet possible de relier ces deux grandeurs en disposant d'une cartographie à deux dimensions du faisceau, ou *a minima* de mesures de profils, et en réalisant une correction dite d'anisotropie radiale.

La présentation du travail effectué au travers de cette thèse va se décliner en trois grandes parties :

- Le Chapitre 1 décrira le contexte de cette étude en détaillant la chaîne de traçabilité métrologique en radiothérapie, associée au besoin d'une incertitude la plus faible dès la référence primaire. Les nouvelles techniques de radiothérapie seront présentées en mettant en perspective la problématique de la mesure en petits champs. Les deux approches « DAP » et « mesure en un point corrigée » seront détaillées mettant en lumière les modifications engendrées par l'approche DAP sur la chaîne de traçabilité en termes d'établissement des références dosimétriques, détaillées au Chapitre 2, et ses avantages, abordés au Chapitre 3 ;
- Le Chapitre 2 s'attachera ainsi à présenter les références primaires en termes de DAP_w réalisées dans le faisceau de 6 MV FFF pour des champs circulaires de 5 à 15 mm de diamètre et des champs carrés de 5 à 20 mm de côté. L'accent sera mis en particulier sur la construction des trois chambres d'ionisation plates comme dosimètre de transfert, et sur la création du modèle Monte-Carlo pour le calcul de facteurs de correction. Ce dernier point étant nécessaire dans le cadre de l'établissement de références primaires par calorimétrie graphite ;

- Le troisième et dernier Chapitre s'intéressera à la comparaison de l'approche DAP et de l'approche classique de dose en un point dans le cadre de la détermination des FOC. Le passage du DAP à la dose en un point requiert la connaissance des profils de dose afin de déterminer une correction d'anisotropie radiale. Classiquement des mesures de profil sont utilisées, mais le LNHB s'est engagé sur la voie de la cartographie de dose à deux dimensions du faisceau jugée plus représentative et fiable, accessible avec des films radiochromiques. Pour se faire, le LNHB a développé un nouveau système optique pour la lecture des films, compatible avec une application métrologique. La construction de ce nouvel instrument a également ouvert la voie à une refonte du protocole d'acquisition et de traitement des images, qui seront décrits en détails.

Une conclusion tirera les enseignements de ce travail quant à l'utilisation clinique du DAP_w .

Chapitre 1 :

Nécessité de nouvelles références dosimétriques adaptées

I.1 Des références dosimétriques à la dose au patient

I.1.1 Chaîne de traçabilité métrologique

La traçabilité métrologique¹ de la dose délivrée aux patients en radiothérapie externe est une exigence réglementaire [23]. Elle est assurée au travers des cinq étapes suivantes :

- 1- L'établissement de références primaires en dose absorbée dans l'eau en un point dans les conditions de référence ;

Les conditions de référence pour les faisceaux de photons de hautes énergies délivrés par un accélérateur linéaire sont définies par les protocoles dosimétriques internationaux (IAEA TRS 398 [5] ou AAPM TG-51 [6]) et sont essentiellement les suivantes :

- Champ carré de 10 cm de côté, défini à 100 cm de la source ;
 - Distance Source-Détecteur de 100 cm ;
 - 10 cm de profondeur dans un fantôme d'eau.
- 2- Le transfert de ces références aux services de radiothérapie via l'étalonnage de dosimètres de transfert, en général des chambres d'ionisation ;
 - 3- La caractérisation de chaque faisceau de l'accélérateur linéaire, qui consiste :
 - a. D'une part à l'étalonnage du faisceau : Les accélérateurs linéaires possèdent une chambre d'ionisation à transmission, dite chambre moniteur, placée dans le faisceau entre la source et les paires de mâchoires. La lecture de cette chambre moniteur est exprimée en Unités Moniteurs (UM) qui, après étalonnage grâce au dosimètre de transfert, sera rapportée à la dose absorbée en un point dans un fantôme d'eau, c'est-à-dire D_w par Unité Moniteur (Gy UM^{-1}). Il est d'usage d'ajuster les paramètres du faisceau tel que $100 \text{ UM} = 1 \text{ Gy}$ dans les conditions de référence ;
 - b. D'autre part à sa recette (ou « Commissioning ») : pour effectuer les calculs de distributions de dose, le logiciel de planification de traitements (TPS) a besoin d'un certain nombre de données d'entrée afin de caractériser correctement la source et de créer son modèle de calcul. Des mesures de rendements en profondeur, de profils de dose, et de facteurs d'ouverture du collimateur (FOC) sont ainsi effectuées pour chaque faisceau. Une erreur à ce niveau générera une erreur systématique pour l'ensemble des patients, la qualité des données d'entrée est donc primordiale.

¹ Propriété d'un résultat de mesure selon laquelle ce résultat peut être relié à une référence par l'intermédiaire d'une chaîne ininterrompue et documentée d'étalonnages dont chacun contribue à l'incertitude de mesure [22].

- 4- La création de la balistique de traitement (énergie, angulations et formes de faisceaux) selon les spécifications thérapeutiques du radiothérapeute fondées sur l'analyse de l'imagerie du patient. Cette étape de planimétrie consiste à calculer la distribution de dose dans le patient, et de l'optimiser pour répondre à la prescription. De plus, elle permet de calculer la durée de l'irradiation (le nombre d'UM) pour que le traitement délivré corresponde à la distribution calculée. Cette étape va donc directement être impactée par la qualité des mesures dans les petits faisceaux effectués à l'étape précédente ;
- 5- La délivrance du traitement au patient.

Les points 1,2,3 de la chaîne de traçabilité sont fondés sur une série ininterrompue de mesures dans des conditions standardisées, alors que les points 4 et 5 personnalisent la traçabilité de la dose délivrée à la tumeur pour chaque patient.

L'exactitude² de la délivrance de la dose par rapport au plan de traitement prévisionnel est primordial, puisqu'elle est au centre même de l'efficacité de la radiothérapie au travers d'une dose cumulée fournissant la meilleure probabilité de contrôle local (TCP : tumor probability control), tout en garantissant une préservation acceptable des tissus sains (NTCP : normal tissues complication probability). Ce dernier concept est celui de fenêtre thérapeutique [24], pour laquelle les études cliniques ont permis d'établir la valeur dose optimale à prescrire selon les localisations (voir Figure I-1).

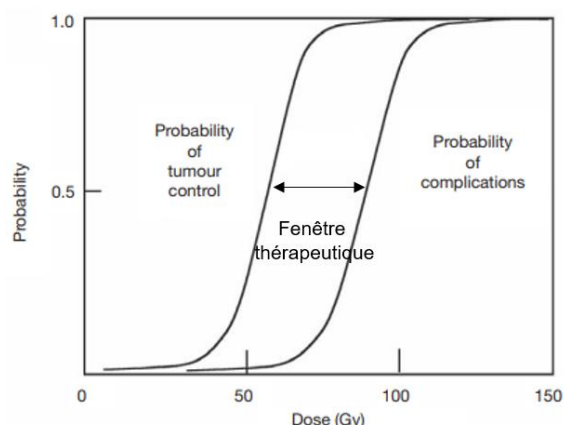


Figure I-1. Illustration du concept de fenêtre thérapeutique (d'après [25]).

L'exactitude de la dose délivrée contribue ainsi directement à la réussite du traitement pour chaque patient. A partir de ces considérations, l'ICRU mentionne dès 1976 la nécessité d'avoir une incertitude délivrée sur le volume cible de 5 % [26]. Ces exigences d'exactitude étaient partiellement fondées sur les informations cliniques et les procédures disponibles à l'époque. En plus des changements technologiques et des progrès des équipements, de nouvelles données ont été publiées à partir d'études cliniques utilisant de nouvelles technologies. Sur cette base, les exigences d'exactitude en radiothérapie ont été récemment révisées [27,28], avec une incertitude recherchée entre 3.5 % et 5 % ($k = 1$). Afin d'atteindre cet objectif, un effort doit être fait pour réduire l'incertitude dès la référence primaire et l'étalonnage des dosimètres

² Accuracy en anglais, à ne pas confondre avec « précision ». Le mot précision, utilisé à tort en français, n'existe pas dans le vocabulaire métrologique.

de transfert, constituant les deux premiers maillons de la chaîne de traçabilité où le LNHB intervient.

I.1.2 Mise en œuvre des références primaires : état de l'art au LNHB

I.1.2.1 Description générale de la calorimétrie

La calorimétrie est la meilleure technique pour mesurer de façon absolue la dose absorbée pour les photons et électrons de hautes énergies. Elle repose sur une mesure de l'élévation de température d'un matériau suite au dépôt d'énergie communiquée par le rayonnement à la matière.

La quantité de chaleur mesurée n'est cependant rigoureusement égale à l'énergie communiquée que si aucun défaut de chaleur ne se manifeste dans le matériau considéré. Dans certains milieux en effet, les rayonnements ionisants peuvent être à l'origine de réactions physico-chimiques produisant ou absorbant de la chaleur. Des précautions supplémentaires doivent alors être prises afin de s'assurer que l'élévation de température soit réellement représentative de l'énergie déposée.

Deux catégories de calorimètres peuvent être utilisés comme étalon primaire de dose absorbée : les calorimètres eau et graphite, permettant de disposer de deux voies indépendantes pour mesurer la dose absorbée de façon absolue. L'eau étant le milieu de référence en radiothérapie, le calorimètre eau permet une mesure directe de la dose absorbée dans le milieu d'intérêt. Le choix du graphite repose sur ses propriétés intrinsèques : une absence de défaut de chaleur, un matériau proche des tissus biologiques de par sa composition chimique et son numéro atomique, des qualités mécaniques favorables à un usinage de « précision », un maintien de ses caractéristiques géométriques sous l'effet des rayonnements, ainsi qu'une très bonne diffusivité thermique (de l'ordre de $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) permettant une mesure quasi-instantanée.

Fort de plus de 40 ans d'expérience dans la fabrication et la mise en œuvre de calorimètres, le LNHB disposait historiquement de références dosimétriques nationales en dose absorbée dans l'eau en un point à partir de mesures par calorimétrie graphite. Il y a une dizaine d'années, le laboratoire s'est diversifié en développant la calorimétrie eau [29], permettant de disposer d'un moyen complémentaire à la calorimétrie graphite pour consolider les références nationales. Une illustration est donnée en Figure I-2. Le LNHB est par ailleurs l'un des rares laboratoires primaires de métrologie à disposer des deux méthodes calorimétriques.

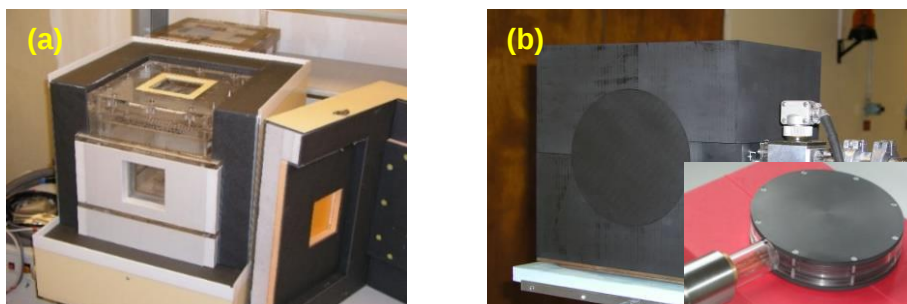


Figure I-2. Calorimètre eau (a) et (b) calorimètre graphite dans son fantôme graphite.

Un comparatif des calorimètres eau et graphite pour les photons de hautes énergies est présenté dans le Tableau I-1 ci-dessous.

Tableau I-1. Comparatif de la calorimétrie graphite et eau.

	Calorimètre graphite	Calorimètre eau
Défaut de chaleur	Zéro : pas de réactions chimiques	Variable : dépend de la radiolyse de l'eau
Capacité thermique massique	$c_p(\text{graphite}) = 0.7 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 6 fois plus sensible que l'eau (rapport Signal/Bruit élevé) Valeur non utilisée du fait de l'étalonnage électrique (voir ci-dessous)	$c_p(\text{eau}) = 4.2 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ Faible sensibilité (rapport Signal/Bruit faible)
Etalonnage des thermistances	Pas nécessaire : l'étalonnage et la mesure de la capacité thermique massique de l'absorbeur sont remplacés par un étalonnage électrique	Nécessaire
Interstices de vide	Doivent être mesurés ou calculés	Pas d'interstices de vide : milieu continu
Volume sensible	Bien défini par les interstices de vide	Non défini : les mesures doivent être corrigées des perturbations thermiques et dosimétriques de l'ampoule en quartz et des sondes de température
Stabilité thermique	Très bonne	Température de fonctionnement (4°C) difficile à réguler sur le volume du fantôme
Construction	Difficile, calorimètre fragile et difficile à réparer	Relativement aisée, calorimètre robuste et facile à réparer
Quantité mesurée	Un transfert de la dose absorbée dans le graphite à la dose absorbée dans l'eau est nécessaire	Mesure directe de la dose absorbée dans l'eau
Champs de rayonnement larges	Adéquat	Adéquat
Petits faisceaux (< 2 cm)	Possible en théorie mais limité par la miniaturisation	Problèmes de la diffusion thermique dans l'eau et du calcul de la correction de conduction thermique qui est délicat

Quelle que soit la méthode calorimétrique utilisée, l'incertitude-type sur la dose absorbée dans l'eau est de l'ordre de 0.4 à 0.5 % ($k = 1$) pour les faisceaux de photons de l'accélérateur linéaire du LNHB ; les principales sources d'incertitudes étant liées au défaut de chaleur de l'eau en calorimétrie eau, et au calcul du facteur de transfert graphite-eau pour la calorimétrie graphite.

I.1.2.2 Calorimétrie graphite

Le calorimètre graphite (voir Figure I-3) est un calorimètre solide constitué de trois corps concentriques assemblés en poupées russes : l'absorbeur, l'écran et le manteau, le tout suspendu à l'intérieur d'un quatrième corps, le bloc, du même matériau de référence et de dimensions beaucoup plus importantes que les autres corps. L'absorbeur est la partie sensible du dosimètre et la plus interne à celui-ci : c'est dans ce corps qu'est mesurée l'élévation de température induite par l'irradiation. Sa masse doit être parfaitement connue et doit tenir compte des impuretés (colle, thermistances...) afin de pouvoir remonter à la valeur de la dose moyenne absorbée dans cet élément.

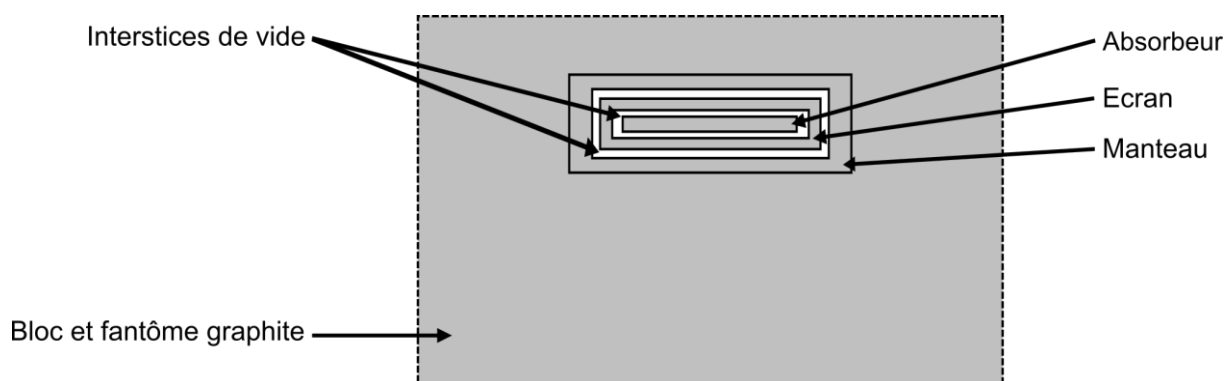


Figure I-3. Schéma en coupe de la partie centrale d'un calorimètre graphite, dans son fantôme graphite.

Afin de minimiser les phénomènes de transferts de chaleur (par conduction, convection et rayonnement) entre les constituants du calorimètre et avec son environnement extérieur, diverses solutions sont mises en œuvre. La structure en poupées russes, où les trois corps sont en suspension et isolés les uns des autres, est la plus optimale pour minimiser les échanges thermiques. Les différents corps sont maintenus via des fils de soie ou des tubes de Kapton très fins qui sont faiblement conducteurs de chaleur, permettant de maintenir chaque élément en suspension et d'éviter le contact direct entre les corps. Dans les interstices ainsi créés, un vide de l'ordre de 10^{-3} Pa, dit « secondaire », est maintenu avec un groupe de pompage. Ce dernier est constitué d'une pompe primaire sèche à spirales et d'une pompe secondaire turbo moléculaire à paliers magnétiques. Les fuites thermiques par convection, prépondérantes à la pression atmosphérique, deviennent alors négligeables. Pour réduire les fuites par rayonnement, l'émissivité des pièces a été réduite en les recouvrant de films en mylar aluminisé sur les faces internes et externes de l'écran, du manteau et sur les parties du bloc faisant face au manteau. Aucun traitement n'est appliqué sur l'absorbeur pour ne pas introduire d'impuretés supplémentaires dans l'élément sensible.

La mesure de l'élévation de température est effectuée avec des thermistances, dont la valeur diminue avec la température selon la loi exponentielle :

$$R(T) = R_0 e^{\beta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (1.1)$$

Où T_0 est la température de référence (298.15 K), R_0 la résistance de la thermistance pour la température de référence T_0 , et β le coefficient de sensibilité thermique.

La température T de la thermistance se détermine alors, en inversant l'équation (1.1), comme :

$$T = \frac{\beta}{\ln \left(\frac{R(T)}{R_0} \right) + \frac{\beta}{T_0}} \quad (1.2)$$

Leur taille est suffisamment petite pour ne pas apporter trop d'impuretés et leur sensibilité suffisamment grande pour réaliser des mesures de faibles amplitudes, en lien avec les faibles élévations de température induites par l'irradiation. Ces thermistances sont insérées dans chacun des constituants du calorimètre et ont deux usages : les unes sont destinées à la mesure de température et les autres à l'apport de chaleur par effet Joule lors de l'étalonnage électrique ou de la régulation thermique. Un système d'asservissement permet en effet d'apporter la quantité de chaleur nécessaire au maintien d'une part de l'écran à la même température que l'absorbeur, rendant négligeable les échanges de chaleur entre ces deux corps, et d'autre part du manteau à température fixe. Cette température est choisie à une valeur supérieure de 1 à 2 degrés à la température ambiante de la salle; le manteau assure donc une fonction d'isolation vis-à-vis de l'environnement. En outre, une plaque en cuivre régulée en température via un système de circulation d'eau est disposée sur le fantôme graphite pour atténuer d'éventuelles variations de température de trop forte amplitude de la salle qui pourraient avoir lieu pendant les séries de mesure. En pratique, contrairement à la calorimétrie eau, il n'est pas nécessaire de connaître exactement les valeurs de R_0 et β car un étalonnage électrique du calorimètre est réalisé (voir Tableau I-1).

Les mesures des résistances des thermistances sont effectuées au moyen de ponts de Wheatstone. Le pont de Wheatstone est un montage électrique à quatre branches composé de la thermistance de mesure, de deux résistances connues, et d'une résistance variable. L'irradiation va induire une tension de déséquilibre du pont, mesurée à l'aide d'un nanovoltmètre. A partir de la mesure de cette tension, la résistance de la thermistance est calculée, et il est alors possible de remonter à la température via l'équation (1.2).

Au total, trois ponts de Wheatstone sont câblés et sont à disposition selon le mode de fonctionnement choisi : le pont « absorbeur », le pont de contre-réaction thermique entre l'absorbeur et l'écran, et le pont « manteau ». Les calorimètres graphite du

LNHB sont en effet réalisés pour opérer selon deux modes de fonctionnement : le mode « à température constante » [30] et le mode « quasi-adiabatique » :

- En mode température constante, les trois corps sont maintenus à température fixe à l'aide des thermistances de chauffage par apport d'énergie dissipée par effet Joule. Sous irradiation, la puissance thermique induite par le faisceau est compensée par une diminution de la puissance électrique envoyée dans les trois corps. La puissance du faisceau est alors la différence entre la puissance électrique nécessaire pour maintenir la température constante en l'absence et au cours de l'irradiation ;
- En mode quasi-adiabatique, un système d'asservissement de la température de l'écran à celle de l'absorbeur est mise en place permettant à la température de l'ensemble de croître de façon continue au long des irradiations et d'annuler les fuites thermiques entre les deux corps. A la fin de la série de mesures, la contre-réaction est stoppée et les éléments retournent à leur température d'équilibre. Ce retour à l'équilibre est relativement long (une dizaine d'heures), du fait de la bonne isolation thermique. Ce fonctionnement limite également le nombre de points de mesures consécutifs possible, afin d'arriver à assurer correctement la contre-réaction thermique. C'est ce mode de fonctionnement qui a été utilisé pour réaliser les mesures calorimétriques présentées dans ce travail.

En mode quasi-adiabatique, la dose absorbée dans l'absorbeur par calorimétrie est donnée par la relation suivante :

$$D_{abs} = \frac{Q}{m_{abs}} \times \frac{1}{r_{cal}} \times \prod_i k_i = c_p(abs) \times \Delta T \times \frac{1}{r_{cal}} \times \prod_i k_i \quad (1.3)$$

Avec :

- Q la chaleur produite sous irradiation. D'après les lois de la thermodynamique, elle est égale au produit de la masse, de la capacité thermique massique de l'absorbeur³ et de l'élévation de température mesurée : $Q = m_{abs} c_p(abs) \Delta T$;
- r_{cal} le rendement calorifique : il est égal à 1 pour le graphite qui n'a pas de défaut de chaleur ;
- k_i un ensemble de facteurs de correction à appliquer à la mesure selon les conditions d'utilisation du calorimètre.

En pratique, on s'affranchit de la connaissance de la capacité thermique massique c_p de l'absorbeur en réalisant un étalonnage électrique. La capacité massique est en effet mal connue pour le graphite qui est un matériau compacté, de plus sa variation avec la température peut poser problème lors de longues séries de mesures. L'étalonnage

³ La capacité thermique massique utilisée ici est celle de l'absorbeur et non pas simplement celle du graphite, l'étalonnage électrique permet en effet de tenir compte des impuretés de l'absorbeur.

électrique consiste à dissiper par effet Joule une quantité de chaleur $Q_{\text{étal}}$ connue dans l'absorbeur grâce aux thermistances de chauffage, puis à relever la lecture de température correspondante $L_{\text{étal}}$. Cela permet d'aboutir à un coefficient d'étalonnage électrique $F = Q_{\text{étal}}/L_{\text{étal}}$. L'étalonnage électrique est répété plusieurs fois au cours de la séquence de mesures, comme illustré sur la Figure I-4 où il est réalisé toutes les six mesures.

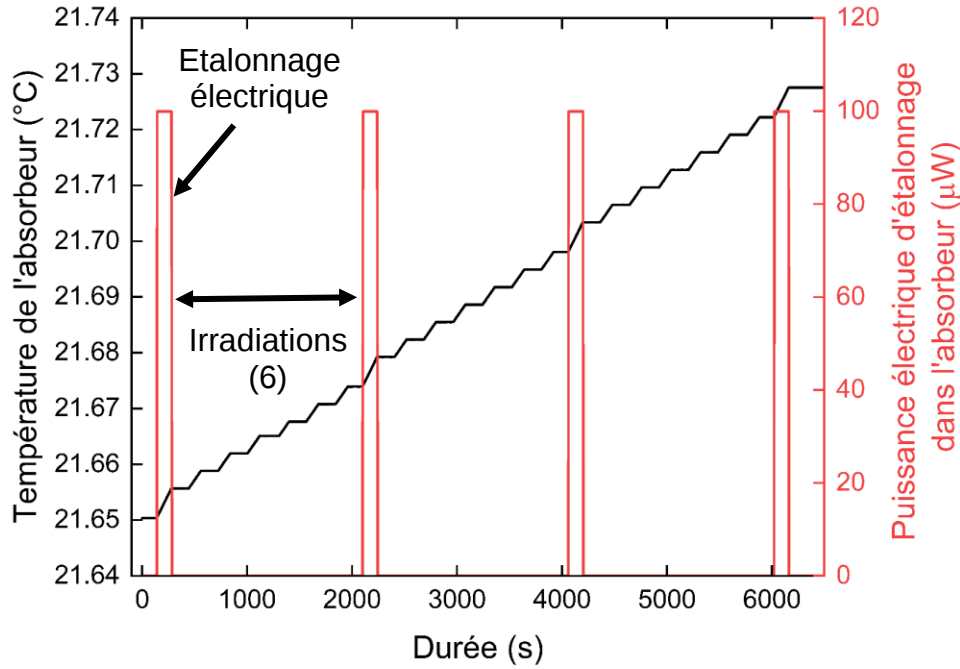


Figure I-4. Séquence de mesures réalisée par calorimétrie graphite.

Il est alors possible de reformuler l'équation (1.3) comme :

$$D_{abs} = \frac{F \times L}{m_{abs}} \times \frac{1}{r_{cal}} \times \prod_i k_i \quad (1.4)$$

Dans le détail, il n'y a qu'un facteur de correction à appliquer ici, le facteur k_i qui corrige de l'ensemble des impuretés introduites lors du montage : colle, thermistances, fils de soie ou de Kapton. Il est égal au rapport de la dose moyenne absorbée dans l'absorbeur, et de la dose moyenne absorbée dans ce corps obtenue en remplaçant, à volume égal, les impuretés insérées par du graphite. La contribution massique très faible de ces éléments à la masse totale de l'absorbeur rend difficile un calcul explicite de ce terme par simulations Monte-Carlo. Une méthode analytique a été utilisée jusqu'à présent au LNH. Des simulations sont néanmoins effectuées pour obtenir les spectres de photons et d'électrons, afin de déterminer les rapports des coefficients d'absorption d'énergie massiques moyens et des pouvoirs d'arrêt massiques moyen entre les impuretés et le graphite, respectivement $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{imp,gr}$ et $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{imp,gr}$.

L'application de la calorimétrie (graphite et eau) est principalement limitée par sa faible sensibilité. A titre illustratif, une dose absorbée de 1 Gy induit une élévation de température dans l'absorbeur graphite d'environ 1 mK, induisant un déséquilibre

résistif du pont de Wheatstone de 0.3Ω . Pour rappel, la calorimétrie graphite est environ six fois plus sensible que la calorimétrie eau ($c_p(\text{graphite}) = 0.7 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$ vs $c_p(\text{eau}) = 4.2 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Un transfert graphite-eau est ensuite nécessaire pour obtenir la dose absorbée dans l'eau à partir de la dose absorbée dans le graphite. Il peut être réalisé par dosimétrie chimique de Fricke ou par calculs Monte-Carlo. Cette dernière méthode permettant de garantir l'incertitude la plus faible, de l'ordre de 0.2 %, c'est celle qui est largement adoptée aujourd'hui. Au final, l'incertitude-type relative sur la dose absorbée dans l'eau obtenue par calorimétrie graphite pour les faisceaux de photons de l'accélérateur linéaire du LNHB est comprise entre 0.4 et 0.5 % ($k = 1$) selon la qualité du faisceau de rayonnement.

Dix générations de calorimètres graphite ont été construits au LNHB pour l'établissement de références en dose absorbée dans l'eau en un point. Les deux dernières générations sont présentées dans la Figure I-5 ci-dessous, avec un exemple de chambres d'ionisation de transfert associées. Le calorimètre GR9 est l'étalon primaire pour le champ de référence de 10 cm de côté, et peut être utilisé jusqu'à une taille de champ de 4 cm de côté. Cette limite en termes de taille de champ permet de garantir une irradiation uniforme de l'absorbeur ($\varnothing_{\text{abs}} = 16 \text{ mm}$), et de ramener la mesure à une dose en un point. Pour explorer les tailles de champs plus petites, un nouveau calorimètre (GR10) avec un absorbeur de plus faible dimension ($\varnothing_{\text{abs}} = 6 \text{ mm}$) a été construit [13]. Il a ainsi été possible d'établir des références primaires en dose absorbée dans l'eau en un point jusqu'à un champ de 2 cm de côté. Un travail de thèse au laboratoire avait permis d'établir, qu'aux incertitudes près, que le coefficient d'étalonnage d'une chambre de type A1SL étant constant entre un faisceau de 10 cm et de 2 cm de côté [14,31].

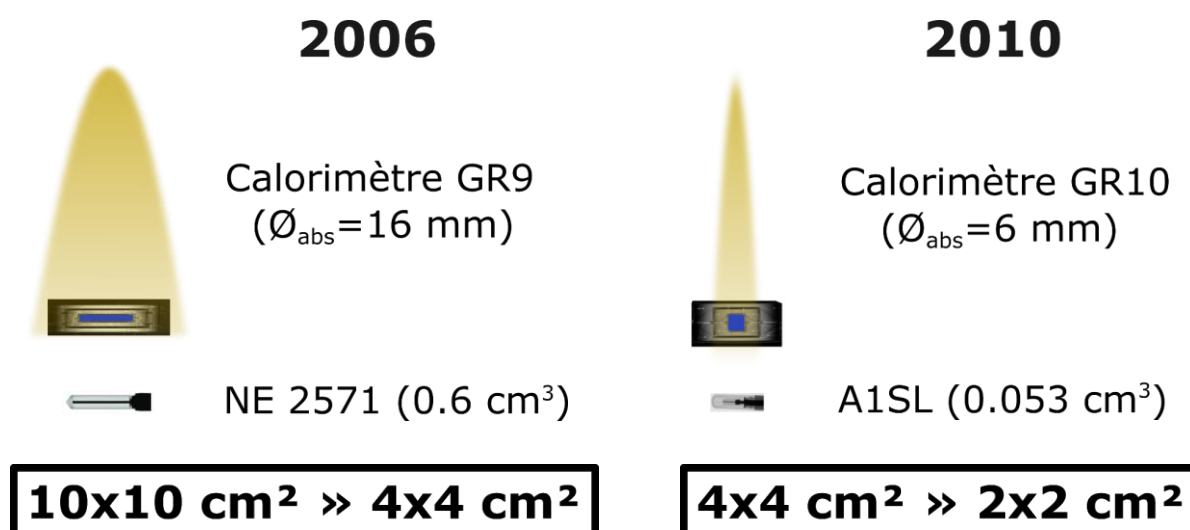


Figure I-5. Evolution de la calorimétrie graphite au LNHB pour l'établissement de références primaires en dose absorbée dans l'eau en un point, avec un exemple de chambres d'ionisation de transfert associées.

Pour des champs d'irradiation plus petits que 2 cm de côté, les limites de miniaturisation du calorimètre sont atteintes. En effet, en deçà d'un absorbeur de 6 mm de diamètre, la contribution des impuretés (colle, thermistances...) à la masse totale de l'absorbeur devient trop importante et l'irradiation de l'absorbeur n'est plus uniforme.

Pour établir des références primaires pour des champs inférieurs à 2 cm de côté, il était nécessaire de changer d'approche et de laisser de côté la grandeur de référence de « dose en un point ». En ce sens, un nouveau modèle de calorimètre graphite a été construit. Cette onzième itération consacrée au nouveau paradigme de DAP sera décrite dans la Section 3 de ce Chapitre.

I.1.3 Références primaires par calorimétrie graphite en champ large

I.1.3.1 Formalisme classique de dose absorbée dans l'eau en un point D_w

L'établissement de références dosimétriques par calorimétrie graphite s'obtient par l'étalonnage en dose absorbée dans l'eau au point P d'une chambre d'ionisation à partir de la dose absorbée dans l'absorbeur du calorimètre, dans les conditions de référence, afin d'obtenir son coefficient d'étalonnage N_{Dw} (en Gy C⁻¹) :

$$N_{Dw} = \frac{D_{w/Mon}(P)}{Q_{w/Mon}^*} = \frac{D_{abs/Mon}}{Q_{w/Mon}^*} \left[\frac{D_w(V_{abs})}{D_{abs}} \right]_{MC} k_i k_{prof}(V_{abs}) \quad (1.5)$$

Où :

- $D_{abs/Mon}$ est la dose moyenne absorbée dans l'absorbeur du calorimètre, normalisée par rapport à la chambre moniteur ;
- $Q_{w/Mon}^*$ est la charge mesurée par la chambre d'ionisation, corrigée de la recombinaison (k_{rec}), de la polarité (k_{pol}), et normalisée par rapport à la chambre moniteur. La charge corrigée Q_w^* est ainsi définie comme : $Q_w^* = Q_w k_{rec} k_{pol}$ avec Q_w la charge mesurée dans un fantôme d'eau corrigée du mouvement propre et des facteurs d'influence (température, pression et humidité : TpH) ;
- $\left[\frac{D_w(V_{abs})}{D_{abs}} \right]_{MC}$ est le facteur de transfert graphite-eau, permettant de convertir la dose absorbée dans le graphite en dose absorbée dans l'eau. Il est calculé par Monte-Carlo comme étant le rapport de la dose absorbée dans l'eau moyennée sur le volume V_{abs} de l'absorbeur, et de la dose absorbée dans l'absorbeur ;
- k_i est le facteur de correction d'impuretés, qui tient compte des effets de toutes les impuretés (thermistances, résine et Kapton) sur la dose absorbée dans l'absorbeur ;
- $k_{prof}(V_{abs})$ est la correction de profil (dite également d'anisotropie radiale), permettant de convertir la dose absorbée moyenne sur le volume V_{abs} de l'absorbeur $[D_w(V_{abs})]_{MC}$ en dose absorbée en un point dans l'eau $D_w(P)$.

En pratique, la chambre d'ionisation étalonnée à partir des mesures calorimétriques devient un étalon de travail⁴ et servira à étalonner tout autre dosimètre.

I.1.3.2 Dosimétrie de référence en milieu hospitalier

A partir de la chambre d'ionisation de transfert étalonnée au LNHb, il est possible d'étalonner la chambre moniteur de son accélérateur linéaire selon les recommandations des protocoles dosimétriques internationaux [5,6]. La dose absorbée dans l'eau en un point $D_{w,Q}$ dans les conditions de référence pour le faisceau de qualité Q de l'utilisateur s'écrit :

$$D_{w,Q} = M_Q^* N_{Dw,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad (1.6)$$

Avec :

- M_Q^* la charge de la chambre d'ionisation, corrigée des facteurs d'influence (température, pression, humidité), ainsi que de la recombinaison et de la polarité ;
- N_{Dw,Q_0} le coefficient d'étalonnage de la chambre d'ionisation en dose absorbée dans l'eau en un point pour la qualité de faisceau Q_0 d'étalonnage ;
- k_{Q,Q_0} un facteur de correction tenant compte de la différence de qualité de faisceau Q de l'utilisateur par rapport à la qualité de faisceau Q_0 de l'étalonnage.

De façon usuelle, les protocoles dosimétriques sont normalisés pour un étalonnage au ^{60}Co , de telle sorte que $Q_0 = ^{60}\text{Co}$. Le LNHb dispose d'un irradiateur Cobalt et d'un accélérateur linéaire de type TrueBeam (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA). Des références primaires ont été réalisées pour l'ensemble des qualités de faisceau disponibles, permettant au LNHb de proposer des étalonnages directement dans la qualité de faisceau de l'utilisateur.

Dans le cas où la chambre d'ionisation est directement étalonnée dans le faisceau de qualité Q de l'utilisateur, l'expression (1.5) devient simplement :

$$D_w = M^* N_{Dw} \quad (1.7)$$

I.2 Vers une rupture de traçabilité métrologique en petits champs

I.2.1 Evolution des techniques de radiothérapie

La mise en œuvre du schéma de traçabilité présenté dans la Section I.1.1 est adaptée aux protocoles de traitements « classiques » de radiothérapie conformationnelle 3D (RC3D)⁵. La dose y est délivrée de façon uniforme en sculptant la forme du champ

⁴ Un étalon de travail est un étalon qui est utilisé couramment pour étalonner ou contrôler des instruments ou des systèmes de mesure [22].

⁵ Rappelons que les protocoles dosimétriques définissant les conditions de référence (qui font encore autorité aujourd'hui) sont parus il y a plus de vingt ans.

d'irradiation à celui du volume à traiter, ce dernier étant de l'ordre de quelques dizaines de cm³. Au cours des deux dernières décennies, les techniques de radiothérapie ont grandement évolué grâce à l'introduction des collimateurs multilames (MLC) [32]. Associées à des techniques d'imagerie pendant la séance [33], elles permettent de délivrer la dose de façon plus sélective, en protégeant les organes à risque situés à proximité, diminuant les risques d'effets secondaires. Elles autorisent également une augmentation de la dose prescrite de façon à obtenir un contrôle local optimal de la maladie, grâce à des faisceaux modulés en intensité de formes et tailles complexes [34]. L'utilisation de petits champs ou de segments pour les champs modulés est de fait devenue en croissante augmentation dans les modalités de traitement de radiothérapie actuelles. Cette Section présentera brièvement ces techniques utilisées aujourd'hui.

I.2.1.1 Radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (RCMI)

La radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité (RCMI) se caractérise par une variation maîtrisée de la fluence de photons au sein du champ en le découpant en de multiples sous-champs, appelés segments, chacun des segments ayant une fluence propre. Cette modulation de fluence est réalisée via les mouvements de lames du MLC. En France, près de 97 % des centres de radiothérapie utilisent la RCMI en routine clinique [35].

On distingue plusieurs techniques de modulation d'intensité :

1- « Step-and-shoot » ou RCMI segmentée :

En step-and-shoot, la modulation d'intensité est réalisée à une angulation donnée de la tête d'irradiation par une série de segments réalisés avec le MLC, comme illustré sur la Figure I-6. L'irradiation n'a lieu qu'une fois la forme du segment établie.



Figure I-6. Illustration de la technique step-and-shoot (d'après [36]).

2- « Sliding window » ou RCMI dynamique :

Pour la RCMI dynamique, toujours à un angle fixe de la tête, chaque paire de lames opposées balaye de façon continue le volume cible pendant que le faisceau est délivré (voir Figure I-7). La modulation d'intensité va être créée par la variation de la vitesse des lames.

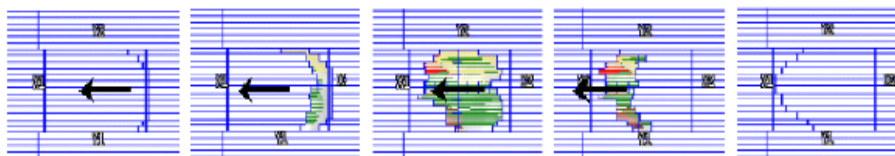


Figure I-7. Illustration de la technique Sliding Window.

3- « Volumetric Modulated Arc Therapy (VMAT) ou arcthérapie dynamique :

L'arcthérapie dynamique [37] va plus loin que la RCMI dynamique en délivrant la dose de manière rotationnelle, c'est-à-dire associée à une rotation de la tête de l'accélérateur. La délivrance du traitement peut se faire en un ou plusieurs arcs d'amplitude restreinte ou complète, ou bien à l'aide de plusieurs arcs restreints. L'arcthérapie dynamique permet en outre de disposer de deux degrés de liberté supplémentaires pour la modulation de fluence en ayant la possibilité de faire varier le débit de dose de la machine et la vitesse de rotation du bras.

1.2.1.2 Radiothérapie stéréotaxique

La radiothérapie stéréotaxique est une technique qui s'est démocratisée ces dix dernières années. En France, L'Institut National du Cancer (INCa) rapporte que 18 % des centres pratiquaient la stéréotaxie en 2012 contre 45 % en 2017 [38]. Ce chiffre est le dernier disponible et doit être nettement sous-estimé en 2022.

Il s'agit d'une technique de pointe qui permet de délivrer des doses élevées (au moins deux fois la dose par séance d'un traitement conventionnel) avec des faisceaux de faibles dimensions dans de petits volumes. L'utilisation de fortes doses par séance permet de réduire le nombre total de séances, on parle d'hypo-fractionnement. Initialement développée pour traiter les lésions cérébrales [39,40], la stéréotaxie a été étendue à des lésions extra-crâniennes (poumon, foie, prostate, ...) [41–43].

Les risques associés à l'utilisation de la stéréotaxie sont en général majorés par rapport à ceux associés aux traitements de radiothérapie conventionnels [44]. Il est ainsi nécessaire d'introduire des procédures d'assurance qualité adaptées et plus strictes [45]. Afin de répondre au besoin accru d'exactitude nécessaire pour le positionnement de la cible lors de l'irradiation, des systèmes d'imagerie avant et pendant chaque séance de traitement sont utilisés [46].

La mise en place de la stéréotaxie est réalisée grâce à l'utilisation d'accélérateurs linéaires associés aux caractéristiques techniques suivantes [45] :

- 1- Collimation : utilisation de MLC avec des lames fines (≤ 5 mm de largeur) et/ou des collimateurs circulaires ;
- 2- Energie : utilisation d'un faisceau de photons d'énergie inférieure à 10 MV. De façon générale, l'énergie de 6 MV offre le meilleur compromis entre une pénétration suffisante du faisceau et une pénombre limitée ;
- 3- Dimensions des faisceaux : utilisation de petits champs, qui peuvent descendre jusqu'à 4 mm de côté ou de diamètre.

A l'heure actuelle, l'ensemble des accélérateurs linéaires « classiques » (bras en forme de C, dits « C-arm ») disponibles sur le marché offrent la possibilité de réaliser des traitements en conditions stéréotaxiques en répondant à ces trois critères techniques, moyennant une « précision » mécanique accrue. En parallèle, d'autres

machines dédiées à la stéréotaxie sont apparues et sont présentées succinctement ci-dessous⁶.

I.2.1.2.1 Gamma Knife® (Elekta, Stockholm, Sweden)

Le Gamma Knife® (Figure I-8) est historiquement le premier appareil de stéréotaxie, introduit par Leksell en 1967 et dont le principe est décrit quelques années auparavant [39]. Réservé aux traitements intracrâniens, il est constitué de 192 sources de ^{60}Co agencées selon un arrangement cylindrico-conique qui convergent en un foyer central unique grâce à autant de canaux d'irradiation. Les sources de cobalt sont regroupées en 8 secteurs, dont il est possible d'ajuster la collimation selon des diamètres de 4 mm, 8 mm, 16 mm ou bloqué. En amont, un cadre stéréotaxique est fixé sur la tête du patient. Ce cadre définit un système de coordonnées de référence qui permet de localiser des points du cerveau avec une grande exactitude. Pour le scanner dosimétrique, un système de marqueurs est utilisé avec le cadre pour repérer l'emplacement de toutes les zones d'intérêt sur les images par rapport à cet espace stéréotaxique.



Figure I-8. Gamma Knife Icon®. Avec la permission d'Elekta.

Deux types de Gamma Knife® sont actuellement disponibles sur le marché :

- Le modèle Perfexion® ;
- Le modèle Icon®, qui est une modification du modèle Perfexion® auquel a été ajoutée une option de traitement sans cadre stéréotaxique et un système d'imagerie embarqué tridimensionnelle de type CBCT (Cone-Beam Computed Tomography).

I.2.1.2.2 Cyberknife® (Accuray, Sunnyvale, CA, USA)

Le Cyberknife® [47] est un accélérateur de 6 MV monté sur un bras robotique de type KUKA® (Kuka Roboter GmbH, Augsburg, Germany), offrant 6 degrés de liberté. Il propose une collimation de type circulaire à l'aide de douze collimateurs de diamètres compris entre 5 et 60 mm. Un système de collimation additionnel est apparu

⁶ On exclut ici l'IRM-linac à cause du champ magnétique et qui nécessite une approche dosimétrique primaire différente.

a posteriori : l'Iris™, qui reproduit les douze tailles de champs [48] mais permet de s'affranchir de l'entrée en salle de traitement pour changer de collimateur. Plus récemment, un MLC a été introduit [49], autorisant de plus grandes tailles de champs (maximum de 115.0 x 100.1 mm²) et ouvrant de nouvelles perspectives de traitement [50].

Parmi tous les systèmes permettant de faire de la stéréotaxie, le Cyberknife® offre deux grands avantages :

- 1- Il permet un suivi de la lésion en temps réel via un système d'imagerie intégré. Deux tubes à rayons X sont installés au plafond à 45° avec des détecteurs installés sur le sol. Ils permettent de pouvoir suivre pendant la séance le volume à traiter, selon des repères anatomiques ou des marqueurs (appelés fiduciels), et d'adapter si besoin la position du robot. En complément, un système de gilet avec des marqueurs infrarouges associé à une caméra spécifique peut être utilisé afin de suivre la respiration (système Synchrony®) ;
- 2- Il permet de réaliser des traitements non-isocentriques intracrâniens avec une grande latitude dans le choix des portes d'entrée, le tout sans cadre invasif ;
- 3- Il offre la possibilité de prendre en charge des localisations intra et extra-crâniennes.

Une seule déclinaison est actuellement commercialisée, le modèle S7, présenté dans la Figure I-9 ci-dessous.

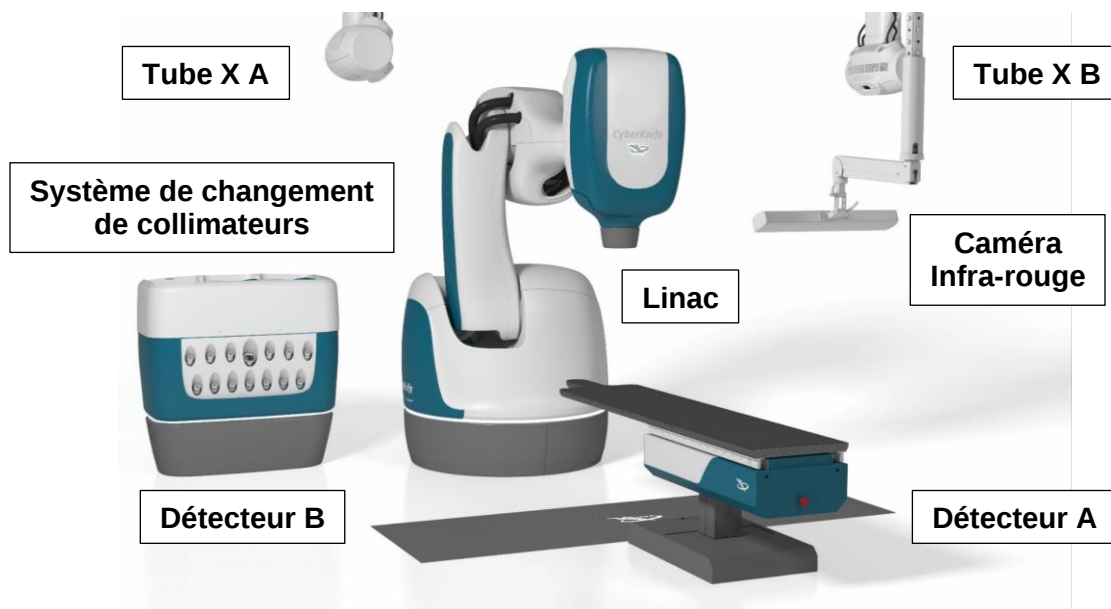


Figure I-9. Cyberknife® et système d'imagerie associé. © 2022 Accuray Incorporated. All Rights Reserved.

I.2.1.2.3 ZAP-X® (ZAP Surgical Systems, CA, USA)

La machine ZAP-X® [51] est la dernière arrivée sur le marché. Inventée par John Adler, à qui on doit la paternité du Cyberknife®, elle se limite à des traitements intracrâniens

et ORL (Oto-Rhino-Laryngologique) à l'aide d'un faisceau de photons de 3 MV. Semblable à un grand gyroscope (voir Figure I-10), la construction mécanique permet de délivrer des faisceaux avec un angle solide de 2π stéradians. Une collimation de type circulaire est assurée par un unique collimateur en forme de roue, permettant de délivrer des faisceaux de 4 à 25 mm de diamètre (8 tailles disponibles). Elle dispose en outre d'un système d'imagerie kV pour le repositionnement et le suivi du patient en temps réel. A noter que grâce à un blindage intégré et à la faible énergie du faisceau, ce système ne nécessite pas de bunker dédié.

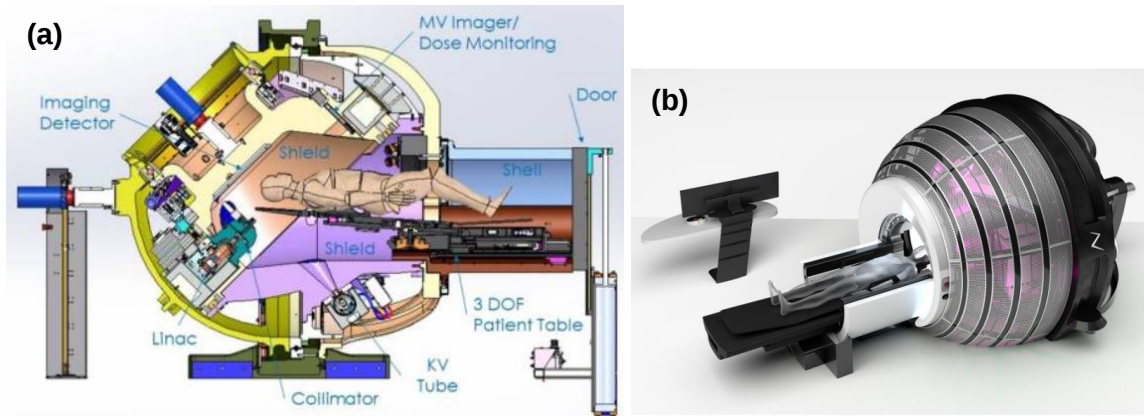


Figure I-10. (a) Vue en coupe de la machine ZAP-X® [51] et (b) Illustration dans son ensemble. © 2022 ZAP Surgical Systems. All Rights Reserved.

I.2.1.3 Utilisation des faisceaux FFF

Contrairement à la radiothérapie conformationnelle 3D, la recherche d'un faisceau homogène n'est plus une priorité et le filtre égalisateur ne devient plus nécessaire [52]. Les fabricants ont alors proposé en option des faisceaux de photons sans filtre égalisateur, dits FFF (Flattening Filter-Free), en opposition aux faisceaux avec filtre égalisateur (WFF : With Flattening Filter). Une illustration est présentée en Figure I-11. On retrouve notamment ces faisceaux FFF sur le Cyberknife® et le système ZAP-X®.

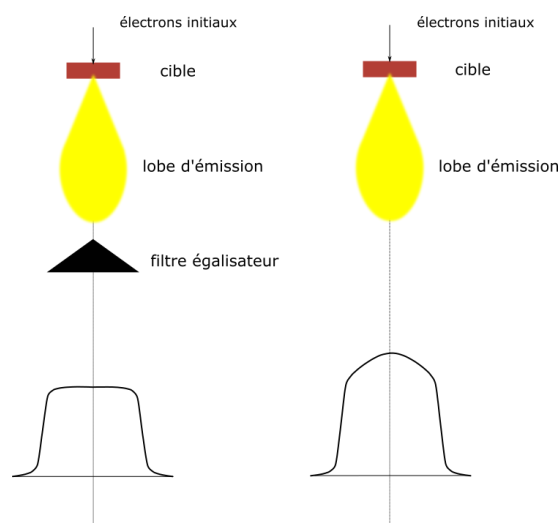


Figure I-11. Illustration d'un faisceau avec filtre égalisateur (WFF, à gauche) et sans filtre égalisateur (FFF, à droite) pour un champ large.

En supprimant le filtre égalisateur, le débit de dose peut être augmenté d'un facteur 2 à 4, entraînant *de facto* une réduction des mouvements indésirables intra-fraction, ainsi qu'un meilleur confort pour le patient. Un certain nombre d'études a par ailleurs montré un gain notable de l'usage de la radiothérapie stéréotaxique par rapport aux autres techniques en termes de contrôle local, toxicité et survie globale [41,42,53].

1.2.1.4 Dans le futur : flash-thérapie (FLASH-RT)

L'administration de photons à très haut débit de dose (débit de dose moyen supérieur à 100 Gy/s) a mis en évidence des avantages thérapeutiques qui suscitent un grand intérêt depuis 2014 [54–56]. Les études semblent montrer que l'utilisation d'un très haut débit de dose permet d'épargner considérablement les tissus sains sans compromettre le contrôle local de la tumeur. Cet effet est décrit sous le vocable d'« effet flash ». Nul doute que cette nouvelle technique en plein essor sera associée à une utilisation clinique quasi-exclusive avec des petits faisceaux d'irradiation, éloignés des conditions de référence usuelles.

1.2.2 Problématique de la mesure en petits champs

1.2.2.1 Définitions

Un champ est considéré comme petit si au moins une des trois conditions suivantes est satisfaite [57–59] :

- 1- Un déséquilibre électronique latéral sur l'axe du faisceau (LCPE : Lateral Charged Particle Equilibrium) ;
- 2- Une occlusion partielle de la source primaire de photons par le système de collimation ;
- 3- Le détecteur utilisé pour la mesure est de dimensions comparables ou plus grand que le faisceau.

On distingue alors des conditions liées intrinsèquement au faisceau (conditions 1 et 2), tandis que la troisième condition est liée au détecteur utilisé.

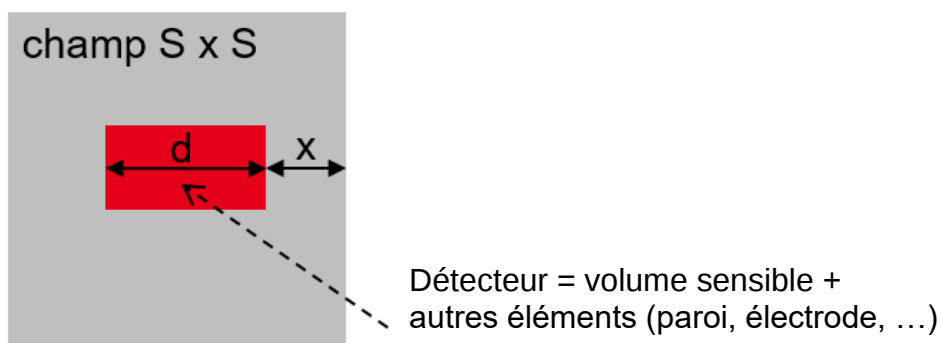
• Déséquilibre électronique latéral :

La notion d'équilibre électronique latéral est liée au parcours des électrons secondaires dans la matière, noté r_{LCPE} [60], qui dépend de l'énergie du faisceau de photons incidents. Le déséquilibre électronique latéral sur l'axe existe ainsi dès lors que le faisceau de photons a des dimensions inférieures au parcours maximal des électrons secondaires, tel que $r < r_{LCPE}$, et induit un déficit de la fluence électronique sur l'axe. Le Tableau I-2 fournit les valeurs de r_{LCPE} pour différentes qualités de faisceaux, définies par le TPR_{20,10}. Il s'agit d'un indicateur qui permet de caractériser l'énergie du faisceau (à défaut de disposer d'une mesure spectrale) et s'obtient en mesurant à distance source-détecteur constante le rapport des charges à 20 cm et 10 cm de profondeur.

Tableau I-2. Valeur minimale r_{LCPE} d'un champ circulaire pour atteindre l'équilibre électronique latéral sur l'axe du faisceau, pour différentes qualités de faisceaux.

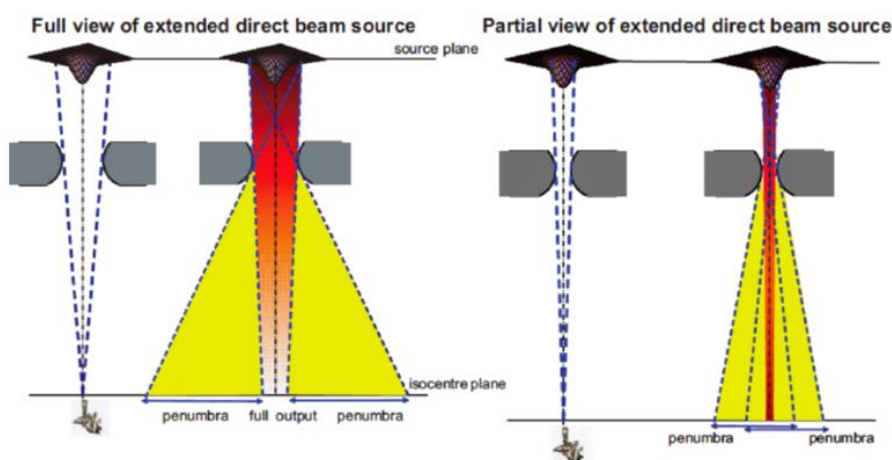
Faisceau	$TPR_{20,10}$	r_{LCPE} (g cm ⁻²) (d'après [60])
⁶⁰ Co	-	0.6
6 MV	0.670	1.3
10 MV	0.732	1.7
15 MV	0.765	1.9
24 MV	0.805	2.1

La « condition petit champ » apparaît ainsi pour un champ d'autant plus large que l'énergie est élevée. En pratique, si la dimension du détecteur⁷ est notée d et la taille de champ est définie par sa largeur à mi-hauteur $FWHM$, le champ est considéré comme petit si $FWHM < 2 r_{LCPE} + d$. Une illustration en est donnée Figure I-12.

**Figure I-12.** Illustration du déséquilibre électronique latéral.

- **Occlusion partielle de la source primaire de photons :**

Lorsque la dimension du champ d'irradiation est fortement diminuée par le système de collimation, un phénomène d'occlusion partielle de la source apparaît. Cela induit une réduction de la fluence primaire sur l'axe et l'absorption des photons de basses énergies, comme cela est visible sur la Figure I-13.

**Figure I-13.** Phénomène d'occlusion partielle (d'après [58]).

⁷ Définie comme la plus grande distance entre deux points extérieurs au détecteur.

Avec la diminution de la taille du champ, on constate également un chevauchement des pénombres avec pour conséquence une différence entre la taille de champ nominale et la taille de champ irradiée (largeur à mi-hauteur) des profils de dose qui s'accroît (voir Figure I-14). A noter que ce phénomène d'occlusion s'accompagne d'une augmentation de l'énergie moyenne du faisceau de photons et d'électrons secondaires.

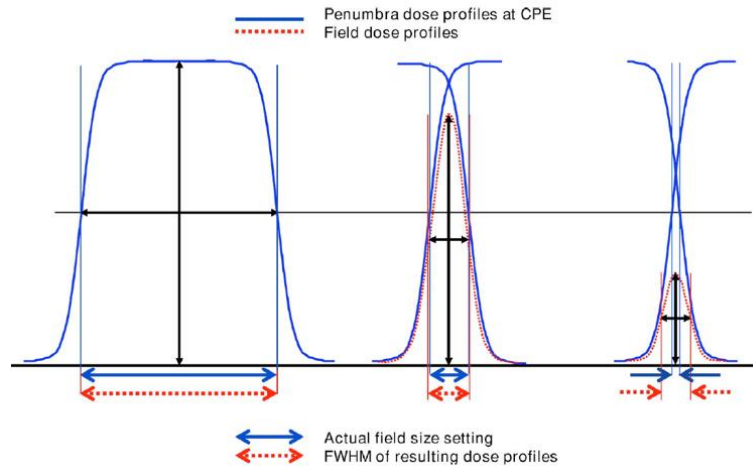


Figure I-14. Phénomène de chevauchement des pénombres (d'après [57]).

- **Influence de la taille du détecteur :**

Toute mesure avec un détecteur renvoie un signal moyenné au sein de son volume sensible, représentative de l'énergie déposée par la fluence des particules le traversant. Si le signal (et par extension la dose absorbée) varie dans le volume du détecteur, l'information renvoyée peut être significativement différente de ce qu'un détecteur infiniment petit mesurerait. Ce phénomène est appelé effet de moyennage ou effet de volume [61]. Il est illustré en Figure I-15 et conduit à :

- 1- Une mesure de la dose sur l'axe sous-estimée, qui va poser problème pour les mesures de facteurs d'ouverture du collimateur ;
- 2- Une mesure de profils faussée, avec un élargissement des pénombres.

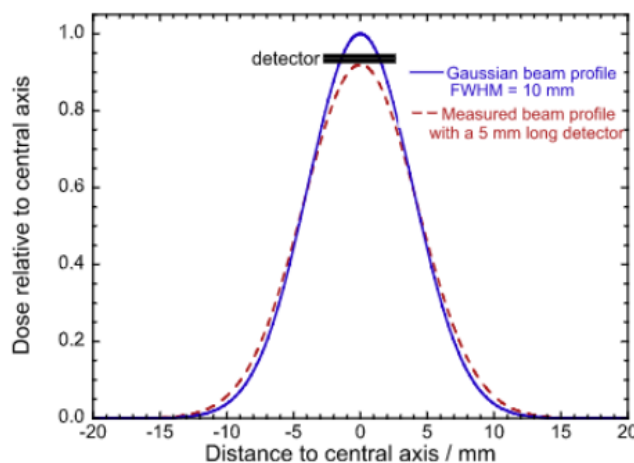


Figure I-15. Illustration de l'effet de volume (d'après [62]).

I.2.2.2 Introduction d'un nouveau formalisme

Comme rappelé dans la Section I.2.1, il n'est pas toujours possible selon les machines de se placer dans les conditions de référence telles que décrites dans le protocole IAEA TRS 398. Pour pallier cette problématique, un groupe de travail IAEA/AAPM a publié en 2008 un nouveau formalisme pour la dosimétrie de référence et la dosimétrie relative associée aux petits faisceaux [63].

Il y introduit un champ de référence spécifique à la machine, noté f_{msr} (machine specific reference field), égal au champ de référence f_{ref} de 10 cm de côté si la machine peut l'établir, ou, dans le cas contraire, à la plus grande taille de champ réalisable. Une synthèse des champs f_{msr} pour les machines présentées dans la Section I.2.1.2 est rapportée dans le Tableau I-3. Ce formalisme a ensuite été repris et complété dans le protocole IAEA TRS 483 paru en 2017 [18].

Tableau I-3. Champs f_{msr} pour les machines présentées dans la Section I.2.1.2.

	Accélérateur linéaire standard	Gamma Knife®	Cyberknife®	ZAP-X®
f_{msr}	10 x 10 cm ²	Ø16mm	Ø60mm	Ø25mm

I.2.2.2.1 Dosimétrie de référence

La détermination de dose absorbée de référence dans l'eau en un point pour le champ de référence spécifique de la machine f_{msr} et une qualité de faisceau Q_{msr} : $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$, se décline en trois cas possibles :

- **Cas n°1 :** la chambre d'ionisation est directement étalonnée dans le champ f_{msr} .

Il s'agit du cas idéal, où le laboratoire d'étalonnage accrédité pourrait directement fournir le coefficient d'étalonnage dans le champ f_{msr} pour la qualité de faisceau Q_{msr} .

Dans ce cas, on a simplement :

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} N_{Dw,Q_{msr}}^{f_{msr}} \quad (1.8)$$

Avec $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ la charge de la chambre d'ionisation corrigée des facteurs d'influence (température, pression, humidité), ainsi que de la recombinaison et de la polarité pour le champ f_{msr} de qualité Q_{msr} ; et $N_{Dw,Q_{msr}}^{f_{msr}}$ le coefficient d'étalonnage en dose absorbée dans l'eau en un point pour le champ f_{msr} de qualité Q_{msr} .

- **Cas n°2 :** la chambre d'ionisation est étalonnée dans le champ de référence conventionnel f_{ref} , avec à disposition des facteurs de correction. La dose absorbée dans l'eau en un point pour le champ f_{msr} s'écrit alors :

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} N_{Dw,Q_0}^{f_{ref}} k_{Q_{msr},Q_0}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (1.9)$$

Avec $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ la charge de la chambre d'ionisation corrigée des facteurs d'influence, de la recombinaison et de la polarité pour le champ f_{msr} ; $N_{Dw,Q_0}^{f_{ref}}$ le coefficient d'étalonnage pour le champ de référence de 10 cm de côté de qualité de faisceau Q_0 ; et $k_{Q_{msr},Q_0}^{f_{msr},f_{ref}}$ un terme correctif qui tient compte de la différence de réponse de la chambre entre le faisceau où elle a été étalonnée (champ f_{ref} de qualité Q_0) et le faisceau de l'utilisateur (champ f_{msr} de qualité Q_{msr}). Ce facteur correctif est déterminé expérimentalement par comparaison à un détecteur « idéal » (alanine, films radiochromiques...) ou par simulations Monte-Carlo et est fourni dans les Tables 12, 13 et 14 du protocole IAEA TRS 483.

Il est à noter que dans le cas où la machine a la possibilité de réaliser le champ de référence f_{ref} , on se ramène aux conditions de référence du protocole IAEA TRS 398 (équation (1.6)).

Cas n°3 : la chambre d'ionisation est étalonnée dans le champ de référence conventionnel f_{ref} , sans disposer de facteurs de correction. Dans ce cas, la dose absorbée dans l'eau en un point pour le champ f_{msr} se calcule comme :

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} N_{Dw,Q_0}^{f_{ref}} k_{Q,Q_0}^{f_{ref}} k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (1.10)$$

Où $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ la charge de la chambre d'ionisation corrigée des facteurs d'influence, de la recombinaison et de la polarité pour le champ f_{msr} ; $N_{Dw,Q_0}^{f_{ref}}$ le coefficient d'étalonnage pour le champ de référence de 10 cm de côté de qualité de faisceau Q_0 ; $k_{Q,Q_0}^{f_{ref}}$ un facteur de correction tenant compte de la différence de qualité de faisceau Q de l'utilisateur par rapport à la qualité de faisceau Q_0 de l'étalonnage pour un champ f_{ref} ; et $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ un facteur permettant de corriger la différence de réponse de la chambre entre le champ f_{ref} de qualité Q , et le champ f_{msr} de qualité de faisceau Q_{msr} . Aux incertitudes près, ce dernier facteur est considéré égal à l'unité. Il convient alors dans le cas de machines ne pouvant pas réaliser le champ f_{ref} de se ramener à un champ carré équivalent de 10 cm de côté (appelé champ hypothétique f_{ref}) pour pouvoir en tirer le facteur $k_{Q,Q_0}^{f_{ref}}$. La procédure est décrite en détails dans le protocole IAEA TRS 483. La Figure I-16 synthétise ces trois cas.

REFERENCE DOSIMETRY

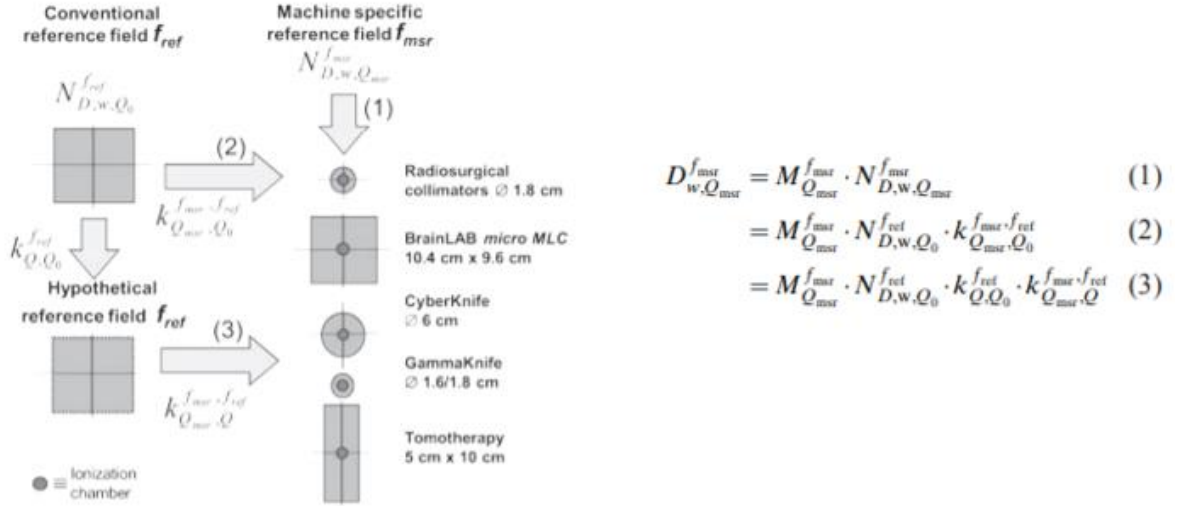


Figure I-16. Vue schématique de l'extension de la dosimétrie de référence aux petits champs à l'aide du champ de référence spécifique de la machine f_{msr} , tel que décrit dans le formalisme de l'IAEA/AAPM (d'après [18]).

1.2.2.2.2 Facteurs d'ouverture du collimateur (FOC)

La détermination des facteurs d'ouverture du collimateur (FOC) en petits champs est le point critique lors de l'étape de caractérisation de l'accélérateur, nécessaire au commissioning des TPS.

Le FOC, noté $\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$, est défini comme le rapport de la dose absorbée dans l'eau en un point pour une taille de champ donnée (champ dit clinique : f_{clin}) de qualité Q_{clin} : $D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}$; et de la dose absorbée dans l'eau en un point pour le champ de référence de la machine f_{msr} de qualité Q_{msr} : $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$, tel que :

$$\Omega_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}} = \frac{D_{w,Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (1.11)$$

Il permet ainsi à partir de la dose absorbée pour le champ de référence f_{msr} , de déterminer la dose absorbée pour toute autre taille de champ f_{clin} , à la même profondeur.

Intrinsèquement, tout détecteur perturbe la fluence des électrons et des photons dans le milieu. Cette perturbation des fluences est fonction : 1- du type de détecteur, notamment sa composition (matériau du volume sensible et des éléments qui l'entourent) ; 2- de sa géométrie (dimensions du volume sensible, en lien avec l'effet de moyennage) ; 3- de la qualité du faisceau ; et 4- de la taille du champ [64–67]. Puisque l'on souhaite obtenir une information représentative de la réalité physique en l'absence du détecteur, une correction de perturbation doit être introduite pour corriger la mesure.

En champ large, cette correction est supposée être la même pour le champ clinique f_{clin} et le champ de référence de la machine f_{msr} , de telle sorte que le rapport des doses est approximé par le rapport des mesures⁸ :

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \approx \frac{M_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (1.12)$$

Où $M_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}$ et $M_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}$ sont les mesures corrigées des facteurs d'influence, pour le champ f_{clin} et f_{msr} respectivement. En pratique, il est d'usage d'utiliser une chambre d'ionisation, et les mesures de charges sont corrigées de la polarité et de la recombinaison.

En petits champs en revanche, la perturbation du détecteur est plus importante, si bien qu'il n'est plus possible d'approximer le rapport des doses par le rapport des mesures. Selon le détecteur utilisé, les FOC présentent des différences pouvant atteindre plusieurs dizaines de pourcents pour les petits champs inférieurs à 2 cm, comme présenté dans la Figure I-17.

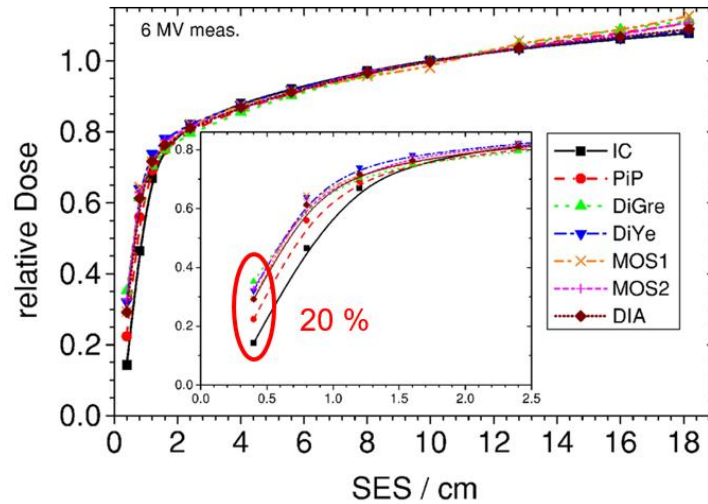


Figure I-17. Rapport des mesures entre le champ clinique f_{clin} et le champ de référence f_{msr} pour différents détecteurs (d'après [68]).

Dans le nouveau formalisme [63], les auteurs ont introduit un facteur de correction $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$, qui permet de convertir le rapport des mesures en rapport des doses pour établir les FOC. Ce dernier se réécrit comme :

$$\Omega_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{M_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (1.13)$$

⁸ Cette assertion est vraie dans le cas de détecteurs ayant une faible dépendance en énergie, tels que les chambres d'ionisation. Les diodes non blindées ou les transistors à effet de champ à semi-conducteur en oxyde de métal (MOFSETs) présentent une sur-réponse aux basses énergies, dont la contribution est importante en champ large.

Où le terme $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ corrige de la perturbation du détecteur dans les faisceaux f_{clin} de qualité Q_{clin} , et f_{msr} de qualité Q_{msr} .

Le protocole IAEA TRS 483 fournit ces facteurs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour un ensemble de détecteurs en fonction de la taille de champ pour le Cyberknife®, la Tomotherapy®, le Gamma Knife®, ainsi que pour les faisceaux WFF et FFF des accélérateurs pour des énergies de 6 MV et 10 MV (Tables 23 à 27). Ces facteurs correctifs sont donnés uniquement s'ils sont inférieurs ou égaux à $\pm 5\%$ [0.95 ; 1.05], les auteurs ne recommandant pas l'utilisation de détecteurs avec des corrections plus importantes pour les petits champs. En complément, une évaluation des incertitudes associées à la détermination des facteurs de correction est donnée dans la Table 37 [18].

I.2.2.3 Limitations de l'utilisation du protocole IAEA TRS 483 associée aux FOC

La détermination des FOC en utilisant les facteurs de correction proposés permet, en théorie, de s'affranchir du choix du détecteur à utiliser pour la mesure en petits champs (dès lors qu'il est tabulé). Néanmoins, l'utilisation du protocole IAEA TRS 483 soulève toujours un certain nombre d'interrogations.

I.2.2.3.1 Des facteurs de correction universels pour un FOC unique

Il a été montré une nette réduction de la dispersion des résultats obtenus avec différents détecteurs [69,70] en appliquant les facteurs de correction du protocole IAEA TRS 483, et donc une réduction des incertitudes sur la dose absorbée dans l'eau en un point délivrée par les petits faisceaux. Une illustration pour différents détecteurs disponibles dans le commerce est rapportée dans la Figure I.18.

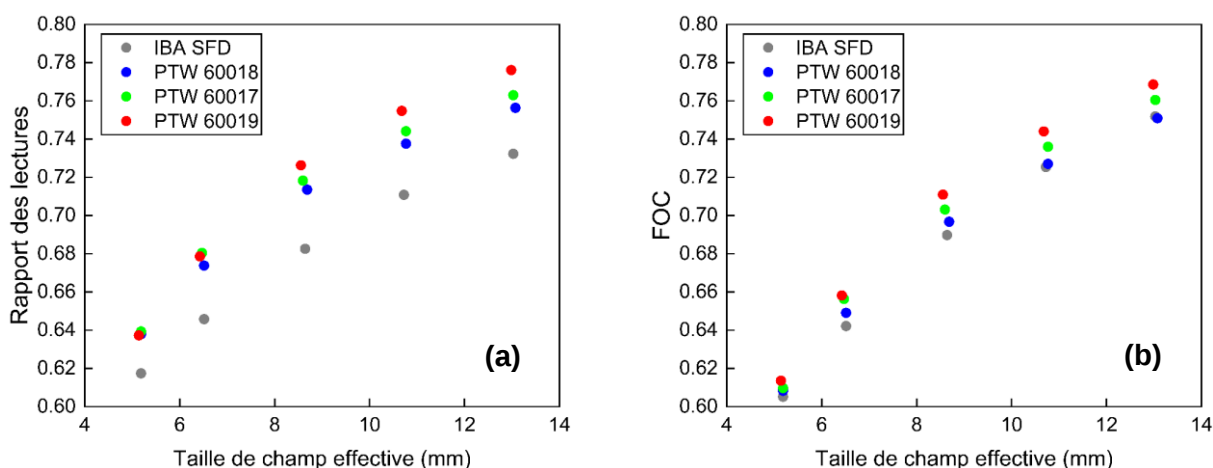


Figure I-18. Illustration de la réduction de la variabilité inter-détecteurs : (a) rapport des lectures et (b) FOC (après application des facteurs de correction du protocole IAEA TRS 483).

A partir de mesures réalisées à l'aide de différents détecteurs sur plusieurs machines identiques, Ghazal *et al.* [71] ont rapporté des dispersions sur les FOC qui pouvaient atteindre 5 % pour le plus petit champ de 0.5 x 0.5 cm², confirmées par une étude à plus grande échelle [70]. Cette dispersion devient inférieure à 1 % pour des champs

supérieurs à 2 x 2 cm². Dès lors, l'utilisation de plusieurs détecteurs avec leurs facteurs de correction associés ne permet pas de déterminer un FOC unique.

Une autre étude de comparaison intra-détecteurs menée à partir de quatre détecteurs PTW microdiamant 60019 a montré une dispersion de 1.4 % pour le plus petit champ étudié de 5 mm de diamètre [72]. Les auteurs ont établi un lien avec les numéros de série des détecteurs, dont deux groupes distincts apparaissaient. Deux détecteurs supposément identiques n'ont pas exactement la même réponse, que ce soit à cause d'une éventuelle variabilité de fabrication⁹, ou d'un vieillissement différent lié à la dose cumulée reçue. Pour ce dernier point en particulier, les fabricants indiquent dans les performances la dérive (en %/kGy cumulé) et la dérive dans le temps (en %/an). La variabilité de réponse est un phénomène connu et constaté au LNHB lors des étalonnages de chambres d'ionisation, avec des coefficients d'étalonnage sensiblement différents pour un même modèle de détecteur. Ainsi, un facteur de correction unique ne peut *a priori* pas être utilisé pour tous les détecteurs d'un même modèle.

D'autre part et comme décrit précédemment, les $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ sont donnés pour des accélérateurs WFF/FFF, le Cyberknife®, la Tomotherapy®, et le Gamma Knife®. Ils sont donnés de façon générique et ne tiennent pas compte de la spécificité des modèles. Pour autant, Francescon *et al.* [73] ont mis en évidence des différences pouvant aller jusqu'à 1 % pour les facteurs de correction entre l'avant-dernière génération de Cyberknife® M6 et les plus antérieures.

1.2.2.3.2 Variabilité des données et incertitudes annoncées

Les facteurs de correction ont été déterminés à partir de données retravaillées de la littérature (compilées jusque 2015) issues de simulations Monte-Carlo et de mesures expérimentales. Le détail de ces sources est rapporté dans la Table 35 où il est intéressant de signaler que :

- 1- La totalité des données provient d'accélérateurs linéaires « conventionnels », les auteurs n'ayant utilisé aucune publication relative aux machines spécifiques. Ils fournissent pour autant en sortie des facteurs correctifs associés à ces machines ;
- 2- Les données publiées sont assez hétérogènes en ce qui concerne les conditions expérimentales (énergie, profondeur de mesure, taille de champ définie à la surface du fantôme d'eau ou à la profondeur de mesure), avec des incertitudes peu/pas documentées sur les résultats annoncés ;
- 3- La détermination expérimentale des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ passe par l'utilisation et la comparaison avec un détecteur « de référence », qui n'est pas sensé perturber le faisceau. Il s'avère que plus de la moitié des références bibliographiques

⁹ Le protocole IAEA TRS 483 recommande d'ailleurs de réaliser une radiographie du détecteur avant de l'utiliser afin de vérifier l'absence de défauts.

utilisent des détecteurs « de référence » qui sont tabulés dans le protocole avec leurs propres facteurs de correction, souvent loin d'être négligeables ;

- 4- Dans le cas des simulations Monte-Carlo, outre la simulation de l'accélérateur, les détecteurs doivent être modélisés en détails. Il a été montré que les plans fournis par les fabricants pouvaient être différents de la réalité [74].

A partir d'une ré-homogénéisation des données et d'un traitement statistique, le protocole IAEA TRS 483 arrive à fournir les facteurs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ pour différentes machines, avec des incertitudes associées pour les détecteurs usuellement utilisés en petits champs (diodes et microdiamant) de l'ordre du pourcent ! Au vu des considérations évoquées ci-dessus, il est légitime de se questionner sur cette estimation des incertitudes, qui paraît sous-évaluée.

Il est également à signaler que les valeurs des facteurs de correction à appliquer au microdiamant pour les champs inférieurs à 1 cm de côté sont aujourd'hui sujets à débat [75]. Différents travaux postérieurs à 2015 [76–78] tendent même à montrer que la correction va à contre-sens de ce qui est fourni dans le protocole IAEA TRS 483, comme présenté dans la Figure I-19.

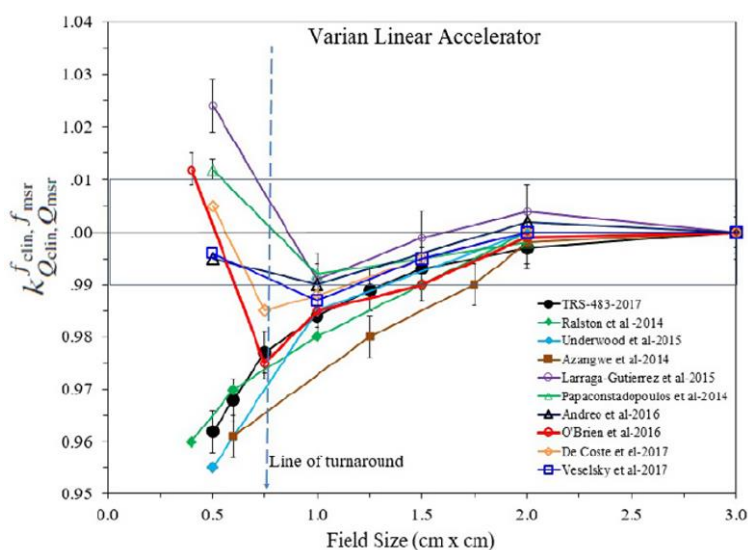


Figure I-19. Facteurs de correction $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ du microdiamant pour un accélérateur Varian et un faisceau de 6 MV publiés par différents auteurs, comparativement à ceux fournis par le protocole IAEA TRS 483 (d'après [75]).

Dès lors, il faut garder un esprit critique dans l'utilisation du protocole IAEA TRS 483. C'est pourquoi il est tout de même d'usage d'utiliser au moins deux détecteurs différents¹⁰ pour la mesure. Cet usage offre la possibilité de comparer les résultats et d'accroître la confiance qu'on y porte.

¹⁰ Si possible avec des facteurs correctifs les plus faibles.

1.2.2.3.3 Nécessité de mises à jour régulières

Depuis la parution du protocole IAEA TRS 483, de nouveaux détecteurs pour la mesure en petits champs sont arrivés sur le marché [79–81]. Ils remplacent parfois un modèle existant tabulé dans le protocole. L'utilisation de ces nouveaux détecteurs pour les FOC est alors conditionnée à la connaissance des $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ associés. Il convient ainsi de faire confiance au nombre limité de données disponibles dans la littérature, ou fournies par le constructeur. La disparité des résultats pour les détecteurs récents¹¹ à l'image du microdiamant permet d'émettre une réserve sur l'adoption de cette méthode. C'est d'ailleurs en ce sens que les auteurs du protocole rappellent que « les utilisateurs adoptant de nouvelles données spécifiques apparaissant dans la littérature doivent être conscients des risques qu'ils encourent » [82].

En allant plus loin, le même problème apparaît pour les machines récentes et à venir qui ne sont pas tabulées dans le protocole. Pour certaines machines, le fabricant fournit directement les données du commissioning, et donc les FOC. Une étude récente sur un accélérateur muni de cônes additionnels a montré de grandes différences entre ces « Golden Data » et les mesures, avec des écarts pour des champs inférieurs à 10 mm de diamètre dépassant les 5 % et pouvant atteindre 9 % [83]. Il faut donc être prudent lors de l'utilisation de ces « Golden Data » clés en main que fournissent les constructeurs, bien souvent de type boîte noire.

Il faudrait en toute rigueur des mises à jour régulières du protocole IAEA TRS 483, prenant en compte les nouvelles machines et détecteurs. Un certain nombre de sources de données matures serait alors nécessaire en amont pour pouvoir réaliser une évaluation statistique robuste. Cela reste néanmoins un frein dans le cadre d'une diffusion rapide pour l'utilisateur final au vu du rythme des évolutions technologiques actuelles. En attendant et à défaut de mieux, l'utilisateur est contraint d'utiliser ce qu'il a à sa disposition. En contrepartie, l'incertitude associée sur la mesure de dose absorbée en petits champs est inexorablement accrue.

La solution serait de disposer directement de références primaires en petits champs, qui permettrait de surcroît de restaurer la traçabilité métrologique de la dose délivrée aux patients en radiothérapie. L'approche usuelle fondée sur la dose absorbée en un point s'est montrée inadaptée pour des faisceaux de dimensions inférieures à 2 cm de côté. Le LNHB s'est alors engagé dans une nouvelle voie, en changeant radicalement de paradigme.

¹¹ A l'heure de rédaction du rapport.

I.3 Utilisation d'une nouvelle approche : le Produit Dose-Surface (DAP)

I.3.1 Généralités

La recherche d'une mesure de dose en un point pour des faisceaux inférieurs à 2 cm de côté devient discutable au vu de la forme des profils de dose. Contrairement aux champs plus larges qui présentent une zone centrale relativement homogène, les profils en petits faisceaux ont une forme très pentue avec des gradients de dose importants. Dès lors peut se poser la question de la définition de la dose « en un point » en petits champs, où la dimension du détecteur utilisé est critique et va conditionner cette définition. Aujourd'hui, il n'existe pas de détecteurs solides suffisamment petits pour réaliser une vraie mesure « en un point », non sujette à l'effet de moyennage décrit dans la Section I.2.2.1.

L'approche proposée par le LNHB consiste à utiliser des dosimètres plus grands que la section du faisceau. Cette vision nécessite l'introduction d'une autre grandeur dosimétrique : le Produit Dose-Surface (« Dose Area Product » ou DAP en anglais), s'exprimant en Gy cm². Contrairement à la grandeur utilisée en radiologie, la surface d'intérêt du DAP pour une utilisation en radiothérapie est la surface sensible du dosimètre (disque de 30 mm de diamètre). Cette approche est illustrée sur la Figure I-20 avec des champs d'irradiation de 5 mm et 15 mm de côté.

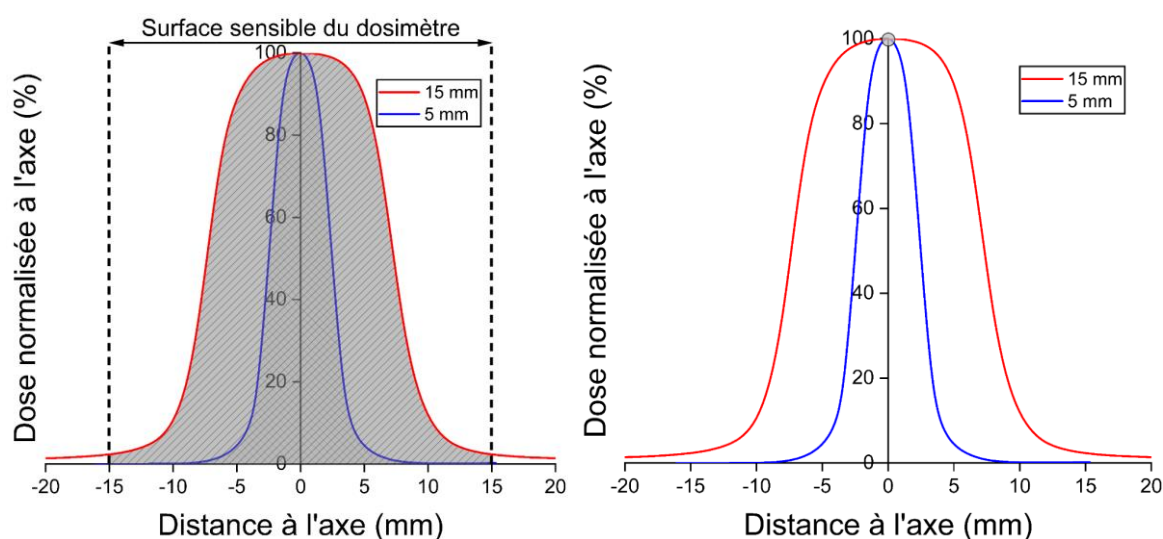


Figure I-20. (a) Approche DAP, en opposition à (b) l'approche classique de dose en un point.

Ce concept a déjà été étudié pour la détermination des FOC [19,84–87] et d'indice de qualité [88–90]. La nouveauté majeure introduite par le LNHB est d'établir des références dosimétriques primaires dans des champs d'irradiation inférieurs à 2 cm de côté, en termes de DAP_w .

Les deux premiers maillons de la chaîne de traçabilité métrologique doivent être repensés avec le développement et la construction : 1- d'un nouveau dosimètre primaire : le calorimètre graphite GR11; et 2- de dosimètres de transfert de même

surface sensible : les chambres d'ionisation plates DAP. Une illustration de ces deux maillons est présentée dans la Figure I-21.

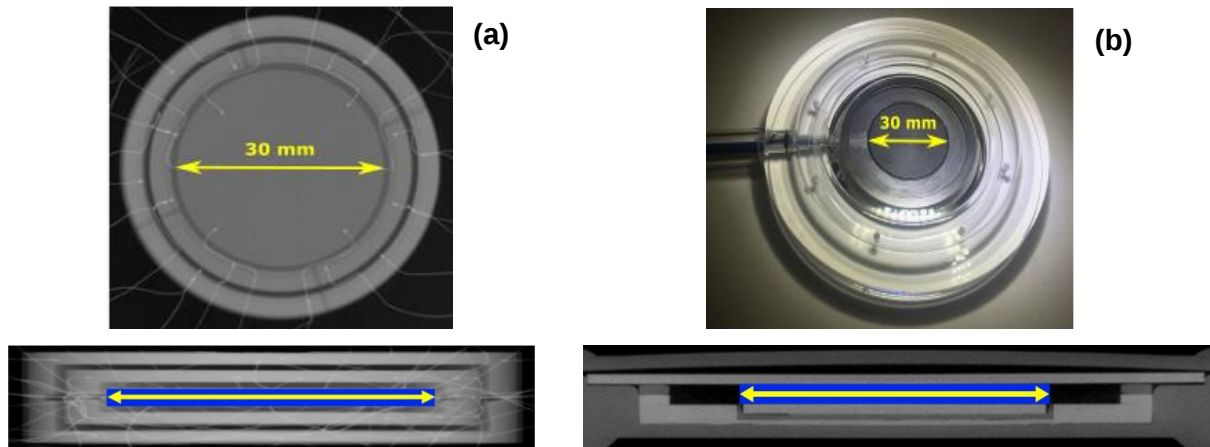


Figure I-21. (a) Calorimètre graphite GR11 et (b) chambre d'ionisation DAP.

Le centrage d'un détecteur de façon générale est délicat avec les petits champs et peut entraîner des erreurs conséquentes, notamment sur les FOC. Des simulations Monte-Carlo ont montré qu'un décentrage de 1 mm pouvait induire une erreur de 7 % sur le FOC d'un champ de 5 mm [91].

La réalisation d'une mesure intégrée de la totalité du faisceau (dose sur l'axe et pénombres) présente l'avantage d'être très peu sensible au centrage du détecteur. Des mesures de variation de la dose en fonction de la distance à l'axe réalisées avec une chambre DAP pour des tailles de champ comprises entre 5 et 15 mm de côté n'ont montré qu'une variation de 0.2 % sur une distance de 4 mm et sont présentés sur la Figure I-22 ci-dessous.

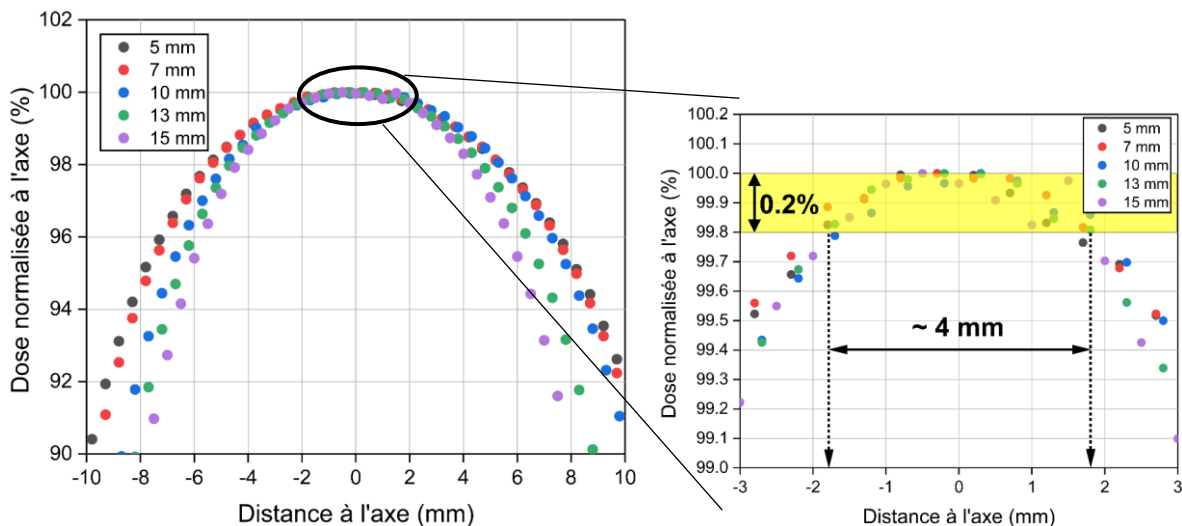


Figure I-22. Vue centrale de mesures de variation de la dose en fonction de la distance à l'axe réalisés avec la chambre DAP pour des tailles de champ de 5 à 15 mm de côté.

I.3.2 Formalisme DAP_w

L'utilisation du DAP nécessite de modifier le formalisme présenté dans la Section I.1.3.1. Au lieu de chercher à déterminer la dose en un point, le DAP s'intéresse par définition à la dose intégrée sur une surface. Il suffit dans ce cas de considérer dans l'équation (1.5) le volume V_{abs} ayant la surface S désirée : $S = S_{abs}$, et ne pas faire de correction de profil $k_{prof}(V_{abs})$. La surface d'intégration étant le paramètre clé du DAP, une correction 2D d'intégrale de dose absorbée k_{int} est introduite pour tenir compte de la différence d'énergie déposée entre l'absorbeur du calorimètre et la zone de collection de la chambre d'ionisation DAP, liée à une éventuelle différence de surface : $Q_w^* = Q_w k_{rec} k_{pol} k_{int}$.

Par analogie avec l'équation (1.5), le coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$ (en Gy cm² C⁻¹) s'écrit alors :

$$N_{DAP,w} = \frac{DAP_{w/Mon}}{Q_{w/Mon}^*} = \frac{D_{abs/Mon}}{Q_{w/Mon}^*} \left[\frac{D_w(V_{abs})}{D_{abs}} \right]_{MC} S_{abs} k_i \quad (1.14)$$

I.3.3 Utilisation pratique

En disposant de chambres d'ionisation de transfert étalonnées en DAP_w , il devient possible de mesurer des FOC, traçables, et avec intrinsèquement une incertitude considérablement réduite par rapport à ce qui est proposé aujourd'hui.

Pour l'exploitation pratique, deux possibilités apparaissent :

- 1- Intégrer directement le DAP dans les TPS (cas idéal). Cela passerait par donner une nouvelle définition au FOC, en considérant une mesure intégrée ;
- 2- Relier le DAP à la dose absorbée en un point « classique », à partir de la connaissance de la cartographie 2D de dose du faisceau. La mesure avec un dosimètre de grande section est en effet liée à l'intégrale de dose absorbée sur sa surface sensible, comme illustré à une dimension sur la Figure I-20 (a). Pour pouvoir remonter à la dose absorbée en un point, il est alors nécessaire de disposer d'une mesure correcte de la distribution de dose absorbée sur un disque de 30 mm de diamètre, afin de calculer une correction de profil [92].
Il s'agit d'une option d'utilisation indirecte du DAP qui permettrait néanmoins de s'affranchir des facteurs de correction du protocole IAEA TRS 483.

I.4 Estimation des incertitudes

Cette thèse étant avant tout un travail de métrologie, un soin particulier est évidemment porté sur le traitement des incertitudes. Elles sont évaluées selon les recommandations du GUM (Guide to the expression of Uncertainty in Measurement) [93], dont quelques rappels élémentaires sont présentés ci-dessous.

Soit une grandeur à mesurer (appelée mesurande), déterminée à partir de N autres quantités $X_1, X_2, X_3, \dots, X_N$ à travers la relation fonctionnelle f telle que :

$$Y = f(X_1, X_2, X_3, \dots, X_N) \quad (1.15)$$

Mathématiquement, les majuscules sont utilisées pour représenter des variables aléatoires (c'est-à-dire des fonctions pouvant prendre leurs valeurs dans un ensemble donné suivant une loi de probabilité) et les minuscules sont associées à des valeurs numériques.

Chacun des paramètres X_i est estimé par une valeur x_i , à laquelle est attribuée une incertitude-type $u(x_i)$ obtenue à partir d'une distribution de valeurs possibles du paramètre X_i . Le résultat de la mesure y est par conséquent une variable aléatoire, à laquelle est associée une incertitude-type composée $u_c(y)$. La valeur numérique de chacune des composantes d'incertitude-type $u(x_i)$ s'évalue en deux termes :

- Les incertitudes-types de type A, qui se fondent sur l'application de méthodes statistiques à partir d'une série de mesures répétées ;
- Les incertitudes-types de type B, qui sont plus difficiles à estimer. Elles sont évaluées à partir de l'expérience des opérateurs, des données provenant de certificats d'étalonnage, d'essais, de la connaissance de phénomènes physiques...

Dans un souci de distinguer explicitement les deux termes, on notera s l'incertitude-type de type A et u l'incertitude-type de type B. L'incertitude-type composée $u_c(y)$ est obtenue en appliquant aux incertitudes-types $u(x_i)$ (de type A ou de type B) la loi de propagation des variances. Dans le cas de variables aléatoires X_i indépendantes, cette loi conduit à la relation :

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 u^2(x_i)} \quad (1.16)$$

L'incertitude élargie $U(y)$ est le produit de l'incertitude-type composée $u_c(y)$ par le facteur d'élargissement k :

$$U(y) = k u_c(y) \quad (1.17)$$

Ce facteur permet de définir un intervalle de valeurs dans lequel la probabilité de trouver le mesurande est suffisante. Sauf mention contraire, la valeur de k utilisée dans ce travail sera de $k = 1$ (intervalle de confiance d'environ 68 % pour une distribution normale).

I.5 Conclusion du Chapitre 1

Les évolutions technologiques en radiothérapie, en particulier les traitements stéréotaxiques, ont ouvert la voie à une utilisation croissante de faisceaux de petites dimensions pouvant atteindre quelques millimètres de côté ou de diamètre. Présentant un bénéfice démontré pour les patients, ces conditions cliniques d'irradiation s'éloignent cependant très significativement des conditions de référence en dose absorbée dans l'eau en un point telles que décrites dans les protocoles internationaux.

En l'absence de références dosimétriques primaires pour les petits champs, la pratique actuelle est d'utiliser les facteurs de correction proposés dans le protocole IAEA TRS 483 pour la détermination des FOC. Leur utilisation soulève néanmoins un certain nombre de questions et présente certaines limitations. L'utilisation de facteurs de correction induit en outre une perte de traçabilité qui se traduit *in fine* par un accroissement de l'incertitude sur la dose délivrée au patient.

Une alternative proposée par le LNHB est de substituer à la dose absorbée en un point, dont l'utilisation en petits champs est discutable, une autre grandeur : le produit dose-surface. L'établissement de références primaires en DAP_w , permettant de rétablir la traçabilité métrologique, sera présenté dans le Chapitre suivant.

Chapitre 2 :

**Etablissement de références
primaires pour les petits
champs en DAP_w**

Dans ce Chapitre, après avoir présenté le principe de l'établissement d'une référence dosimétrique primaire par calorimétrie graphite, nous décrirons les instruments de mesure et le dispositif expérimental pour une mesure de référence. Nous décrirons ensuite la conversion en dose absorbée dans l'eau puis la correction des mesures de transfert ionométriques faisant appel à la modélisation Monte-Carlo, les principes de cette modélisation ainsi que sa validation en petits champs. Nous développerons ensuite l'ensemble des mesures réalisées, pour aboutir à la détermination du coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$.

II.1 Principe

Trois étapes sont nécessaires à l'établissement d'une référence dosimétrique primaire dans un faisceau de rayonnements ionisants :

- 1- La mesure de la grandeur dosimétrique dans le faisceau de rayonnements ionisants au moyen d'un appareil ne requérant pas d'étalonnage dans la grandeur qu'il mesure. Pour la dose absorbée dans l'eau, qu'elle soit mesurée en un point ou sur une surface l'appareil est un calorimètre, nous utilisons ici un calorimètre graphite ;
- 2- Contrairement à une source isotopique, par exemple du ^{60}Co , pour laquelle la décroissance radioactive peut suffire à prédire la valeur de référence à un temps donné, pour des faisceaux de rayonnements produits par des accélérateurs ou des générateurs, un système de monitoring du faisceau est nécessaire pour palier l'éventuelle évolution de leur fonctionnement pour une qualité de faisceau de rayonnements donnée. Ce moniteur est une chambre d'ionisation dite « chambre moniteur », solidaire de la source de rayonnement, étalonnée au moment des mesures calorimétriques ;
- 3- La chambre moniteur étant utilisée en permanence, elle peut être sujette à une modification de ses propriétés et donc de son coefficient d'étalonnage ; il convient alors de vérifier ce dernier périodiquement. Dans l'idéal la vérification périodique devrait être réalisée en renouvelant la mesure primaire calorimétrique. Mais le temps nécessaire à une mesure primaire calorimétrique n'est pas compatible avec cette procédure. On introduit donc un nouvel intermédiaire dans la chaîne de traçabilité, une chambre d'ionisation dite de référence, placée à la profondeur de référence dans un fantôme d'eau. En pratique, deux chambres d'ionisation de référence sont utilisées *a minima* afin de se prémunir de l'éventuelle dérive de l'une d'elles. Ces chambres de référence, ici les chambres DAP, sont étalonnées par rapport au moniteur dans un laps de temps le plus court possible après la mesure calorimétrique pour éviter une éventuelle dérive du moniteur.

La chambre moniteur fait ainsi un lien direct entre la mesure de dose « absolue » par calorimétrie et la mesure de charge avec la chambre DAP (voir Figures II-1 et II-19).

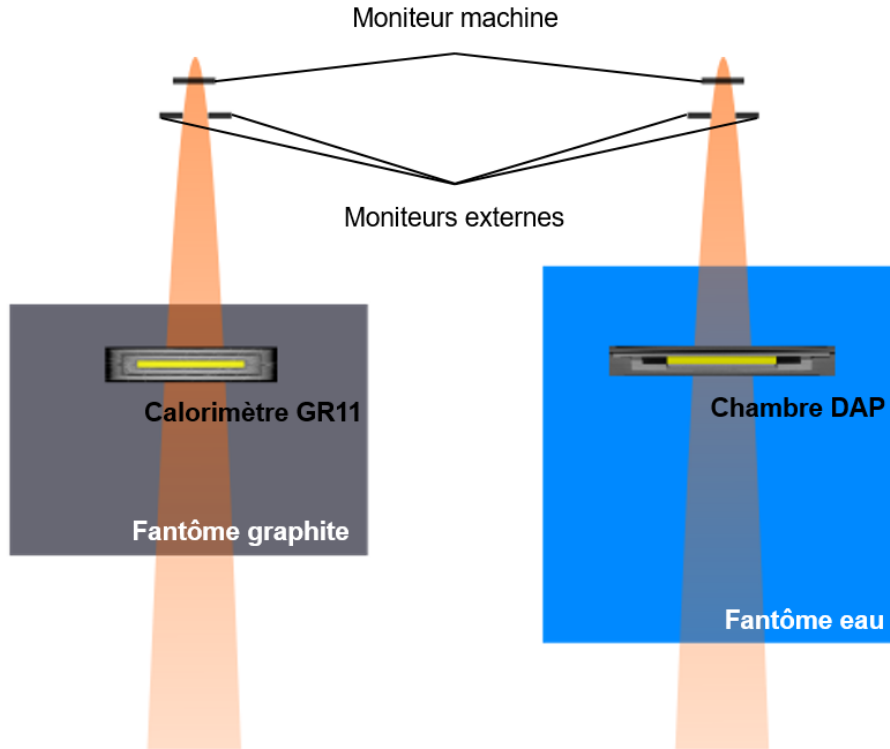


Figure II-1. Schéma de principe de l'établissement des références primaires en DAP_w . La taille et le positionnement des fantômes ne sont pas les mêmes à cause de leur différence de densité.

Le coefficient d'étalonnage de la chambre DAP $N_{DAP,w}$ (en $Gy\ cm^2\ C^{-1}$), déjà décrit en détails dans le Chapitre 1, s'écrit alors :

$$N_{DAP,w} = \frac{DAP_{w/Mon}}{Q_{w/Mon}^*} = \frac{D_{abs/Mon}}{Q_{w/Mon}^*} \left[\frac{D_w(V_{abs})}{D_{abs}} \right]_{MC} S_{abs} k_i \quad (1.14)$$

En pratique, au moins une centaine de mesures calorimétriques, réalisées sur plusieurs jours, est nécessaire afin d'obtenir une incertitude statistique acceptable. Des séries de mesures calorimétriques et ionométriques sont réalisées successivement, la charge de la chambre DAP Q_w étant mesurée avant et après une série calorimétrique.

Des simulations Monte-Carlo détaillées de la tête de l'accélérateur sont également nécessaires pour le calcul du facteur de transfert graphite-eau $[D_w(V_{abs})/D_{abs}]_{MC}$, étape incontournable pour l'établissement de références primaires par calorimétrie graphite.

II.2 Instruments de mesures

II.2.1 Calorimètre graphite GR11

Le calorimètre GR11 repose sur la même architecture que les générations précédentes de calorimètres graphite construits au LNHB [13,30,94]. Il est constitué de trois corps : absorbeur, écran et manteau, insérés dans une enceinte hermétique au sein de laquelle un vide secondaire est réalisé, elle-même placée dans un fantôme graphite (voir Figure II-2).

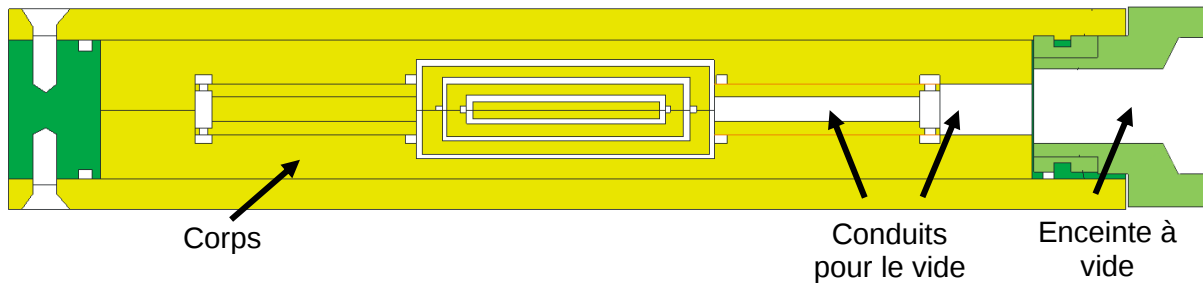


Figure II-2. Vue d'ensemble des éléments du calorimètre GR11.

Contrairement aux autres générations de calorimètre permettant de réaliser des mesures primaires de dose absorbée en un point, le calorimètre GR11 a été conçu pour des petits faisceaux d'irradiation (< 20 mm de côté ou de diamètre) avec une surface est suffisamment grande pour intégrer à la fois le faisceau direct (sur l'axe), et une grande partie du rayonnement diffusé, au-delà de la zone de pénombres. L'absorbeur, l'élément sensible, est un cylindre de 2.92 ± 0.01 mm d'épaisseur et 30.00 ± 0.01 mm de diamètre. Plus le diamètre de l'absorbeur est grand, plus l'élévation de sa température sera faible. En effet la perte d'énergie par unité de masse diminue lorsque cette dernière augmente, avec par conséquent un rapport signal sur bruit plus faible. Pour les faisceaux de diamètre ou côté inférieur à 20 mm, un diamètre de 30 mm présente un bon compromis entre l'énergie déposée par le faisceau et la sensibilité en termes d'élévation de température. Le détail de la construction et du fonctionnement du calorimètre de grande section GR11 sont rapportés dans [95] et des radiographies sont présentées en Figure II-3. Six thermistances sont disposées dans l'absorbeur pour les mesures d'élévation de température induite par l'irradiation et pour réaliser l'étalonnage électrique. D'autres thermistances, disposées dans le manteau et l'écran, permettent un fonctionnement dit quasi-adiabatique. Les mesures de caractérisation réalisées ont montré des performances semblables à celles des précédentes générations de calorimètres.

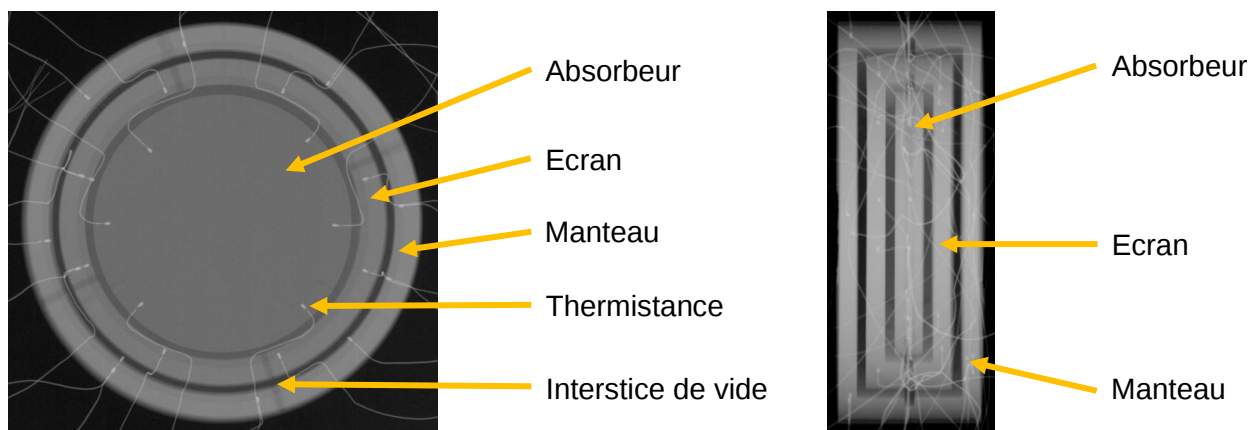


Figure II-3. Radiographies vue de dessus (à gauche) et de côté (à droite) du calorimètre GR11.

L'ensemble des mesures calorimétriques est automatisé à l'aide d'un programme LabVIEW [96] développé au laboratoire qui enregistre les valeurs brutes dans un

fichier de sortie, et qui est ensuite traité au moyen de programmes spécifiquement écrits en langage C++ et faisant appel aux bibliothèques de fonctions du logiciel ROOT [97].

II.2.2 Chambres d'ionisation plates DAP

II.2.2.1 Fonctionnement d'une chambre d'ionisation

Historiquement, les chambres d'ionisation sont parmi les premiers détecteurs utilisés pour la mesure du dépôt d'énergie induite par les rayonnements ionisants au travers d'une grandeur qui s'appelle « l'exposition ». Du fait de la très bonne connaissance des processus physiques mis en jeu et leur excellente stabilité dans le temps¹², elles sont utilisées en tant qu'instrument secondaire (ou dit de transfert) en métrologie pour transférer les références primaires aux utilisateurs finaux. Leur principe d'utilisation est simple : le rayonnement électromagnétique va interagir avec les atomes constituant les parois du détecteur. Une partie des électrons mis en mouvement dans la paroi va pénétrer dans la cavité d'air et ioniser les atomes de gaz pour produire des paires électrons/ions. L'application d'une tension de polarisation entre deux électrodes crée un champ électrique, les ions et les électrons suivent les lignes de champs électriques et vont être collectés, respectivement sur l'anode pour les charges négatives et sur la cathode pour les charges positives, et il va s'établir un courant électrique très faible (de l'ordre du pA), appelé courant d'ionisation mesuré par un électromètre. Une illustration simplifiée est présentée en Figure II-4. Les courants (ou indifféremment charges) électriques mis en jeu étant très faibles, les électromètres permettant de les mesurer doivent avoir une très bonne résolution, et être capables de mesurer des courants aussi faibles que des fA.

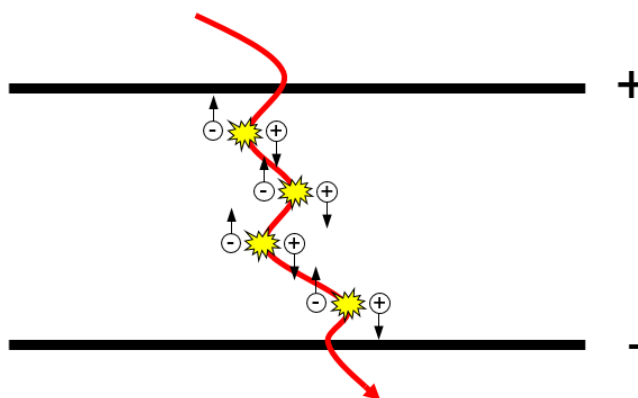


Figure II-4. Schéma de principe du processus physique au sein d'une chambre d'ionisation.

II.2.2.2 Description de la chambre plate DAP

La chambre DAP reprend la conception standard d'une chambre plane à faces parallèles avec un boîtier étanche de 100 mm de diamètre dans laquelle une électrode

¹² C'est d'ailleurs la raison principale pour laquelle la chambre d'ionisation est le principal détecteur qui est étalonné, au contraire d'autres détecteurs solides tels que les diodes ou les diamants.

externe en graphite est polarisée en regard d'une électrode centrale de 29.5 mm de diamètre (appelée aussi électrode de collection) et d'une électrode de garde (voir Figure II-5).

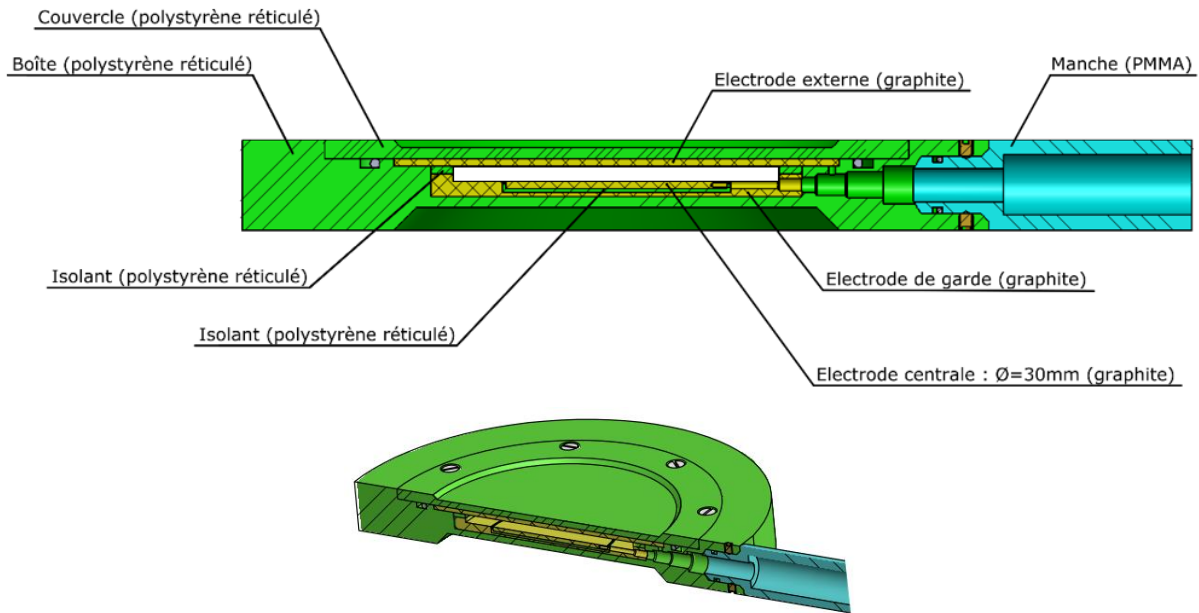


Figure II-5. Coupe transversale détaillée (en haut) et vue en coupe (en bas) de la chambre plate DAP.

L'électrode de garde de 6.75 mm de largeur a pour objectif de garantir un champ électrique aussi uniforme que possible dans le volume de collection délimité par les électrodes externe et de collection. Elle permet en outre de minimiser les pertes de charges dues à des effets de bords, et également d'isoler le volume sensible. Cela conduit à un diamètre de la zone de collecte de 30 mm, défini par la surface de l'électrode centrale plus la moitié de l'espace entre l'électrode centrale et l'électrode de garde. L'hypothèse sous-jacente est que la partie des charges créées dans le gaz à l'aplomb de la moitié intérieure du gap sont collectées sur l'électrode centrale alors que la partie des charges créées dans le gaz à l'aplomb de la moitié extérieure du gap le sont sur l'électrode de garde. Il s'agit une hypothèse admise dans une configuration voisine pour les chambres de type cylindrique et confortée par des modélisations électrostatiques réalisées avec le logiciel COMSOL, illustrée sur la Figure II-6 avec une demi-vue de la chambre DAP.

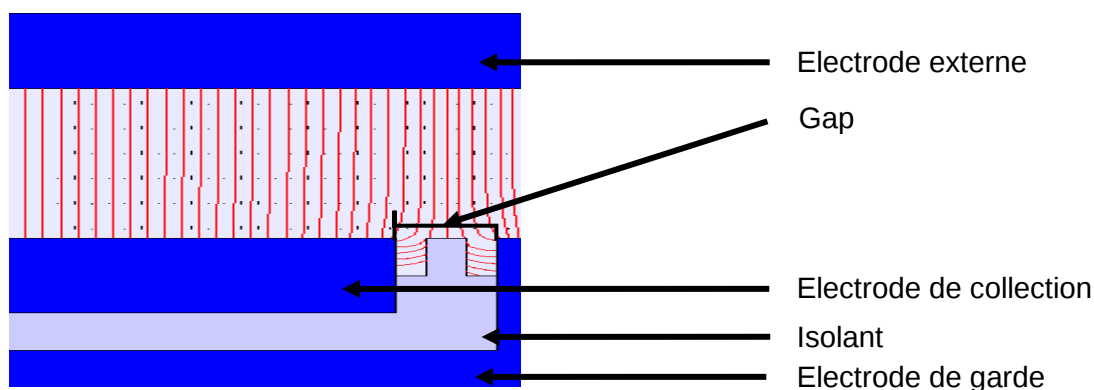


Figure II-6. Modélisation électrostatique réalisée avec le logiciel COMSOL de la chambre DAP. Les lignes de champs sont visualisées en rouge.

La précédente version de chambre DAP avait montré une dérive en courant suite à un défaut d'étanchéité et une déformation importante du volume de collection. Il était donc nécessaire de repenser la conception du détecteur pour pallier ces imperfections. Afin de réduire la dérive observée lors de mesure dans l'eau, le matériau de la boîte d'étanchéité a été changé. Le choix s'est porté sur du polystyrène réticulé à la place du PMMA. Selon les informations du fournisseur, le polystyrène réticulé présente en effet un coefficient d'absorption aqueux compris entre 0.02 et 0.03 % en 24 h, soit dix fois moins que celui du PMMA (0.2 %). La colle utilisée pour le scellement du couvercle, qui ne permettait pas d'assurer un collage résistant et étanche, a été remplacée par un système de joint torique associé à un serrage avec 6 vis en nylon permettant de répartir le serrage uniformément. Le problème de déformation du volume de collection a été lui réduit en augmentant l'épaisseur du couvercle d'un facteur 3 (de 0.5 mm à 1.5 mm).

Trois chambres plates nommées respectivement DAP1, DAP2 et DAP3 dans l'ordre de montage ont alors été construites par redondance et sécurité. L'idée étant de disposer d'au moins deux exemplaires étalonnés simultanément au cas où une casse ou une dérive d'un détecteur surviendrait. Les chambres DAP1 et DAP2 sont réservées à une utilisation en configuration d'étalonnage (tête de l'accélérateur à 90° et détecteur positionné verticalement) tandis que la chambre DAP3 est dévolue à une utilisation clinique (faisceau sortant à 0° et détecteur à l'horizontal). La seule différence entre les trois chambres tient dans le support utilisé. Pour les deux chambres DAP1 et DAP2, un tube rigide en PMMA servant à positionner le détecteur a été connecté avec la boîte et rendu étanche par un joint torique. Pour éviter que le câble ne subisse trop de contraintes lors de la manipulation de la chambre, une vis en nylon a été rajoutée pour le bloquer au niveau du bout du tube. Pour la chambre DAP3, le tube rigide a été tronqué à environ 5 cm et remplacé par un tuyau flexible en PVC de même diamètre jusqu'au connecteur, rendant l'ensemble étanche et autorisant une utilisation horizontale dans une cuve à eau motorisée standard. Une photo des deux variantes est présentée en Figure II-7.

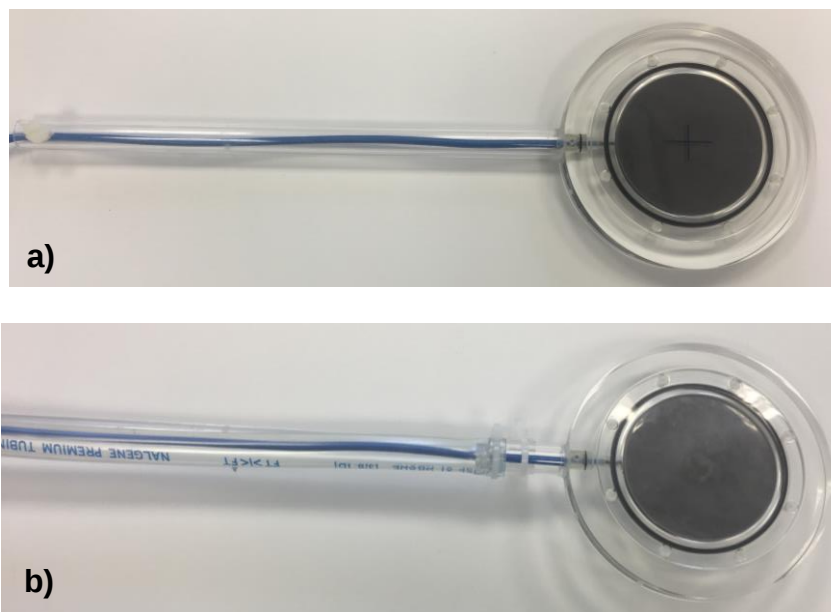


Figure II-7. a) Chambre DAP1 ou DAP2 pour une utilisation en configuration d'étalonnage et b) chambre DAP3 pour une utilisation en hôpital.

II.2.2.3 Construction

Le graphite utilisé pour l'ensemble des électrodes est de type 5890 PT de la marque Mersen. Les électrodes ont été légèrement polies pour améliorer leur état de surface et éliminer la majeure partie d'éventuelles impuretés d'usinage en surface. Les isolants entre l'électrode de garde et l'électrode centrale, ainsi qu'entre l'électrode de garde et l'électrode externe, sont en polystyrène réticulé, tout comme la boîte d'étanchéité et son couvercle. Ces éléments ont été nettoyés à l'alcool isopropylique puis passés au bain à ultrasons. Préalablement au montage, toutes les pièces ont fait l'objet d'une mesure dimensionnelle. Des mesures d'épaisseur ont aussi été répétées à chaque étape d'assemblage des pièces. Le point de référence de la chambre DAP a été considéré sur la face interne de l'électrode externe, en accord avec la pratique habituelle pour les chambres plates.

Tableau II-1. Epaisseur du volume de collection des trois chambres.

	Epaisseur du volume de collection (mm)
Valeur théorique	2.00
DAP1	1.85
DAP2	2.03
DAP3	1.99

On constate une épaisseur de collection plus faible pour la chambre DAP1.

Une colle polymère (LOCTITE® 401™, Henkel) a été utilisée pour maintenir solidaire les isolants avec les électrodes de garde et centrale et pour fixer l'ensemble au fond

de la boîte. Un soin particulier a été apporté pour déterminer la bonne quantité de colle à utiliser pour éviter les éventuelles « bavures » (voir Figure II-8).

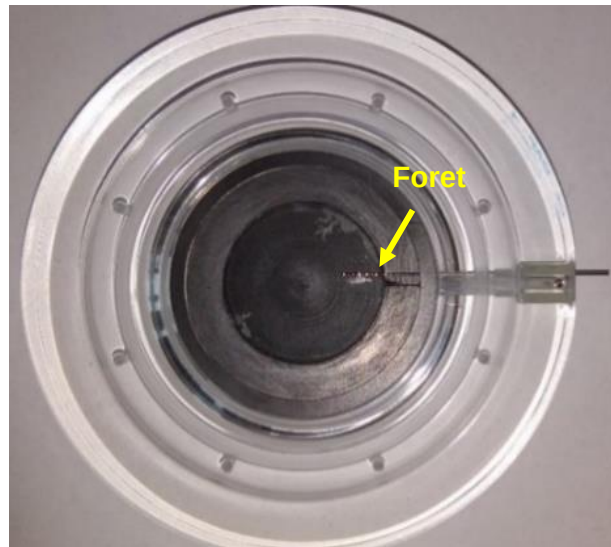


Figure II-8. Collage de l'isolant sur l'électrode de garde, et de l'électrode de garde sur la boîte (le foret introduit par un des trous d'évent de la chambre permet de maintenir l'alignement des pièces pendant le montage).

Les connectiques ont été réalisées à l'aide d'un câble triaxial relié à une prise PTW de type M testé au multimètre, où l'âme centrale a été reliée à l'électrode de collection (signal), la première tresse (masse) à l'anneau de garde et la deuxième tresse à l'électrode externe (haute tension). La conduction électrique entre le graphite et ces composants du câble a été assurée à l'aide d'une résine époxy chargée en graphite (Duralco 127, Cotronics) et a systématiquement été vérifiée avec un ohmmètre après chaque étape de collage. Les trous d'évent sont composés de deux petites ouvertures au niveau du tube (sur la Figure II-8, le foret est introduit dans une de ces deux ouvertures). Les étapes du montage sont visibles sur la Figure II-9.

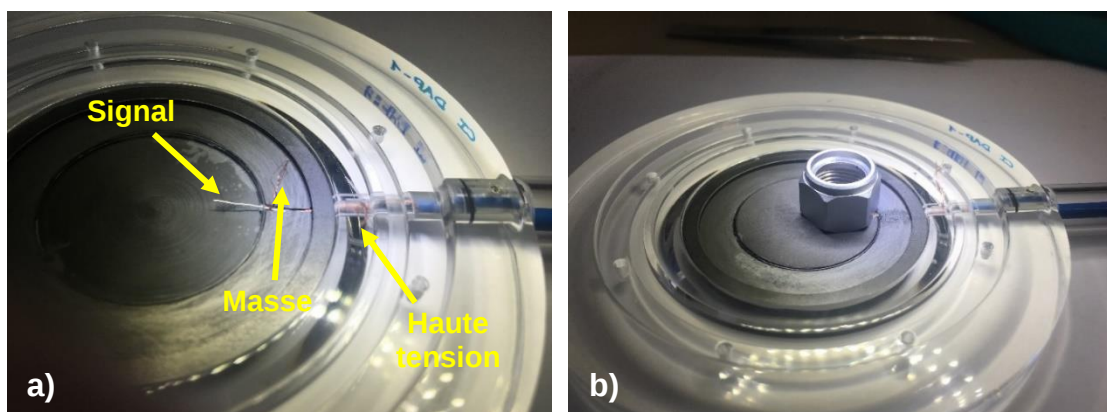




Figure II-9. a) Passage du câble triaxial. b) Collage électrique du conducteur dans l'électrode centrale et de la tresse de masse dans l'électrode de garde et c) ajout de la résine conductrice sur la tresse de haute tension (1 brin à droite et à gauche) pour assurer la conduction avec l'électrode externe et collage de l'anneau isolant.

Afin d'éviter l'oxydation des deux vis métalliques situées à la base du manche et qui servent à le verrouiller, du silicone a été ajouté sur leurs têtes. La chambre finalement montée avec le couvercle est présentée dans la Figure II-10.

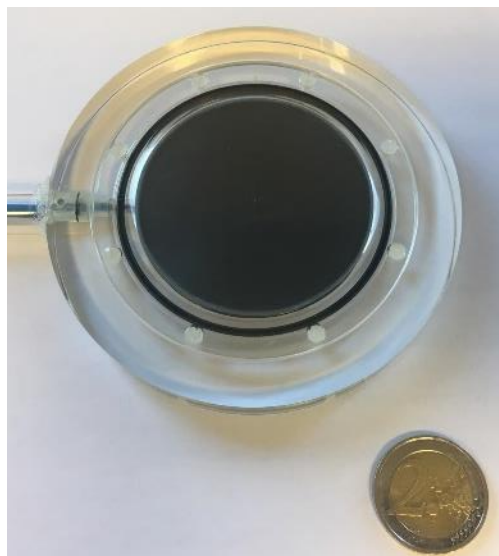


Figure II-10. Aperçu de la chambre refermée.

Un test d'étanchéité réalisé sur la chaîne de mesure sous tension et sur une période de 18 heures pour les trois chambres montées n'a montré aucune variation du courant de fuite, dont la valeur est de l'ordre de 10^{-14} A.

Pour vérifier la qualité finale du montage, des tomographies à rayons X ont été réalisées chez Nikon Metrology. La résolution d'image très fine avec des voxels de $71 \mu\text{m}$ de côté et l'excellent contraste ont permis des observations et des mesures quantitatives non atteignables avec les moyens disponibles au laboratoire (flat panel et imageur kV du TrueBeam).

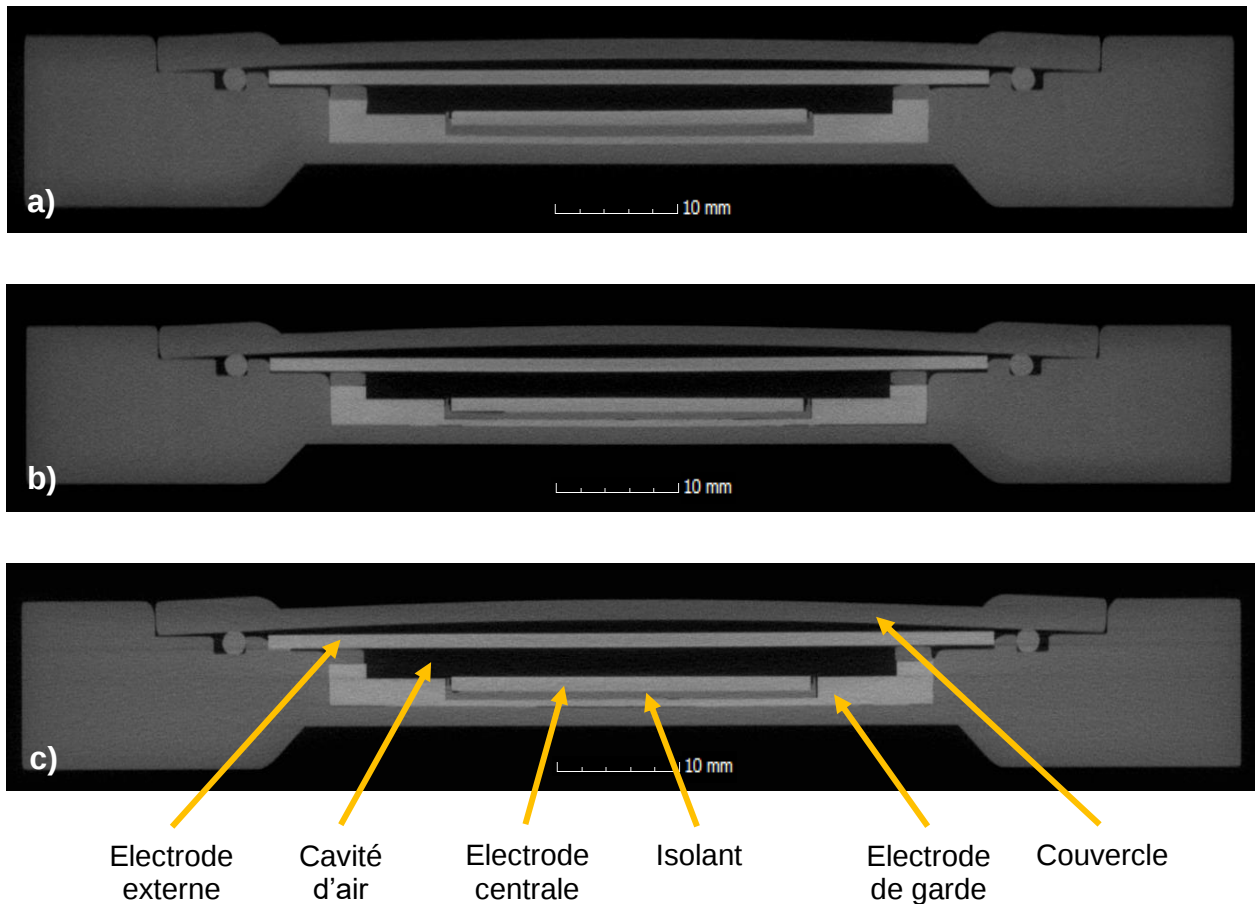


Figure II-11. Tomographies à rayons X des chambres DAP1 (a), DAP2 (b) et DAP3 (c). Le détail des éléments constitutifs est présenté sur la chambre DAP3.

Aucun défaut rédhibitoire n'est à signaler pour les trois chambres. On constate tout de même une faible déformation du couvercle dû à un fléchissement sur les bords lors de l'étape de serrage, avec l'apparition d'un volume d'air au-dessus de l'électrode externe. Ce volume d'air ainsi que la variation de l'épaisseur de polystyrène réticulé selon l'axe longitudinal entre le centre et les bords pourrait potentiellement perturber la fluence des particules chargées. Ce défaut n'a cependant pas d'impact d'anisotropie sur la surface de collecte car la hauteur moyenne de ce volume d'air additionnel reste relativement constante sur la zone de collection. On peut également imaginer que la pression de l'eau sur le couvercle lorsque la chambre est immergée dans le fantôme d'eau réduit ce volume d'air.

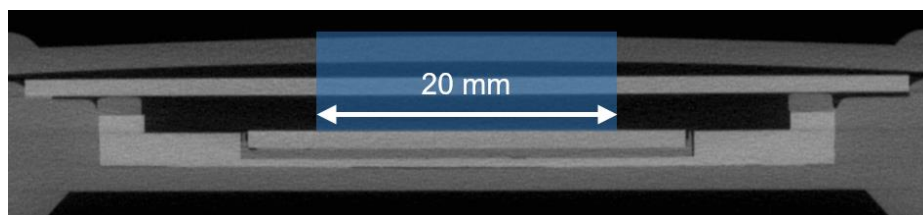


Figure II-12. Illustration de l'impact de la déformation sur la taille de champ maximale mesurée avec la chambre DAP (représentée en bleu) présentant le bombage le plus important.

Ce volume d'air additionnel a pu être quantifié et il a été possible de vérifier son impact sur la détermination de la profondeur de l'électrode externe déterminé lors du montage à blanc, rapporté dans le Tableau II-2.

Tableau II-2. Epaisseur du gap d'air, épaisseur du volume de collection et profondeur de l'électrode externe des trois chambres obtenues à partir des tomographies et lors du montage.

Chambre	Epaisseur du gap d'air (mm)	Epaisseur du volume de collection (mm)		Profondeur de la face interne de l'électrode externe (mm)	
		Tomographie	Montage	Tomographie	Montage
DAP1	0.75	1.84	1.85	3.21	2.42
DAP2	0.91	2.07	2.03	3.41	2.46
DAP3	1.04	1.95	1.99	3.51	2.46

Un très bon accord est observé entre l'épaisseur du volume de collection obtenu lors du montage à blanc et celle déterminée à partir des images tomographiques. En revanche, la profondeur de l'électrode externe est différente de ce qui était attendu avec un écart maximal relevé de plus de 1 mm pour la chambre DAP3, en lien avec ce gap d'air non attendu.

Pour la chambre DAP1, il s'est également révélé une non coplanarité entre l'électrode de garde et l'électrode centrale, expliquant l'épaisseur du volume de collection plus faible constatée lors des mesures dimensionnelles. Cette surélévation de l'électrode centrale est constante sur toute la surface de l'électrode et est de l'ordre de 0.33 à 0.34 mm (voir Figure II-13). Cela peut s'expliquer car il s'agissait de la première chambre DAP montée où une ancienne électrode centrale en graphite plus épaisse a été réutilisée. Cette non coplanarité entre l'électrode de garde et l'électrode centrale a un impact sur les lignes de champ et le volume de collection, particulièrement important pour l'approche DAP lors d'une irradiation partielle de la chambre à différentes tailles de champs, et entraînera une différence de réponse par rapport aux deux autres chambres DAP2 et DAP3.

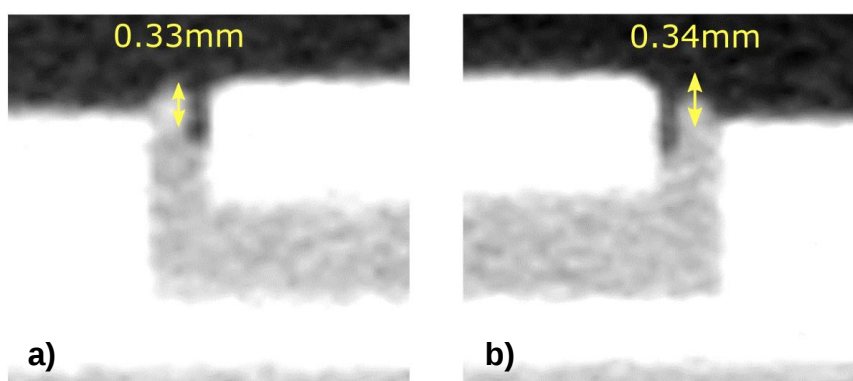


Figure II-13. a) Coupe transversale montrant l'écart côté gauche et b) côté droit entre l'électrode centrale et l'électrode de garde de la chambre DAP1.

La détermination exacte de la surface de collection, une donnée primordiale pour l'établissement des références en DAP_w en lien avec les dimensions de l'absorbeur du calorimètre GR11, est obtenue en exploitant les images tomographiques avec le logiciel de haute performance dédié myVGL fourni par Nikon (Volume Graphics GmbH, Germany). A partir de la création de deux cercles concentriques (externe à l'électrode centrale et interne à l'électrode de garde) par segmentation assistée, un cercle médian est automatiquement tracé au milieu du gap isolant, permettant d'obtenir la surface de collection directement à partir du rayon de ce cercle.

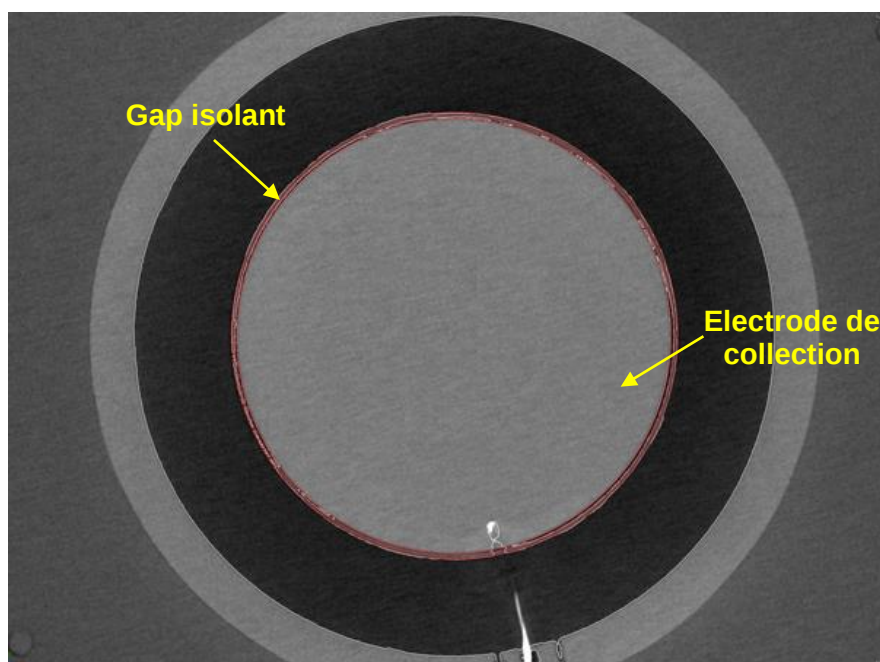


Figure II-14. Segmentation et création du cercle médian (en rouge), définissant la surface de collection de la chambre DAP1.

Les rayons sensibles des trois chambres ainsi que l'incertitude associée sont rapportés dans le Tableau II-3. A noter que le pixel est étalonné à l'aide d'un objet test traçable aux étalons de dimensions nationaux. A titre de comparaison, le rayon de l'absorbeur du calorimètre GR11 est également rappelé.

Tableau II-3. Rayons sensibles des trois chambres DAP et du calorimètre GR11.

Dosimètre	Rayon (mm)	u (%)
DAP1	14.906	0.05
DAP2	14.956	0.05
DAP3	14.911	0.05
GR11	15.002	0.07

Il apparaît que toutes les chambres ont un rayon sensible plus petit qu'attendu, néanmoins attendu et se situant dans les tolérances d'usinage. Cette différence par rapport au rayon de l'absorbeur du calorimètre graphite GR11 sera prise en compte

lors de la détermination du coefficient d'étalonnage et fera l'objet d'une correction appropriée (voir Section II.5.2.3).

II.2.2.4 Mesures de caractérisation

Les trois chambres d'ionisation DAP ont été caractérisées dans un fantôme d'eau, en champ large de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et dans le faisceau de 6 MV FFF de l'accélérateur TrueBeam au débit maximal de 1400 UM/min (voir Section II.3.1 pour la description du dispositif expérimental).

II.2.2.4.1 Stabilité et mouvement propre

La stabilité a été vérifiée dans l'eau pour une pleine irradiation de la chambre et est présentée sur la Figure II-15. Des irradiations de 60 secondes ont été répétées régulièrement pendant une durée de 3 heures et la charge normalisée aux moniteurs machine « Dose » et aux deux moniteurs externes « Mon1 » et « Mon2 » a été relevée. La tension de polarisation appliquée aux chambres était de + 200 V.

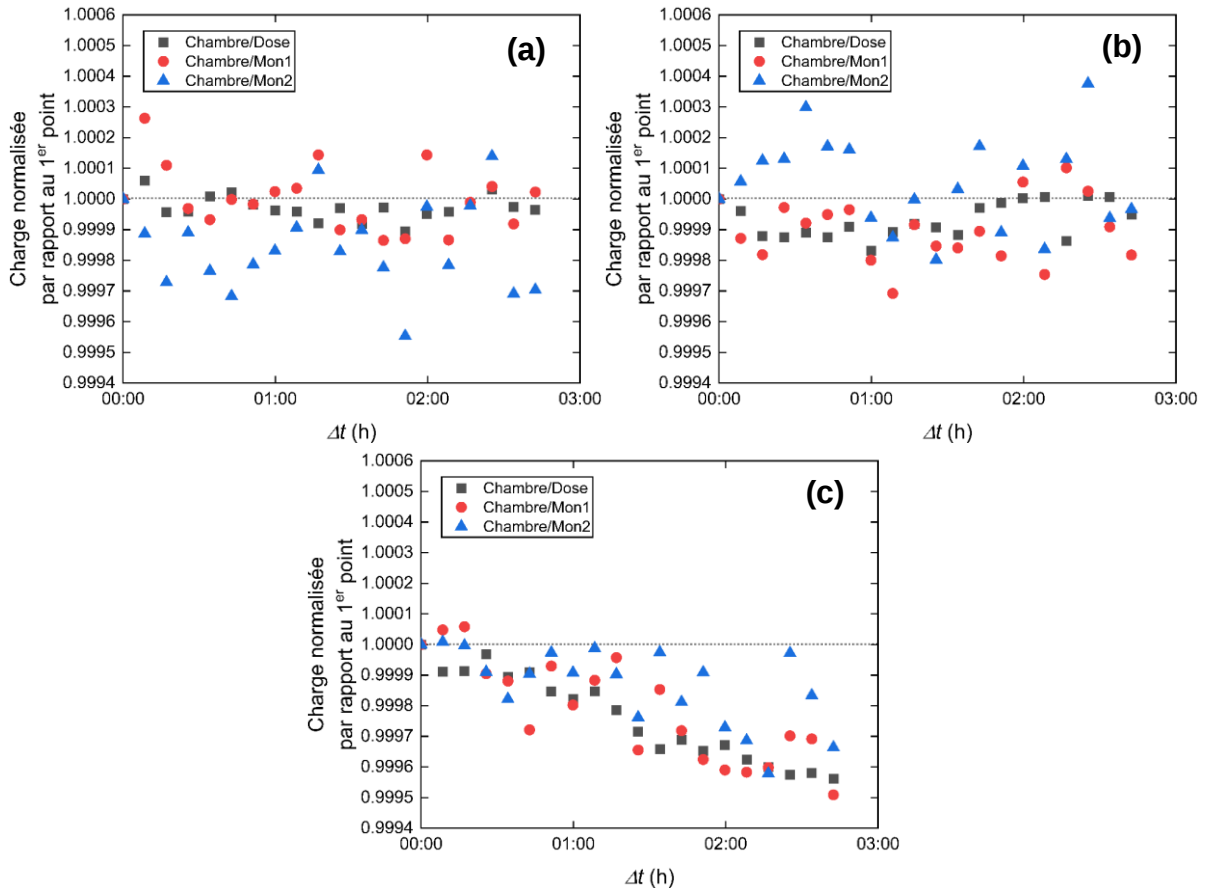


Figure II-15. Rapports entre les charges de la chambre DAP1 (a), DAP2 (b) et DAP3 (c) placée dans le fantôme d'eau et les lectures des différents moniteurs de l'accélérateur (les valeurs sont normalisées par rapport à la première mesure) en fonction du temps.

On constate une excellente stabilité pour les trois chambres, avec des écarts inférieurs à 0.05 % après 3 heures de mesures consécutives, et une contribution négligeable du

bruit au signal mesuré est constaté¹³. Une légère tendance est cependant observée pour la chambre DAP3. Cette dérive largement acceptable s'explique par la différence du manche utilisé lors du montage de cette chambre, où un défaut d'étanchéité a été constaté au niveau de la jonction entre le tube et le tuyau en PVC. Au vu de ces considérations, un collier de serrage a été rajouté pour résoudre ce problème.

Tableau II-4. Stabilité sous irradiation et contribution du mouvement propre au signal pour les trois chambres DAP.

	Stabilité sous irradiation (%)	Contribution du mouvement propre au signal (%)
DAP1	0.04	0.007
DAP2	0.04	0.006
DAP3	0.05	0.008

II.2.2.4.2 Paliers en tension

Les tensions utilisées pour les chambres d'ionisation en radiothérapie sont généralement comprises entre 100 V et 400 V, fourchette donnée par les constructeurs et adaptées pour chaque détecteur. En pratique, les utilisateurs ont en général tendance à choisir la tension maximale, permettant de minimiser les effets de recombinaison. Dans certains cas cependant, cette pratique peut entraîner une multiplication des charges dans le gaz, et il faut se montrer prudent dans le choix de la tension. Il est possible de déterminer expérimentalement la valeur optimale de la tension de fonctionnement en réalisant des mesures de charges à différentes tensions et en construisant le diagramme de Jaffé [98], visualisant l'inverse de la charge $1/Q$ en fonction de l'inverse de la tension $1/V$. D'après la théorie de Boag [99,100] en champ large pulsé, la relation entre les deux grandeurs doit être linéaire, qui nécessitait d'être vérifiée dans le cas de la chambre DAP irradiée partiellement. Le diagramme de Jaffé est représenté pour les trois chambres dans la Figure II-16 ci-dessous pour des tensions de 50, 100, 150, 200, 250 et 300 V.

¹³ La stabilité des moniteurs (moyenne des charges Mon1/Dose, Mon2/Dose et Mon1/Mon2) est du même ordre de grandeur, soit de l'ordre de 0.05 %.

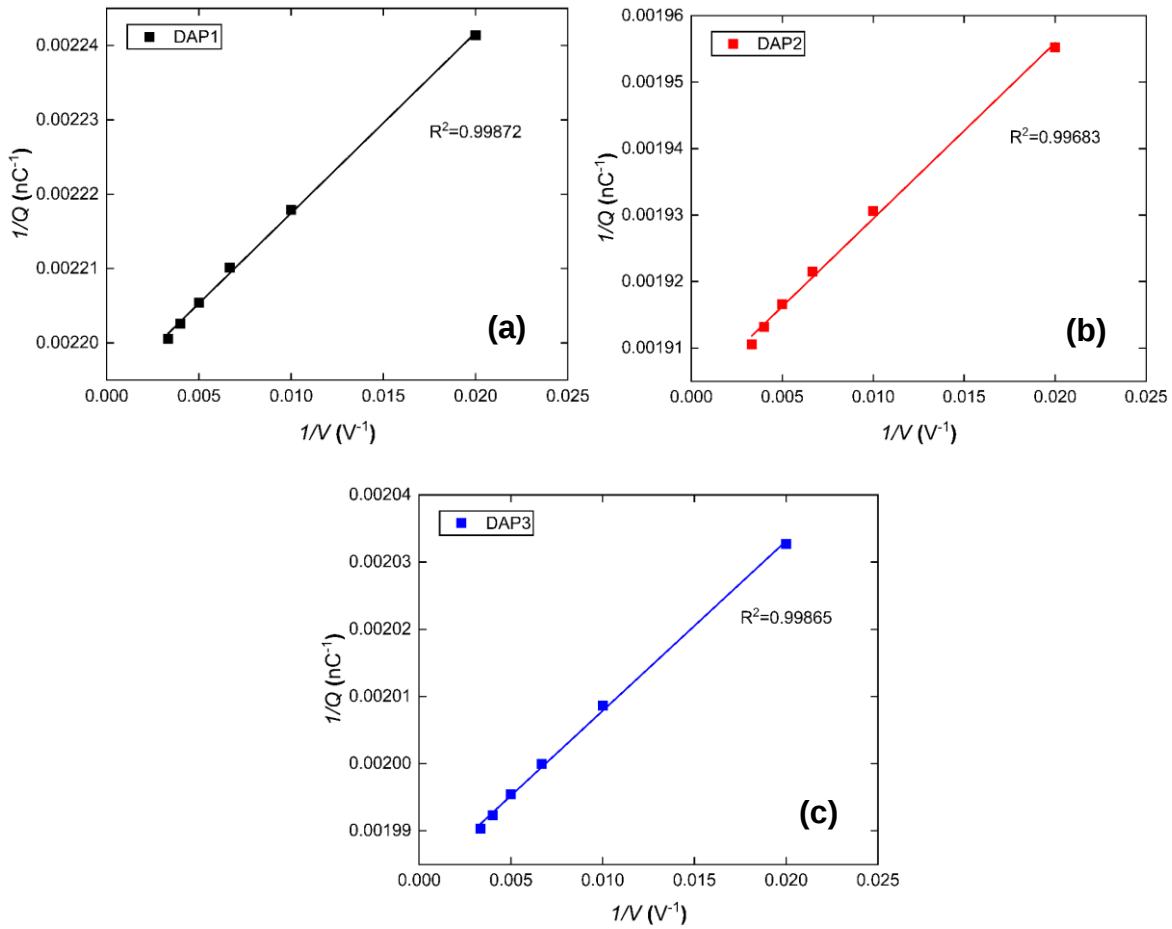
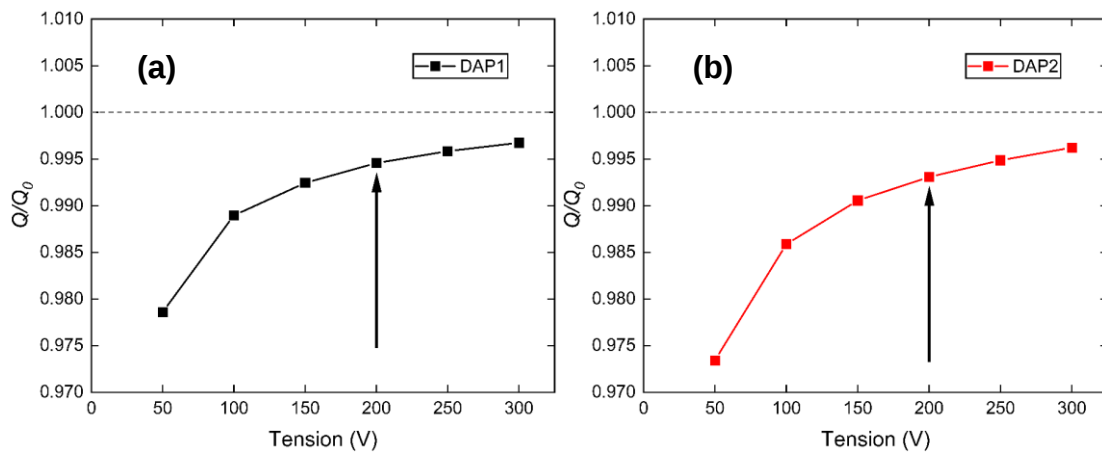


Figure II-16. Diagramme de Jaffé pour la chambre DAP1 (a), DAP2 (b) et DAP3 (c).

Une très bonne linéarité est à signaler pour les trois chambres, avec un coefficient de détermination R^2 supérieur à 0.995. Le point de fonctionnement de la chambre a alors été établi à partir de mesures d'efficacité de collection Q/Q_0 pour différentes tensions, où Q est la charge mesurée à une tension donnée et Q_0 la charge totale créée dans la cavité, extrapolée à tension infinie (lorsque $1/V$ tend vers 0) à partir du diagramme de Jaffé. Les résultats sont présentés sur la Figure II-17.



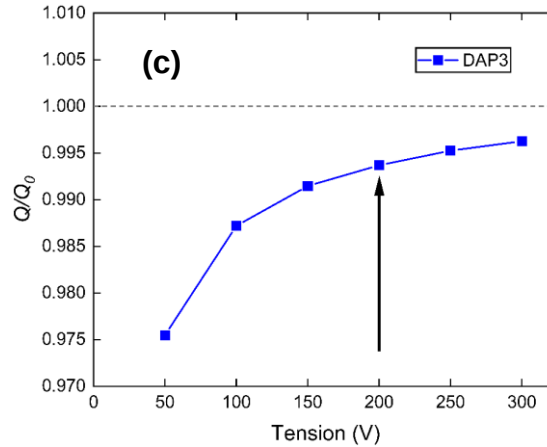


Figure II-17. Efficacité de collection en fonction de la tension appliquée pour la chambre DAP1 (a), DAP2 (b) et DAP3 (c).

On retrouve la courbe caractéristique d'un détecteur à gaz en régime de chambre d'ionisation. Aux basses tensions, une proportion plus faible de charges est collectée compte tenu de la prédominance du processus de recombinaison des ions créés dans le gaz. La proportion des charges collectées augmente avec la tension appliquée, jusqu'à un phénomène de saturation, où quasiment l'ensemble des charges créées est collecté. Une tension de fonctionnement de + 200 V a ainsi été définie, conformément à la pratique habituelle de 100 V par mm d'épaisseur de cavité d'air pour obtenir un régime de chambre d'ionisation efficace.

II.2.2.4.3 Correction de polarité k_{pol}

Un dernier indicateur pertinent de la qualité et du bon fonctionnement d'une chambre d'ionisation est l'amplitude de sa correction de polarité k_{pol} , qui se doit d'être très proche de l'unité. La valeur correcte de la charge mesurée est supposée égale à la moyenne des valeurs absolues des charges mesurées aux tensions $-V$ et $+V$. Cette correction a été calculée pour les trois chambres DAP dans les conditions de référence dans le fantôme d'eau pour des tensions de ± 200 V, et s'écrit :

$$k_{pol}(V) = \frac{|Q(-V)| + |Q(+V)|}{2 |Q(V)|} \quad (2.1)$$

Les résultats sont présentés dans le Tableau II-5 ci-dessous.

Tableau II-5. Facteurs de correction de polarité. L'incertitude sur les deux derniers chiffres significatifs est donnée entre parenthèses.

	DAP1	DAP2	DAP3
k_{pol}	0.99887(05)	0.99915(04)	0.99907(06)

Le facteur de correction de polarité est de l'ordre de 0.1 % pour les trois chambres, mettant en lumière la bonne qualité du montage et du design des trois chambres.

Les tests réalisés montrent que les modifications apportées par rapport au modèle précédent ont donné entière satisfaction quant à la bonne qualité des trois chambres, les confirmant de fait comme détecteurs de transfert des références primaires.

II.3 Dispositif expérimental

II.3.1 Chaîne d'acquisition calorimétrique

L'accélérateur TrueBeam (Varian Medical Systems, Palo Alto, CA, USA) installé sur la plateforme DOSEO est un accélérateur linéaire d'électrons médical qui peut délivrer des faisceaux de photons et d'électrons. Dans le cadre de ce travail d'établissement de références primaires, seul le faisceau de photons de 6 MV FFF a été considéré. Les mesures ont été réalisées pour un temps d'irradiation de 120 s au débit maximal de 1400 UM/min.

L'ensemble des mesures présenté dans ce travail a été réalisé avec le bras de l'accélérateur à 90° en configuration dite « d'étalonnage ». Cette configuration facilite la mesure des distances source-fantôme, et source-détecteur problématique en configuration habituelle avec le bras à 0° en raison de la difficulté à estimer la position de la surface de l'eau. Un robot de type KUKA® (KUKA AG, Augsburg, Bavaria, Germany) a été fixé au plafond du bunker permettant de positionner un détecteur et de le déplacer autour de l'isocentre, permettant de réaliser des mesures de rendements en profondeur et de profils de dose. Une illustration en est donnée en Figure II-18.



Figure II-18. Robot KUKA fixé au plafond du bunker avec une chambre d'ionisation en place en configuration dite d'étalonnage.

La Figure II-19 présente le montage expérimental utilisé pour la mesure des références. Le calorimètre GR11 à l'intérieur de son fantôme graphite et le fantôme d'eau avec la chambre d'ionisation DAP à étalonner ont été positionnés sur une table en profilé d'aluminium, plus rigide que le carbone, en remplacement de la table de traitement d'origine qui présentait une flèche à cause du poids du dispositif. Il a ainsi été possible d'alterner successivement des mesures calorimétriques et ionométriques en déplaçant longitudinalement la table sans modifier la collimation du faisceau entre les deux types de mesures.

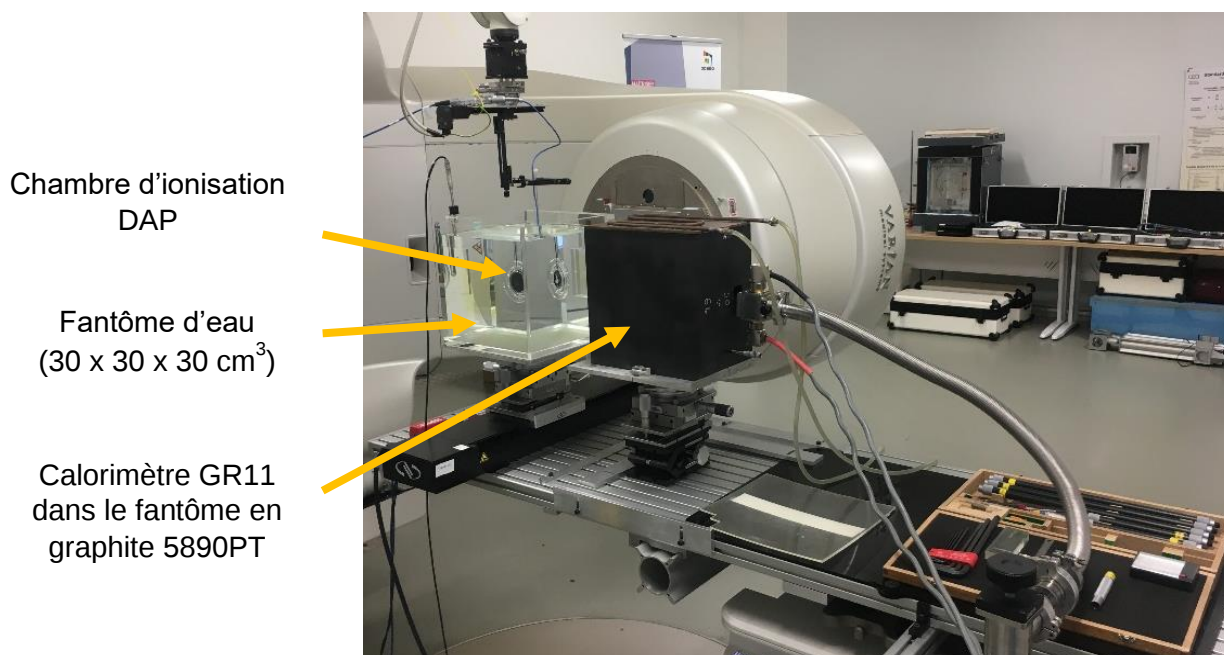


Figure II-19. Dispositif pour l'établissement de références primaires en DAP_w sur l'accélérateur TrueBeam de DOSEO.

Le centre géométrique de l'absorbeur a été positionné à la distance de référence de 100 cm de la source de l'accélérateur. Compte tenu de la masse volumique plus importante du graphite (environ 1.85 g cm^{-3}), la profondeur de référence de 10 g cm^{-2} dans le fantôme graphite a été réalisée en superposant devant le calorimètre des tranches de graphite d'épaisseur variable. Une vue du fantôme graphite ouvert est présentée en Figure II-20.

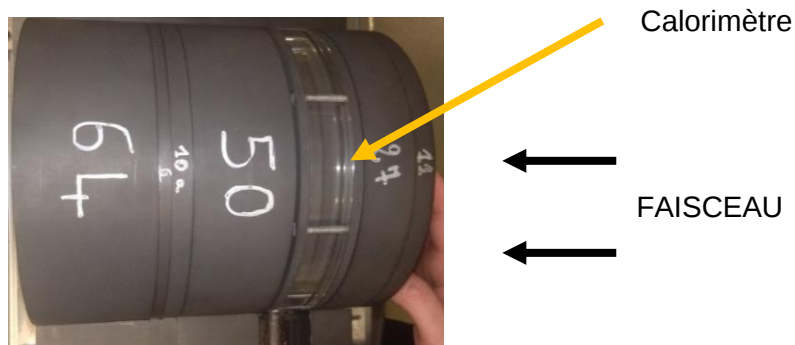


Figure II-20. Vue de dessus du fantôme graphite ouvert avec l'insertion de tranches devant le calorimètre pour réaliser la profondeur de référence, et à l'arrière pour le rétrodiffusé.

La chambre DAP a été positionnée dans les mêmes conditions, en considérant son point de référence à 100 cm de la source et une profondeur massique à peu près équivalente dans le fantôme d'eau (4 mm de PMMA + 96 mm d'eau)¹⁴.

Deux types de collimations ont été explorés : des champs carrés de 5 ; 7 ; 10 ; 13 ; 15 et 20 mm de côté délimités par les mâchoires de l'accélérateur, ainsi que des champs circulaires de 5 ; 7.5 ; 10 ; 13 et 15 mm de diamètre définis par des collimateurs fixes. Dans le cas des collimateurs fixes, la taille de champ définie par les mâchoires de la machine doit être plus grande que la plus grande taille de champ réalisable avec les collimateurs circulaires (15 mm). Un champ carré fixe de 3 cm de côté a été choisi pour l'ensemble des collimateurs.

II.3.2 Chaîne d'acquisition ionométrique

La chaîne d'acquisition d'un laboratoire de métrologie, allant du positionnement du détecteur à la mesure de courant, est différente de celle dont dispose l'hôpital, cela afin de pouvoir garantir un résultat final traçable métrologiquement avec une incertitude maîtrisée la plus faible possible. Une chaîne d'acquisition spécifique a été mise en place où l'ensemble des mesures est automatisé à l'aide d'un programme LabVIEW [96] développé au laboratoire qui enregistre les valeurs brutes fournies par les différents éléments de la chaîne de mesure dans un fichier de sortie, et qui peut ensuite être traité via le tableur Excel.

La chambre moniteur interne de l'accélérateur est une chambre plate à transmission scellée, avec les faces avant et arrière constituées de feuilles de Kapton métallisées tendues sur le support de chambre. Avec les variations de la pression atmosphérique ambiante, les feuilles de Kapton se déforment, et donc le volume de collection varie, entraînant une lente dérive de la réponse de la chambre. Il a été aussi observé sur plusieurs mesures consécutives des sauts de 0.4 à 0.5 % qui peuvent s'expliquer par des variations de débit du faisceau sur un temps court (de quelques secondes) que l'électronique intégratrice de la chambre moniteur a tendance à lisser.

Pour améliorer la fiabilité du système de monitoring, en plus de la chambre moniteur de l'accélérateur, appelée « Dose », deux chambres d'ionisation cylindriques Exradin A12S appelées « Mon1 » et « Mon2 » ont été installées, horizontalement et tangentiellement au champ d'irradiation à la sortie de la tête de l'accélérateur sur un support spécifique, pour être utilisées comme moniteur externe. En plus des deux chambres, une sonde de température de l'air est également fixée, permettant de corriger la charge mesurée par ces moniteurs (voir Figure II-21). Il est donc possible de normaliser les mesures des chambres DAP indifféremment par rapport à l'un des trois moniteurs. On privilégie toutefois l'information des moniteurs externes autant que faire se peut car ils sont plus stables et leur signal est corrigé du mouvement propre et des facteurs d'influence (température, pression et humidité : T_{pH}). Ce support des

¹⁴ Les profondeurs massiques dans le fantôme d'eau et le fantôme graphite sont parfaitement connues mais ne sont pas rigoureusement égales à 10 g cm⁻² du fait des contraintes expérimentales. Cela n'a pas d'incidence sur l'établissement des références car le facteur de transfert graphite-eau calculé par Monte-Carlo (Section II.5.1.1) tient compte de ces légères différences de profondeur massique.

chambres moniteur externe est également utilisé pour positionner une plaque en inox (Figure II-22) servant de point de référence pour les prises de distance, effectuée à l'aide de pignes micrométriques.

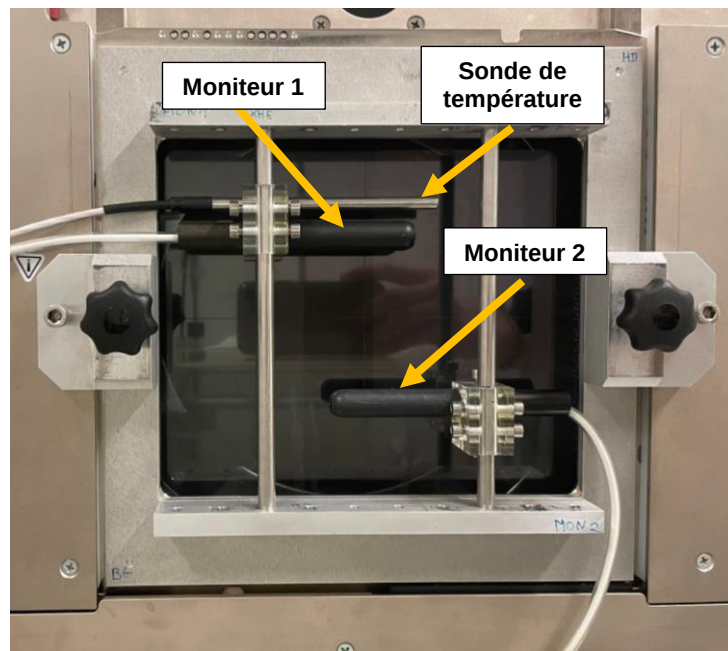


Figure II-21. Support fixé sur la tête de l'accélérateur avec les deux moniteurs externes et la sonde de température.



Figure II-22. Plaque de prise de distance.

Trois électromètres distincts sont utilisés pour la chambre à étalonner, le moniteur 1 et le moniteur 2. Il s'agit d'électromètres à haute résolution (de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-16} A) et de faible bruit de type Keithley 6517B. Ils sont utilisés en mode capacité externe, avec la possibilité d'adapter la capacité à l'aide d'une boîte à capacitance déportée, dans un souci d'avoir un rapport signal sur bruit optimal. Les capacités sont également étalonnées, ce qui permet d'avoir une mesure absolue de la charge collectée par les chambres.

II.3.3 Alignement et centrage des collimateurs

Les champs circulaires ont été définis à l'aide de collimateurs à base de Tungstène de 10 cm d'épaisseur, 4 cm de largeur et 6 cm de hauteur spécifiquement usinés pour ce travail, fixés à l'aide d'un système d'adaptation mécanique fixé sur la plaque de base d'un applicateur électron et glissés dans une boîte ajustable au moyen d'un système de 6 vis micrométriques (voir Figure II-24 (a)). L'alignement et le centrage du collimateur avec le faisceau sont deux points critiques qui ont fait l'objet d'une procédure particulière. L'alignement est réalisé à l'aide d'une caméra fixée sur un support goniométrique permettant des mouvements selon six axes ; le tout étant positionné sur un trépied dont l'horizontalité est vérifiée au préalable avec un niveau à bulle.

La première étape consiste à aligner la caméra avec la projection du réticule de la simulation lumineuse qui définit l'axe du faisceau. Pour se faire, deux plans de contrôle sont nécessaires : le réticule de la simulation lumineuse comme plan de référence, et une plaque de verre gravée d'une croix positionnée à l'isocentre. La croix est alignée sur le réticule de la projection lumineuse, à la manière d'un centrage usuel de détecteur. Le logiciel d'exploitation de la caméra permettant la création et l'enregistrement de motifs géométriques, un croisillon virtuel dessiné et enregistré au préalable sert de repère. Il suffit ensuite pour aligner la caméra de faire correspondre le repère virtuel, la croix et le réticule de la simulation lumineuse. Une illustration en est donnée Figure II-23. Une fois la caméra alignée la plaque de verre peut être retirée. Il est ensuite primordial de ne plus manipuler la caméra (mise au point et diaphragme).

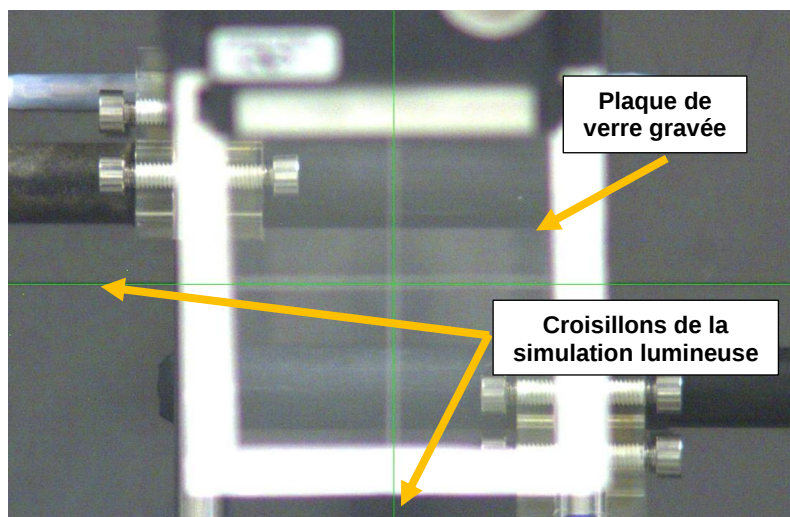


Figure II-23. Illustration du processus d'alignement de la caméra avec le réticule de la simulation lumineuse.

Le centrage du collimateur consiste ensuite à vérifier la concentricité des deux ouvertures du collimateur en entrée et en sortie, avec l'aide de la simulation lumineuse, en ajustant les six vis disponibles sur la boîte dans laquelle on insère le collimateur. Afin de ne pas être ébloui et éviter une saturation de la caméra, des feuilles de papier

calque sont ajoutées derrière le collimateur pour atténuer l'intensité de la simulation lumineuse, de telle sorte à voir par transparence le réticule sur l'image de contrôle.

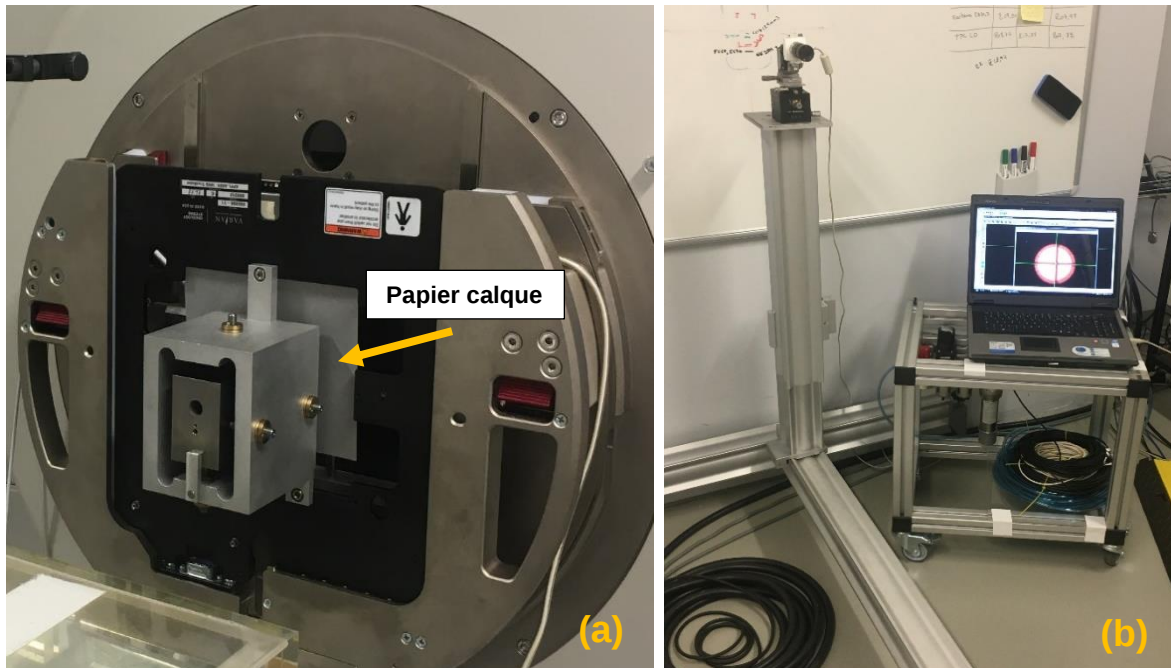


Figure II-24. (a) Pré-positionnement du collimateur en sortie de tête de l'accélérateur et (b) visualisation en direct de l'alignement du collimateur.

L'utilisation de la caméra autorise de meilleures performances qu'à l'œil nu, comme l'illustre la Figure II-25 : l'analyse visuelle simple ne permettait pas de distinguer un problème de centrage.

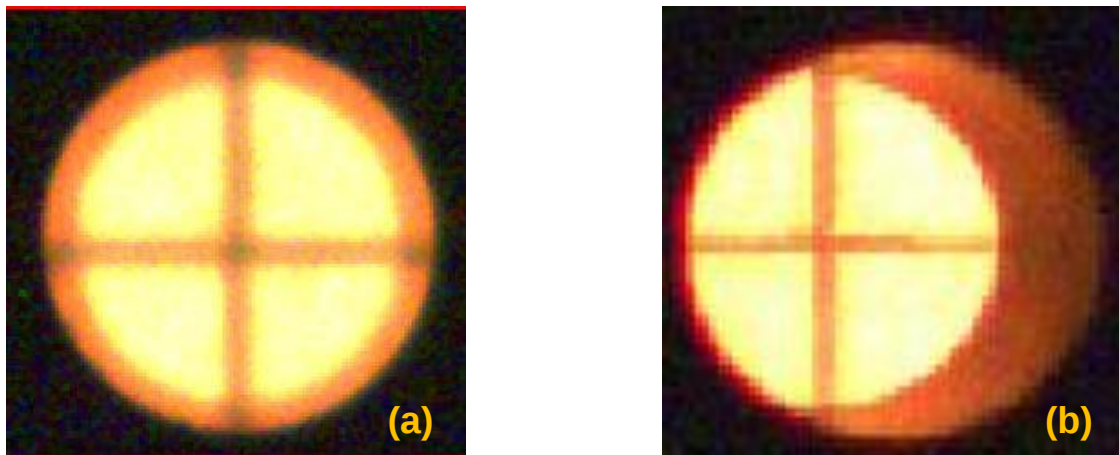


Figure II-25. (a) Collimateur bien centré, aligné avec l'aide de la caméra et (b) collimateur décentré, aligné visuellement.

La reproductibilité du positionnement de chaque collimateur a été évaluée au cours de deux séries de mesures réalisées à six mois d'intervalle. La charge mesurée à l'isocentre avec une chambre d'ionisation DAP a été relevée aux deux instants, après démontage et remontage du collimateur. Les résultats sont rapportés dans le Tableau II-6 ci-dessous.

Tableau II-6. Variation de la charge mesurée avec la chambre DAP à l'isocentre.

Diamètre du champ (mm)	Variation de la charge mesurée (%)
5	0.07
7.5	0.09
10	0.03
13	0.04
15	0.05

L'écart constaté est toujours inférieur à 0.1 %, démontrant une très bonne reproductibilité de repositionnement du collimateur.

II.3.4 Monitoring

Pour les collimations carrées définies avec les mâchoires, il n'a pas été possible d'utiliser les chambres moniteurs Mon1 et Mon2. Il n'est en effet pas possible de les positionner en bord de faisceau sans le perturber, le champ étant trop petit. Ainsi seule l'information du moniteur machine a été utilisée. Ce dernier étant moins stable et donc sujet à des incertitudes plus élevées, il convenait alors de réaliser un nombre plus important de mesures calorimétriques.

Dans le cas des collimateurs circulaires, la plaque sur laquelle est fixé le collimateur venant se glisser en aval de la sortie de la tête de l'accélérateur, l'information des moniteurs externes Mon1 et Mon2 est toujours utilisable.

II.4 Simulations Monte-Carlo de l'accélérateur TrueBeam en 6 MV FFF

II.4.1 Motivations

La métrologie de la dose s'applique à déterminer avec la plus grande exactitude possible les valeurs des grandeurs caractérisant le transfert et l'absorption d'énergie dans les milieux irradiés par un faisceau de rayonnement. Dans ce cadre, le calcul Monte-Carlo s'avère utile de par sa capacité à reproduire les processus physiques mis en jeu lors des interactions rayonnement-matière et apparaît d'autant plus intéressant pour obtenir des informations non accessibles à la mesure. En métrologie, il intervient essentiellement pour le calcul de facteurs de correction, généralement proches de l'unité, à appliquer aux valeurs expérimentales.

La qualité du modèle à fournir en entrée du calcul des dépôts d'énergie est cruciale pour obtenir *in fine* une information dosimétrique fiable. Souvent, pour des motifs de gestion du temps de calcul, la modélisation est séparée en deux phases : d'abord le transport du rayonnement dans la tête de l'accélérateur puis le calcul dit dosimétrique au sein des dispositifs de mesure. La première phase donne lieu à l'enregistrement d'un fichier d'espace des phases (« Phase Space Files » : PSF en anglais) qui est ensuite utilisé comme donnée d'entrée de la seconde phase. Le PSF contient l'ensemble des paramètres définissant l'état d'un certain nombre de particules du

faisceau lorsqu'elles traversent un plan de référence donné.

Quelques fichiers PSF provenant de différents codes Monte-Carlo sont disponibles gratuitement au sein de la communauté scientifique [101]. Dans le cas de fichiers fournis par les fabricants, le plan d'enregistrement se situe en général après la collimation primaire fixe et servent ensuite de point d'entrée à la simulation Monte-Carlo de la traversée du faisceau incident dans la partie mobile du dispositif de conformation du champ d'irradiation et aux calculs des valeurs des grandeurs dosimétriques. Ces PSF ont cependant une taille limitée et supposent que toutes les machines d'un même type sont strictement équivalentes. Cette dernière assertion s'avère discutable, en particulier pour une utilisation avec des petits champs, à savoir inférieurs à $1 \times 1 \text{ cm}^2$, en raison du phénomène de dérive de la taille de la source et du phénomène d'occlusion partielle de la source de photons [71,102–104].

C'est pour palier en grande partie ces difficultés qu'il a été fait le choix de créer notre propre modélisation de l'accélérateur TrueBeam à l'aide du code EGSnrc (version 2019a) [105]. Le choix de ce code est lié à son utilisation depuis plusieurs décennies d'une part au sein du LNHB [106], et d'autre part dans la communauté de la physique des rayonnements traitant du transport des photons, électrons et positons, entraînant de constantes corrections et améliorations dans les différentes versions régulièrement réactualisées [107].

II.4.2 Présentation générale du code EGSnrc

Le code EGSnrc est une boîte à outils logicielle permettant d'effectuer une simulation par la méthode Monte-Carlo du transport des rayonnements ionisants dans la matière. Il se présente comme historiquement le premier code utilisé dans le domaine de la physique médicale dès les années 1980 grâce à son adaptabilité, son exactitude dans les données obtenues et les améliorations et corrections apportées suite aux informations recueillies auprès des différents utilisateurs. Il modélise la propagation des photons, électrons et positons avec des énergies cinétiques comprises entre 1 keV et 10 GeV dans des matériaux homogènes. Développé à l'origine au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) dans les années 1970 sous le nom d'EGS3 (Electron Gamma Shower), il a été révisé intégralement au sein de l'organisme fédéral de recherche Canadien du National Research Council Canada (NRCC) pour aboutir au code EGSnrc apparu en 2000. Soutenu également par une grande communauté d'utilisateurs actifs, le code EGSnrc est aujourd'hui largement éprouvé et bénéficie de mises à jour annuelles.

Dans le détail, EGSnrc est distribué avec un ensemble de programmes écrits en Mortran3 (langage spécifique au code EGS originel) ou en C++, permettant d'avoir accès au calcul de différentes grandeurs d'intérêt, comme la dose absorbée, la fluence ou les pouvoirs de ralentissement. Une vue d'ensemble des programmes présents dans la distribution du code dans sa version 2019a est présentée en Figure II-26.

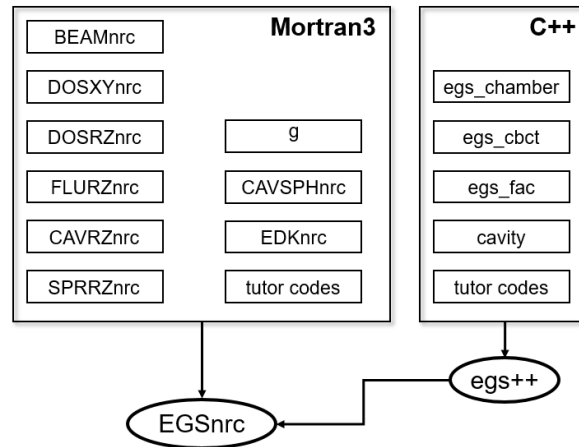


Figure II-26. Vue d'ensemble des programmes disponibles dans EGSnrc (version 2019a).

En particulier, les programmes BEAMnrc, DOSXYnrc, DOSRZnrc, et SPRRZnrc ont été utilisés au cours de ce travail de thèse. Une description succincte en est donnée ci-dessous.

- BEAMnrc : permet la modélisation du fonctionnement de la partie terminale de la tête d'irradiation d'un accélérateur y compris en mode dynamique ;
- DOSXYZnrc : associé à BEAMnrc, il calcule la distribution de dose absorbée en trois dimensions dans des fantômes voxelisés, définis à partir soit d'un jeu d'images ou de fantômes numériques simplifiés ;
- DOSRZnrc et SPRRZnrc : calculent respectivement pour une géométrie cylindrique la dose et le kerma, et le rapport des pouvoirs de ralentissement massique pour différents matériaux choisis par l'utilisateur.

L'utilisation de l'un de ces programmes est conditionnée au renseignement de quatre types de fichiers d'entrée :

- 1- Le fichier de la géométrie de la source, fournissant l'ensemble des éléments de la tête de l'accélérateur médical à simuler (voir Section II.4.4). Il est créé à partir du programme BEAMnrc, qui segmente chaque élément de la tête de l'accélérateur en sous-régions appelées « Component Modules » (CM) indépendants, avec des types prédéfinis de modules à disposition. Les caractéristiques détaillées de chaque CM en termes de dimension et de conformation (forme/composition) sont renseignées dans ce fichier. Il inclut la description des matériaux, des paramètres physiques de transport des particules et des éventuelles techniques de réduction de variance ;
- 2- Le fichier de sections efficaces des matériaux composant la source ;
- 3- Le fichier de lancement, propre au programme qui souhaite être utilisé (DOSXYnrc, DOSRZnrc, ou SPRRZnrc), et qui renseigne les paramètres du calcul dosimétrique (géométrie de détection et de son environnement, ainsi que les paramètres de transport liés au calcul de la grandeur souhaitée) ;

- 4- Le fichier de sections efficaces des matériaux entrant en jeu dans le calcul dosimétrique.

II.4.3 Géométrie de l'accélérateur

La géométrie des éléments constituant la tête de l'accélérateur médical TrueBeam en faisceau 6 MV FFF a été modélisée de façon détaillée au moyen des CM disponibles dans le programme BEAMnrc à partir des données fournies par le constructeur Varian. Cette connaissance détaillée de tous les éléments a été rendue possible grâce à la signature d'un accord spécifique de non-divulgaration entre le LNHB et la société Varian.

Le mode FFF a été modélisé à partir d'une géométrie de la tête de l'accélérateur avec filtre égalisateur réalisée antérieurement au LNHB. Le filtre égalisateur a été remplacé par une plaque en laiton de 0.8 mm d'épaisseur, permettant de filtrer les électrons de contamination et d'atténuer les photons de basses énergies. La collimation a été adaptée à une utilisation en petits champs, au travers d'une modification de l'ouverture des mâchoires, et de l'ajout de collimateurs additionnels en sortie de tête de l'accélérateur. Une représentation en deux dimensions du modèle numérique avec l'outil graphique *beamnrc_gui* est présentée en Figure II-27.

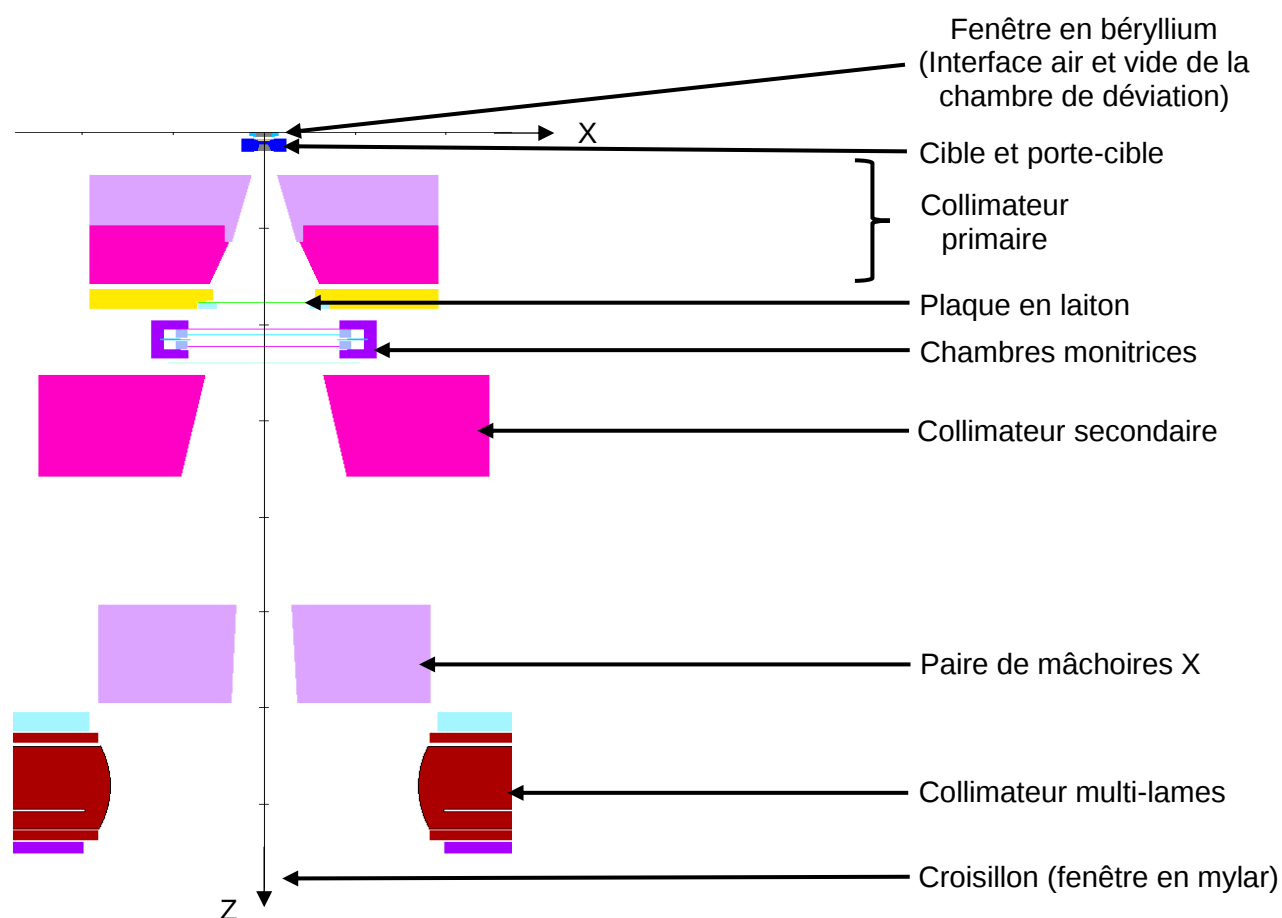


Figure II-27. Illustration des éléments constituant le modèle de la géométrie de la tête de l'accélérateur TrueBeam pour un faisceau de 6 MV FFF (coupe selon le plan XZ). Le vide et l'air sont de couleur blanche.

II.4.3.1 Paires de mâchoires

Les mâchoires X et Y ont été modélisées avec le module géométrique CM dédié JAWS illustré sur la Figure II-28 avec l'exemple de la paire de mâchoires Y. La modification des coordonnées des points 1 et 2 influence principalement les épaulements des profils de dose tandis que les points 3 et 4 les queues de profils.

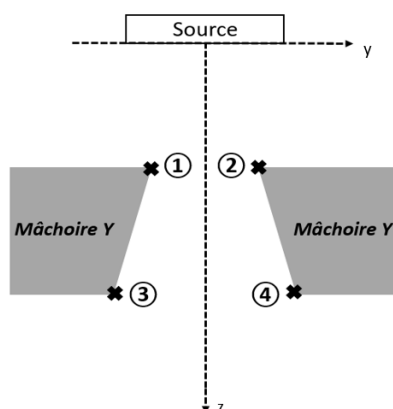


Figure II-28. Coordonnées front (1/2) et back (3/4) « opening » dans le module JAWS permettant de définir l'ouverture des mâchoires selon la taille de champ désirée, illustration avec la paire de mâchoires Y.

II.4.3.2 Collimateurs circulaires

Pour les collimateurs additionnels en alliage à base de Tungstène, la composition et la masse volumique communiquées par l'entreprise en charge de l'usinage ont été prises en compte dans les simulations, permettant une description rigoureuse de leurs caractéristiques physiques pour la génération du fichier de sections efficaces. Le Tableau II-7 ci-dessous résume les principales caractéristiques de l'alliage utilisé.

Tableau II-7. Composition chimique et masse volumique de l'alliage utilisé pour les collimateurs.

Élément chimique	Fraction massique (%)	Masse volumique (g cm^{-3})
W	0.9652	18.46
Fe	0.0116	
Co	0.0116	
Ni	0.0116	

Pour les modéliser, le module géométrique CM de type CONS3R a été utilisé afin de rendre compte de l'ouverture conique de chaque collimateur. Il est conçu pour simuler des structures cylindriques qui peuvent être décrites à l'aide d'une série de points (Z, R) en rotation autour de l'axe Z. Une taille de champ mâchoires de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ a été réalisée et gardée constante pour tous les collimateurs, avec le MLC en position rétractée. Cette taille de champ ayant été fixée suffisamment grande pour ne pas masquer l'ouverture du collimateur le plus grand (15 mm de diamètre). Deux rayons d'ouverture R_1 et R_2 respectivement en entrée et en sortie sont ajustables, l'ouverture

en entrée modifiant principalement la forme de l'épaule des profils tandis que l'ouverture en sortie influence la forme des queues de profils.

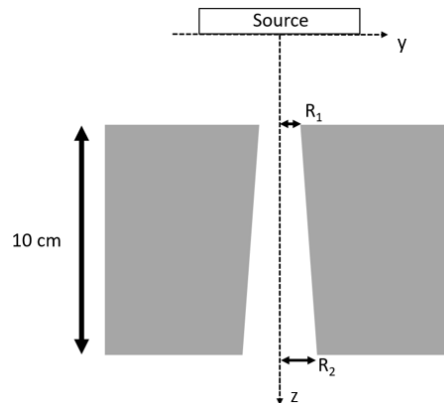


Figure II-29. Illustration de la création du collimateur circulaire avec le module CONS3R.

II.4.4 Gestion du terme source

A l'inverse de la création et de l'utilisation de fichiers PSF, il a été décidé d'utiliser une bibliothèque dynamique de la géométrie BEAMnrc de la tête de l'accélérateur TrueBeam pour le calcul dosimétrique. Il est en effet difficile d'estimer à l'avance la taille du PSF adéquate à la configuration géométrique et la grandeur dosimétrique d'intérêt afin d'obtenir l'incertitude statistique désirée, à savoir de l'ordre du pour mille pour nos besoins métrologiques. Afin de palier une éventuelle taille de PSF trop petit, le choix a été fait d'utiliser une méthode plus robuste qui permet d'utiliser autant de particules initiales que nécessaire, malgré l'augmentation potentielle de la durée globale d'une série de calculs effectués pour les différentes géométries à étudier. Chaque modèle (à raison d'un modèle par taille de champ définie par les mâchoires et les collimateurs circulaires, soit onze au total) a ainsi été compilé sous la forme d'une bibliothèque partagée afin d'être utilisée lors d'une étape ultérieure de calcul de la grandeur désirée, par exemple la dose absorbée (paramètre ISOURC = 23). Le transport des particules dans les différents composants de la tête de l'accélérateur, puis le dépôt de dose absorbée, ont été réalisés lors d'un seul et même calcul.

II.4.5 Techniques de réduction de variance

La complexité du suivi des particules dans les différentes régions de la géométrie par calcul Monte-Carlo a le défaut de fournir un résultat qui converge lentement, l'incertitude statistique associée variant selon la relation $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre de particules primaires simulées. Les calculs ont systématiquement été effectués en parallèle sur un cluster constitué de processeurs 20 cœurs basés sur une architecture 64 bits, avec un nombre de processus de calculs utilisés en parallèle variant entre 80 et 160 cœurs.

Afin d'accélérer la rapidité de convergence du calcul, il est d'usage d'utiliser des techniques dites de réduction de variance. Deux techniques ont ici été utilisées lors de la simulation de la tête de l'accélérateur TrueBeam (terme source) : le splitting orienté

des photons issus du rayonnement de freinage (ou *Bremsstrahlung*) et le Range Rejection.

II.4.5.1 Directional Bremsstrahlung Splitting (DBS)

En préambule, même si le libellé de cette fonctionnalité semble simple à interpréter, à savoir le splitting orienté selon la direction d'émission des photons issus de l'effet *Bremsstrahlung*, cet algorithme est en fait bien plus complexe dans les différents processus qu'il peut être amené à effectuer, selon que l'utilisateur active ou non différentes options.

Par défaut, DBS vise à accroître l'efficacité du calcul de la fluence photonique dans le champ d'irradiation tout en créant une population restreinte d'électrons secondaires. En résumant son mode d'action sur différents types d'interactions (*Bremsstrahlung*, Compton, annihilation, paire, photoélectrique et de fluorescence), DBS a pour objectif de favoriser l'émission des photons dans un angle solide donné. Il vise ainsi à ce que tous les photons présents dans un champ circulaire à définir où est opéré le splitting (chaque photon étant subdivisé en *NBR SPL* photons) aient un poids statistique faible, à savoir un poids égal à $1/NBR SPL$, et ceux localisés à l'extérieur un poids égal à l'unité. Ce champ d'intérêt est défini par les paramètres splitting field radius (*FS*) et la distance entre la source et le plan de référence désiré (*SSD*). Les développeurs du code ont constaté que pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, un rayon *FS* de 10 cm est suffisamment grand sans diminuer significativement l'efficacité en termes de temps de calcul. Dans notre étude portant sur les petits champs, le choix a été fait de fixer la valeur du paramètre *FS* égale à 5 cm, en lien avec la taille d'ouverture des mâchoires avec les collimateurs additionnels fixée à $3 \times 3 \text{ cm}^2$. La valeur du nombre de splitting *NBR SPL* a quant à elle été choisie à 1000 afin d'obtenir le maximum d'efficacité avec l'utilisation en parallèle du splitting des électrons [108].

Comme le nombre d'électrons atteignant la zone d'intérêt est faible, DBS dispose d'outils complémentaires permettant d'en accroître le nombre. Les concepteurs partent du constat que les électrons primaires initiaux et ceux créés dans la partie la plus éloignée de la sortie de la tête, comme dans la cible ou le collimateur primaire, n'ont que peu de chance de parvenir à la zone d'intérêt. Mais ceux issus de la partie supérieure (côté cible) du filtre égalisateur et des mâchoires ont une chance assez importante d'y parvenir.

En activant le splitting des électrons, l'utilisateur doit définir deux plans perpendiculaires à l'axe central du faisceau : un plan de splitting et un plan de roulette russe, ce dernier étant au-dessus du précédent (côté cible). Dans notre étude, ils correspondent respectivement aux faces inférieure et supérieure de la plaque en laiton localisée dans le carrousel de l'accélérateur TrueBeam. Les électrons de poids fort sont splittés au niveau du plan de splitting d'un facteur *NBR SPL* tandis que le franchissement du plan de roulette russe amène des modifications dans le traitement par l'algorithme DBS des interactions de type Compton, effet de paires, photoélectrique afin d'accroître la production d'électrons de poids faible [109].

De plus, la possibilité de redistribuer radialement les électrons autour de l'axe central du faisceau a été activée. Cette option permet d'améliorer la distribution spatiale des électrons lorsque la géométrie en amont de ce plan dispose d'une symétrie circulaire, ce qui est le cas avec la géométrie du TrueBeam.

II.4.5.2 Range Rejection (RR)

La technique de la Range Rejection (RR) est utilisée pour réduire le temps de calcul consacré à la simulation, mais son utilisation peut introduire des approximations car en éliminant l'histoire d'une particule chargée et en déposant localement son énergie, elle suppose que tout photon de *Bremsstrahlung* qui aurait pu être créé par cette particule ne quitte pas la région en question.

Si la Range Rejection des particules chargées est utilisée, l'histoire de la particule est terminée lorsque la distance à parcourir est réduite à tel point qu'elle ne lui permet pas 1- de s'échapper de la région où elle se trouve ; ou 2- d'atteindre la région d'intérêt. Cette condition est validée si la distance de transport résiduelle à l'énergie de coupure des électrons est inférieure à *DNEAR* (distance minimale entre la particule et la surface la plus proche délimitant la frontière de la région considérée). Dans BEAMnrc, l'histoire de la particule est terminée uniquement si son énergie est inférieure à une énergie seuil prédéfinie *ESAVE*, ce qui minimise la possibilité de ne pas créer de photons *Bremsstrahlung* secondaires qui pourraient s'échapper de la région. Dans notre étude, la valeur de *ESAVE* a été mise égale à 2 MeV (énergie incluant la masse au repos de l'électron) dans tous les modules CM de la géométrie de l'accélérateur.

De plus, comme DBS est activée avec l'option du splitting des électrons et que RR est utilisée, le schéma ARR (Augmented Range Rejection) a été utilisé. Il s'agit d'une technique qui est plus efficace pour réduire le temps de calcul que le schéma RR standard décrit précédemment. Globalement, l'ARR est identique au schéma RR standard, à l'exception près que toutes les particules chargées de poids faible, c'est-à-dire qui ont été « splittées » par DBS, ne pouvant pas s'échapper d'une région donnée et dont l'énergie est supérieure à *ESAVE* sont soumises à la roulette russe. L'ARR prend correctement en compte la génération du *Bremsstrahlung*, puisque les particules chargées qui survivent à la roulette russe et dont le poids est augmenté d'un facteur *NBR SPL* ont encore une chance de créer des événements de ce type.

II.4.6 Paramètres de transport

Le code EGSnrc offre à l'utilisateur une grande latitude sur le choix des paramètres de la simulation régissant la physique du transport des particules. Le détail des valeurs des paramètres de transport des particules utilisés pour le terme source est présenté dans le Tableau II-8 suivant.

Tableau II-8. Paramètres physiques de transport des particules dans les différents composants de la tête de l'accélérateur (terme source).

Paramètre	Valeur
Global ECUT (MeV)	0.700
Global PCUT (MeV)	0.010
Global SMAX (cm)	1e10
ESTEPE	0.25
XIMAX	0.5
Boundary crossing algorithm	EXACT
Electron-step algorithm	PRESTA-II
Spin effects	On
Brems angular sampling	KM
Brem cross sections	BH
Bound Compton scattering	On
Compton cross sections	default
Pair angular sampling	KM
Pair cross sections	BH
Photoelectron angular sampling	On
Rayleigh scattering	Off
Atomic relaxations	EADL
Electron Impact Ionization	Off
Photon cross sections	xcom

Une description succincte de chacun de ces paramètres est rapportée en Annexe 1.

II.4.7 Etape d'ajustement du faisceau 6 MV FFF

II.4.7.1 Recherche des paramètres physiques des électrons initiaux en champ 10 x 10 cm²

Lors des simulations Monte-Carlo, les électrons en sortie de la chambre de déviation jouent le rôle de particules primaires initiales. Les caractéristiques du faisceau d'électrons initiaux, à savoir : 1 - l'énergie cinétique moyenne ; 2 - la dispersion en énergie ; et 3 - les dimensions de la tâche focale en X et Y (correspondant à la zone d'impact des électrons avec la cible) ne sont pas aisément accessibles expérimentalement. La première étape consiste à les ajuster par une méthode d'essais-erreurs successifs afin de minimiser les différences constatées entre les données calculées et expérimentales, déterminées dans un fantôme d'eau de 30 x 30 x 30 cm³, afin de valider le modèle de la tête de l'accélérateur. Ces quatre paramètres sont ajustables indépendamment les uns des autres, et la distribution en énergie a été assimilée à une distribution gaussienne. Concrètement, l'énergie moyenne et la dispersion en énergie des électrons initiaux sont adaptées en se calant sur le rendement en profondeur (position du maximum de dose et atténuation en profondeur), tandis que le diamètre de la tâche focale est directement lié aux zones de pénombre (zones de fort gradient) des profils de dose. Une analyse utilisant comme critère de sélection un gamma-index global a été employée dans le cadre de ce travail, avec des critères d'acceptabilité stricts de 0.5 %/0.5 mm, conformément à nos attentes métrologiques.

Une première étape d'ajustement a été réalisée dans le faisceau de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ afin de déterminer les valeurs de ces quatre paramètres. Dans ce but, les profils de dose ont été mesurés avec une chambre PTW Semiflex 31010 et un pas de 5 mm dans le fantôme d'eau. Le rendement en profondeur a été acquis dans les mêmes conditions et a été corrigé du phénomène de recombinaison, avec un premier point de mesure à 15 mm de profondeur au regard de la proximité avec la paroi de la cuve (pour rappel, les mesures sont réalisées en configuration d'étalonnage, avec le bras à 90°). Le programme DOSXYZnrc a été utilisé pour les calculs de la dose absorbée dans le fantôme d'eau avec une incertitude statistique meilleure que 0.4 % sur l'axe central avec les dimensions du volume de détection adaptées au volume sensible de la chambre d'ionisation. Les profils et rendements en profondeur « optimaux » simulés et mesurés après ajustement, avec les résultats du gamma-index, sont rapportés en Figure II-30. Il est à noter que les distributions de dose simulées, assimilées aux distributions de dose à évaluer, ont été ré-échantillonnées avec un pas de 0.1 mm, pour être cohérent avec le critère de distance de 0.5 mm retenu pour l'analyse par gamma-index.

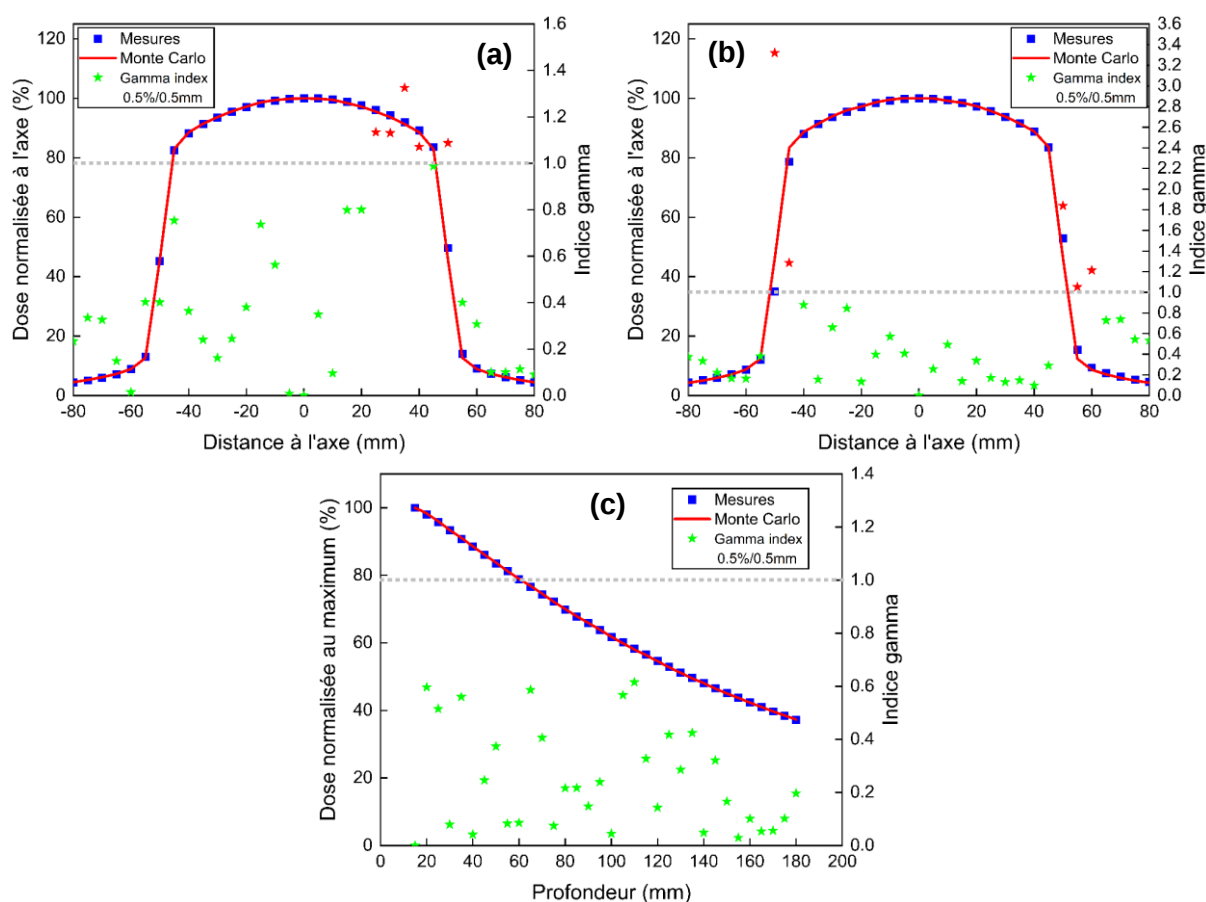


Figure II-30. Profils horizontaux (a), verticaux (b), rendements en profondeur (c) simulés et mesurés pour le champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et calcul du gamma-index associé. Les points ne satisfaisant pas les critères d'acceptation sont présentés en rouge.

Un très bon accord entre les données calculées et mesurées est à signaler, les principales différences se situant dans les zones de pénombre. Ce constat n'est

cependant pas étonnant car il s'agit de zones à forts gradients de dose. Le taux de réussite du gamma-index est rapporté dans le Tableau II-9 ci-dessous.

Tableau II-9. Taux de réussite du gamma-index pour le champ 10 x 10 cm².

Taux de réussite gamma-index 0.5 %/0.5 mm (%)		
Profil horizontal	Profil vertical	Rendement en profondeur
84.8	84.8	100

Une visualisation du spectre énergétique et des caractéristiques physiques finales retenues pour le faisceau d'électrons initial sont présentées en Figure II-31 et dans le Tableau II-10.

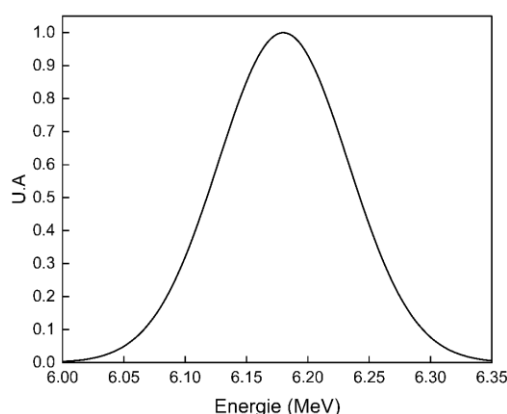


Figure II-31. Spectre énergétique du faisceau d'électrons initial.

Tableau II-10. Caractéristiques retenues pour le faisceau d'électrons initial en amont de la tête de l'accélérateur.

Energie moyenne (MeV)	Ecart-type (MeV)	FWHM X (mm)	FWHM Y (mm)
6.18	0.053	1.30	1.30

Ces quatre paramètres ont ensuite été conservés à l'identique pour les onze configurations de petits champs étudiées, les caractéristiques des électrons initiaux en sortie de cible étant censés être indépendants de la collimation en aval (mâchoires ou collimateurs additionnels). L'ajustement se fera par l'intermédiaire des dimensions internes du système de collimation.

II.4.7.2 Ajustement en petits champs

II.4.7.2.1 Champs circulaires

Pour chacun des collimateurs, les rayons R_1 et R_2 en entrée et sortie du collimateur (voir Figure II-29) ont été choisis dans la simulation à partir des mesures du contrôle de qualité réalisé après usinage du collimateur. Des mesures de rendements en profondeur et de profils de dose réalisées avec un détecteur microdiamant PTW 60019 ont été confrontées à la simulation, réalisée avec le programme DOSRZnrc. Ce

programme permet de s'adapter au plus près de la forme circulaire du champ d'irradiation issu de la collimation circulaire additionnelle, avec un modèle géométrique fondé sur l'emploi de surfaces planes parallèles perpendiculairement par des cylindres concentriques. La dose a été enregistrée dans des voxels cylindriques de 3 mm d'épaisseur dont la surface est identique au microdiamant (disque de 2.2 mm de diamètre) [110]. Pour être en accord avec le profil radial fourni en sortie de la simulation, les profils mesurés ont été symétrisés (gauche-droite) et moyennés dans les deux directions (horizontal-vertical) avant l'analyse par gamma-index. La bonne connaissance des dimensions, de la géométrie et de la composition des collimateurs a permis un ajustement rapide pour l'ensemble des collimateurs. De la même façon que dans la Section II.4.7.1, une analyse utilisant comme critère de sélection un gamma-index global 0.5 %/0.5 mm a été effectuée. Les profils et rendements en profondeur simulés et mesurés, avec les résultats de l'analyse gamma, sont reportés en Figures II-32 et II-33 pour respectivement pour les champs de 5 mm et 15 mm de diamètre. Comme précédemment, les distributions de dose simulées, assimilées aux distributions de dose à évaluer, ont été ré-échantillonnées avec un pas de 0.1 mm, pour être cohérent avec le critère de distance de 0.5 mm retenu pour l'analyse par gamma-index.

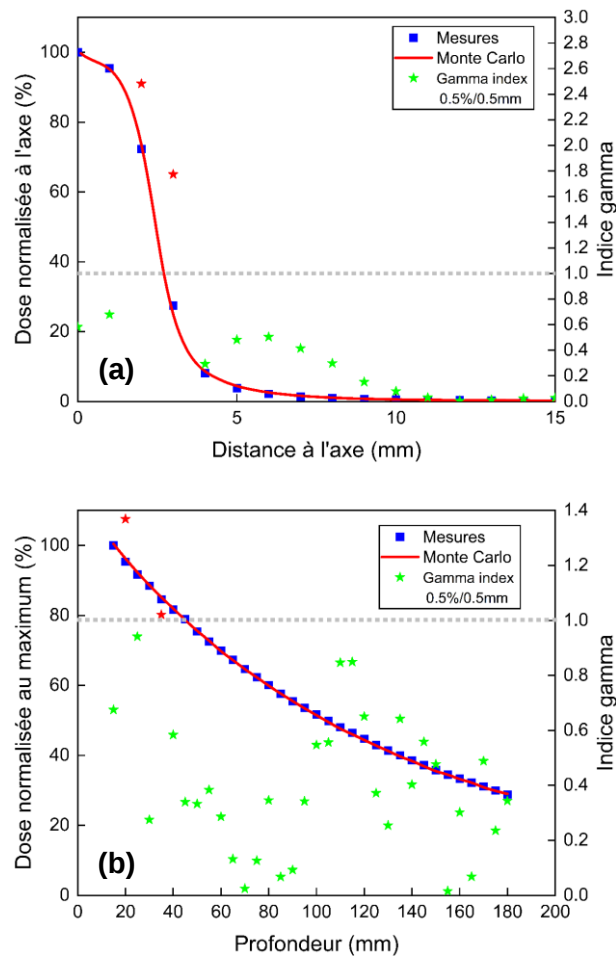


Figure II-32. Profils radial (a), et rendements en profondeur (b) simulés et mesurés pour le champ de 5 mm de diamètre et calcul de gamma-index associé. Les points ne satisfaisant pas les critères d'acceptation sont présentés en rouge.

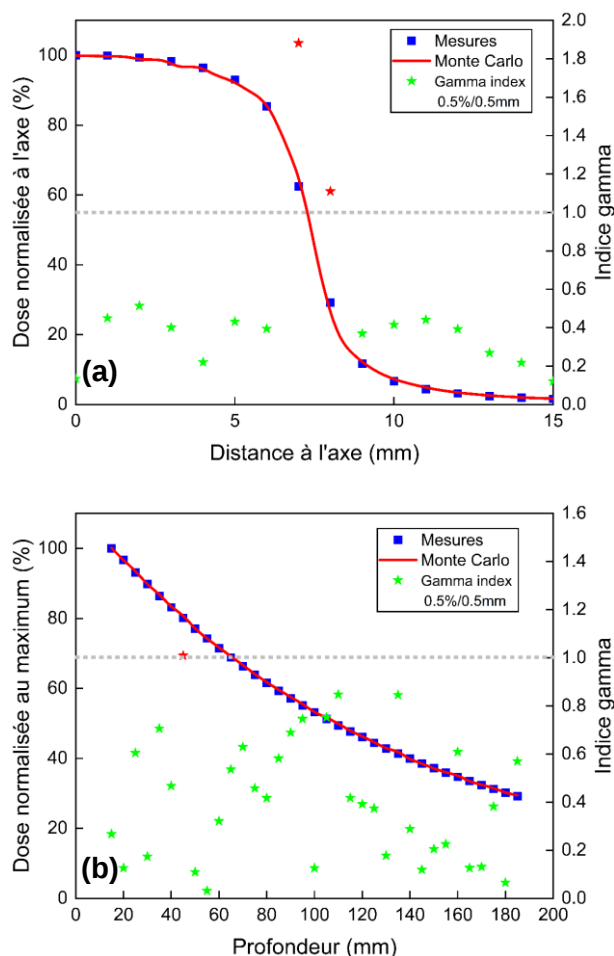


Figure II-33. Profils radial (a), et rendements en profondeur (b) simulés et mesurés pour le champ de 15 mm de diamètre et calcul de gamma-index associé. Les points ne satisfaisant pas les critères d'acceptation sont présentés en rouge.

Comme précédemment, un très bon accord entre les données mesurées et simulées est constaté. Ainsi, seul un très petit nombre de points de mesure conduit à quelques valeurs de gamma-index supérieures à 1 au niveau des plus forts gradients de dose.

II.4.7.2.2 Champs carrés

Contrairement aux collimateurs circulaires garantissant une taille de champ fixe et pérenne sous réserve d'un bon repositionnement, les mâchoires sont connues pour présenter une variabilité dans leur repositionnement. Cette reproductibilité a donc dû être évaluée et prise en compte dans l'ajustement des modèles numériques de BEAMnrc. Pour se faire, la variation de la largeur à mi-hauteur (FWHM : Full-Width at Half Maximum) des profils mesurés en déplaçant les mâchoires entre deux mesures a été vérifiée en réalisant des acquisitions dites en ouverture et en fermeture avec le détecteur microdiamant. En pratique, la taille de champ désirée est réalisée en partant de la plus petite taille de champ possible avec les mâchoires : $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ (configuration appelée « IN »), ou au contraire en partant de la plus grande taille de champ programmable : $40 \times 40 \text{ cm}^2$ (configuration « OUT »), afin d'atteindre la taille de champ souhaitée. Pour chaque taille de champ, cinq

mouvements en IN et cinq mouvements en OUT sont exécutés et un profil de dose horizontal et vertical systématiquement acquis. Cela a permis de disposer de vingt profils par taille de champ¹⁵, suffisamment représentatifs pour une évaluation fiable de la reproductibilité du mouvement d'ouverture des mâchoires. Les résultats sont présentés en Figure II-34 avec la largeur à mi-hauteur calculée normalisée à la moyenne en fonction de la configuration de la taille de champ étudiée.

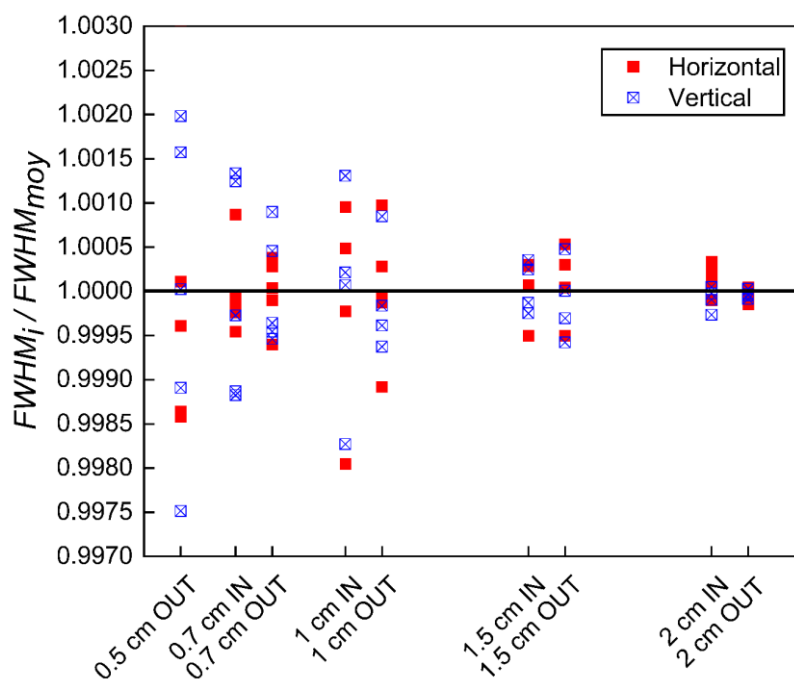


Figure II-34. Largeurs à mi-hauteur calculées à partir de la mesure de profils horizontaux et verticaux, normalisées par rapport à la moyenne de chaque configuration.

Une très bonne reproductibilité du positionnement des mâchoires est à signaler, avec une variation maximale de la largeur à mi-hauteur inférieure à 0.3 %. Comme attendu, l'impact est plus important pour les très petits champs, et la variabilité diminue à mesure que la taille de champ augmente. Pour des champs supérieurs à 1 cm de côté, la variation est inférieure à 0.1 %, en accord avec la littérature [111].

Afin d'évaluer l'impact dosimétrique de la variabilité de repositionnement, des mesures ponctuelles sur l'axe ont également été réalisées après chaque mouvement des mâchoires. Les mesures de charge ont comme précédemment été normalisées à la moyenne par configuration de la taille de champ. La synthèse de ces mesures est présentée en Figure II-35, où l'on retrouve une corrélation directe avec les mesures de largeurs à mi-hauteur avec des variations du même ordre de grandeur.

¹⁵ Excepté pour le plus petit champ de 5 mm où seule la configuration OUT a pu être explorée, avec la mesure de cinq profils horizontaux et cinq profils verticaux.

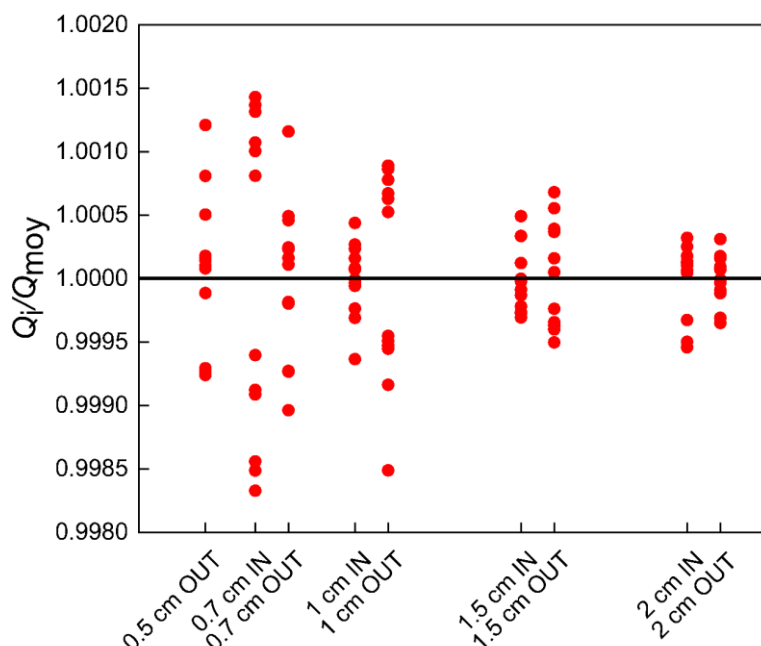


Figure II-35. Charges mesurées normalisées par rapport à la moyenne de chaque configuration.

L'ensemble de ces mesures pour les champs de 5 à 20 mm de côté a permis de disposer d'une base de données de profils robuste en vue de l'étape d'ajustement Monte-Carlo, permettant d'établir un profil moyen par taille de champ et direction, assimilé à un profil mesuré de référence. La mesure des rendements en profondeur pour les différentes mesures de tailles de champ n'a pas mis en évidence de variation, ne justifiant pas la réalisation de plusieurs mesures pour établir une base de données équivalente à celle des profils. Cela provient du fait que le spectre des électrons sur l'axe varie peu pour les petites tailles de champs [64].

L'ajustement a été réalisé de la plus grande (20 mm) à la plus petite taille de champ (5 mm) et consistait à jouer sur l'ouverture des mâchoires X et Y à partir des coordonnées des points *front* (1 et 2) et *back* (3 et 4) *opening* illustrés sur la Figure II-28 avec l'exemple de la paire de mâchoires Y. A noter que les mâchoires ont uniquement fait l'objet d'un mouvement de translation et non une rotation additionnelle par rapport à un point de fuite coïncidant avec le centre de la face d'entrée de la cible. Le programme DOSXYZnrc a été utilisé pour les calculs de la dose absorbée dans le fantôme d'eau, avec la dose enregistrée dans des voxels cubiques de $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$, considérant une surface équivalente identique au détecteur microdiamant (disque de 2.2 mm de diamètre). Les profils et rendements en profondeur simulés et mesurés, avec les résultats de l'analyse gamma 0.5 %/0.5 mm sont reportés en Figures II-36 et II-37 pour respectivement le plus petit et le plus grand champ de 5 et 20 mm de côté. Les distributions de dose simulées, assimilées aux distributions de dose à évaluer, ont été ré-échantillonnées avec un pas de 0.1 mm, pour être cohérent avec le critère de distance de 0.5 mm retenu pour l'analyse par gamma-index.

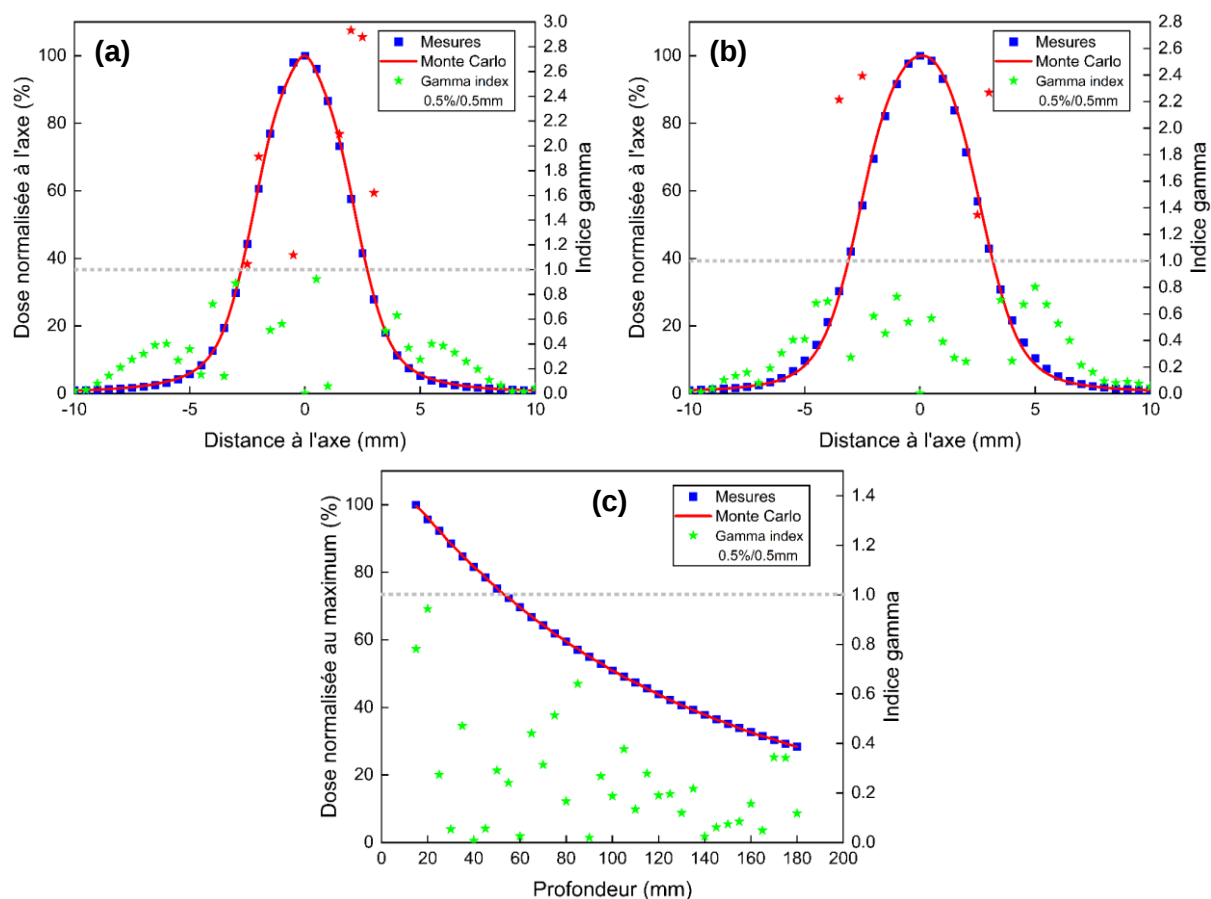
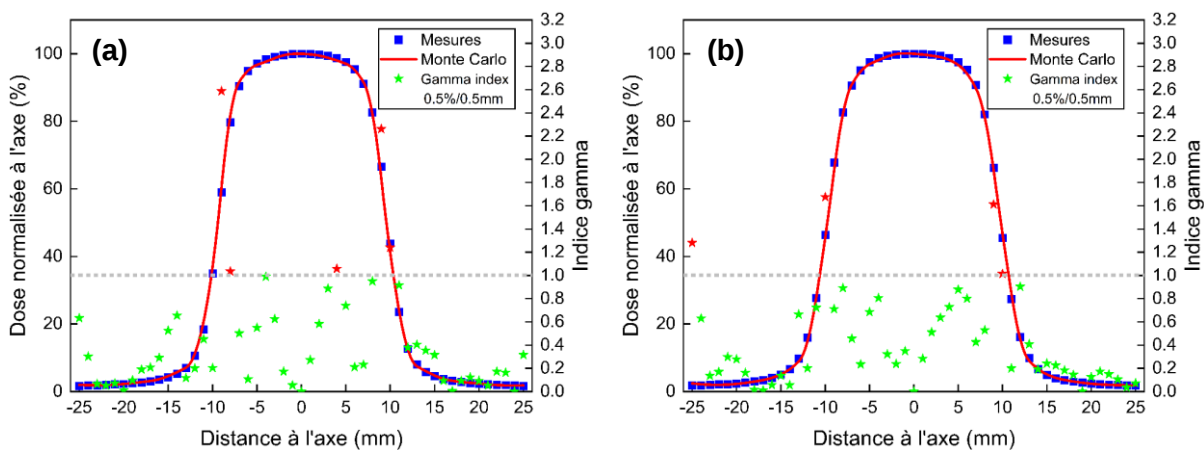


Figure II-36. Profils horizontaux (a), verticaux (b), rendements en profondeur (c) simulés et mesurés pour le champ de 5 mm de côté et calcul du gamma-index associé. Les points ne satisfaisant pas les critères d'acceptation sont présentés en rouge.



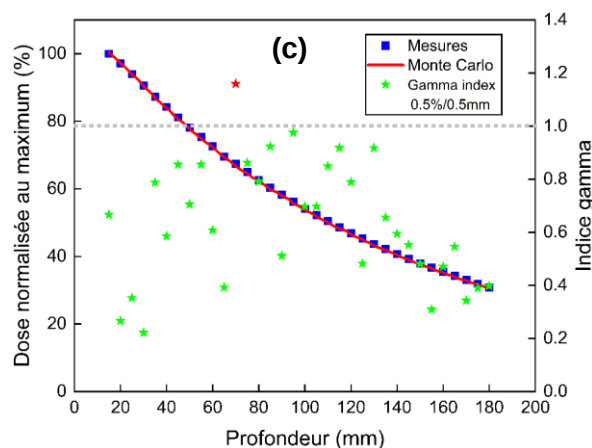


Figure II-37. Profils horizontaux (a), verticaux (b), rendements en profondeur (c) simulés et mesurés pour le champ de 20 mm de côté et calcul du gamma-index associé. Les points ne satisfaisant pas les critères d'acceptation sont présentés en rouge.

Encore une fois, on observe un très bon accord entre les données calculées et mesurées avec un très petit nombre de points de mesure conduisant à un gamma-index supérieur à 1 malgré des critères drastiques.

II.4.8 Synthèse

Au final, un modèle par taille et forme de champ pour le faisceau de 6 MV FFF a été créé, représentant au total onze configurations (six pour les champs carrés et cinq pour les champs circulaires). Le détail des évaluations par gamma-index 0.5 %/0.5 mm pour la validation de ces onze configurations est présenté dans les Tableaux II-11 et II-12 ci-après. Dans un souci de simplification, le taux de réussite de l'analyse gamma des champs définis par les mâchoires est ici rapporté à partir des profils moyennés dans les deux directions.

Tableau II-11. Taux de réussite de l'analyse par gamma-index 0.5 %/0.5 mm pour les rendements en profondeur et profils définis par les mâchoires.

Mâchoires		
Taille de champ (mm)	Profils moyennés dans les 2 directions	Rendement en profondeur
	Taux de réussite (%)	
5	86.6	100
7	85.5	97.1
10	85.3	100
13	90.3	97.1
15	93.9	97.1
20	91.2	97.1

Tableau II-12. Taux de réussite de l'analyse par gamma-index 0.5 %/0.5 mm pour les rendements en profondeur et profils définis par les collimateurs circulaires.

Collimateurs circulaires		
Taille de champ (mm)	Profil radial	Rendement en profondeur
	Taux de réussite (%)	
5	87.5	94.1
7.5	93.8	94.1
10	93.8	97.1
13	87.5	100
15	87.5	97.1

Pour les deux systèmes de collimation, les résultats de la comparaison entre les données mesurées et simulées sont très bons avec des taux de réussite systématiquement supérieurs à 85 %, les points ne satisfaisant l'analyse gamma se situant dans les zones de forts gradients. Dans le cas des rendements en profondeur, ce taux minimum monte même à 94 % des points qui satisfont l'analyse gamma. Cette validation en petits champs avec des critères robustes permet d'utiliser en toute confiance le calcul Monte-Carlo pour l'évaluation des facteurs de correction et notamment le facteur de transfert graphite-eau, primordial à l'établissement des références primaires en DAP_w .

II.5 Mesures

II.5.1 Mesures calorimétriques

Des séries de mesures calorimétriques en mode quasi-adiabatique ont été répétées sur plusieurs jours afin d'avoir une incertitude statistique suffisamment faible, avec un étalonnage électrique de l'absorbeur réalisé tous les six points de mesure. Ces mesures ont systématiquement été encadrées par deux séries ionométriques (appelées également TOP dans la suite de ce travail) en début et fin de journée, à raison de dix mesures par série. Elles ont été réalisées dans les mêmes conditions que les mesures calorimétriques, à savoir un temps d'irradiation de 120s. Le nombre de mesures calorimétriques effectuées, l'incertitude statistique, ainsi que l'élévation de température correspondante associée à chacun des champs d'irradiation étudiés sont présentés dans les Tableaux II-13 et II-14.

Tableau II-13. Bilan des mesures calorimétriques pour les champs circulaires.

Champs circulaires			
Taille de champ (mm)	Nombre de mesures calorimétriques	Elévation de température par mesure (mK)	s (%)
5	108	0.8	0.12
7.5	108	1.7	0.05
10	108	3.1	0.03
13	108	5.2	0.02
15	102	6.8	0.02

Tableau II-14. Bilan des mesures calorimétriques pour les champs carrés.

Champs carrés			
Taille de champ (mm)	Nombre de mesures calorimétriques	Elévation de température par mesure (mK)	s (%)
5	198	0.7	0.07
7	138	1.6	0.04
10	191	3.4	0.02
13	162	6.2	0.02
15	198	8.1	0.01
20	126	14.9	0.01

Les mesures d'élévation de température ΔT sont comprises entre 0.7 et 14.9 mK pour les différentes tailles et formes de champ considérées, avec une incertitude statistique comprise entre 0.01 et 0.12 %, diminuant à mesure que le ΔT mesuré augmente. L'influence du monitoring machine utilisé pour les champs mâchoires apparaît également ici, il a ainsi été nécessaire de quasiment doubler le nombre de mesures afin d'obtenir une incertitude comparable aux champs circulaires.

A titre illustratif, un exemple de courbe d'élévation de température issue d'une irradiation pour le plus petit (5 mm) et le plus grand champ circulaire (15 mm) est fourni sur la Figure II-38 ci-dessous. Les lignes de base avant et après irradiation sont parfaitement stables (pas de dérive), les fluctuations observées sont celles du calorimètre et de l'électronique (10-20 μ K). Le bruit lié à la mesure calorimétrique est visible pour la plus petite élévation de température.

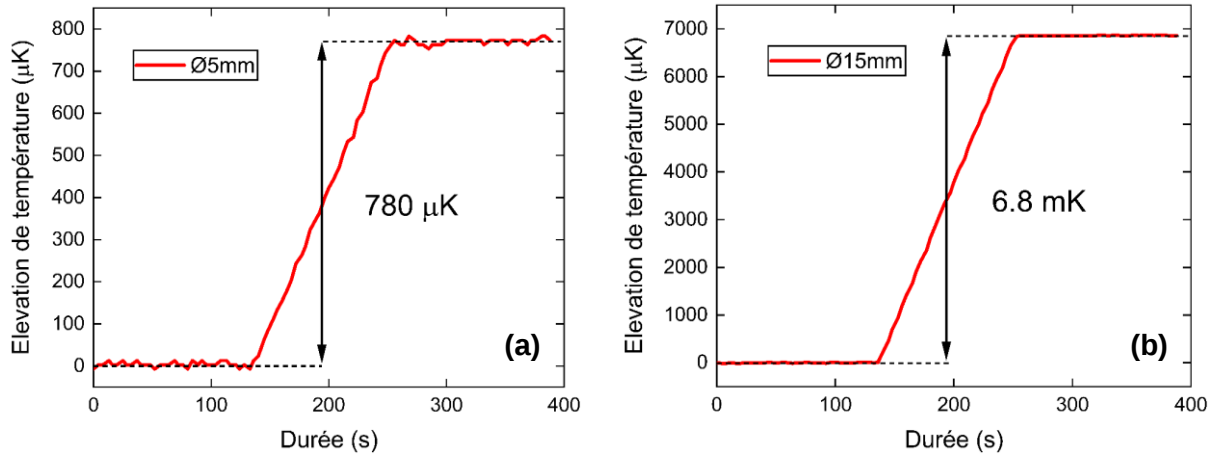


Figure II-38. Exemple de courbe d'élévation de température mesurée sous irradiation de 120 s pour les champs circulaires de 5 mm (a) et de 15 mm (b) de diamètre.

II.5.1.1 Facteur de transfert graphite-eau

Le calcul du facteur de transfert graphite-eau $[D_w(V_{abs})/D_{abs}]_{MC}$ permet de convertir la dose absorbée dans l'absorbeur graphite en dose absorbée dans l'eau. Il s'agit d'une étape incontournable pour finaliser l'établissement des références primaires obtenues à partir de la calorimétrie graphite. Le facteur a été calculé au moyen du programme DOSRZnrc, permettant de bénéficier de la symétrie cylindrique du calorimètre.

La dose D_{abs} est calculée dans l'absorbeur du calorimètre graphite GR11, modélisé en détails dans son fantôme graphite, disposé avec son centre géométrique à 100 cm de la source et à une profondeur de mesure de 10 g cm⁻² (voir Figure II-39). La dose $D_w(V_{abs})$ est calculée dans un volume de mêmes dimensions que l'absorbeur (15.00 mm de rayon et 2.92 mm d'épaisseur) et situé à une profondeur massique équivalente dans le fantôme d'eau (4 mm de PMMA + 96 mm d'eau). Les paramètres de transport du Tableau II-8 ont été considérés.

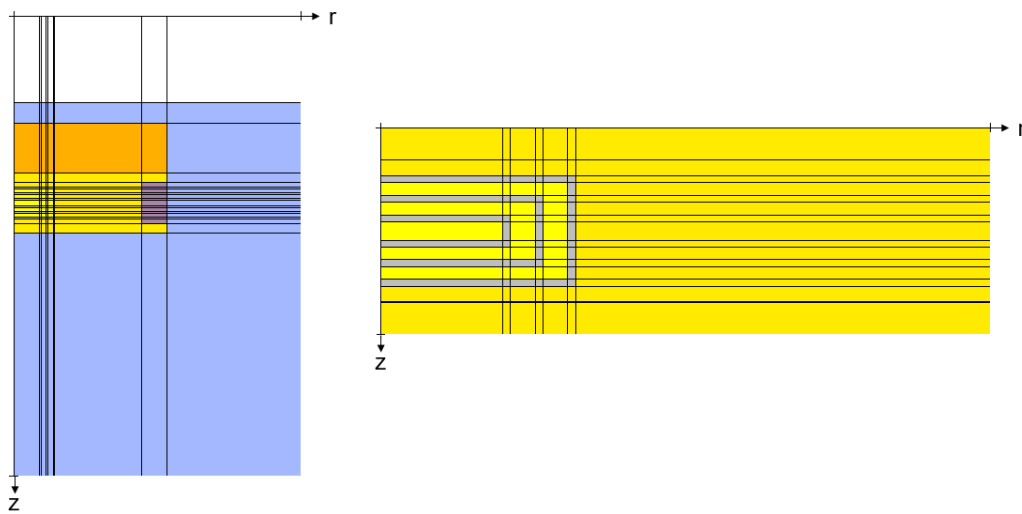


Figure II-39. Visualisation d'une coupe 2D du calorimètre GR11 dans son fantôme (à gauche) et zoom sur le calorimètre (à droite). Les éléments en graphite de différentes densités constituant le calorimètre et le fantôme sont représentés en bleu, jaune et orange. Les interstices de vide du calorimètre sont visibles sur la figure de droite en gris.

Les fichiers de sections efficaces des matériaux ont été générés à l'aide du programme PEGS4 grâce aux fichiers de correction de densité distribués avec la distribution EGSnrc. La masse volumique de l'eau a été fixée à 0.998 g cm^{-3} (correspondant à une température de 20°C) au regard du fichier de densité de l'eau mis à disposition dans PEGS4. La masse volumique cristalline du graphite (2.265 g cm^{-3}) pour déterminer la correction de densité pour les différentes masses volumiques de graphite présentes dans le calorimètre et son fantôme, ainsi que les potentiels moyens d'excitation du graphite et de l'eau ($I = 81 \text{ eV}$ et 78 eV respectivement) ont été pris en compte à partir des données actualisées du rapport ICRU 90 [112]. En complément, et afin de prendre en compte une recommandation émise en 2017 par le CCRI (Comité Consultatif pour les Rayonnements Ionisants) concernant l'adoption des sections efficaces re-normalisées pour l'effet photoélectrique, la table de sections efficaces photon « mcdx-xcom » a été utilisée pour les calculs réalisés. Une synthèse des données révisées dans l'ICRU 90 par rapport aux anciennes données de l'ICRU 37 [113] pour le calcul de paramètres physiques clés en dosimétrie est présentée dans le Tableau II-15.

Tableau II-15. Evolution des paramètres physiques entre l'ICRU 37 et l'ICRU 90.

Paramètre	ICRU 90 (2016)	ICRU 37 (1984)
I_{graphite}	81 eV	78 eV
I_{water}	78 eV	75 eV
Table de sections efficaces photoélectrique	mcdx-xcom	xcom
Calcul de l'effet de densité du graphite	Masse volumique cristalline (2.265 g cm^{-3})	Masse volumique apparente (1.85 g cm^{-3})

Les paramètres de transport pour le calcul Monte-Carlo sont présentés dans le Tableau II-16. Les énergies cinétiques de coupure photons et électrons (respectivement PCUT et ECUT) ont été fixées à 1 keV (PCUT = 0.001 MeV et ECUT = 0.512 MeV), pour tenir compte de l'intégration d'une grande partie de rayonnement diffusé dans l'approche DAP.

Tableau II-16. Paramètres physiques de transport des particules pour le calcul Monte-Carlo. Les paramètres non mentionnés sont identiques à ceux du Tableau II-8.

Paramètre	Valeur
Global ECUT (MeV)	0.512
Global PCUT (MeV)	0.001
Brem cross sections	NIST
Rayleigh scattering	On
Electron Impact Ionization	On
Photon cross sections	mcdx-xcom

Sauf mention contraire, ces paramètres de transport ont été utilisés pour l'ensemble des calculs Monte-Carlo réalisés par la suite. Il est également important de souligner qu'aucune technique de réduction de variance n'a été considérée dans les simulations des détecteurs et des fantômes graphite et eau.

Les résultats des simulations sont présentés sur la Figure II-40 et le Tableau II-17 en fonction de la surface nominale du champ¹⁶. L'incertitude-type de type B a été prise égale à 0.55 % [90], déterminée à partir des incertitudes liées à la modélisation du terme source, mais surtout à l'incertitude issue des tables de sections efficaces d'interactions connues pour être imparfaites aux basses énergies [114] et largement mises en jeu ici.

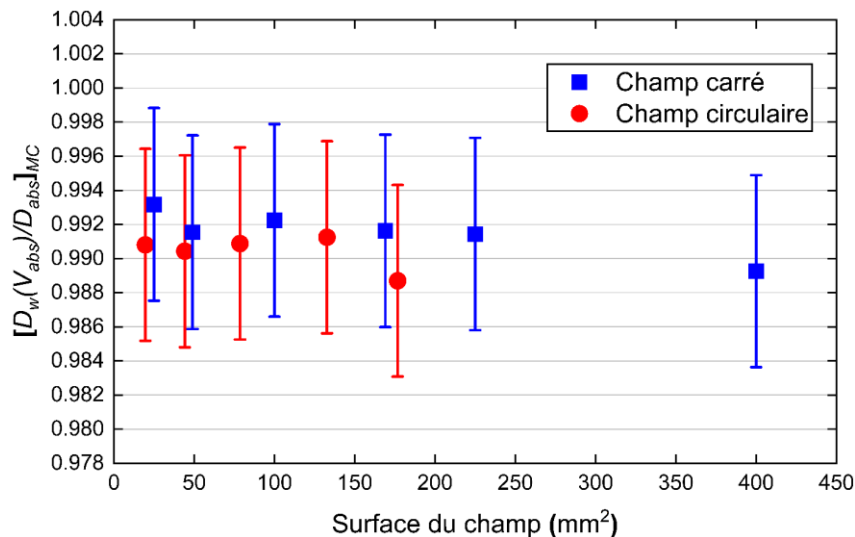


Figure II-40. Facteurs de transfert graphite-eau déterminés par simulations.

¹⁶ Par commodité les tailles et surfaces de champs nominales sont utilisées dans les tables et graphiques présentant les résultats relatifs aux références. Les tailles réelles de champ mesurées peuvent être légèrement différentes.

Tableau II-17. Facteurs de transfert graphite-eau pour l'ensemble des configurations déterminés par simulations.

Taille nominale de champ (mm) [surface (mm ²)]	$[D_w(V_{abs})/D_{abs}]_{MC}$	s (%)	u (%)
Champs circulaires			
5 [19.6]	0.9908	0.14	0.55
7.5 [44.2]	0.9904	0.14	0.55
10 [78.5]	0.9909	0.14	0.55
13 [132.7]	0.9912	0.14	0.55
15 [176.7]	0.9887	0.14	0.55
Champs carrés			
5 [25]	0.9932	0.14	0.55
7 [49]	0.9915	0.16	0.55
10 [100]	0.9922	0.14	0.55
13 [169]	0.9916	0.15	0.55
15 [225]	0.9914	0.14	0.55
20 [400]	0.9893	0.14	0.55

Il apparaît sur la Figure II-40 et dans le Tableau II-17 qu'aux incertitudes-types près, le facteur de transfert graphite-eau est constant avec la taille et la forme du champ. Il a cependant été fait le choix d'appliquer la valeur calculée pour chaque faisceau étudié.

II.5.1.2 Facteur de correction d'impuretés k_i

La correction k_i a été considérée ici comme négligeable d'un point de vue dosimétrique car les thermistances, l'extrémité des tubes de Kapton et la colle servant à les maintenir sont situées à la périphérie de l'absorbeur et ne se trouvent pas dans le faisceau direct. Elle a donc été prise égale à l'unité, avec une incertitude-type de 0.1 %.

II.5.2 Mesures ionométriques

II.5.2.1 Correction de polarité k_{pol}

La correction de polarité k_{pol} corrige d'un certain nombre d'effets physiques pouvant mener à une mesure de charge différente selon la polarité utilisée : l'éjection d'électrons de l'électrode centrale par interaction rayonnement-matière, de la différence de trajectoire des électrons rentrant dans la cavité due à la polarité du champ électrique (ils sont soit attirés vers le centre soit repoussés, ce qui a une incidence sur leur parcours et donc sur l'énergie totale perdue dans la cavité), et de leur différence de vitesse (accélérés ou freinés) le long de leur trajectoire en rentrant dans la cavité, qui perturbe le champ électrique et le volume effectif de collection.

La valeur correcte de la charge mesurée est supposée égale à la moyenne des valeurs absolues des charges mesurées aux tensions $-V$ et $+V$. Elle a été calculée pour les trois chambres DAP dans les conditions de référence dans le fantôme d'eau pour des tensions de ± 200 V et ± 100 V, et s'écrit :

$$k_{pol}(V) = \frac{|Q(-V)| + |Q(+V)|}{2 |Q(V)|} \quad (2.1)$$

Le détail de l'ensemble des k_{pol} calculés pour les trois chambres DAP et toutes les tailles de champ est donné en Annexe 2. Pour l'ensemble des champs, cette correction est comprise dans l'intervalle [0.99755 ; 0.99892].

II.5.2.2 Correction de recombinaison k_{rec}

La correction de recombinaison k_{rec} corrige de la collection incomplète des charges opposées créées dans la cavité. Elle se décline en deux termes : la recombinaison initiale qui a lieu entre les charges opposées créées dans la trace d'une même particule parente et, suite à la migration des charges en dehors des traces, la recombinaison générale ou en volume qui a lieu lors de la migration en sens opposés des charges positives et négatives sous l'influence du champ électrique. La recombinaison en volume est sensible à la dose par pulse contrairement à la recombinaison initiale. La recombinaison initiale ayant lieu dans la trace, elle n'est pas sensible au mode d'irradiation (pulsé ou continu). En revanche, la recombinaison en volume l'est. Ces deux effets dépendent de la géométrie de la chambre, notamment de l'épaisseur de la cavité d'air, et de la tension de polarisation appliquée.

Pour les faisceaux pulsés et une recombinaison suffisamment faible ($< 3\%$), il est recommandé [5] d'utiliser la méthode des deux tensions basée sur la théorie de Boag [115]. Cette méthode suppose une dépendance linéaire de $1/Q$ en fonction de $1/V$ pour les charges mesurées Q_1 et Q_2 aux deux tensions V_1 et V_2 , V_1 étant la tension nominale de fonctionnement de la chambre d'ionisation (+ 200 V).

Dans le cas de l'irradiation partielle d'une chambre plate, il convenait de s'assurer que la méthode des deux tensions était toujours applicable. Le nombre de paires $e^-/ions$ par unité de volume créées par le pulse avant migration entre les électrodes est le même en tout point du tube de force (les lignes de champ sont parallèles), ce qui permet d'utiliser la théorie de Boag. Un autre moyen de le vérifier serait d'utiliser le diagramme de Jaffé et d'extrapoler jusqu'à obtenir $1/Q_0$, où Q_0 est la charge totale créée dans la cavité de la chambre, afin de calculer la correction de recombinaison $k_{rec} = Q_0/Q$ et la comparer au k_{rec} déterminé par la méthode des deux tensions¹⁷.

La correction a ainsi été calculée pour les trois chambres DAP dans les conditions de référence dans le fantôme d'eau à partir de la méthode des deux tensions, en considérant $V_1/V_2 = 2$, où V_1 est la tension de fonctionnement (+ 200 V) et

¹⁷ Ce calcul a été effectué et donne bien des résultats similaires à la méthode des deux tensions (non présenté ici).

$V_2 = + 100$ V. Comme la théorie de Boag ne tient pas compte de la polarité de la chambre d'ionisation, les charges mesurées ont été corrigées du k_{pol} . Le facteur k_{rec} est calculé d'après la formule :

$$k_{rec} \approx 1 + \frac{\frac{Q_1 k_{pol1}}{Q_2 k_{pol2}} - 1}{\frac{V_1}{V_2} - 1} \quad (2.2)$$

Avec k_{pol1} et k_{pol2} les corrections de polarité pour respectivement la tension $\pm V_1$ et $\pm V_2$. En considérant $V_1/V_2 = 2$, on a $k_{rec} \approx \frac{Q_1 k_{pol1}}{Q_2 k_{pol2}}$.

Le détail de l'ensemble des k_{rec} calculés pour les trois chambres DAP et toutes les tailles de champ est donné en Annexe 3. Pour l'ensemble des champs, cette correction est comprise dans l'intervalle [1.00105 ; 1.00371].

II.5.2.3 Correction d'intégrale surfacique k_{int}

La surface étant une donnée primordiale pour l'établissement des références en DAP_w , il est nécessaire de s'assurer que la collecte des charges de la chambre d'ionisation soit représentative de la mesure de l'énergie déposée dans l'absorbeur du calorimètre. Autrement dit, les surfaces sensibles du dosimètre primaire et de transfert doivent être identiques. Bien qu'elles soient sensées l'être en théorie, l'usinage des pièces introduit de légères différences liées aux tolérances de fabrication. Une correction 2D dite d'intégrale de dose absorbée k_{int} est donc introduite pour tenir compte de cet effet.

Le facteur correctif k_{int} est défini comme :

$$k_{int} = \frac{\iint_{S_{abs}} g dS}{\iint_{S_{DAP}} g dS} \quad (2.3)$$

où g est la distribution de dose 2D dans l'eau à la profondeur de référence de 10 cm et à une distance de la source de 100 cm, et S_{abs} et S_{DAP} sont respectivement la surface de l'absorbeur et de collection effective de la chambre d'ionisation DAP.

La surface de l'absorbeur a été mesurée lors de la construction du calorimètre graphite avec un micromètre. Pour la zone de collecte de la chambre DAP en revanche, il n'est pas possible de réaliser une mesure en amont de l'assemblage. En effet, la surface de collection effective d'une chambre plate est définie par convention comme la surface de l'électrode centrale à laquelle on ajoute la surface de la moitié du gap entre l'électrode centrale et l'électrode de garde¹⁸. Les mesures tomographiques des chambres réalisées ont permis de déterminer de façon rigoureuse cette donnée. Dans les deux cas, une géométrie parfaitement circulaire a été considérée, permettant d'en déduire un rayon sensible (voir Section II.2.2.3).

¹⁸ Pour rappel, l'électrode de garde est mise au même potentiel que l'électrode centrale et permet de garantir des lignes de champ régulières et perpendiculaires sur toute la surface de l'électrode centrale pour éviter d'éventuels effets de bord. Cela permet de définir de façon exacte la surface de collection.

Le terme correctif k_{int} a été calculé par simulations à l'aide du programme DOSRZnrc en enregistrant la dose absorbée moyenne dans deux volumes d'eau de surface S_{abs} et S_{DAP} , de 2.92 mm d'épaisseur (qui correspond à l'épaisseur de l'absorbeur). Le terme k_{int} est alors donné par le rapport :

$$k_{int} = \frac{D_{abs}S_{abs}}{D_{DAP}S_{DAP}} \quad (2.4)$$

Les mêmes paramètres de transport que ceux du Tableau II-16 ont été utilisés dans ce calcul Monte-Carlo et les résultats sont donnés dans le Tableau II-18. Une incertitude-type de type B de 0.05 % liée à la traçabilité de la mesure tomographique a été ajoutée.

Tableau II-18. Corrections d'intégrale surfacique pour les trois chambres DAP et l'ensemble des configurations calculés par simulations.

Taille de champ (mm)	k_{int} (DAP1)	s (%)	k_{int} (DAP2)	s (%)	k_{int} (DAP3)	s (%)	u (%)
Champs circulaires							
5	1.0007	0.04	1.0003	0.03	1.0007	0.04	0.05
7.5	1.0007	0.04	1.0003	0.03	1.0007	0.04	0.05
10	1.0007	0.04	1.0003	0.03	1.0007	0.04	0.05
13	1.0007	0.04	1.0004	0.03	1.0007	0.04	0.05
15	1.0008	0.04	1.0004	0.03	1.0008	0.04	0.05
Champs carrés							
5	1.0009	0.04	1.0004	0.03	1.0008	0.04	0.05
7	1.0009	0.04	1.0004	0.03	1.0008	0.04	0.05
10	1.0009	0.04	1.0004	0.03	1.0008	0.04	0.05
13	1.0009	0.04	1.0004	0.03	1.0009	0.04	0.05
15	1.0010	0.04	1.0005	0.03	1.0009	0.04	0.05
20	1.0015	0.04	1.0007	0.03	1.0015	0.04	0.05

Comme attendu, la correction d'intégrale surfacique k_{int} augmente avec la taille de champ. Cette correction est néanmoins très faible car la différence de rayons entre les trois chambres DAP et celui de l'absorbeur est inférieure au dixième de mm et n'a un impact que dans l'intégration de l'énergie déposée au voisinage du rayon de l'absorbeur, qui pour la plupart des cas se trouve au-delà des queues de profils des champs étudiés. La correction maximale est de 0.15 % pour les deux chambres DAP1 et DAP3, qui ont un rayon sensible de respectivement 14.906 et 14.911 mm, pour le champ carré de 20 mm de côté.

II.5.2.4 Bilan d'incertitudes ionométriques

Les incertitudes associées à la mesure ionométriques comportent les incertitudes-types de type A et de type B. Considérant toutes les sources d'incertitudes indépendantes, l'incertitude-type relative composée sur le résultat du mesurage est la somme quadratique des différentes incertitudes-types relatives considérées.

L'incertitude-type de type A, correspondant à la distribution statistique des mesures de charge collectée, est toujours inférieure à 0.05 %. Le détail de toutes les mesures n'est pas repris ici. L'incertitude-type de type B correspond à l'incertitude liée à l'évaluation des facteurs de correction pour les conditions de référence, le positionnement du détecteur et les constituants de la chaîne de mesure. Toutes les contributions de type A ou B ont été évaluées à l'aide de procédures internes du LNHB conformes au GUM [93]. En particulier, les composantes d'incertitudes-types de type B suivantes ont été considérées : température ; pression ; humidité ; condensateur externe ; tension ; monitoring (machine ou externe) ; prise de distance avec les piges micrométriques ; et profondeur de la chambre DAP dans le fantôme d'eau.

Le bilan des incertitudes-types de type B est présenté dans les Tableaux II-19 et II-20 pour respectivement les champs circulaires et les champs carrés.

Tableau II-19. Bilan d'incertitudes-types de type B sur les mesures ionométriques réalisées pour les cinq tailles de champs circulaires.

Champs circulaires	u (%)
Température	0.0323
Pression	0.0266
Hygrométrie	0.0300
Condensateur	0.0839
Tension	0.0031
Monitoring (externe)	0.1155
Distance	0.0143
Profondeur	0.0417
Incertitude-type B composée ($k = 1$)	0.1581

Tableau II-20. Bilan d'incertitudes-types de type B sur les mesures ionométriques réalisées pour les six tailles de champs carrés.

Champs carrés	u (%)	
Température	0.0323	
Pression	0.0266	
Hygrométrie	0.0300	
Condensateur	0.0839	
Tension	0.0031	
Monitoring (machine)	5 mm	7-10-13-15-20 mm
	0.3464	0.2309
Distance	0.0160	
Profondeur	0.0493	
Taille de champ	5 mm	7-10-13-15-20 mm
Incertitude-type B composée ($k = 1$)	0.3639	0.2564

Il apparaît dans le Tableau II-19 que la composante dominante à l'incertitude-type combinée provient du monitoring, de l'ordre de 0.12 %. Cette incertitude est obtenue en considérant une distribution rectangulaire de 0.1 % (stabilité des moniteurs additionnels Mon1 et Mon2), multipliée par 2 : $u = 2 \times 0.1 \% / \sqrt{3} \approx 0.12 \%$. Cette incertitude a été révisée à la hausse dans le cas des champs carrés (Tableau II-20), pour tenir compte de l'utilisation du moniteur machine : il a dans ce sens été considéré une distribution rectangulaire de l'écart-type relatif des mesures ionométriques, également multipliée par 2. L'incertitude résultante est substantiellement plus importante qu'avec l'utilisation des moniteurs externes, de l'ordre de 0.35 % pour le champ de 5 mm de côté et de 0.23 % pour les tailles de champ plus grandes.

II.6 Détermination des coefficients d'étalonnage $N_{DAP,w}$

Les résultats précédents permettent de déterminer le coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$ des trois chambres DAP pour le faisceau de 6 MV FFF, dont l'expression est rappelée ci-dessous :

$$N_{DAP,w} = \frac{DAP_{w/Mon}}{Q_{w/Mon}^*} = \frac{D_{abs/Mon}}{Q_{w/Mon}^*} \left[\frac{D_w(V_{abs})}{D_{abs}} \right]_{MC} S_{abs} k_i \quad (1.14)$$

A titre illustratif, le détail de l'ensemble des paramètres avec leur incertitude pour la détermination du coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$ de la chambre DAP1 pour le champ circulaire de 5 mm de diamètre est présenté dans le Tableau II-21. Le détail pour les autres champs et les autres chambres DAP est rapporté en Annexe 4.

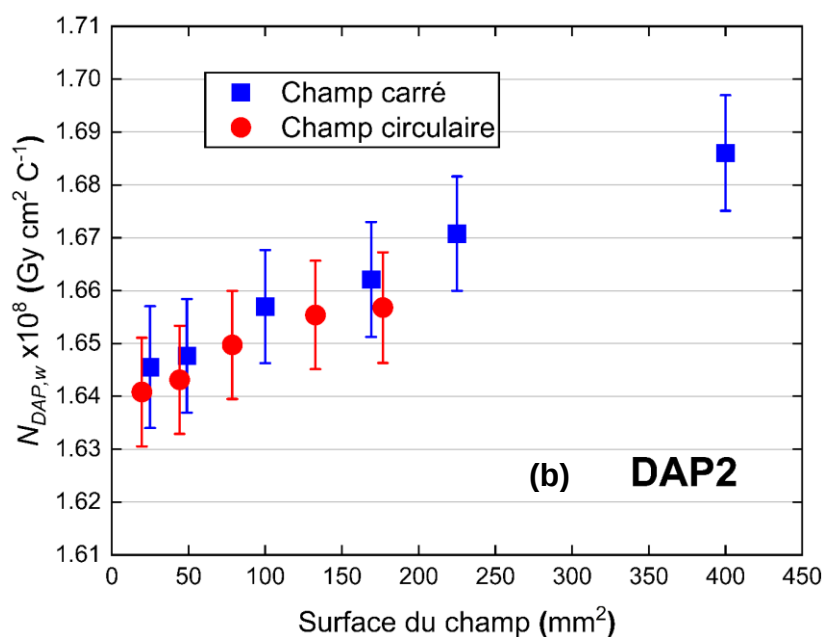
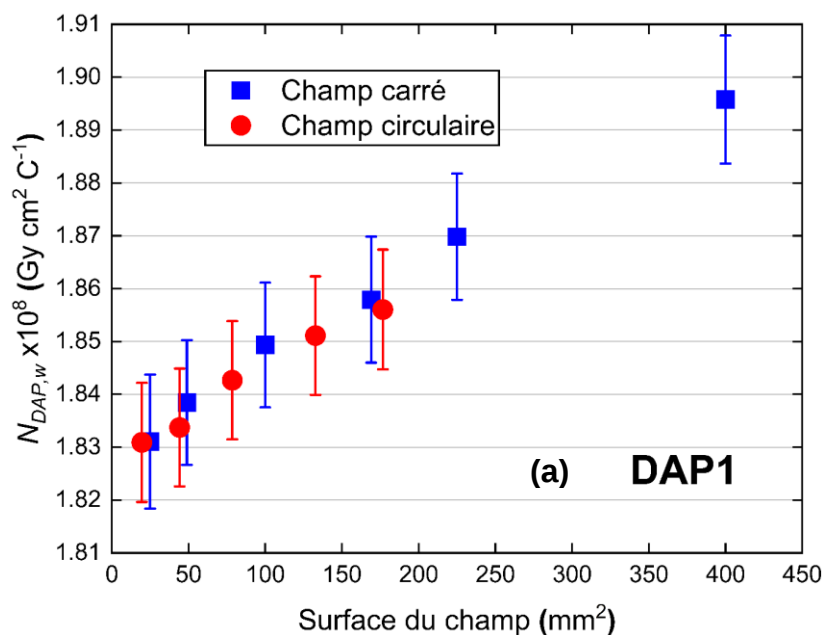
Tableau II-21. Exemple de détermination du coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$ de la chambre DAP1 pour le champ circulaire de 5 mm de diamètre.

DAP1 – Ø5mm	Valeur	u (%)
$(D_{abs/Mon} / Q_{w/Mon})$ (Gy C ⁻¹)	$2.617 \cdot 10^7$	0.20
k_{pol}	0.9989	0.02
k_{rec}	1.0016	0.03
k_{int}	1.0007	0.06
$[D_w(V_{abs}) / D_{abs}]_{MC}$	0.9908	0.57
S_{abs} (cm ²)	7.0700	0.04
k_i	1.0000	0.10
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.8309	0.62

D'après le Tableau II-21, la principale source d'incertitude du coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$ provient du calcul du facteur de transfert graphite-eau $[D_w(V_{abs})/D_{abs}]_{MC}$.

La chambre DAP1 a directement été étalonnée à partir des mesures calorimétriques selon le principe décrit dans la Section 1 de ce Chapitre. Les deux chambres DAP2 et DAP3 ont été étalonnées *a posteriori* par transfert à partir de la chambre DAP1. Les coefficients d'étalonnage, tracés par commodité en fonction de la surface nominale du champ, sont présentés en Figure II-41 pour les trois chambres DAP. En supplément,

les valeurs des coefficients d'étalonnage pour l'ensemble des champs et leur incertitude associée sont fournies dans les Tableaux II-22 et II-23.



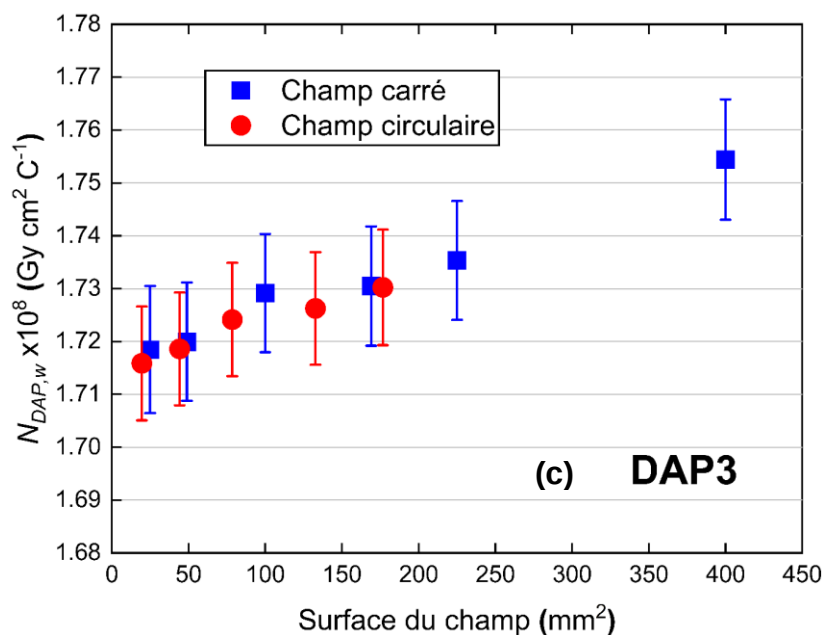


Figure II-41. Coefficient d'étalonnage $N_{DAP,w}$ de la chambre DAP1 (a), DAP2 (b) et DAP3 (c) en fonction de la surface nominale du champ, pour les champs carrés (carrés bleus) et pour les champs circulaires (cercles rouges). Les barres d'erreur sont données à $k = 1$.

Tableau II-22. Coefficients d'étalonnage $N_{DAP,w}$ (à $k = 1$) pour les trois chambres DAP et leur incertitude associée pour les six tailles de champs carrées.

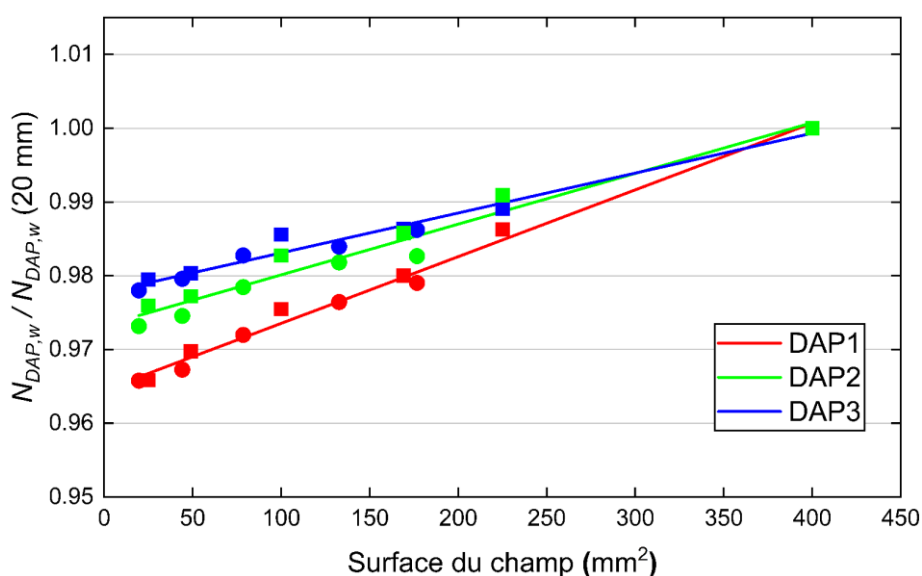
6 MV FFF – champs carrés						
Chambre	DAP1		DAP2		DAP3	
Taille nominale de champ (mm) [surface (mm ²)]	$N_{DAP,w} \times 10^8$ (Gy cm ² C ⁻¹)	u (%)	$N_{DAP,w} \times 10^8$ (Gy cm ² C ⁻¹)	u (%)	$N_{DAP,w} \times 10^8$ (Gy cm ² C ⁻¹)	u (%)
5 [25]	1.8310	0.69	1.6455	0.70	1.7185	0.70
7 [49]	1.8385	0.64	1.6477	0.65	1.7200	0.65
10 [100]	1.8493	0.64	1.6570	0.65	1.7292	0.65
13 [169]	1.8579	0.64	1.6621	0.65	1.7305	0.65
15 [225]	1.8698	0.64	1.6708	0.65	1.7353	0.65
20 [400]	1.8958	0.64	1.6860	0.65	1.7544	0.65

Tableau II-23. Coefficients d'étalonnage $N_{DAP,w}$ (à $k = 1$) pour les trois chambres DAP et leur incertitude associée pour les cinq tailles de champs circulaires.

6 MV FFF – champs circulaires						
Chambre	DAP1		DAP2		DAP3	
Taille nominale de champ (mm) [surface (mm ²)]	$N_{DAP,w} \times 10^8$ (Gy cm ² C ⁻¹)	u (%)	$N_{DAP,w} \times 10^8$ (Gy cm ² C ⁻¹)	u (%)	$N_{DAP,w} \times 10^8$ (Gy cm ² C ⁻¹)	u (%)
5 [19.6]	1.8309	0.62	1.6408	0.63	1.7159	0.63
7.5 [44.2]	1.8337	0.61	1.6431	0.62	1.7186	0.62
10 [78.5]	1.8427	0.61	1.6497	0.62	1.7242	0.62
13 [132.7]	1.8511	0.61	1.6554	0.62	1.7263	0.62
15 [176.7]	1.8561	0.61	1.6568	0.63	1.7302	0.63

II.7 Discussion

Pour des tailles de champs de 5 à 15 mm (surface de 25 mm² à 225 mm² pour les champs carrés, 19.6 mm² à 176.7 mm² pour les champs circulaires), la variation des coefficients d'étalonnage suit la même tendance quelle que soit la forme du champ. Les coefficients d'étalonnage sont indépendants de la forme du faisceau aux incertitudes près, et varient cependant légèrement selon une tendance linéaire avec la surface (ou indifféremment taille) du champ, avec une variation maximale de 2.1 %, 1.8 % et 1.1 % pour respectivement les chambres DAP1, DAP2 et DAP3 (voir Figure II-42).

**Figure II-42.** Rapports des coefficients d'étalonnage (champs carrés et circulaires) des trois chambres DAP normalisés au champ carré de 20 mm de côté ($S = 400$ mm²) et courbes de tendance linéaire associées.

Avant de s'intéresser à l'origine de cette variation, notons que les pentes de la droite pour les trois chambres sont différentes. Les pentes des chambres DAP2 et DAP3 sont voisines alors que celle de la chambre DAP1 est un peu plus importante. Ces différences peuvent provenir d'une variabilité dans l'assemblage des pièces ou d'un état de surface des électrodes de graphite légèrement différent. A noter que pour la chambre DAP1, l'électrode centrale est significativement différente des deux autres chambres DAP2 et DAP3. Il s'agissait de la première chambre DAP assemblée et une ancienne pièce en graphite plus épaisse a été réutilisée (voir Section II.2.2.3). Les électrodes centrales et de garde n'étant pas dans un même plan, cela a eu un impact sur les lignes de champ et le volume de collection, ce qui peut expliquer la variation plus importante du coefficient d'étalonnage avec la taille du champ pour cette chambre.

L'incertitude sur le coefficient d'étalonnage est d'environ 0.6 % [0.61 % ; 0.63 %] pour les champs circulaires et un peu plus élevée pour les champs carrés en raison de l'utilisation du moniteur interne [0.64 % ; 0.70 %]. Quelle que soit la forme du champ, les incertitudes sont plus importantes pour les plus petites tailles de champs, en raison de l'augmentation de température plus faible mesurée dans l'absorbeur.

Il est à noter qu'à $k = 2$, tous les coefficients d'étalonnage de chaque chambre DAP sont compatibles, excepté pour le champ carré de 20 mm de côté. Il semble que ce soit une taille limite dans l'approche DAP, où une plus grande fraction de l'énergie déposée n'est pas intégrée sur les 30 mm de diamètre de l'absorbeur. Cela confirme *a posteriori* les premiers résultats obtenus dans le précédent travail de thèse [116]. Pour les champs de 5 mm à 20 mm, la variation maximale du coefficient d'étalonnage est dans ce cas de 3.5 %, 2.8 % et 2.2 % pour respectivement les chambres DAP1, DAP2 et DAP3.

En premier lieu, revenons à l'expression du coefficient d'étalonnage en champ large. La dosimétrie de référence par chambre d'ionisation est fondée sur la théorie de Bragg-Gray [117–119], fournissant une relation entre la dose absorbée dans le volume d'air de la cavité D_{cav} et la dose absorbée dans le milieu homogène d'eau remplaçant le dosimètre (i.e en son absence), D_w . Afin de tenir compte de la faible perturbation de fluence des électrons induite par la présence du dosimètre dans le faisceau (issue de son volume d'air, parois, électrodes, électronique...) [120], un facteur de correction global p_{ch} est introduit, produit de facteurs de correction faibles et indépendants, tel que :

$$D_w = D_{cav} s_{w,air} p_{ch} \quad (2.5)$$

Avec $s_{w,air}$ le rapport des pouvoirs d'arrêt massique entre l'eau et l'air.

En petits champs, l'équilibre électronique latéral n'est plus assuré, rendant inapplicable la théorie de Bragg-Gray ou toute autre théorie de la cavité. La contrainte résultante du manque d'équilibre électronique latéral, traduisant des fluences d'électrons différentes $\Phi_w \neq \Phi_{air}$ [62], peut être étudiée par un calcul Monte-Carlo avec une

modélisation complète du détecteur, permettant de déterminer de façon directe le facteur de conversion D_w/D_{cav} .

C'est pour confirmer l'augmentation du coefficient d'étalonnage avec la taille de champ que des simulations ont été réalisées pour calculer le rapport D_w/D_{cav} , assimilable à un coefficient d'étalonnage. Le programme DOSRZnrc a été utilisé, où D_{cav} a été obtenue en enregistrant l'énergie déposée dans la cavité d'air de la chambre, modélisée dans un cas idéal 1- sans le bombage du couvercle mis en évidence par tomographie ; et 2- un rayon sensible de 15 mm. La chambre a été placée à 100 cm de la source et une profondeur de 10 cm dans le fantôme d'eau. Une visualisation de la chambre modélisée avec l'outil graphique d'EGSnrc est présentée sur la Figure II-43 avec le volume d'air où a été enregistrée l'énergie déposée mis en évidence en rouge. La dose dans l'eau D_w a été enregistrée dans la même région, en remplaçant tous les éléments constitutifs de la chambre par de l'eau. Les paramètres de transport utilisés sont identiques à ceux du Tableau II-16.

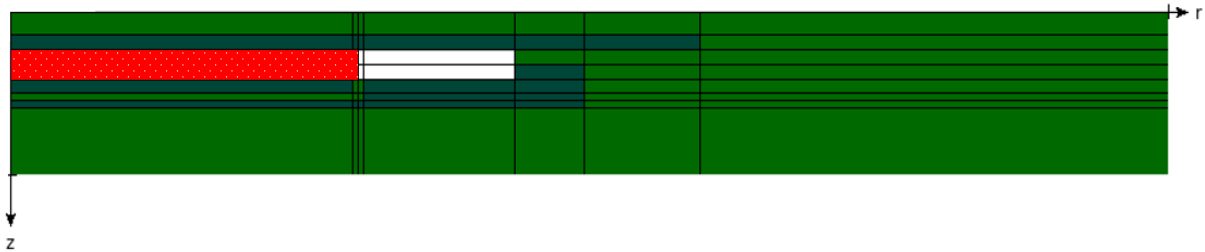


Figure II-43. Visualisation d'une demi-coupe 2D de la chambre DAP. Les isolants et la boîte d'étanchéité en polystyrène réticulé sont tracés en vert et les électrodes en graphite tracées en gris foncé. Dans la simulation, la chambre est placée dans le fantôme d'eau.

Les résultats sont présentés sur la Figure II-44. Comme pour le calcul du facteur de transfert graphite-eau, une incertitude-type de type B de 0.55 % a été prise en compte.

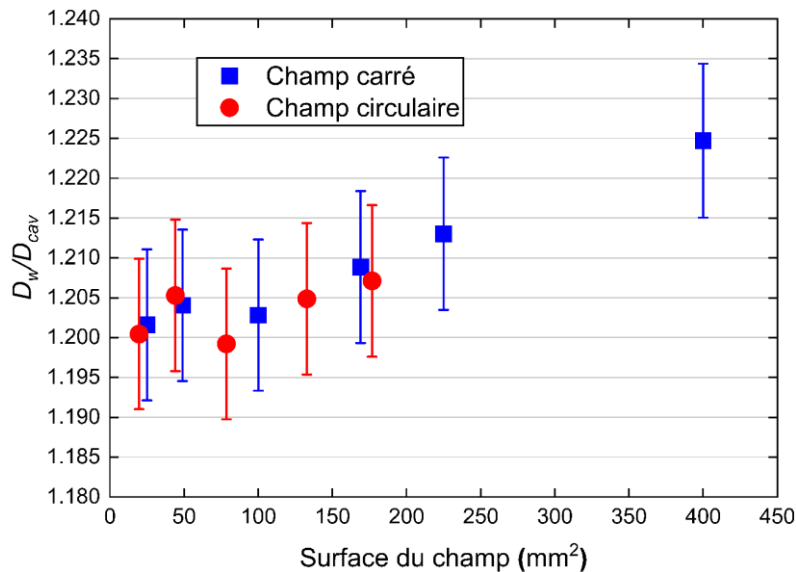


Figure II-44. Coefficients d'étalonnage D_w/D_{cav} calculés pour une chambre DAP idéale en fonction de la surface nominale du champ pour les champs carrés (carrés bleus) et les champs circulaires (cercles rouges). Les barres d'erreur sont données à $k = 1$.

Les coefficients d'étalonnage calculés montrent la même tendance que les variations observées expérimentalement, à savoir une augmentation avec la surface du champ, et du même ordre de grandeur (voir Figure II-45). Les champs carrés et circulaires y sont présentés séparément, et les résultats normalisés par rapport à la plus grande taille de champ (15 mm pour les champs circulaires et 20 mm pour les champs carrés).

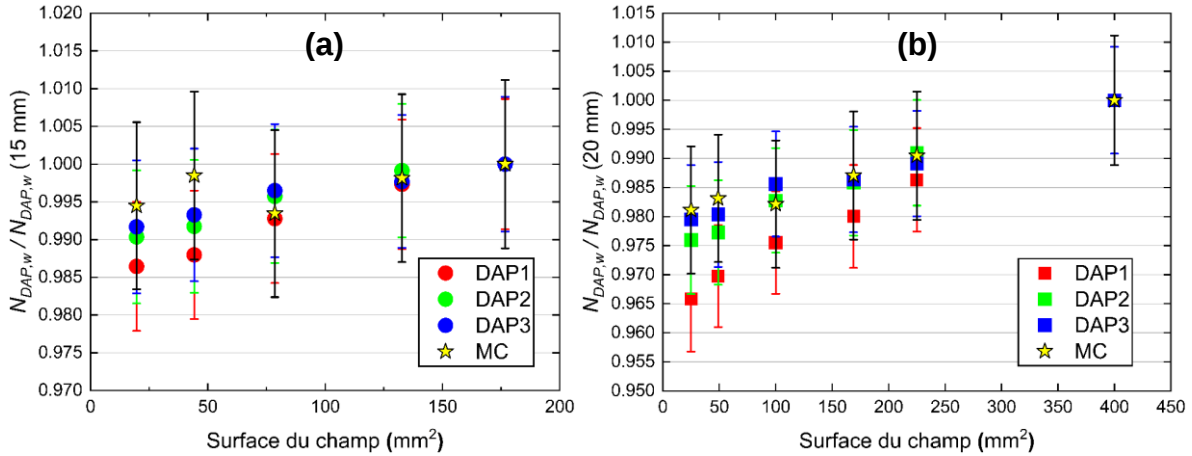


Figure II-45. Variation des coefficients d'étalonnage des trois chambres d'ionisation DAP déterminés par calorimétrie graphite et par simulations Monte-Carlo pour (a) des champs circulaires et (b) des champs carrés, normalisés à la plus grande taille de champ (15 mm de diamètre ou 20 mm de côté respectivement). Les barres d'erreurs sont données à $k = 1$.

Les coefficients d'étalonnage obtenus par simulations ou expérimentalement avec les trois chambres DAP sont compatibles entre eux aux incertitudes près. A noter que la chambre DAP1 présente des écarts plus importants que les deux autres chambres par rapport aux simulations au vu de l'épaisseur plus importante de son électrode centrale qui n'a pas été prise en compte dans les simulations.

A ce stade, deux hypothèses pourraient expliquer l'augmentation du coefficient d'étalonnage d'après la formule (2.5) : soit la perturbation de la fluence des électrons par le détecteur p_{ch} , soit les rapports de pouvoir d'arrêt eau/air $S_{w,air}$.

La différence des rapports de pouvoir d'arrêt eau/air $S_{w,air}$ entre des champs de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ de côté est reconnue pour être négligeable sur l'axe du faisceau, avec une variation inférieure à 0.3 % [121]. En considérant la large surface d'intégration dans l'approche DAP, une grande proportion de photons et d'électrons de faible énergie est impliquée notamment dans les zones de pénombre et au-delà. Il a été démontré [122] que les rapports de pouvoir d'arrêt présentaient des variations plus importantes dans les régions de pénombre. Afin de vérifier cette hypothèse avec l'approche DAP, les rapports de pouvoir d'arrêt eau/air ont été déterminés par simulations à l'aide du programme SPRRZnrc. Le volume de détection a été pris identique à celui de la chambre DAP idéale, à savoir un voxel de 15 mm de rayon et de 2 mm d'épaisseur. Les paramètres de transport ont été repris du Tableau II-16. Seule l'incertitude statistique issue de la simulation a été considérée ici.

Tableau II-24. Rapports de pouvoir d'arrêt eau/air déterminés par simulation.

Taille de champ (mm)	$S_{w,air}$	s (%)
Champs circulaires		
5	1.12179	0.005
7.5	1.12187	0.005
10	1.12186	0.005
13	1.12189	0.005
15	1.12195	0.005
Champs carrés		
5	1.12141	0.006
7	1.12155	0.006
10	1.12164	0.006
13	1.12169	0.006
15	1.12173	0.006
20	1.12176	0.006

D'après le Tableau II-24, la variation des rapports de pouvoir d'arrêt eau/air est négligeable (variation maximale observée : 0.05 %), permettant d'écarter l'hypothèse des $S_{w,air}$.

La variation des coefficients d'étalonnage avec la taille de champ est donc attribuée à la perturbation des fluences de photons et d'électrons par la chambre d'ionisation p_{ch} , et est dépendante de sa géométrie et des matériaux la composant, phénomène largement discuté dans la littérature [64–67].

II.8 Conclusion du Chapitre 2

Des références primaires ont été établies en DAP_w dans le faisceau de photons de 6 MV FFF de l'accélérateur TrueBeam de la plateforme DOSEO pour un ensemble de cinq champs circulaires de 5 à 15 mm de diamètre définis par des collimateurs spécifiquement conçus, et de six champs carrés de 5 à 20 mm de côté réalisés avec les mâchoires. Trois chambres DAP ont été étalonnées, avec une incertitude-type sur les coefficients d'étalonnage $N_{DAP,w}$ inférieure à 0.7 % (à $k = 1$). Pour les tailles de champs comprises entre 5 mm et 15 mm, les trois chambres présentent le même comportement : le coefficient d'étalonnage est indépendant de la forme du champ et augmente légèrement avec sa taille, de l'ordre de 1.7 % en moyenne. Un écart plus important a été constaté pour le champ carré de 20 mm de côté, de 2.8 % en moyenne, qui semble être une taille limite dans l'approche DAP. Indépendamment de la forme du champ d'irradiation, l'augmentation du coefficient d'étalonnage avec la surface du champ suit une tendance linéaire.

Une investigation par simulations Monte-Carlo pour confirmer cette augmentation a été menée, ce qui a permis de retrouver ce résultat expérimental et de l'expliquer par la perturbation des fluences de photons et d'électrons par la géométrie et les matériaux composant la chambre DAP.

L'objectif métrologique est pleinement atteint, il convient maintenant d'aller plus loin, en étudiant le transfert de ces références primaires en DAP_w à l'utilisateur, et en les exploitant de façon pratique au travers de la détermination des FOC. Leur justesse est essentielle pour un paramétrage correct des TPS et donc pour l'exactitude de la dose délivrée au patient. Cela fera l'objet du Chapitre suivant.

Chapitre 3 :

Etude du transfert des références

Dans ce troisième Chapitre, nous comparerons l'approche DAP et l'approche classique de dose en un point corrigée pour la détermination des FOC. Le lien entre les deux approches est possible via une correction de profil, déterminée *a minima* grâce à des mesures de profils à une dimension (approximation), ou à l'aide de la cartographie à deux dimensions de la distribution de dose absorbée du faisceau (correction explicite et cas privilégié). Pour ce dernier point, le LNHB a développé un nouveau système de lecture des films radiochromiques compatible avec une utilisation métrologique, qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet. Ce système, ainsi que le nouveau protocole de lecture qu'il a été possible de mettre en place, seront décrits en détails. Enfin, l'étude comparative entre les deux approches sera présentée pour des champs circulaires. Deux cas seront considérés pour la détermination de la correction de profil : 1- à partir de la cartographie à deux dimensions du faisceau ; et 2- à partir de la mesure de profils réalisée avec différents détecteurs.

III.1 Généralités

A défaut de pouvoir utiliser directement le DAP_w dans les TPS pour les FOC, il est nécessaire de se ramener à une dose absorbée dans l'eau en un point. Il est en effet possible de relier les deux formalismes en disposant d'une cartographie de dose à deux dimensions du faisceau sur un disque de 15 mm de rayon¹⁹, et en calculant une correction de profil k_{prof} . Par analogie avec les équations (1.5) et (1.14) présentées dans le Chapitre 1, on a :

$$\frac{N_{Dw}}{k_{prof}(V_{abs})} = \frac{N_{DAP,w}}{S_{abs}} \quad (3.1)$$

Ainsi, le coefficient d'étalonnage en DAP_w ($N_{DAP,w}$) multiplié par la correction de profil sur le disque V_{abs} de surface S_{abs} ($k_{prof}(V_{abs})$), et divisé par la surface S_{abs} est égal au coefficient d'étalonnage en dose absorbée dans l'eau en un point N_{Dw} :

$$N_{Dw} = \frac{N_{DAP,w}}{S_{abs}} \times k_{prof}(V_{abs}) \quad (3.2)$$

Il apparaît dès lors que le calcul de la correction de profil est critique : la détermination du coefficient d'étalonnage N_{Dw} est en effet directement proportionnelle à k_{prof} .

La correction de profil k_{prof} permet de ramener en un point la mesure moyennée sur le volume sensible du dosimètre. Elle est décrite en détails dans le protocole IAEA TRS 483 [18] et est définie comme le rapport de la dose absorbée dans l'eau en un point sur l'axe du faisceau dans le fantôme d'eau en l'absence du dosimètre, et de la dose absorbée moyenne dans l'eau sur le volume sensible du dosimètre (toujours en l'absence du dosimètre).

¹⁹ Surface sensible théorique du calorimètre graphite et des chambres DAP.

Dans le cas d'un détecteur à géométrie plane, cette correction se dérive explicitement en une intégration à deux dimensions de la distribution de dose sur la surface sensible du dosimètre et s'exprime comme :

$$k_{prof} = \frac{G(0) \iint_{A_{dosi}} dx dy}{\iint_{A_{dosi}} g(x, y) dx dy} \quad (3.3)$$

Avec :

- $G(0)$ la dose absorbée en un point sur l'axe du faisceau ;
- $\iint_{A_{dosi}} dx dy$ la surface sensible du dosimètre ;
- $\iint_{A_{dosi}} g(x, y) dx dy$ l'intégrale bidimensionnelle de dose absorbée sur la surface du dosimètre. Cette intégration à deux dimensions ne peut être réalisée qu'à l'aide de films radiochromiques.

L'expression (3.3) peut être approximée par la connaissance d'un profil de dose radial comme :

$$k_{prof} \approx \frac{\int_0^{R_{dosi}} r dr}{\int_0^{R_{dosi}} r g(r) dr} \quad (3.4)$$

Avec $g(r)$ la dose absorbée relative à une distance r de l'axe.

L'utilisation de cette formule nécessite de reconstruire un profil radial à partir des profils symétrisés (gauche-droite) et moyennés dans les deux directions (horizontal-vertical).

Cette méthode pour le calcul du k_{prof} présente néanmoins certaines limitations :

- 1- Les détecteurs couramment utilisés pour la mesure de profils en petits champs perturbent dosimétriquement la mesure, et ont leur propre facteur de correction pour les FOC ;
- 2- Les facteurs de correction sont donnés sur l'axe, et il est vraisemblable que la correction à apporter devienne plus importante à mesure que l'on s'éloigne de l'axe [73] ;
- 3- Le volume du détecteur influence la forme du profil mesuré, notamment dans les zones de forts gradients à majorité présentes pour les profils en petits champs ;
- 4- Une perte d'information pour des faisceaux qui ne seraient pas symétriques. Il faut noter qu'il n'y a aucune raison physique que les profils soient parfaitement symétriques sur un accélérateur linéaire du fait de la dimension réelle de la tache focale des électrons et de leur répartition en énergie à la sortie de l'aimant de déviation, ainsi que des imperfections de la cible et du système de collimation. Pour conserver l'information sur l'asymétrie du faisceau, il est néanmoins possible d'intégrer entièrement le profil horizontal et vertical, et de moyenner les k_{prof} obtenus.

Le LNHB s'est engagé sur la voie de la détermination explicite de k_{prof} à partir de la cartographie à deux dimensions du faisceau, accessible avec des films radiochromiques. Pour se faire, un nouveau système optique pour la lecture des films a été développé, compatible avec une application métrologique.

III.2 Développement d'un système optique pour la lecture des films radiochromiques

III.2.1 Généralités sur les films radiochromiques dosimétriques

Les films radiochromiques dosimétriques de type Gafchromic™ (Ashland Global Specialty Chemicals Inc., Wilmington, Delaware, USA) sont des dosimètres à deux dimensions ayant des propriétés inégalées parmi les détecteurs existant en radiothérapie [123] :

- Une résolution spatiale élevée, de l'ordre de 25 μm , permettant de contrôler la dose dans des zones à fort gradient ;
- Une uniformité spatiale de $\pm 3 \%$ par rapport à la moyenne en densité optique ;
- Une faible dépendance en énergie : $< 5 \%$ en densité optique entre 100 keV et 18 MeV ;
- Une faible dépendance avec le débit : $< 5\%$ en densité optique pour 10 Gy délivrés à 0.034 Gy/min et 3.4 Gy/min ;
- Une très bonne équivalence-eau avec un numéro atomique effectif Z_{eff} de 7.46 (eau = 7.42) ;
- Une très grande flexibilité d'utilisation permettant de l'utiliser sous diverses formes géométriques et directement dans un fantôme d'eau sans perdre ses caractéristiques.

Ils peuvent être aussi bien utilisés dans des faisceaux (photons, électrons, hadrons) de hautes énergies que de basses énergies via différents modèles existants commercialisés [124–127]. Récemment, des études ont montré sa possible utilisation dans les nouvelles techniques de radiothérapie couplée à l'IRM [128,129] et en flash-thérapie [130,131]. Durant ces quinze dernières années, de nombreuses études ont évalué en détails leur performance et leur conception en a été améliorée [132], augmentant la confiance dans les résultats obtenus que ce soit lors de la vérification des plans de traitement de patients en radiothérapie externe ou bien pour la caractérisation des champs de rayonnement générés par les accélérateurs médicaux [133,134].

Les films radiochromiques dosimétriques de la gamme EBT (External Beam Therapy) sont constitués d'une couche active et de deux couches en polyester symétriques, servant de support et de protection de la couche active (voir Figure III-1). Cette dernière intègre des monomères de diacétylène (lithium-10,12-pentacosdiynoate,

ou Li-PCDA) qui, sous l'action des rayonnements ionisants, vont polymériser et créer un bleuissement du film, directement corrélé à la quantité de rayonnement auquel il a été soumis. La détermination de la dose absorbée se fait alors via une cartographie pixelisée de l'atténuation de la lumière lors du processus de numérisation. La relation *valeur de pixel-dose absorbée* n'étant pas immédiate, il est nécessaire d'établir une courbe d'étalonnage afin de relier les deux grandeurs.

Il est usuel de travailler non pas en valeurs de pixel, intrinsèquement lié aux propriétés du capteur, mais en densité optique (DO), une grandeur physique traçable qui permet une inter-comparaison facile des résultats. Cette grandeur est définie de la façon suivante :

$$DO(x, y) = -\log_{10} \left(\frac{I(x, y)}{I_0(x, y)} \right) \quad (3.5)$$

Avec $I(x,y)$ l'intensité lumineuse transmise par le film et $I_0(x,y)$ l'intensité lumineuse incidente.

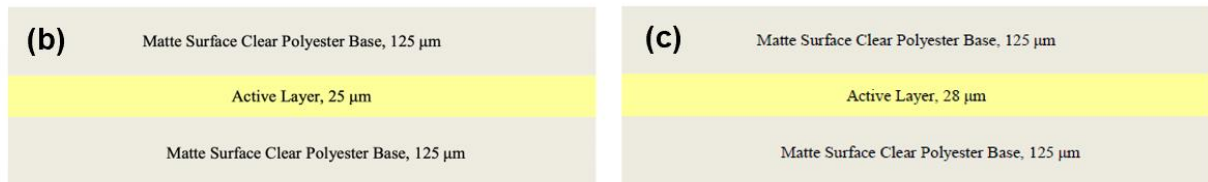
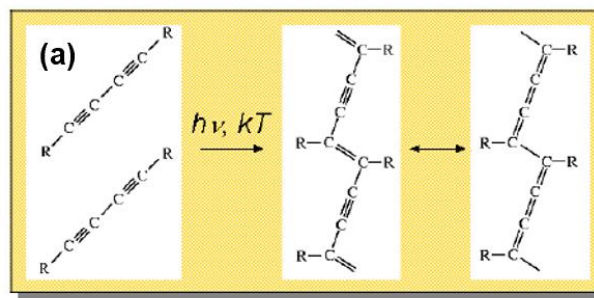


Figure III-1. (a) Polymérisation sous l'effet des rayonnements ionisants. (b) Structure d'un film EBT-XD et (c) structure d'un film EBT3 (d'après [123]).

Afin d'éliminer les artéfacts en anneaux de Newton (figure d'interférence qui se forme lorsque le film est plaqué sur une lame de verre lors de sa numérisation) présents sur les précédentes générations de films (EBT2 et antérieures) [135], des particules de silice d'un diamètre moyen de 10 μm ont été ajoutées dans les deux couches externes de polyester, comme illustré sur la Figure III-2. En pratique, la taille de ces grains de silice fournit la résolution limite d'exploitation des films, dès lors qu'ils deviennent visibles à l'image.

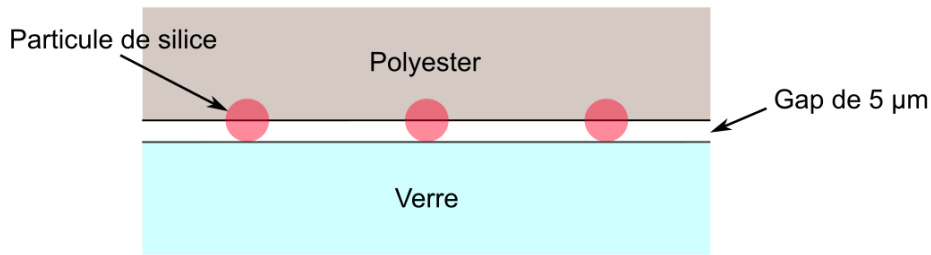


Figure III-2. Particules de silice sur la couche externe de polyester.

Des acquisitions par microscopie des films EBT3 et EBT-XD ont été réalisées afin d'observer la répartition spatiale et de vérifier la taille de ces particules de silice. Les images obtenues ont une dimension de $1.31 \times 0.98 \text{ mm}^2$ et sont présentées en Figure III-3.

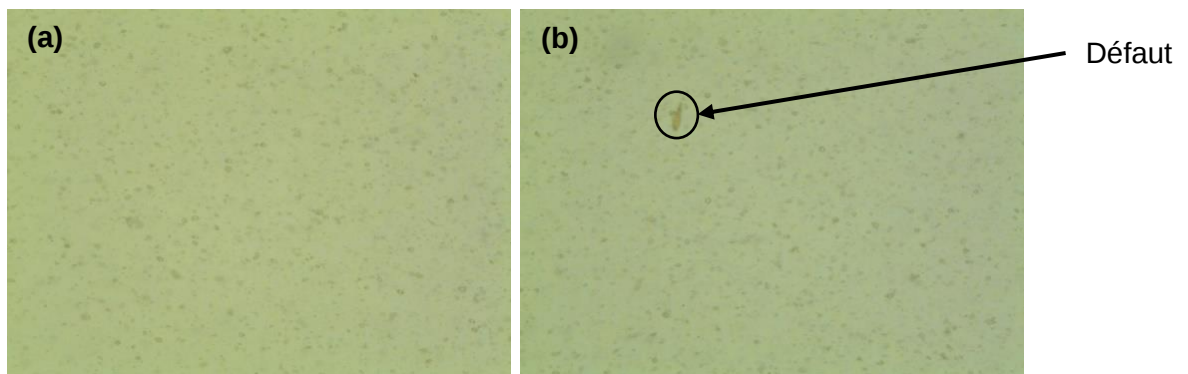


Figure III-3. Visualisation par microscopie d'un film (a) EBT3 et (b) EBT-XD.
L'image présente une dimension de $1.31 \times 0.98 \text{ mm}^2$.

La distribution des grains de silice, en points gris sur l'image, apparaît relativement hétérogène, avec des diamètres moyens d'effectivement $10 \mu\text{m}$. A noter qu'il a été permis de déceler la présence de certains défauts (poussières, fils) au sein même de la structure du film, sans doute pris au piège lors de la fabrication.

Les films présentent une réponse spectrale dépendante de la longueur d'onde, avec un maximum de sensibilité dans le rouge, à environ 633 nm . Des mesures spectrométriques sur une gamme de doses de 1 à 20 Gy ont été réalisées pour les modèles les plus utilisés en radiothérapie, à savoir les modèles EBT3 et EBT-XD. Les résultats sont reportés dans la Figure III-4, où on y retrouve le pic d'absorption à 633 nm . A noter la saturation du spectrophotomètre aux plus hautes doses pour les films EBT3, comparativement aux films EBT-XD. Ces derniers ont en effet été conçus pour une utilisation sur une plage de dose plus étendue, et sont donc moins sensibles que les EBT3 : autrement dit pour une dose donnée, le bleuissement sera plus important pour les EBT3 que pour les EBT-XD [136].

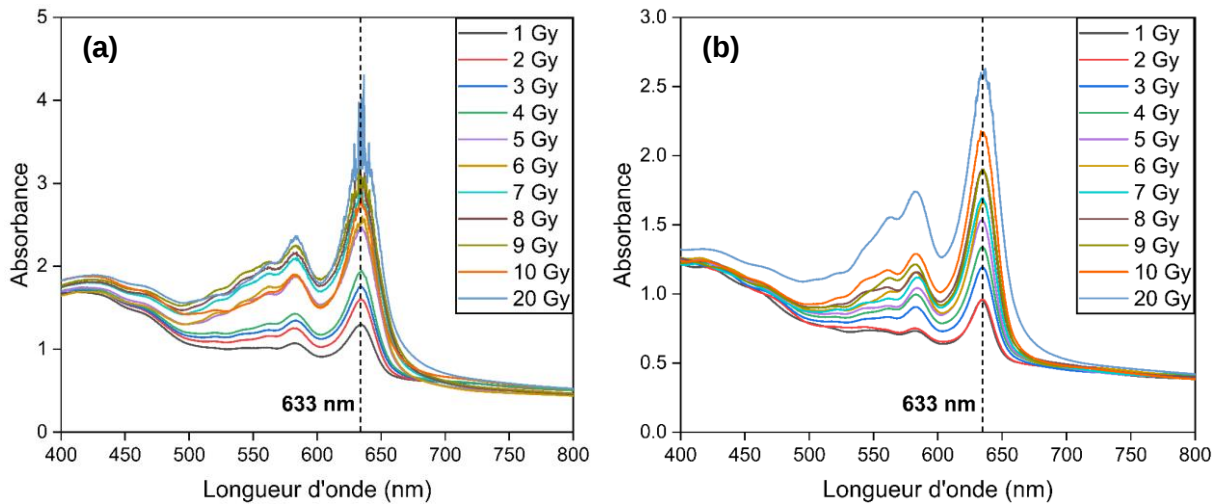


Figure III-4. Mesures spectrométriques pour (a) les films EBT3 et (b) les films EBT-XD pour des doses de 1 Gy à 20 Gy. Les mesures ont été acquises avec un spectromètre Agilent CARY 60 UV-Vis (Agilent Technologies, Santa Clara, CA, USA), à une vitesse de 300 nm/min.

Le Tableau III-1 ci-dessous regroupe les caractéristiques de l'ensemble des modèles de films Gafchromic™ disponibles sur le marché.

Tableau III-1. Caractéristiques de différents modèles de films Gafchromic™ commercialisés (d'après [137]).

Modèle de film	Gamme d'énergie	Gamme de dose	Composition atomique de la couche sensible (%)										Z_{eff}
			H	Li	C	N	O	Na	Al	S	Cl	Bi	
HD-V2	MV	10-100 Gy	58.2	0.6	27.7	0.4	11.7	0.5	0.3	0.1	0.6		7.63
MD-V3	MV	1-100 Gy	58.2	0.6	27.7	0.4	11.7	0.5	0.3	0.1	0.6		7.63
EBT3	MV	0.01-30 Gy	56.5	0.6	27.4	0.3	13.3	0.1	1.6	0.1	0.1		7.46
EBT-XD	MV	0.04-40 Gy	57.0	0.6	28.5	0.4	11.7	0.1	1.5	0.1	0.1		7.46

Lors de l'étape de fabrication des films, la couche active cristalline est déposée sur un support mobile donnant lieu à un alignement préférentiel des particules de LiPCDA parallèlement à la direction de l'écoulement du fluide. Une conséquence importante de cette ordonnance des monomères est la polarisation induite de la lumière transmise à travers le film [138], dont le degré augmente avec la dose reçue.

III.2.2 Moyens de lecture actuels et limitations

La lecture des films radiochromiques se fait aujourd'hui à l'aide de scanners à plat de la marque Epson® (Seiko Epson Corporation, Nagano, Japon) [139]. Ces scanners ont été développés pour des applications photographiques avec la volonté de disposer : 1- de la possibilité de capturer des détails fins dans l'image grâce à une haute résolution (pixels de petite dimension) ; 2- de la possibilité de réaliser une image en couleurs fidèle, sur l'ensemble du spectre visible ; et 3- d'une dynamique dans l'image

importante (nombre de bits, en général 16). L'utilisateur peut ensuite retravailler a posteriori l'image acquise à l'aide de logiciels dédiés.

Un certain nombre de limitations à l'utilisation du scanner à des fins quantitatives est cependant à rapporter :

- Le bruit est important. Une étude réalisée par Simcoe [140] sur les performances du scanner V750Pro d'Epson a montré que sur les 16 bits revendiqués, seuls 8 à 9 sont réellement exploitables, le reste étant du bruit ;
- Le contraste spectral est limité. La réponse du film est la convolution du spectre de la lumière utilisée pour la lecture et du spectre d'absorption du film. Les scanners photographiques utilisent des filtres Rouge, Vert et Bleu (R,V,B) à larges bandes qui sont posés à la surface de chaque pixel. La largeur de bande du filtre rouge étant beaucoup plus grande que la largeur du pic d'absorption, la numérisation dans ce canal (défini usuellement comme le canal de la dose) donne une image faiblement contrastée ;
- L'absence de contrôle de qualité ou de suivi dans le temps de la réponse du dispositif, compte tenu de l'ensemble des paramètres qui peuvent varier ;
- Il ne permet pas de mesurer de façon correcte des densités optiques du fait de l'utilisation d'une lumière blanche de spectre inconnu et inhomogène, du phénomène de saturation du capteur, et du processus de recalibration interne ;
- Il ne dispose pas de système de monitoring et de régulation en température de la source de lumière et du capteur photographique CCD²⁰ ;
- Comment fonctionne-t-il exactement ? L'utilisateur n'a la main que sur quelques paramètres seulement ;
- Au regard des points précédents et de l'effet boîte noire, une évaluation rigoureuse des incertitudes n'est pas possible.

Un certain nombre de publications a également mis en évidence des artefacts de lecture associée à l'utilisation du scanner photographique avec les films, en particulier le phénomène d'inhomogénéité latérale de réponse [141–144] et de la dépendance de la réponse du film avec son orientation [145,146].

- **Inhomogénéité latérale de réponse :**

La réponse d'un film uniformément irradié peut varier avec la distance au centre du scanner le long d'un axe parallèle à la source de lumière. Cet effet s'accroît avec la dose et à mesure que l'on s'éloigne du centre, et peut atteindre près de 10 % [147].

²⁰ Un capteur photographique CCD est un capteur basé sur un dispositif à transfert de charges (Charge Coupled Device). Dans les scanners photographiques le capteur est linéaire.

Van Battum *et al.* [144] ont identifié trois sources pouvant contribuer à ce phénomène :

- La polarisation de la lumière par interaction avec les miroirs du train optique du scanner. Par construction, la lumière polarisée transmise par le film est guidée au détecteur CCD par une série de miroirs. A mesure que la distance au centre augmente, l'angle d'incidence sur les miroirs augmente également. Or d'après les lois de Fresnel, la lumière se polarise lorsqu'elle interagit avec des miroirs, avec un degré de polarisation qui est lié à l'angle d'incidence. Une représentation schématique d'un scanner est présenté dans la Figure III-5 ci-dessous ;

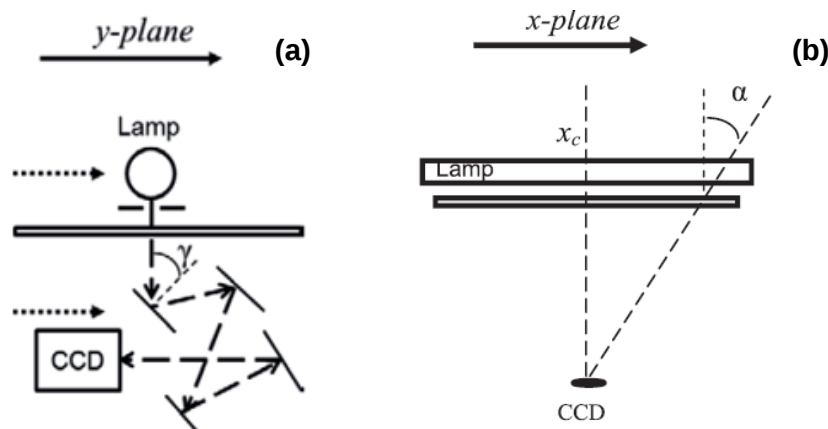


Figure III-5. Représentation schématique d'un scanner Epson 1680 Expression Pro composé de 4 miroirs (a) dans le plan longitudinal et (b) dans le plan latéral (d'après [144]).

- Dans la continuité et toujours lié à la conception du scanner, le chemin optique parcouru par la lumière dans le film augmente avec la distance au centre. Pour avoir un signal mesuré au niveau du détecteur CCD grâce au réseau de miroirs, il faut que la lumière soit normale au centre du film, et de plus en plus oblique à mesure que l'on s'éloigne du centre. D'après la loi de Beer-Lambert, l'augmentation du chemin optique induit une transmission de la lumière plus faible, et donc in fine une densité optique plus importante en s'éloignant du centre ;
- Les photons qui interagissent avec un angle donné sur le pixel d'intérêt sont susceptibles d'émettre leurs photoélectrons dans la photodiode du pixel voisin. Il s'agit du phénomène de diaphonie optique [148] : la lumière provenant de pixels voisins peut contribuer au signal du pixel d'intérêt. La probabilité d'occurrence de ce phénomène augmente avec l'énergie du rayonnement, ce dernier devenant plus pénétrant [149].

- **Orientation-dépendance lors de la lecture :**

La polarisation de la lumière par l'orientation préférentielle des monomères et l'utilisation de miroirs rend la réponse des films dépendante de leur orientation. En utilisant un scanner photographique, il est dès lors primordial de fixer une orientation et de la conserver entre l'étalonnage et les mesures [137].

Certaines équipes ont tenté de développer leur propre système de lecture de films [150–155]. Après une unique publication ou un dépôt de brevet, ces systèmes ne se sont néanmoins pas imposés face aux scanners photographiques.

III.2.3 Présentation du nouveau système optique

Comme indiqué ci-dessus, le scanner photographique présente un certain nombre de limitations et d'artéfacts pour son utilisation avec les films radiochromiques, impactant directement la qualité des résultats. Rappelons que ces scanners n'ont aucune vocation scientifique, et que leur usage avec les films est une utilisation détournée de leur application première. Le fabricant Epson rappelle d'ailleurs qu'il ne garantit pas la fiabilité des résultats et qu'il en incombe de la responsabilité de l'utilisateur. Partant de ces constats, une utilisation à des fins métrologiques, autrement dit avec des incertitudes maîtrisées et les plus faibles possibles, était inenvisageable. Le LNHB a alors décidé de développer son propre instrument dédié à la lecture des films radiochromiques, pensé pour résoudre l'ensemble des problèmes rencontrés avec les scanners. Ce nouveau système, qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet, permet de surcroît de disposer d'une information dosimétrique fiable, traçable métrologiquement en dose et en densité optique grâce aux références primaires établies au LNHB et à l'utilisation de filtres neutres étalonnés.

Le nouveau dispositif de lecture (voir Figure III-6) utilise des éléments optiques de qualité indépendants et dont les caractéristiques sont parfaitement connues. Il est composé d'une caméra monochrome sCMOS (scientific Complementary Metal Oxide Semiconductor) de haute résolution imageant la lumière transmise à travers le film à partir d'une source plane de lumière rouge de haute intensité régulée thermiquement. La caméra, refroidie à 0°C, est couplée à un objectif bi-télécentrique, qui permet de disposer d'une taille de pixel résultante dans l'image de 32.5 μm , équivalente à 782 dpi (dots per inch). L'ensemble est intégré dans une enceinte optique permettant de supprimer toute lumière extérieure, réalisée à l'aide de panneaux de 5 mm d'épaisseur composés d'un sandwich de feuilles de carton noir plastifiées et de mousse. Par précaution, un film plus absorbant a été collé sur les parois intérieures afin d'éviter les réflexions parasites provenant de la source de lumière de haute intensité. Du polystyrène aluminisé a en outre été rajouté sur les parois externes afin d'améliorer l'isolation thermique du système vis-à-vis de son environnement.

Le système permet la numérisation de films jusqu'à une taille d'environ 7 x 7 cm². La modularité du système offrirait la possibilité de lire des films de plus grandes dimensions en adaptant un support motorisé sur deux axes, permettant d'imager le film par portion. L'image entière du film pourrait alors être reconstruite en concaténant les images partielles acquises. De la même façon, il serait possible de changer de source de lumière pour s'adapter à un autre modèle de films présentant des caractéristiques spectrales différentes. Ces perspectives sortent néanmoins du cadre de ce travail.

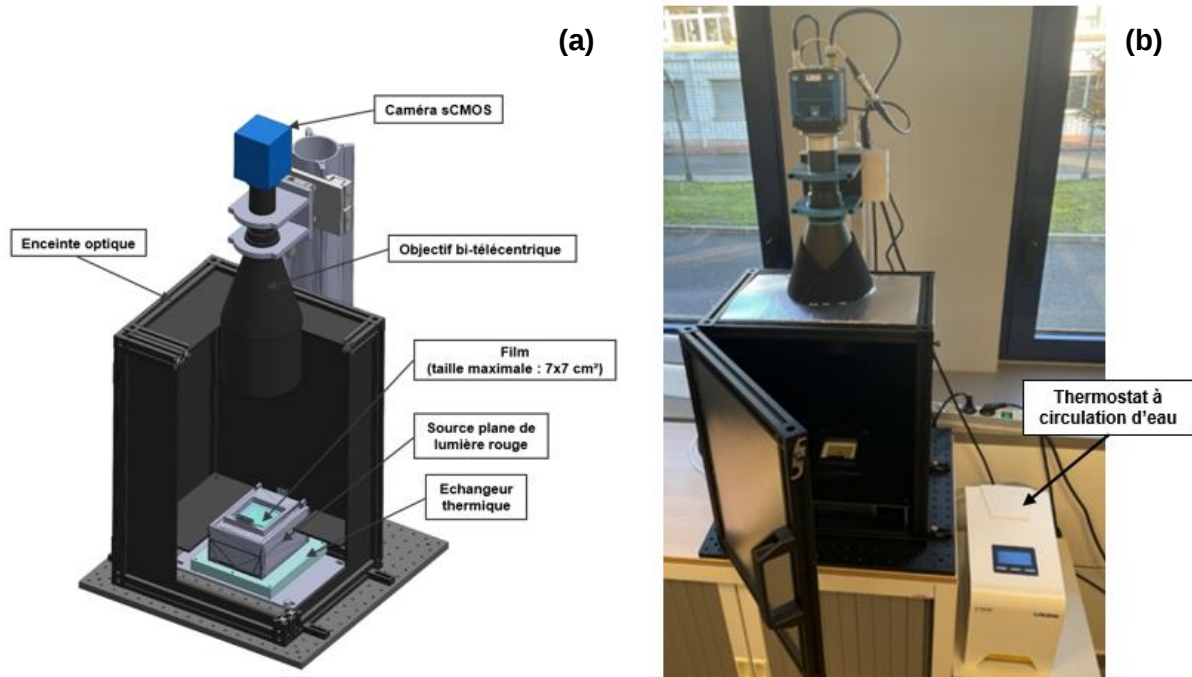


Figure III-6. (a) Vue schématique et (b) photographie du système optique.

Une description exhaustive de chacun des éléments est présentée dans les sous-parties suivantes.

III.2.3.1 Source plane de lumière rouge

La source de lumière est un élément capital en photométrie. Il est en effet primordial que l'intensité lumineuse soit la plus stable et reproductible dans le temps pour réaliser des mesures quantitatives correctes. Ces contraintes sont d'autant plus fortes dans le cadre d'une utilisation avec les films, où les mesures sont en général espacées dans le temps entre la réalisation de la courbe d'étalonnage et la lecture des films d'intérêt. Les premiers essais réalisés avec des sources planes de lumière disponibles dans le commerce n'ont pas apporté satisfaction, avec trois principales limitations : 1- une mauvaise homogénéité, en lien avec l'utilisation d'un nombre insuffisant de LED ; 2- l'absence de régulation thermique, impliquant une chauffe du dispositif et une dérive de l'intensité lumineuse dans le temps ; et 3- l'absence de sources de lumière suffisamment monochromatiques avec une longueur d'onde correspondante au pic d'absorption des films. Il s'est alors avéré nécessaire de mettre au point notre propre source de lumière. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Bob Simcoe, ingénieur de recherche à la retraite de l'observatoire d'astronomie d'Harvard, et s'inspire de la source de lumière qu'il a conçue avec son équipe dans le cadre du développement d'un système pour la numérisation de plaques astrophotographiques [156].

La source de lumière plane est composée de 198 diodes électroluminescentes (LED) rouges de type Vishay VLDR1235R (Vishay Intertechnology, Inc., Malvern, Pennsylvania, USA). Elles ont été sélectionnées pour leur longueur d'onde qui coïncide avec la bande d'absorption maximale des films, avec un pic d'émission à 632 nm et une largeur de 11 nm. Leur grande intensité lumineuse (11 cd/LED), ainsi

que l'assemblage de façon compacte en 22 rangées de 9 LED, permet d'avoir une lumière résultante de haute intensité, offrant la possibilité de maximiser le rapport signal sur bruit tout en minimisant le temps d'exposition (de l'ordre de quelques ms). Afin d'améliorer la stabilité lumineuse, des contrôleurs de courant ont été ajoutés sur chaque rangée, permettant d'absorber les possibles fluctuations de tension de la source d'alimentation.

Une visualisation de la source de lumière démontée est présentée en Figure III-7 (a). Elle se présente sous la forme d'une boîte parallélépipédique de $11 \times 4 \times 6 \text{ cm}^3$ (L x l x h), dessinée et imprimée en 3D. Afin d'avoir la lumière la plus homogène possible en sortie, trois étages diffuseurs composés de feuilles de verre opale ont été ajoutés au-dessus du circuit imprimé de LED, se glissant dans des emplacements réservés (voir Figure III-7 (b)). Le film vient ensuite se positionner sur l'étage le plus haut.

Il a été montré que la réponse du film variait avec sa courbure, lié à la variation de distance entre la source de lumière (fixe) et le film. Cet effet est connu sous le nom d'effet Callier [157] et peut être à l'origine de variations pouvant atteindre 1.6 % par mm de courbure du film [158,159]. Cette courbure apparaît d'autant plus fréquemment que le film est petit. Pour éviter ce problème, un couvercle avec une feuille de verre anti-Newton²¹ permettant de plaquer le film à plat a été ajouté (voir Figure III-8).

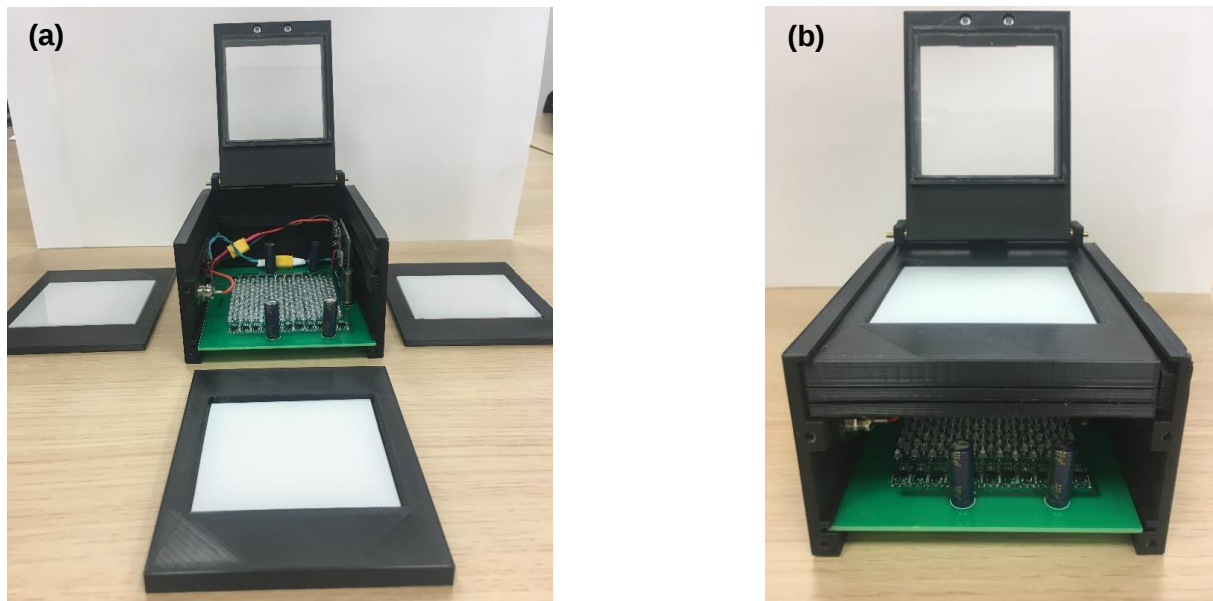


Figure III-7. (a) Illustration de la source de lumière démontée avec les trois étages diffuseurs et le circuit imprimé de LED. (b) Superposition des étages diffuseurs.

²¹ Il s'agit d'un verre spécial permettant d'éviter la formation d'anneaux de Newton.

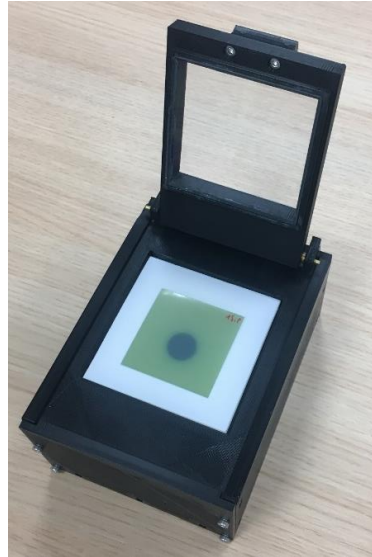


Figure III-8. Source de lumière avec un film de 5 x 5 cm². Le couvercle avec la feuille de verre anti-Newton est visible et n'a pas été rabattu sur cette photographie.

Le contrôle de la température d'une source de lumière composée de LED est très important en photométrie. La dissipation de chaleur par effet Joule dans la jonction P-N du semi-conducteur peut modifier les propriétés physiques des LED. En particulier, deux effets apparaissent [160] :

- 1- A courant constant, l'intensité lumineuse d'une LED varie en fonction de la température de sa jonction P-N ;
- 2- La modification de la température de la jonction P-N peut entraîner une modification des caractéristiques spectrales de la LED, avec un décalage du pic d'émission.

C'est pourquoi la source de lumière a été maintenue à température constante au moyen d'un échangeur thermique, de type ATS-CP-1004 (Mouser Electronics, Mansfield, Texas, USA). Ce dernier est connecté à un thermostat à circulation d'eau LOOP L100 (Lauda DR. R. Wobser GmbH & Co. KG, Germany). Le système de régulation thermique de la source de lumière est présenté dans la Figure III-9. La température a été ajustée pour synchroniser le pic d'émission des LED avec le pic d'absorption des films et a été vérifié par spectrométrie, permettant d'avoir à la fois une stabilité thermique et chromatique. Grâce à l'enceinte optique et l'ajout du polystyrène réflecteur sur les parois extérieures, le système dispose en outre d'une très bonne stabilité thermique à l'intérieur de l'enceinte, ce qui est important lors de la numérisation des films radiochromiques qui sont également sensibles aux variations de température.

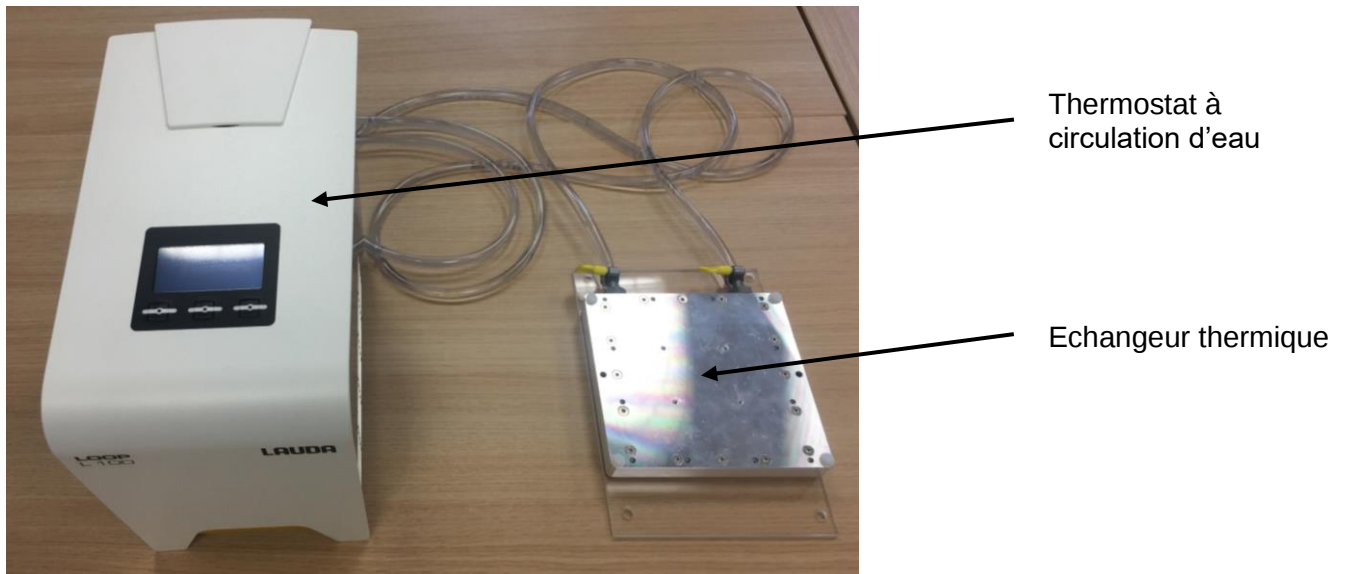


Figure III-9. Système de régulation thermique de la source de lumière.

La source de lumière a été couplée à l'échangeur thermique à l'aide 1- d'une pâte thermique, rajoutée au dos du circuit imprimé (voir Figure III-10) ; et 2- d'une plaque d'adaptation en aluminium qui permet d'assurer la conductivité thermique entre les surfaces.

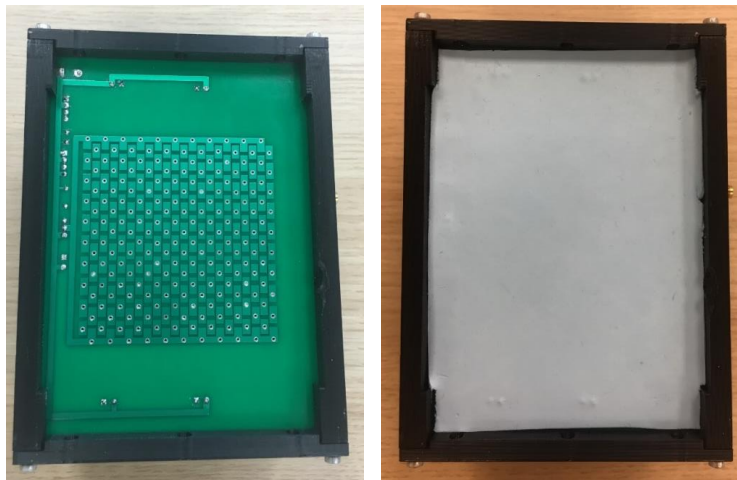


Figure III-10. Application de la pâte thermique au dos du circuit imprimé.

L'assemblage final solidarisé est présenté dans la Figure III-11.

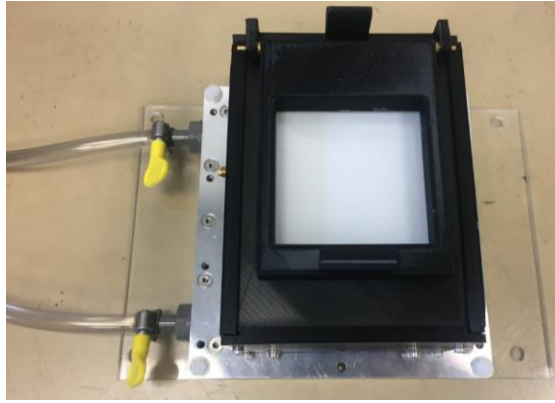


Figure III-11. Source de lumière couplée au système de régulation en température.

Pour éviter les réflexions parasites pouvant provenir de la surface réfléchissante de l'échangeur thermique, un cache absorbant du même matériau que l'enceinte optique a été ajouté autour de la source de lumière (voir Figure III-12 ci-dessous).

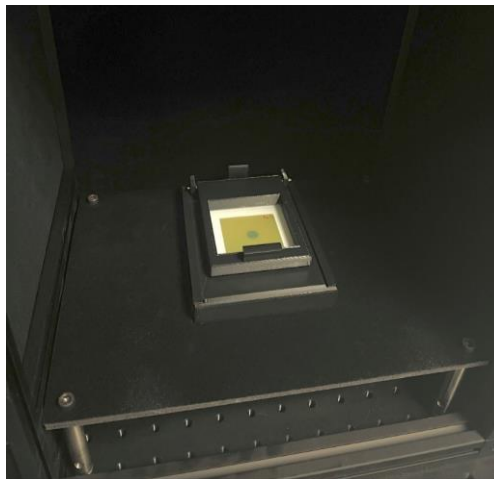


Figure III-12. Source de lumière en place dans l'enceinte optique avec le cache absorbant autour.

Afin de limiter le dégagement de chaleur inutile et de n'illuminer le film que lors de l'acquisition de l'image, la source de lumière fonctionne en mode pulsé et synchronisé avec la caméra. Un transistor NMOS (N-type Metal Oxide Semiconductor) allume l'ensemble des LED simultanément à la réception d'un signal LVTTTL (Low Voltage Transistor-Transistor-Logic) de 3.3 V provenant de la caméra pendant le temps d'exposition demandé.

Un mécanisme de protection de la source de lumière a également été ajouté afin d'éviter un temps d'allumage trop important, qui pourrait entraîner un vieillissement prématuré des LED. Cette protection de la source de lumière a été réalisée et programmée avec une carte miniature Beetle de la famille Arduino (DFRobot, Beijing, China). Elle consiste à définir une durée incompressible entre la réalisation de deux impulsions et a été fixée à 200 fois le temps d'exposition programmé avec la caméra, ce dernier étant de l'ordre de quelques millisecondes. La carte Beetle DFR0282 mesure le temps d'exposition à partir du signal LVTTTL reçu de la caméra et

applique ce rapport cyclique. Pour un temps d'exposition de 5 ms par exemple, la durée entre deux impulsions et donc entre l'acquisition de deux images sera de 1 seconde. L'introduction de ce laps de temps permet en outre de maintenir une synchronisation correcte entre la source de lumière et la caméra.

III.2.3.2 Objectif bi-télécentrique

Le rôle d'un objectif est de faire converger la lumière sur le capteur de la caméra. Il s'agit d'un dispositif optique retrouvé dans tout système d'imagerie, et est composé d'un réseau de lentilles convergentes.

Les objectifs conventionnels sont de type endocentrique, avec une mise au point fixe qui offre la même perspective que l'œil humain. Ils sont notamment retrouvés dans les appareils photos et permettent de capter l'ensemble des rayons lumineux d'incidences différentes issus de l'espace objet. Ils présentent néanmoins une dépendance angulaire du champ de vision, de telle sorte que le grossissement diminue lorsque la distance entre l'objectif et l'objet augmente²². Ce champ de vision angulaire induit par conséquence un effet de parallaxe (ou artéfact de distorsion), avec une dépendance de la position de l'objet sur la mesure réalisée [161].

Les objectifs télécentriques permettent d'éliminer cette erreur de parallaxe en garantissant un champ de vision fixe quelle que soit la distance de l'objet à l'objectif. C'est la raison pour laquelle ils sont largement utilisés en métrologie et dans l'industrie pour la recherche de défauts sur les chaînes de production. Sur le principe, un objectif télécentrique collimate la lumière en n'acceptant que les rayons lumineux parallèles à l'axe optique dans l'espace objet. En contrepartie, il doit présenter une ouverture plus grande et un encombrement plus important qu'un objectif endocentrique. Le principe des deux types d'objectifs est rapporté dans la Figure III-13.

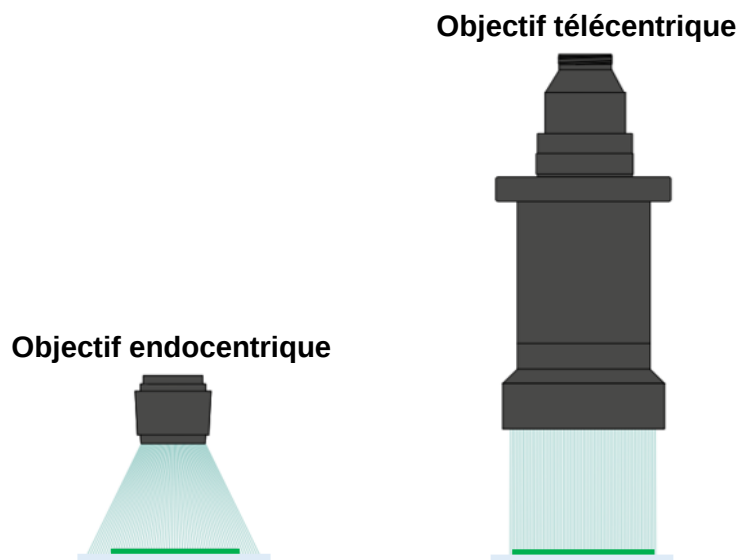


Figure III-13. Objectif endocentrique (à gauche) et télécentrique (à droite).

²² C'est d'ailleurs ainsi que la vision humaine se comporte, et contribue à notre perception de profondeur.

Pour illustrer de façon concrète la différence entre les deux types d'objectifs, un exemple d'application industrielle est présenté dans la Figure III-14.

Un dispositif composé de plusieurs broches doit être contrôlé sur une chaîne de montage pour détecter un éventuel défaut d'alignement. L'une des broches est volontairement pliée (Figure III-14 (a)), et l'enjeu est de détecter cette anomalie. L'utilisation d'un objectif endocentrique (Figure III-14 (b)) déforme l'image, de telle sorte que les broches semblent « se déployer » depuis le centre sur les côtés. La broche pliée n'est pas identifiable. Sur l'image réalisée avec un objectif télécentrique (Figure III-14 (c)), toutes les broches apparaissent perpendiculaires à l'objectif sans effet de distorsion, à l'exception de la broche pliée [162].

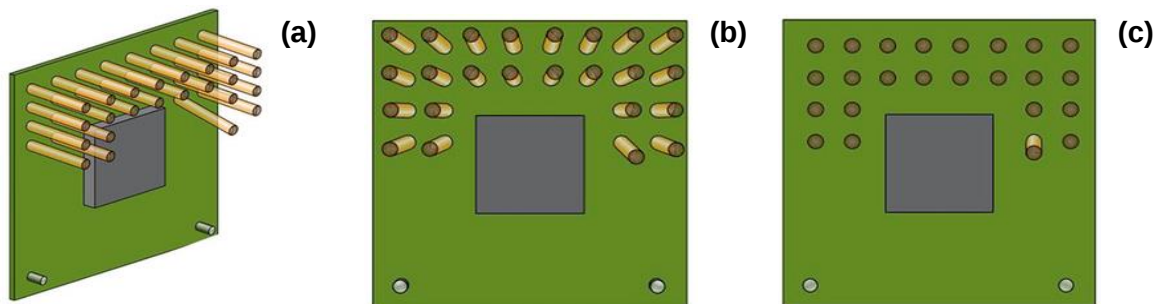


Figure III-14. (a) Objet à contrôler avec la présence d'un défaut. (b) Image réalisée avec un objectif endocentrique, ne permettant pas de déceler le défaut et (c) image acquise avec un objectif télécentrique mettant en évidence l'anomalie (d'après [162]).

Les objectifs télécentriques standards acceptent les rayons lumineux parallèles à l'axe optique. Si l'objectif est seulement télécentrique dans l'espace objet, les rayons traversant l'objectif peuvent parvenir au capteur selon différents angles en fonction de la position dans le champ de vision.

Il existe des objectifs dits bi-télécentriques, qui sont télécentriques à la fois dans l'espace objet et dans l'espace image. Les rayons lumineux sélectionnés sont alors parallèles en entrée et à la sortie de l'objectif. Le parallélisme des rayons lumineux jusqu'au capteur contribue à ce que les points de l'image restent symétriques avec une réduction de l'effet de flou, et permet de disposer d'un très bon contraste dans l'image.

Une représentation schématique est fournie en Figure III-15 dans le cas d'un objectif endocentrique, télécentrique simple, et bi-télécentrique. A des fins de simplification, seules les deux lentilles avant et arrière de l'objectif ont été considérées.

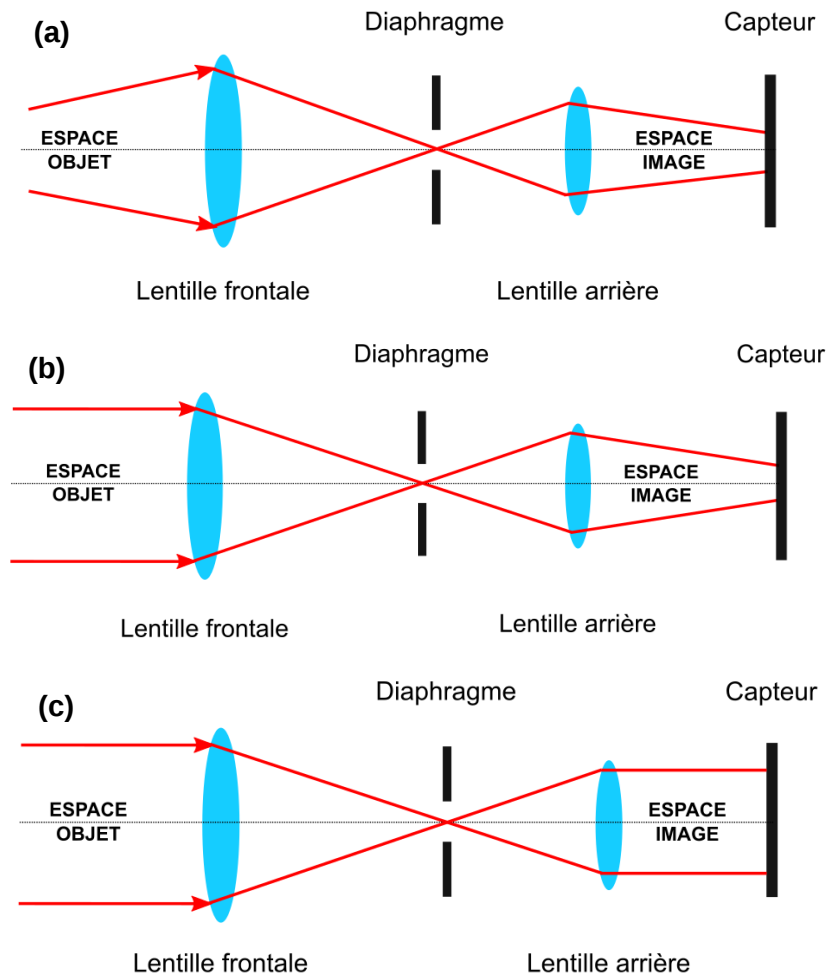


Figure III-15. Tracés de rayons dans le cas d'un objectif (a) endocentrique, (b) télécentrique simple et (c) bi-télécentrique.

La bi-télécentricité permet également de rendre insensible le capteur à la lumière polarisée intrinsèquement par le film. Trushkina *et al.* [163] ont en effet mis en évidence la variation de réponse d'un capteur CCD et CMOS en fonction de l'angle d'incidence de la lumière polarisée.

Pour notre système optique, le choix s'est porté sur un objectif bi-télécentrique S5LPJ1762 de la marque Sill Optics (Sill Optics GmbH & Co. KG, Germany). Il dispose d'un grossissement 0.2X et, couplé à notre caméra, permet d'avoir un champ de vision de 66.5 x 66.5 mm².

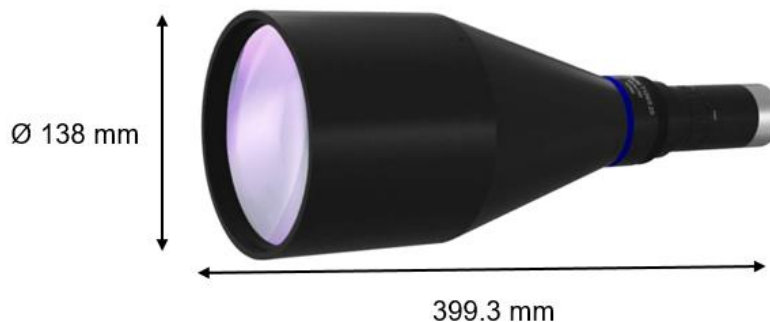


Figure III-16. Objectif bi-télécentrique S5LPJ1762. Avec la permission de Sill Optics.

Il permet de sélectionner les rayons lumineux parallèlement à l'axe optique avec une erreur de télécentricité revendiquée par le fabricant de 0.09° en entrée (espace objet) et de 1.1° en sortie (espace image). Le bord de toutes les lentilles a été noirci et l'objectif a entièrement été recouvert d'un vernis noir hautement absorbant, afin d'éviter les réflexions parasites. Un traitement spécial de chaque dioptré a été réalisé pour d'une part réduire le phénomène de réflexion ($< 0.05\%$ de la lumière incidente), et d'autre part éviter le phénomène d'aberrations chromatiques²³.

L'objectif bénéficie d'une distorsion très faible ($< 0.1\%$) et opère à une distance de travail²⁴ de 284 mm. Pour la mise au point, la hauteur de l'ensemble objectif + caméra est ajustable finement à l'aide d'une platine de translation micrométrique.

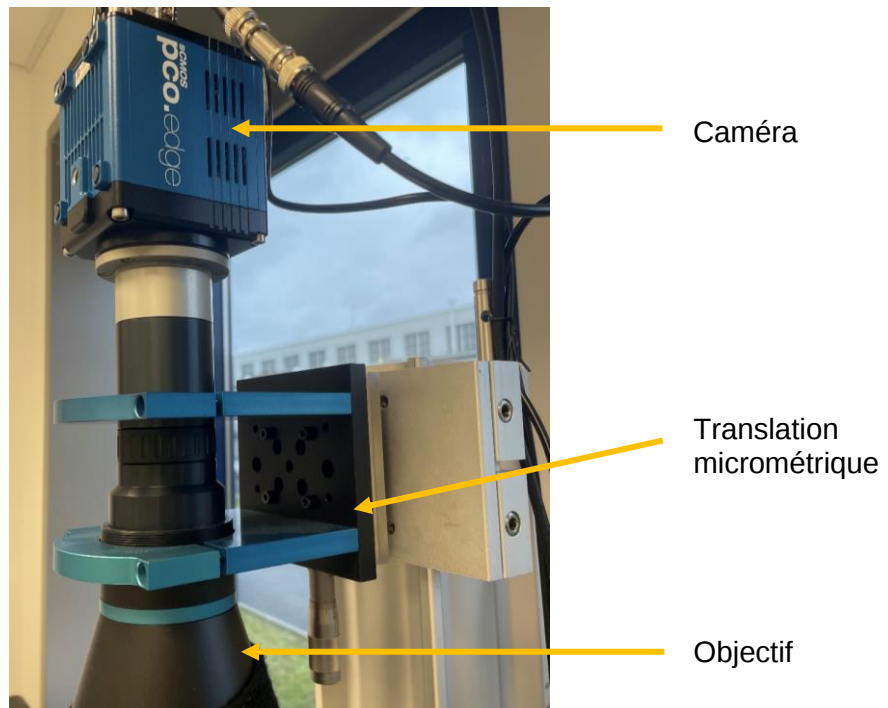


Figure III-17. Système de fixation de l'ensemble objectif + caméra.

Nonobstant les meilleures propriétés optiques de ce type d'objectif, l'utilisation d'un objectif bi-télécentrique permet de résoudre l'artéfact d'inhomogénéité latérale de réponse du film observé avec les scanners sur des grandes surfaces. Pour rappel, les trois causes invoquées par Van Battum *et al.* [144] sont : 1- la polarisation de la lumière à des degrés différents issue de l'utilisation de miroirs dans le train optique ; 2- les différences de chemin optique parcouru par la lumière dans le film ; et 3- le phénomène de diaphonie optique.

Pour le premier point, notre système n'utilise pas de miroirs. La télécentricité dans l'espace objet permet de garantir un chemin optique quasiment identique des rayons

²³ Il s'agit d'une focalisation de la lumière à des distances différentes selon la longueur d'onde. L'exemple le plus connu d'aberration chromatique est la décomposition de la lumière blanche par un prisme. Ce phénomène existe aussi à un degré moindre pour une lumière monochromatique avec un pic d'émission.

²⁴ La distance de travail est la distance entre la lentille frontale de l'objectif et l'objet à imager pour que ce dernier soit net.

lumineux traversant le film en tout point et susceptibles d'atteindre le capteur (point 2), tandis que la télécentricité dans l'espace image focalise la lumière de façon parallèle jusqu'au capteur (point 3). Pour ce dernier point en particulier, la bi-télécentricité est d'autant plus intéressante que l'on travaille avec une source de lumière rouge, couleur qui est plus sujette à la diaphonie optique.

III.2.3.3 Caméra sCMOS

La caméra est le composant de première importance dans un système optique. Les performances et l'atteinte de l'objectif recherché dans la conception d'un système optique en découlent fortement. C'est pourquoi un soin particulier a été apporté dans son choix. La caméra retenue pour le système est le modèle PCO edge 4.2 (PCO AG, Kelheim, Germany). Elle dispose d'un capteur sCMOS de 2048 x 2048 pixels de 6.5 μm de côté, refroidi à 0°C grâce à un module Peltier. Une microlentille est ajoutée en amont de chaque pixel, permettant de focaliser la lumière incidente. Le couplage à l'objectif bi-télécentrique de grossissement 0.2X permet de disposer d'une excellente résolution, avec une taille de pixel résultante dans l'image de $6.5/0.2 = 32.5 \mu\text{m}$ de côté (782 dpi).

Le choix de travailler directement avec une lumière rouge coïncidant avec le maximum de sensibilité des films a permis de considérer une caméra monochrome et non couleur, qui présente deux avantages :

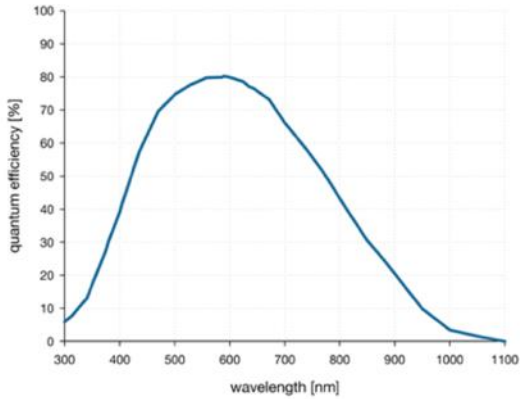
- 1- L'absence d'artéfacts liée à la matrice de Bayer. Cette matrice correspond aux filtres R, V, B présents en amont de chaque pixel du capteur, permettant de restituer une image en couleur. Elle est constituée de 50 %²⁵ de filtres verts, de 25 % de filtres rouges et de 25 % de filtres bleus. Si l'on veut extraire une image par canal, il est nécessaire d'avoir recours à une méthode d'interpolation (appelée également dématricage) pour obtenir une image de la même résolution que celle du capteur. Cette étape rajoute du bruit et peut introduire des artéfacts dans l'image. Avec une caméra monochrome, il n'y a pas de matrice de Bayer et l'information de tous les pixels est exploitée ;
- 2- La maximisation du rapport signal sur bruit, en bénéficiant de l'ensemble des photons incidents. Dans le cas des scanners où une lumière blanche est utilisée, les filtres réduisent de façon conséquente la proportion de photons « utiles » arrivant sur le capteur.

Contrairement à un scanner, l'utilisation d'une caméra de façon externe autorise plus de latitude, en offrant notamment la possibilité : 1- de définir le temps d'exposition ; et 2- d'exploiter sa cadence élevée d'acquisition, en réalisant rapidement plusieurs images successives.

Les caractéristiques principales de la caméra PCO edge 4.2 sont rapportées dans le Tableau III-2 ci-dessous.

²⁵ Ce choix est lié au fait que l'œil humain est plus sensible à la couleur verte.

Tableau III-2. Caractéristiques principales de la caméra PCO edge 4.2.

Paramètre	Valeur
Type de capteur	Scientific CMOS (sCMOS) Monochrome Avec microlentilles
Résolution	2048 x 2048 pixels = 4.2 Mpixels
Taille de pixel	6.5 μm x 6.5 μm
Refroidissement	0°C stabilisé avec module Peltier
Efficacité quantique (à 0°C)	 ~ 75 % vers 630 nm
Linéarité	< 0.6 %
Capacité de charges du puits de potentiel	30000 e ⁻ /pixel
Plage dynamique du capteur	15.2 bits
Convertisseur Analogique-Numérique (CAN)	16 bits
Signal thermique (à 0°C)	< 0.3 e ⁻ /pixel/s
Bruit de lecture (à gain = 30)	0.8 med e ⁻ , 1.3 rms e ⁻

L'explicitation de ces termes ainsi que les propriétés des capteurs CMOS seront présentées ci-dessous. Ces notions seront utiles pour la suite.

III.2.3.3.1 Efficacité quantique de détection et sensibilité spectrale

L'efficacité quantique de détection (ou Quantum Efficiency, QE) d'un capteur décrit la proportion moyenne de photons incidents qui est convertie en charge électrique.

Elle est définie par la relation suivante :

$$QE = \frac{\text{nombre moyen de photoélectrons/pixel/s}}{\text{nombre moyen de photons/pixel/s}} \quad (3.6)$$

Dans l'idéal, l'efficacité quantique devrait être de 100 %, autrement dit chaque photon incident crée une paire électron-trou. En réalité, le phénomène photoélectrique dans les photodiodes n'est pas parfait et il existe plusieurs mécanismes de perte d'information.

Le premier phénomène est la perte qui peut être due à la réflexion des photons sur les couches superficielles du pixel. Cette perte peut être significativement réduite avec l'ajout d'un revêtement anti-réflexion à la surface de chaque pixel, couramment utilisé aujourd'hui.

Le second phénomène est intrinsèque au processus de fabrication des semi-conducteurs qui apporte des couches supplémentaires au-dessus des photodiodes, à savoir le câblage, les transistors et les condensateurs. L'électronique de ces couches peut provoquer la diffusion et l'absorption de la lumière, ce qui entraîne une perte de conversion de la lumière en charges²⁶.

La troisième limitation est liée à l'inefficacité de la photodiode à collecter toutes les paires électrons-trous générées par les photons incidents. Cette inefficacité résulte de la génération de porteurs libres en dehors de la zone de déplétion. Soumis à un flux de photons, des paires électrons-trous sont générés dans le substrat de silicium. Ces paires sont ensuite séparées par l'application d'un champ électrique et les électrons vont être stockés à l'interface entre le substrat et couche isolante d'oxyde de silice de la capacité MOS. Seules les interactions dans la zone de déplétion du substrat ou diffusés à sa frontière vont pouvoir être transférées et mesurées. Les porteurs de charges créés en dehors de cette zone n'atteignant pas la zone photosensible du pixel, l'efficacité quantique du système diminue.

Une autre considération à prendre en compte est que la profondeur de pénétration des photons dans le silicium dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident. Les photons de grande longueur d'onde pénétrant profondément à l'intérieur de la photodiode, le porteur libre généré peut se trouver en dehors de la zone de déplétion, réduisant la sensibilité spectrale du capteur à cette longueur d'onde. C'est pourquoi on constate généralement une diminution de l'efficacité quantique des capteurs à partir de la couleur rouge. Les photons de longueur d'onde supérieure à 1100 nm n'ont typiquement pas assez d'énergie pour créer une paire électron-trou et ne peuvent donc pas être détectés par les photodiodes au silicium.

Il existe également une dépendance des propriétés de détection avec la température du capteur. Cet effet n'est pas à négliger dans le cas de caméras refroidies, ce qui est

²⁶ Avec la caméra choisie, ce phénomène est grandement limité par un traitement optique sur la surface du capteur, des microlentilles sur chaque pixel et par l'objectif bi-télécentrique, focalisant la lumière de manière quasi rectiligne.

le cas avec de la caméra choisie. Le refroidissement a pour effet de réduire la mobilité des porteurs de charge, et devient notamment critique pour la détection des grandes longueurs d'onde à grande pénétration. Le porteur de charge devant parcourir plus lentement une grande distance jusqu'à l'interface avec la couche isolante d'oxyde de silice, la probabilité qu'il se recombine ou se perde par d'autres mécanismes augmente. C'est pourquoi l'efficacité quantique est fournie non pas comme une simple valeur numérique, mais sous forme de spectre continu à une température de fonctionnement. En somme, l'efficacité quantique d'un capteur est dépendante du semi-conducteur utilisé (majoritairement le silicium), du type de dopage, du type de revêtement du pixel, de la température, de la présence ou pas de microlentilles en amont de chaque pixel permettant de focaliser la lumière, et de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Pour notre application avec une lumière rouge, l'efficacité quantique à la température de fonctionnement de 0°C est très bonne et se trouve aux alentours de 75 %, une des meilleures disponibles sur le marché.

III.2.3.3.2 Plage dynamique

La plage dynamique (dynamic range en anglais) du capteur caractérise sa capacité à mesurer et à distinguer différents niveaux de lumière, et renseigne le contraste maximal qui peut être atteint dans une image. Il s'agit donc de la quantité maximale d'information réellement exploitable intrinsèquement par le capteur. Dans le cas d'une caméra monochrome, on parlera de niveaux de gris. La plage dynamique est dépendante du bruit de lecture et de la capacité de charges du puits de potentiel. Cette dernière définissant la quantité maximale de charges qu'un pixel individuel peut supporter avant de saturer. A bruit de lecture constant, une plus grande capacité signifie qu'un plus grand nombre d'électrons peut être stocké, qui se traduit par une plage dynamique plus élevée et un meilleur rapport signal sur bruit.

Les porteurs de charge générés sont ensuite convertis en tension par un circuit de lecture, dans chaque pixel pour un capteur CMOS. Le signal est amplifié et numérisé par un convertisseur analogique-numérique (CAN ou ADC pour Analog to Digital Converter en anglais) et s'exprime finalement en ADU pour Analog Digital Unit. Le CAN a sa propre résolution ou plage dynamique, utilisée pour subdiviser équitablement le signal de tension en sortie. Il convient alors de distinguer la plage dynamique du capteur et celle du CAN, une erreur couramment faite et induite en général par des arguments mercatiques.

Il est en effet courant de voir les industriels revendiquer leurs appareils photos ou scanners avec une profondeur d'image de 16 bits. L'image obtenue contient bien 65535 niveaux de gris mais les 16 bits mis en avant sont la résolution du CAN. En somme, la profondeur de 16 bits d'une image pour un capteur avec une dynamique de 12 bits (4095 niveaux de gris) ne rajoute pas d'informations, mais rajoute au contraire du bruit à haute résolution, diminuant au final la quantité d'informations utile et réellement exploitable. Dans cet exemple, le nombre de niveaux de quantification est

égal à $2^{12} - 1$ (4095 niveaux de gris intrinsèques au capteur), et est « distendu » jusque 65535 ADU. Par conséquence, le pas de quantification noté q (pas par niveau de gris) est plus important. Ce point est illustré pour un cas simple avec la Figure III-18 ci-dessous.

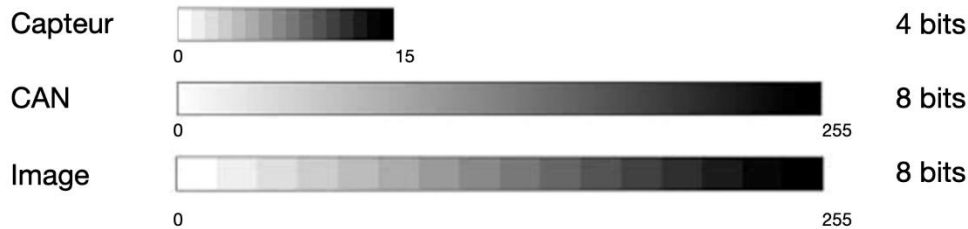


Figure III-18. Phénomène de sur-spécification du convertisseur analogique-numérique.

La résolution minimale d'un CAN est déterminée par la plage dynamique du capteur d'image et se doit logiquement d'être supérieure pour éviter toute perte d'information. Dans la pratique, le prix du capteur est dépendant de sa taille et de ses performances avec notamment la capacité de charges du puits de potentiel : un capteur plus gros et/ou avec une capacité de collection de charges plus importante est rapidement plus onéreux. Les plages dynamiques des CAN données correspondent à la limite maximale théorique des dispositifs de conversion. Les CAN ayant une incertitude de conversion moyenne de 0.5 bits [164], la résolution pour les applications pratiques est réduite d'environ 1 bit. Un capteur optimal est alors conçu de telle sorte à avoir un CAN avec une dynamique légèrement supérieure de cet ordre de grandeur par rapport à la dynamique du capteur.

La caméra PCO edge 4.2 est composée d'un capteur de 15.2 bits et d'un convertisseur analogique-numérique de 16 bits. Il est donc possible de profiter de la pleine dynamique du capteur avec très peu de pertes lors de la conversion et ainsi avoir un contraste optimal.

III.2.3.3.3 Linéarité

Le processus fondamental de l'imagerie numérique repose sur la conversion de l'entrée photonique en sortie électronique. La fonction de transfert entre le signal incident et la sortie finale numérisée est supposée être linéaire en fonction de la quantité de photons incidents sur le capteur. Les caméras sCMOS à haute performance ont une très bonne linéarité et présentent des écarts souvent inférieurs à quelques dixièmes de pourcent, évaluée selon la norme EMVA (European Machine Vision Application) 1288 [165]. Cette norme définit une méthode unifiée pour mesurer, calculer et présenter les paramètres de spécification et les données de caractérisation pour les caméras et les capteurs d'images utilisés pour les applications de vision industrielle.

Dans le cadre de mesures photométriques, la linéarité est une exigence primordiale afin de pouvoir garantir des mesures quantitatives correctes. Il faut dès lors la vérifier et adapter le temps d'exposition pour être proche du maximum de la zone linéaire sans

arriver à saturation du capteur, pour bénéficier également de la dynamique la plus importante dans l'image.

Il est intéressant de signaler qu'avec les scanners, il n'est pas possible de vérifier la linéarité car l'utilisateur n'a pas la possibilité de connaître ni de modifier le temps d'exposition. D'autre part, des essais réalisés au LNHB sur un scanner Epson V750Pro ont montré une saturation des photosites pour une numérisation en l'absence d'objet. Au vu de ce dernier point, il est légitime de se questionner sur l'intérêt de la recalibration interne effectuée avant chaque numérisation, et notamment sur la stabilité de l'intensité lumineuse d'une numérisation à l'autre.

III.2.3.3.4 Variation de la sensibilité inter-pixels

La sensibilité relative de tous les photosites n'est pas constante : à flux lumineux incident constant, l'ensemble des pixels (x,y) ne répondent pas de la même manière. Cela se traduit par des valeurs de pixel (en ADU) hétérogènes sur l'image. Trois raisons principales se dégagent :

1- Imperfections lors de la fabrication

Chaque pixel n'a pas exactement la même taille, les tolérances de fabrication faisant que certains pixels sont plus grands que d'autres. L'épaisseur du substrat est également difficile à maintenir constante sur une grande surface et un photon aura une probabilité d'interaction plus grande dans un pixel avec un substrat plus épais. De plus, dans un capteur CMOS, chaque pixel possède son propre amplificateur et des différences d'ajustement des niveaux et des gains de chacun des amplificateurs est possible. Ces trois irrégularités ont pour conséquence un remplissage du puits de charges différent d'un pixel à l'autre et donc des variations locales en niveau d'intensité ;

2- Vignettage

Aux défauts inhérents à la conception du capteur s'ajoutent des causes externes d'imperfections comme le vignettage optique, caractéristique d'un assombrissement des coins de l'image par rapport au centre. Il se produit naturellement avec tout objectif et peut être réduit mais jamais totalement supprimé ;

3- Poussières

Des grains de poussières sur la fenêtre du capteur ou au niveau de l'objectif peuvent obturer ou diffracter la lumière. Ces poussières projettent leurs ombres sur le capteur et peuvent produire des tâches sur l'image, leur taille dépendant de leur distance par rapport au plan focal du grain de poussière. Malgré un entretien et un nettoyage minutieux des éléments optiques, certaines poussières peuvent rester présentes car situées dans des endroits non accessibles. Néanmoins ce caractère reproductible est intéressant car il va permettre de pouvoir s'en affranchir.

Il est dès lors essentiel de corriger l'image acquise, appelée aussi image Brute, de ces effets afin d'avoir une information quantitative non faussée. Cette correction dite de

« champ plat » ou « Flat Field correction » s'obtient en faisant l'acquisition d'une image d'une source de lumière uniforme. La correction de Flat Field s'obtient ainsi en normalisant pixel à pixel l'image Brute $I(x,y)$ par l'image du Flat $F(x,y)$. L'image corrigée $C(x,y)$ peut alors s'écrire :

$$C(x,y) = \frac{I(x,y)}{F(x,y)} \quad (3.7)$$

Il est essentiel que le Flat soit acquis dans les mêmes conditions que l'image Brute, à savoir à même température du capteur et au même temps d'exposition. En divisant la valeur du pixel de l'image de l'objet par la valeur du même pixel du Flat, on corrige ainsi le signal de chaque pixel de l'image en le remettant à la valeur qu'il aurait dû être en l'absence de défauts. A noter que le Flat permet également d'identifier les éventuels points chauds et pixels morts, néanmoins peu présents pour de courts temps d'exposition et avec une caméra refroidie [166]. Ces pixels défectueux pourraient ensuite être éliminés en réalisant une interpolation avec les pixels voisins.

III.2.3.3.5 Bruit photonique

Un bruit extrinsèque au capteur revêt une grande importance : le bruit photonique. Il tire son origine de la nature corpusculaire du rayonnement électromagnétique : le nombre de photons arrivant sur les photosites obéit à une statistique de Poisson. Le nombre de photocharges dépendant également du temps d'exposition et du rendement quantique, la valeur de ce bruit est donnée par :

$$\sigma_p = \sqrt{\Phi Q E t} \quad (3.8)$$

Où Φ est le flux de photons incidents (photons/pixel/seconde), QE est l'efficacité quantique de détection, et t le temps d'exposition (s).

On constate dès lors que la fluctuation de photons varie avec la racine carrée du nombre de photons.

III.2.3.3.6 Courant d'obscurité

Les photoélectrons sont produits dans le capteur par des photons qui excitent les électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Ce n'est toutefois pas la seule façon d'exciter les électrons : même en l'absence de lumière s'ajoute le phénomène d'excitation thermique, capable également de produire des électrons dans la bande de conduction et contribuant de façon indiscernable au signal mesuré. Ce phénomène, connu sous le nom de courant d'obscurité ou signal thermique, est défini comme le nombre de charges détectées dans le noir par pixel et par unité de temps (en électrons/pixel/seconde).

La création de charges d'origine thermique peut être fortement réduite avec un refroidissement suffisant permettant de limiter la mobilité des électrons. La densité de courant d'obscurité décroît en effet approximativement d'un facteur 2 pour chaque

diminution de 6 à 7°C de la température du capteur [167]. Ce refroidissement est nécessaire dans des applications scientifiques à basse intensité lumineuse, que ce soit en astrophotographie du ciel profond où chaque photon émis par une étoile est précieux et doit pouvoir être discriminé du ciel obscur, ou encore pour la réalisation d'images où l'information recherchée est une quantification du noircissement, comme c'est le cas pour la dosimétrie par film.

L'astrophotographie est caractérisée par des temps d'acquisition longs, de l'ordre de plusieurs minutes. Dès lors, le courant d'obscurité est par définition très important et prépondérant dans l'image. La solution utilisée pour le réduire est de contrebalancer avec un fort refroidissement, permettant de faire des acquisitions à une température jusqu'à - 45°C grâce à un refroidissement par effet Peltier pour des caméra compactes, et à des températures cryogéniques pour les caméras équipant les télescopes utilisés pour la recherche scientifique. Pour l'application dosimétrique, le point de fonctionnement de notre caméra est défini à 0°C, avec un signal thermique revendiqué inférieur à 0.3 e⁻/pixel/s. Le temps d'exposition moyen nécessaire pour acquérir une image de film est de l'ordre de quelques ms.

Si Nt est le nombre de charges thermiques créées, le bruit thermique s'écrit :

$$\sigma_d = \sqrt{Nt} \quad (3.9)$$

Comme pour le Flat précédemment, le signal thermique est reproductible et donc corrigible. Il suffit de faire une image du courant d'obscurité dans les mêmes conditions (temps d'exposition et température du capteur) que l'image Brute, mais sans ouvrir l'obturateur pour que le signal photonique soit nul. Cette image que l'on nomme « Noir » ou « Dark » sera donc retranchée pixel à pixel à l'image Brute pour corriger de l'excitation thermique dans le silicium.

Ce signal thermique (et *a fortiori* son bruit associé) est négligeable dans le cas d'un temps d'exposition très court puisque sa relation est linéaire avec le temps. Associé de surcroît à un système de refroidissement, il apparaît totalement négligeable dans notre cas.

III.2.3.3.7 Signal d'offset et bruit de lecture

Rappelons tout d'abord comment un capteur CMOS traite le nombre d'électrons N_e dans chaque pixel. Les électrons ont une charge totale $Q = eN_e$ qui vont décharger un condensateur de capacité C en mesurant la tension $V = Q/C$ résultante. Le nombre d'électrons peut alors être ré-exprimé en fonction de cette tension analogique comme $N_e = CV/e$. La tension analogique est ensuite amplifiée puis convertie en une valeur numérique par un convertisseur analogique-numérique de telle sorte que le signal de l'ADU est proportionnel au nombre de photocharges : $N_e = g \times ADU$ où g est le gain global du système, donné en e⁻/ADU. Ce dernier indique ainsi le nombre d'électrons moyens nécessaires pour discriminer 2 niveaux de gris.

Dans notre cas pour un signal numérisé sur 16 bits, le gain maximal du système est directement relié à la capacité du puits de charges comme :

$$g = \frac{\text{capacité du puit de charges}}{\text{résolution du CAN}} = \frac{30000}{65536} = 0.46e^-/ADU \quad (3.10)$$

Le bruit de lecture est lié à la fluctuation des photocharges aux bornes de la capacité MOS constituée par le pixel. Il est revendiqué à 0.8 électrons pour notre caméra, une valeur médiane d'une distribution gaussienne. Il indique simplement que la plupart des pixels reçoivent probablement un électron supplémentaire en plus ou en moins des photoélectrons accumulés réellement. Avec une certaine probabilité plus faible, il pourrait également y avoir une "erreur" de 2 ou 3 électrons, voire plus. Dans un cas d'exposition courte dans un milieu avec peu de photons, il serait ainsi possible que des pixels contiennent des valeurs d'ADU négatives. Cependant, le CAN n'est pas en mesure de traiter et de représenter des valeurs inférieures à 0 et une partie des données pourrait être corrompue par le processus de numérisation.

La solution pour pallier ce problème consiste à appliquer une faible tension de polarisation positive. Il s'agit d'une tension de décalage constante appliquée au condensateur avant la conversion analogique-numérique. Il en résulte que même si le pixel ne contient pas de photocharges, le CAN renvoie une valeur d'une centaine d'ADU, ce qui résout le problème des valeurs négatives. Lorsque des acquisitions photométriques sont réalisées, toute image Brute doit donc être corrigée de ce signal d'offset.

Pour acquérir le signal d'offset, il suffit de réaliser une image avec un temps d'exposition le plus faible possible. Comme rien n'est collecté, l'image ne contient ni photoélectrons, ni électrons excités thermiquement, et comprend uniquement l'information induite par la lecture. Le bruit associé au signal d'offset, appelé bruit de lecture est défini par la relation :

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{kTC}}{e} \quad (3.11)$$

Avec k la constante de Boltzmann, T la température, C la capacité du condensateur et e la charge de l'électron. Il est calculé et fourni directement en valeur rms (root mean square) et médiane par les fabricants.

Il apparaît que le refroidissement du capteur prend également tout son sens dans cette composante de bruit pour limiter sa valeur. Sur une caméra CMOS, le bruit de lecture dépend également du gain électronique (réglage ISO) qui conditionne l'amplification du signal et décroît à mesure que le gain augmente. Dans notre application dosimétrique, nous travaillerons à gain électronique G_{nul} ²⁷.

²⁷ Un gain G_{nul} permet de profiter de la pleine profondeur du puits de charges et de la dynamique maximale de la caméra. En contrepartie, le bruit de lecture est plus défavorable.

De la même façon que précédemment, l'image d'Offset produite doit être soustraite pixel à pixel de l'image Brute réalisée.

III.2.3.3.8 Bruit de quantification

Toute conversion d'un signal analogique continu en un signal numérique discret induit une perte de l'information. Cette opération de quantification par le CAN remplace en effet une valeur exacte du signal par une valeur approchée. En d'autres termes, il existe une incertitude sur la position de la grandeur analogique au sein du pas de quantification q associé à cette grandeur. Cette erreur de quantification, ou bruit de quantification, sera d'autant plus faible que q est étroit ou, de manière équivalente, avec une résolution élevée du CAN. Il dépend de la capacité du puits de charges et du nombre de bits de numérisation. Pour un échelon de quantification q , l'erreur de quantification suit une loi uniforme sur $[-q/2 ; +q/2]$. Ce bruit est donc de la forme :

$$\sigma_q = \frac{q}{2\sqrt{3}} \quad (3.12)$$

Pour notre caméra, $q = 0.46 \text{ e}^-/\text{ADU}$, donnant un bruit de quantification égal à 0.13 électrons. Cette contribution du bruit est ainsi totalement négligeable dans notre cas.

III.2.3.3.9 Rapport signal sur bruit (RSB)

Le rapport signal sur bruit (RSB) est un indicateur de la qualité d'une image. Il permet de quantifier la proportion d'information utile, le signal, par rapport au niveau de bruit. L'ensemble des sources de bruit a été décrit précédemment. La variance totale de toutes les sources de bruit s'ajoutant quadratiquement selon la loi de propagation des incertitudes issu de phénomènes indépendants, le RSB pour un capteur CMOS s'exprime de la façon suivante [167] :

$$RSB = \frac{\phi QEt}{\sqrt{\phi QEt + Dt + R^2}} \quad (3.13)$$

Où :

- ϕ est le flux de photons incident (photons/pixel/seconde) ;
- QE est l'efficacité quantique de détection ;
- t le temps d'exposition (s) ;
- D le signal thermique (électrons/pixel/seconde) ;
- R le bruit de lecture (électrons médians ou rms).

Le bruit de quantification, souvent très faible, est généralement négligé dans cette expression. On constate ainsi que le signal augmente de façon linéaire avec le temps d'exposition ou le flux de photons tandis que le bruit augmente seulement avec la racine carrée du signal. Dès lors, deux leviers se présentent pour obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. La première possibilité est d'augmenter la durée d'exposition t . C'est ce qui est fait en astrophotographie, où le flux de photons est fixé par la taille du

télescope, en privilégiant les longs temps de pose car le nombre de photons reçu y est très faible, mais avec un refroidissement important du capteur pour réduire le signal thermique. Le second levier est d'augmenter le flux incident ϕ en jouant sur l'intensité de la source lumineuse pour se trouver au plus proche de la saturation des photosites. C'est ce dernier cas qui a été retenu dans notre application, en construisant une source lumineuse de haute intensité.

III.2.4 Pré-traitement d'images

L'ensemble de cette partie [168,169] a grandement été inspiré du monde de l'astrophotographie, à première vue à des années-lumière de notre application mais qui s'est révélé partager des problématiques communes avec la dosimétrie par film. L'astrophotographie cherche en effet à étudier un signal lumineux tel une étoile ou une galaxie sur un fond de ciel de faible intensité lumineuse, tandis que la dosimétrie par film vise au contraire à quantifier un noircissement dû à l'irradiation sur un fond lumineux de forte intensité. Dans cette partie descriptive générale, un certain nombre de parallèles avec l'astrophotographie sera effectué.

III.2.4.1 Contenu d'une image Brute

Dans le cas idéal, l'image acquise d'un objet ne devrait contenir que l'information recherchée, appelée signal utile²⁸. En réalité, l'image Brute contient également des signaux indésirables²⁹ et du bruit [170] en plus du signal utile.

Le signal est une information reproductible : en se mettant dans les mêmes conditions de prise de vue, il est possible de le retrouver fidèlement. Le bruit est quant à lui une information perturbatrice et aléatoire du signal, donc non reproductible. Il s'agit en fait d'une incertitude sur le signal, caractérisée par sa variance.

On distingue l'ensemble des signaux suivants :

- Le signal de l'objet (signal utile) : c'est le signal à privilégier au maximum car il contient l'information d'intérêt ;
- Le signal d'offset : il permet d'éviter des valeurs d'ADU négatives dans l'image ;
- Le signal thermique : il est issu de la création d'électrons par excitation thermique et se trouve être fonction de la température du capteur et du temps d'exposition ;
- Un signal parasite englobant les défauts de l'optique et du capteur : vignettage, différences de sensibilité entre photosites, et tâches ou poussières.

Et les différents bruits :

- Le bruit photonique : c'est un bruit extrinsèque au capteur issu de la nature quantique du rayonnement électromagnétique ;

²⁸ Faisant un parallèle avec le traitement statistique des mesures, il s'agirait de la valeur vraie d'une grandeur.

²⁹ Faisant un parallèle avec le traitement statistique des mesures, il s'agirait de l'erreur systématique.

- Le bruit de lecture : il est lié à la fluctuation des photo-charges aux bornes de la capacité MOS ;
- Le bruit thermique : il est issu des mouvements aléatoires des électrons engendrés par la température ;
- Le bruit de quantification : il traduit la perte d'information de la conversion du signal analogique en signal numérique via le CAN.

Parmi tous les signaux, seul le signal utile de l'objet est à conserver. Le bruit ayant un caractère aléatoire, il peut être réduit mais jamais complètement éliminé. L'étape de pré-traitement décrite ci-dessous a donc pour but d'enlever les signaux inutiles et de réduire le bruit.

III.2.4.2 Suppression des signaux indésirables

Il est relativement facile de corriger une image de ses signaux indésirables : puisqu'ils sont reproductibles par définition et quantitativement et spatialement connus, ils peuvent être éliminés mathématiquement de l'image Brute. Or, pour pouvoir supprimer ces signaux indésirables, il faut être capable de les isoler. C'est pour cette raison que l'acquisition de plusieurs clichés spéciaux introduits dans la partie précédente est réalisée.

A. L'Offset

Le signal d'offset est inhérent au capteur et représente le signal de précharge des photosites issu de la mise sous tension du capteur. Ce signal intervient lors de toute lecture en vue du stockage des informations. Pour l'isoler et ne pas faire apparaître d'autres signaux, il faut réaliser une image avec le temps de pose le plus court possible dans l'obscurité. L'image d'Offset contiendra donc le signal d'offset et son bruit de lecture associé.

B. Le Dark

L'image Dark est conçue pour représenter le signal thermique du capteur. Elle s'acquiert en prenant un cliché dans l'obscurité à la même température (du capteur) et de même durée que l'image Brute. Or le signal d'offset est présent intrinsèquement sur toutes les images : l'image Dark contient donc le signal thermique, son bruit thermique associé, et l'offset. Il suffit alors d'y soustraire l'image d'Offset pour obtenir l'image Dark pré-traitée afin d'isoler uniquement le signal thermique.

C. Le Flat

Le but du Flat est de corriger les imperfections liées à l'ensemble du train optique (de l'objectif au capteur). En réalisant une image d'une source de lumière uniforme, ces imperfections reproductibles pourront être ensuite retirées de l'image Brute. L'image Flat contient également l'Offset et le signal thermique.

L'image dite Réduite, obtenue en retirant l'ensemble des signaux indésirables de l'image Brute, s'obtient selon l'expression suivante [171] :

1. Image Dark - Image Offset = Dark pré-traité
2. Image Flat - Image Offset - Dark pré-traité = Flat pré-traité
3. (Image Brute - Image Offset - Dark pré-traité) / Flat pré-traité = Image Réduite

$$Image\ Réduite = \frac{((Image\ Brute - Offset) - (Dark - Offset))}{((Flat - Offset) - (Dark - Offset))} \quad (3.14)$$

A noter que la division et non la soustraction par le Flat s'explique par le fait que les variations de luminosité des pixels de l'image Flat correspondent à des coefficients de correction de proportionnalité à appliquer aux images de l'objet.

III.2.4.3 Réduction du bruit par compositage³⁰ d'images

Une propriété fondamentale des bruits photonique et thermique est que leur amplitude dépend de l'amplitude du signal associé : plus le signal est important et plus le bruit l'est également. Les lois de la physique montrent cependant que la relation entre le signal et le bruit n'est pas linéaire : le bruit augmente seulement comme la racine carrée du signal.

Il n'est pas possible de parler de bruit sans rappeler le concept de rapport signal sur bruit introduit précédemment. Ce qui importe dans une image n'est en effet pas la quantité absolue de bruit, mais son niveau rapporté au signal. Dès lors, il apparaît que les deux concepts sont liés : en améliorant le RSB, on réduit le bruit dans l'image. Pour y arriver, la solution est d'exploiter le différentiel entre l'évolution du signal et du bruit.

Nous avons vu qu'il était possible d'augmenter le RSB via deux méthodes selon les degrés de liberté à disposition : soit allonger le temps de pose, soit augmenter le flux de photons incidents. Ces approches se heurtent néanmoins rapidement à une limitation de taille : poser trop longtemps ou avec une lumière trop intense peut provoquer une surexposition de l'image avec un phénomène de saturation des photosites. Il existe une méthode complémentaire et très largement utilisée pour maximiser le RSB : la réalisation de plusieurs images successives et leur compositage pour créer une Master Image [172].

Le compositage d'images permet de réduire le bruit dans le cliché résultant. Il est à souligner que le bruit de lecture et de quantification ne sont pas concernés par cette réduction de bruit lors du compositage. Une pose de 100 secondes n'est pas strictement équivalente à un compositage de cent poses de 1 seconde. En effet, le bruit de lecture est le seul qui, au contraire, augmente comme la racine carrée du nombre d'images compositées, à temps de pose total égal. Le signal thermique, le

³⁰ Terme utilisé en astrophotographie.

signal photonique et leurs bruits associés ne dépendent pas du nombre de poses effectuées, mais ne dépendent que du temps de pose total.

Différentes stratégies de compositage existent, avec chacune leurs avantages et inconvénients. Les deux plus courantes seront brièvement développées ci-dessous [170].

III.2.4.3.1 Compositage par moyenne

Faire la moyenne de plusieurs images consiste simplement à les additionner pixel à pixel et à diviser cette somme par leur nombre. D'un point de vue mathématique, il s'agit d'une opération simple à réaliser avec n'importe quel logiciel de traitement d'images. Avec cette méthode, le bruit diminue (augmentant ainsi le rapport signal sur bruit) comme la racine carrée du nombre d'images. Le Tableau III-3 suivant donne le gain apporté pour quelques valeurs de nombre d'images.

Tableau III-3. Effet du compositage par moyenne sur le bruit et le RSB par rapport à une seule image.

Nombre d'images composées	Bruit restant (%)	Augmentation du RSB
1	100	1.0
2	70.7	1.4
3	57.7	1.7
5	44.7	2.2
10	31.6	3.2
20	22.4	4.5
50	14.1	7.1

III.2.4.3.2 Compositage par médiane

Le compositage par médiane est une méthode un peu plus élaborée dont l'avantage réside en la possibilité d'éliminer les défauts et parasites potentiellement présents dans une seule des images de la série. En contrepartie, elle ne permet pas de profiter pleinement de l'expression de réduction de bruit, en retenant juste la valeur centrale. Le facteur de réduction de bruit n'est que de $0.8 \times \sqrt{\text{nombre d'images}}$ [173].

Tableau III-4. Effet du compositage par médiane sur le bruit et le RSB par rapport à une seule image.

Nombre d'images composées	Bruit restant (%)	Augmentation du RSB
1	100	1.0
2	88.4	1.1
3	72.2	1.4
5	55.9	1.8
10	39.5	2.5
20	28.0	3.6
50	17.7	5.7

III.2.4.3.3 Comparaison pratique des deux méthodes

Introduisons un exemple simple : le compositage de cinq images codées sur 8 bits. Un pixel est choisi et les valeurs qu'il prend dans chaque image sont relevées :

99 - 103 - 101 - 98 - 102

Ces valeurs sont ensuite classées dans l'ordre croissant : 98 - 99 - 101 - 102 - 103 et la valeur médiane est retenue : 101. En effectuant cette opération pour chaque pixel des cinq images, l'image médiane est construite. A titre de comparaison, la moyenne calculée est de 100.6. La moyenne et la médiane donnent donc dans ce cas des résultats équivalents.

En revanche, lors d'une acquisition astrophotographique par exemple, il se peut qu'un satellite ou un rayon cosmique traverse le capteur pendant la pose de la $i^{\text{ème}}$ image, et occasionne une saturation du pixel à la valeur maximale, soit 255. La médiane n'a pas changé et vaut toujours 101, tandis que la moyenne a été modifiée et vaut maintenant 131. La médiane donne donc dans cette situation une valeur plus fiable que la moyenne qui s'est trouvée faussée par un défaut présent dans une image. C'est le grand avantage du compositage par médiane : il permet d'éliminer tout défaut transitoire présent dans la séquence d'images, contrairement à la moyenne qui la conserve. Cette méthode présente un intérêt dans une configuration où l'environnement à imager est susceptible d'être perturbé.

Comme nous l'avons vu précédemment, chaque image vient avec son lot de bruit. Dans l'Offset, on retrouve le bruit de lecture. Dans le Dark apparaît à la fois le bruit thermique et le bruit de lecture, tandis que le Flat contient le bruit photonique, le bruit de lecture et le bruit thermique. Si le pré-traitement n'est effectué qu'avec une seule image d'Offset, de Dark et de Flat, l'image corrigée sera certes débarrassée des signaux indésirables mais le bruit sera bien plus important que l'image Brute initiale, de l'ordre du triple. Il faut dès lors également réaliser plusieurs images des clichés spéciaux et les composer afin d'obtenir les Master Dark, Master Offset et Master Flat.

Outre une réduction du bruit, il est intéressant de rappeler un autre avantage implicite du compositage. Toute mesure est par définition imparfaite. Réaliser un nombre répété d'observations de façon à considérer une image moyenne ou médiane permet d'avoir une meilleure estimation de la valeur de chaque pixel, et par conséquent de réduire l'incertitude associée à la mesure.

III.2.4.4 Formalisme général

Contrairement à une idée reçue, toute opération mathématique sur les images tend à rajouter du bruit dans l'image résultante, et le pré-traitement n'échappe pas à cette règle. Cela a pour conséquence que l'ensemble des images (Dark, Flat, Offset) doit préalablement être débarrassé le plus possible de leur bruit afin de ne pas trop en réintroduire dans l'image corrigée, dite image Réduite : c'est tout l'intérêt du compositage vu précédemment. Le but du pré-traitement est de corriger au maximum l'image Brute de ses imperfections afin d'avoir une image de la meilleure qualité

possible. Outre une apparente amélioration esthétique, le pré-traitement apparaît comme une étape primordiale dans le cadre d'une exploitation quantitative correcte. De la même façon que plusieurs images Dark, Flat et Offset sont réalisées, plusieurs images Brutes sont acquises. Une fois le pré-traitement réalisé grâce aux Masters Dark, Flat et Offset, les images Réduites peuvent être à leur tour composées pour créer la Master Image. Il s'agit de l'image « finale » qui sera ensuite exploitée.

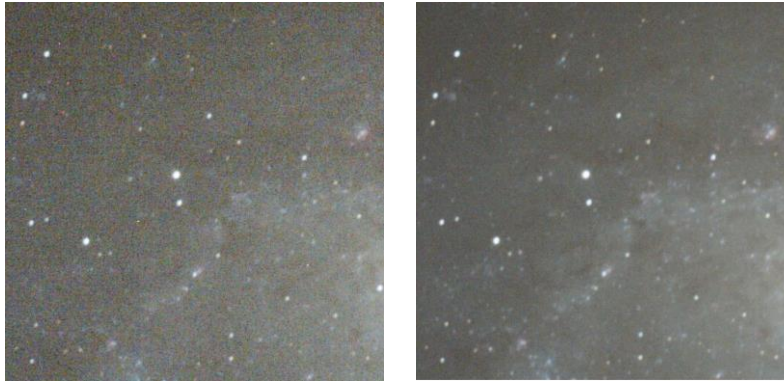


Figure III-19. Illustration de l'intérêt du compositage d'images. A gauche, 1 image Brute seule et à droite 16 images composées par moyenne (d'après [174]).

Au final, l'ensemble des opérations de pré-traitement est défini à travers les étapes ci-dessous. Nous considérerons dans ce cas un compositage par moyenne.

1. Moyenne des Offset = Master Offset
2. Chaque Dark - Master Offset = Dark pré-traité
3. Moyenne des Darks pré-traités = Master Dark
4. Chaque Flat - Master Offset - Master Dark = Flat pré-traité
5. Moyenne des Flat pré-traités = Master Flat
6. (Image Brute - Master Offset - Master Dark) / Master Flat = Image Réduite
7. Moyenne des Images Réduites = Master Image

Ces étapes sont synthétisées schématiquement dans la Figure III-20.

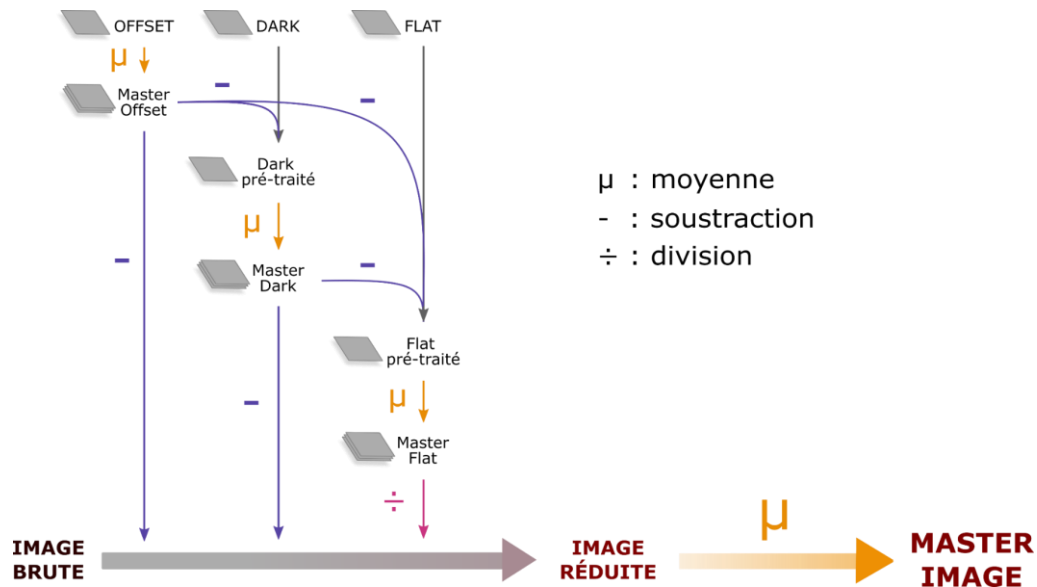


Figure III-20. Processus général de pré-traitement des images.

III.2.5 Mesures de densités optiques et application aux films

III.2.5.1 Protocole d'acquisition des images

III.2.5.1.1 Réglage de la mise au point

La première opération en amont de l'acquisition de toute image consiste à réaliser la mise au point visuelle du système optique. Elle a été ajustée finement et manuellement grâce à la platine de translation micrométrique sur laquelle est fixé l'ensemble objectif + caméra (voir Figure III-17), en effectuant plusieurs images d'une mire à fréquences variables (Edmund Optics Inc., Barrington, New Jersey, USA).

III.2.5.1.2 Linéarité du système optique et détermination du temps d'exposition

La relation entre le temps d'exposition et la valeur de pixels en ADU étant linéaire jusqu'à un seuil, le temps de pose doit être choisi de telle manière à se situer proche du maximum de cette partie linéaire, tout en ne saturant pas le capteur. La linéarité du système optique est en outre un pré-requis dans le cas de la réalisation de mesures quantitatives.

Elle a été évaluée en réalisant des images Flat à différents temps d'exposition compris entre 0.1 et 5.5 ms, et en relevant la valeur d'ADU moyen dans l'image. 20 images Flat par temps d'exposition ont été considérées. Les résultats sont présentés dans la Figure III-21 et mettent en évidence une excellente linéarité du système optique, avec un coefficient de détermination R^2 de 1.

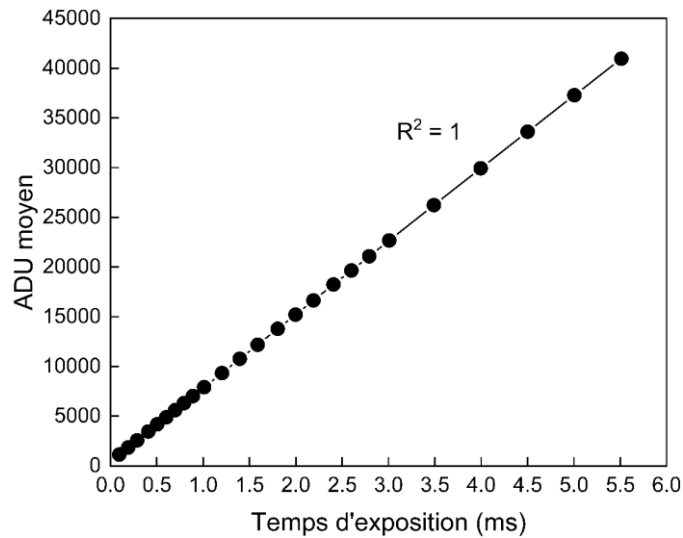


Figure III-21. Linéarité du système. Les barres d'erreur sont plus petites que les marqueurs.

Le choix du temps d'exposition est de première importance afin de pouvoir exploiter entièrement la plage dynamique de la caméra et d'avoir un contraste optimal dans l'image. Toute image Flat présente une distribution d'intensité sinusoïdale, avec des bords plus sombres que le centre. Le temps d'exposition se doit alors d'être adapté tel qu'aucun pixel dans l'image ne soit saturé (valeur d'ADU = 65535), tout en étant au plus proche de cette valeur limite.

En considérant la valeur d'ADU maximal dans les différentes images Flat réalisées pour des temps d'exposition compris entre 0.1 et 5.5 ms, le choix s'est porté sur un temps d'exposition de 5 ms. Une fois le temps d'exposition fixé, il est primordial de le maintenir constant pour toutes les autres acquisitions à venir en vue d'avoir des mesures quantitatives correctes.

III.2.5.1.3 Acquisition des images

Comme développé précédemment, le pré-traitement fait intervenir trois types d'images spéciales : l'Offset, le Dark et le Flat, qui permettent de corriger l'image Brute.

L'Offset est acquis sans déclenchement de la source de lumière avec le temps d'exposition le plus court fourni par la caméra, qui est de 30 μ s pour notre matériel.

Le signal thermique de notre caméra est très faible, revendiqué par le constructeur comme étant inférieur à 0.3 électrons/pixel/s. Pour une acquisition de 5 ms, il n'est que de 0.0015 e-/pixel, nettement en deçà du pas de quantification q . En rappelant le fait que toute opération mathématique tend à rajouter du bruit dans les images, il a été fait le choix de ne pas considérer d'images Dark pour le pré-traitement.

Le Flat est le cliché le plus important à capturer pour le pré-traitement. Il est réalisé avec un temps d'exposition de 5 ms, identique à l'image Brute. Il est intéressant de souligner ici un intérêt supplémentaire du Flat dans notre application par rapport à l'astrophotographie : en le réalisant avec la même source de lumière que celle utilisée

pour faire l'acquisition photométrique, il permet de corriger de l'inhomogénéité intrinsèque de la source de lumière.

Vingt images par type de cliché (Brute, Flat, Offset) ont été considérées. Il s'agit d'un bon compromis entre le temps pour réaliser une mesure et le gain apporté sur le rapport signal sur bruit. Dans le cas de notre application dosimétrique, le film est photographié dans un environnement clos et le risque d'avoir des valeurs aberrantes comme il est possible d'être confronté en astrophotographie (rayons cosmiques, traînées de satellites, ...) est quasi nul. C'est pourquoi le compositage par moyenne a été retenu.

Tableau III-5. Récapitulatif des images acquises.

Type d'image	Temps d'exposition	Nombre d'images
Brute	5 ms	20
Flat	5 ms	
Offset	30 μ s	

Les Flat et les Offset sont à réaliser systématiquement à chaque série de mesures. Dans le cas de longues séries, il a été fait le choix de réaliser les images Flat et Offset tous les cinq films. L'acquisition de toutes les images a été automatisée à l'aide d'un programme écrit en langage Python [175] grâce à des bibliothèques spéciales développées par le fabricant de la caméra.

Le processus de pré-traitement et de réduction d'image mis en œuvre avec les films est présentée dans la Figure III-22. Il a été réalisé à l'aide d'un programme en langage Python utilisant différentes bibliothèques mathématiques ou de traitement d'images librement accessibles telles que OpenCV [176], PIL [177], Matplotlib [178] et Numpy [179].

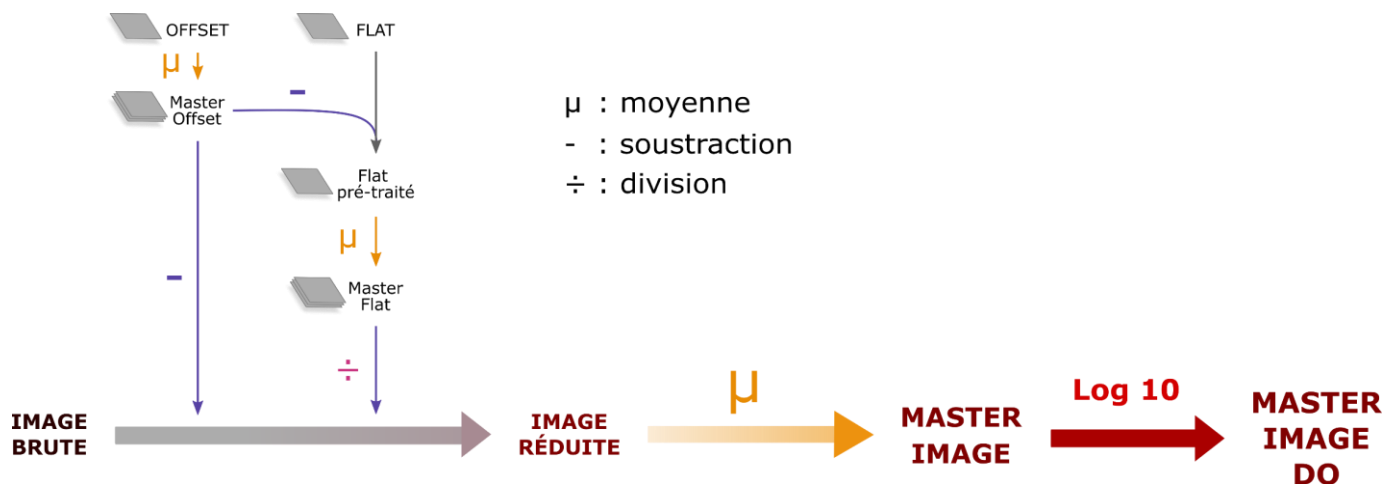


Figure III-22. Processus de pré-traitement des images en dosimétrie par films.

Comme il a déjà été dit, le Master Flat est réalisé avec la même source de lumière que celle utilisée pour l'acquisition de l'image Brute et avec le même temps d'exposition. De ce fait, le calcul de la Master Image correspond à la définition de la densité optique présentée dans l'équation (3.5) au logarithme décimal près. L'instruction finale du

programme de pré-traitement consistait donc à appliquer le logarithme décimal à la Master Image, de telle sorte à l'enregistrer directement en densité optique.

III.2.5.1.4 Intérêt de la double lecture

Chaque lot de films est tracé avec un contrôle de qualité réalisé par le fabricant. Parmi les points contrôlés, l'uniformité du film dans les deux directions est le plus critique, avec une tolérance retenue par le fabricant de 5 % dans le certificat d'analyse fourni avec les films (voir Figure III-23). Cette tolérance apparaît suffisamment importante pour ne pas l'ignorer. C'est pourquoi chaque film est numérisé avant et après irradiation pour prendre en considération ses éventuelles variations intrinsèques de réponse spatiale.

GAFCHROMIC EBT-XD 8X10@25SH Gafchromic(TM) EBT-XD WATER LAMINATE medical dosimetry film Ashland Material Number: 859138		
Batch: 08221901		
Characteristics	Specification	Results
Density before Exposure, du	≤ 0.25	0.15
Sensitivity, du	≥ 0.65	0.78
Uniformity, %	< 5.00	3.49
Uniformity, %	< 5.00	1.46
Date of Manufacture		August 22, 2019
Retest Date		February 20, 2022
Ordered Quantity		1.000 EA

Figure III-23. Certificat d'analyse d'une boîte de films EBT-XD.

Le processus de polymérisation du film se poursuivant plusieurs heures après l'irradiation [180], la densité optique augmente avec le temps. Par conséquent, un délai minimal de 24 à 48 h après irradiation doit être observé avant la seconde lecture. Ce délai entre l'irradiation et la seconde lecture est à conserver identique pour l'ensemble des films, de la courbe d'étalonnage aux films d'intérêt.

III.2.5.1.5 Recalage géométrique des films

L'acquisition d'une image pré et post-irradiation du film nécessite un processus de recalage robuste afin de réaliser dans un second temps une soustraction correcte. Les films à numériser sont placés manuellement grâce à un outil d'aide au positionnement du film, développé en langage Python. Il permet de visualiser l'image en temps réel, et grâce à l'ajout d'un repère virtuel sur l'image, guide l'utilisateur afin de disposer le film à une position fixe. Ce repère virtuel est formé de deux droites orthogonales (en noir sur la Figure III-24). L'opération pour l'utilisateur consiste à positionner le film en faisant coïncider son coin supérieur droit avec l'intersection de ces deux droites.

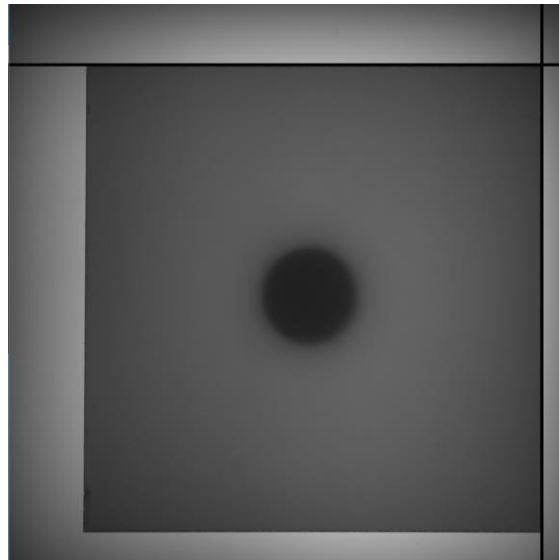


Figure III-24. Aide au positionnement du film grâce au repère virtuel.

L'utilisation d'un repère virtuel couplé à une visualisation en temps réel permet par ailleurs de s'affranchir de l'utilisation d'un masque physique.

Le recalage des images pré et post-irradiation a été réalisé grâce à un programme Python développé en grande partie avec des algorithmes de la bibliothèque OpenCV [176]. Le programme est fondé sur la reconnaissance des quatre coins du film (fonction `cv2.goodFeaturesToTrack`) affinée à un niveau sub-pixelique (fonction `cv2.cornerSubPix`), pour le calcul d'une matrice de transformation géométrique (fonction `cv2.estimateAffine2D`).

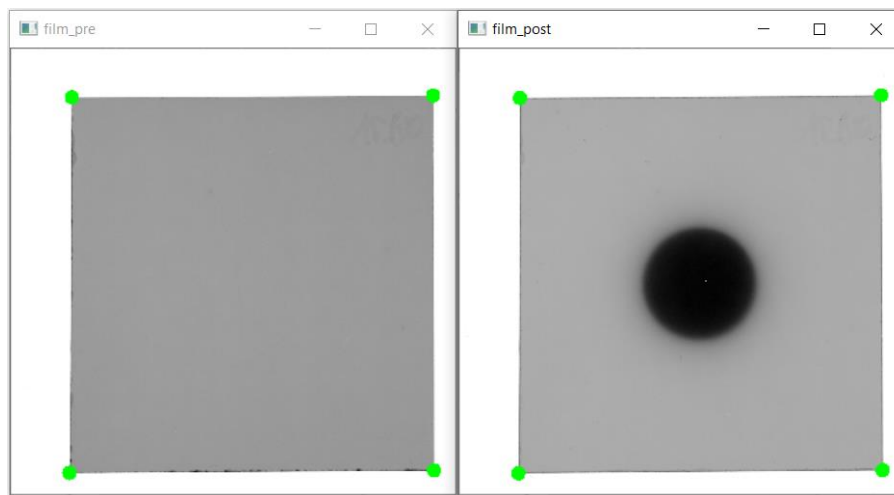


Figure III-25. Identification des quatre coins du film non irradié et du film irradié (points verts).

Un recalage rigide a logiquement été considéré ici, qui ne nécessite que des opérations de rotation et translation. L'application de cette matrice de transformation rigide (fonction `cv2.warpAffine`) a permis de recaler le film non irradié sur le film irradié, permettant dans un second temps une soustraction du film non irradié à ce dernier.

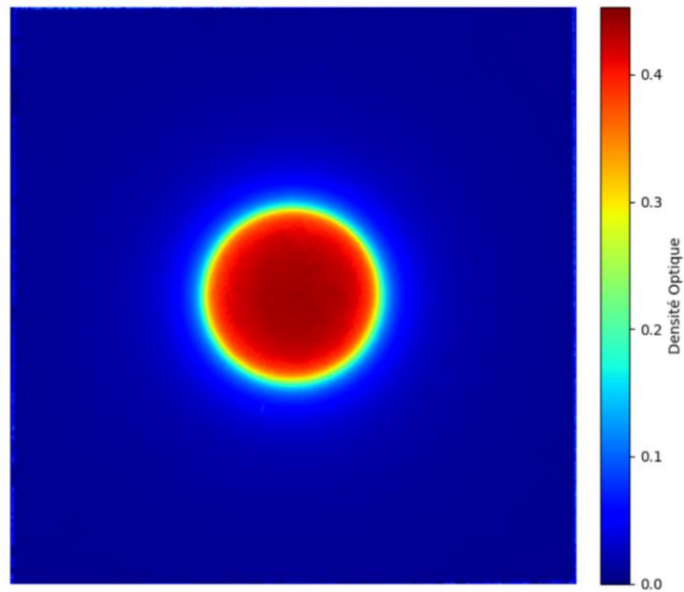


Figure III-26. Image finale après recalage et soustraction.

III.2.5.1.6 Synthèse

Au final, l'ensemble du processus et ses grandes étapes est résumé sur le schéma systémique ci-dessous.

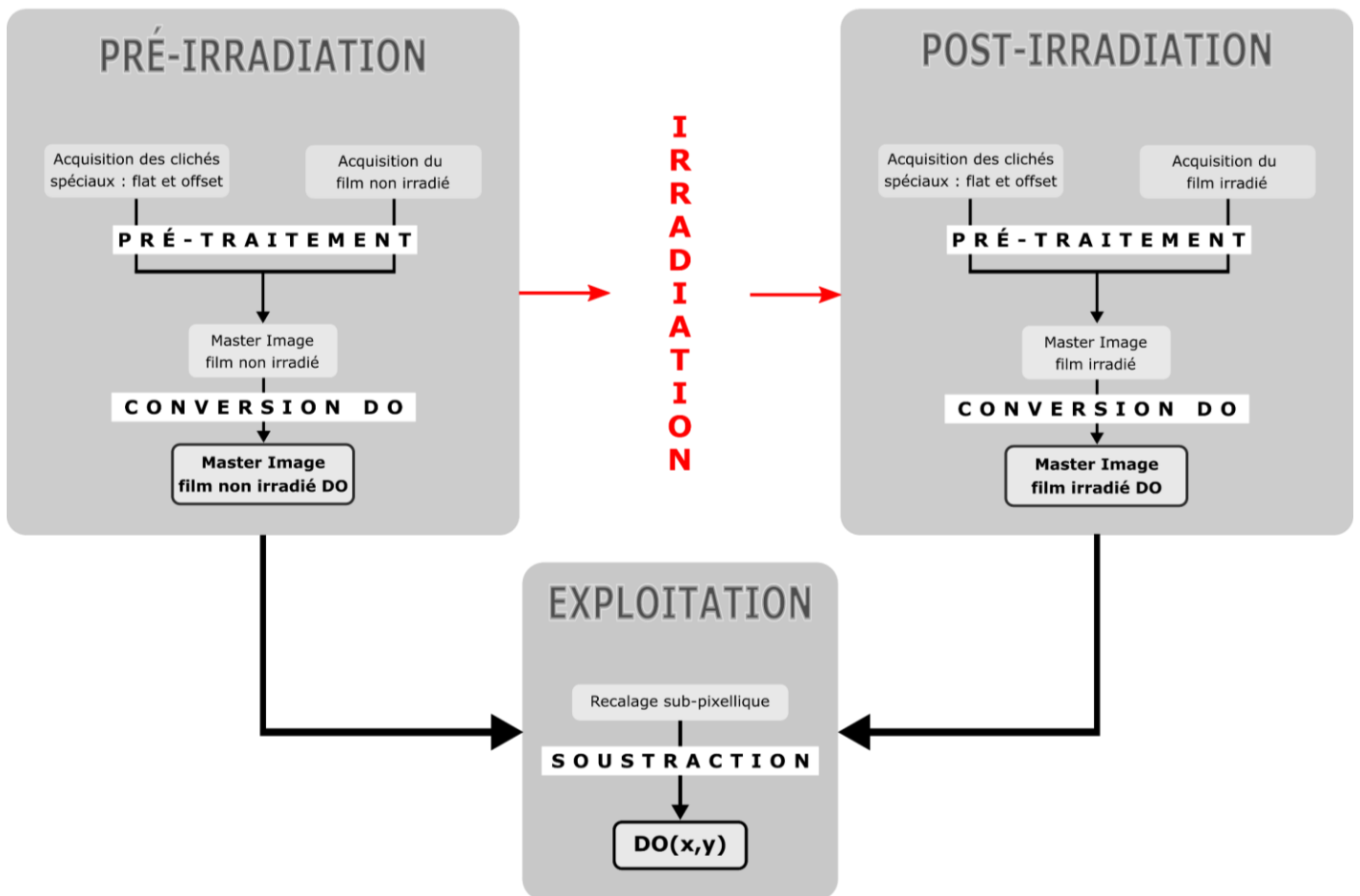


Figure III-27. Processus général d'acquisition et de traitement des images.

Des précautions d'usage sur l'ensemble de ce processus, à partir de l'expérience pratique acquise, sont rapportées en Annexe 5.

III.2.5.2 Caractérisation du système

III.2.5.2.1 Répétabilité

La répétabilité du système a été évaluée à l'aide de dix filtres neutres absorbants en verre de 50.8 x 50.8 mm² (Thorlabs Inc., Newton, New Jersey, USA) de densités optiques 0.1 ; 0.2 ; 0.3 ; 0.4 ; 0.5 ; 0.6 ; 0.7 ; 1 ; 2 ; 3 (Figure III-28). Cette palette de densités optiques permet de couvrir l'ensemble de la gamme de doses mesurable avec les films, afin d'avoir une information représentative de l'utilisation qui en sera faite.

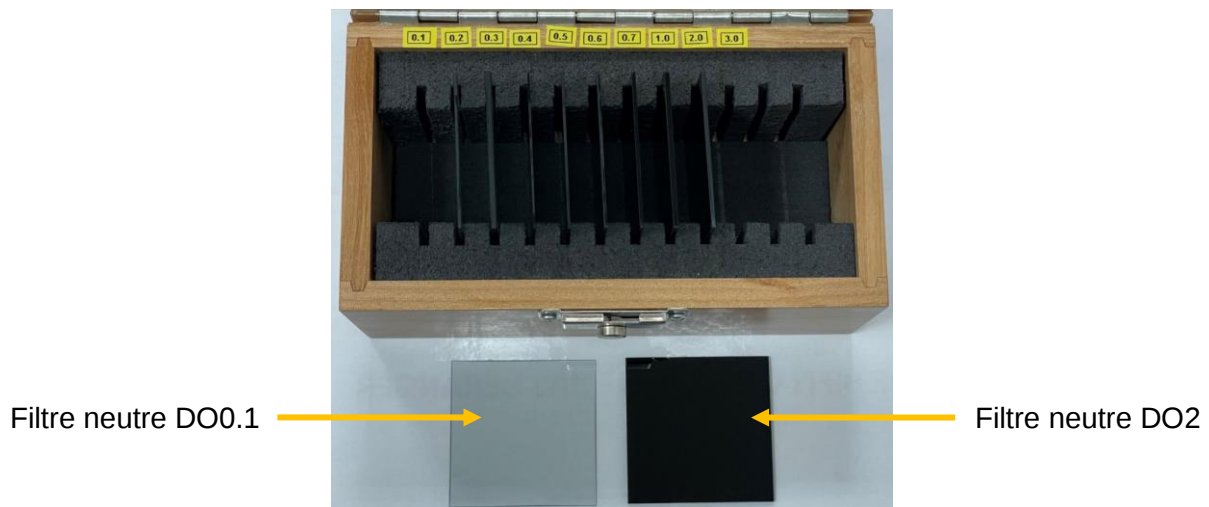


Figure III-28. Visualisation des filtres neutres.

20 images Brutes consécutives ont été acquises pour chacun des filtres neutres et l'écart-type sur les valeurs d'ADU moyen des images brutes a été calculé. Les résultats sont reportés dans le Tableau III-6.

Tableau III-6. Evaluation de la répétabilité sur 20 images acquises pour les dix filtres neutres de DO0.1 à DO3.

Filtre neutre (DO)	Ecart-type ADU (%)
0.1	0.08
0.2	0.06
0.3	0.04
0.4	0.05
0.5	0.04
0.6	0.04
0.7	0.05
1	0.05
2	0.05
3	0.05

On constate une excellente répétabilité pour tous les filtres neutres sans tendance apparente, avec un écart-type relatif systématiquement inférieur à 0.1 % et en moyenne de 0.05 %.

Dans le but d'évaluer le système dans des conditions plus poussées, la même opération a été répétée en réalisant 1000 images consécutives. Les résultats sont similaires à ceux présentés dans le Tableau III-6, avec un écart-type moyen de 0.05 %.

III.2.5.2.2 Reproductibilité

La reproductibilité du système est une caractéristique essentielle dans le cadre d'une utilisation avec les films, où les mesures sont en général espacées dans le temps entre la réalisation de la courbe d'étalonnage et la lecture des films d'intérêt. Cette contrainte est d'autant plus forte dans le cas d'une double lecture du film, telle que nous l'avons considérée ici. La reproductibilité a ici été évaluée sur une période d'un mois avec les dix filtres neutres, en réalisant le processus de pré-traitement décrit dans la Section III.2.5.1.3. Cela présente de surcroît l'avantage de travailler directement en densité optique, la grandeur photométrique d'intérêt, afin d'avoir une information représentative de l'utilisation qui en sera faite avec les films. Les images ont été analysées avec le logiciel ImageJ (National Institutes of Health, Bethesda, Maryland, USA) [181], en calculant l'écart-type sur la valeur moyenne de densité optique dans une région d'intérêt circulaire de 8 mm de diamètre, reproductible spatialement grâce à son enregistrement avec l'outil *ROI Manager*.

Tableau III-7. Evaluation de la reproductibilité sur 1 mois pour les dix filtres neutres de DO0.1 à DO3.

Filtre neutre (DO)	Ecart-type DO (%)
0.1	0.20
0.2	0.09
0.3	0.05
0.4	0.04
0.5	0.06
0.6	0.03
0.7	0.03
1	0.03
2	0.03
3	0.04

D'après le Tableau III-7, les performances de reproductibilité de mesures de densités optiques sur un mois sont très bonnes. On constate en effet un écart-type relatif inférieur à 0.1 %, excepté pour le filtre neutre de DO0.1 qui présente un écart-type de 0.2 %, qui reste néanmoins largement acceptable.

III.2.5.2.3 Stabilité

Pour l'étude de la stabilité du système, deux paramètres ont été examinés : la valeur d'ADU moyen dans l'image et la température. Pour ce dernier point, deux thermistances ont été utilisées pour relever la température 1- de la source de lumière (au niveau du circuit imprimé) ; et 2- du support en verre opale sur lequel est posé le film³¹.

La stabilité a été évaluée sur 2 heures, estimée comme la durée maximale d'utilisation du système en continu, et l'ensemble du processus a été automatisé à l'aide d'un programme écrit en langage Python.

Une série de 50 images Flat a été réalisée toutes les 3 minutes, soit un total de 2000 images sur 2 heures, et la valeur d'ADU moyen dans chaque image a été relevée. Les résultats sont présentés sur la Figure III-29. Dans un souci de clarté, une valeur d'ADU moyen par série a été considérée, et les résultats sont présentés normalisés par rapport à la première série.

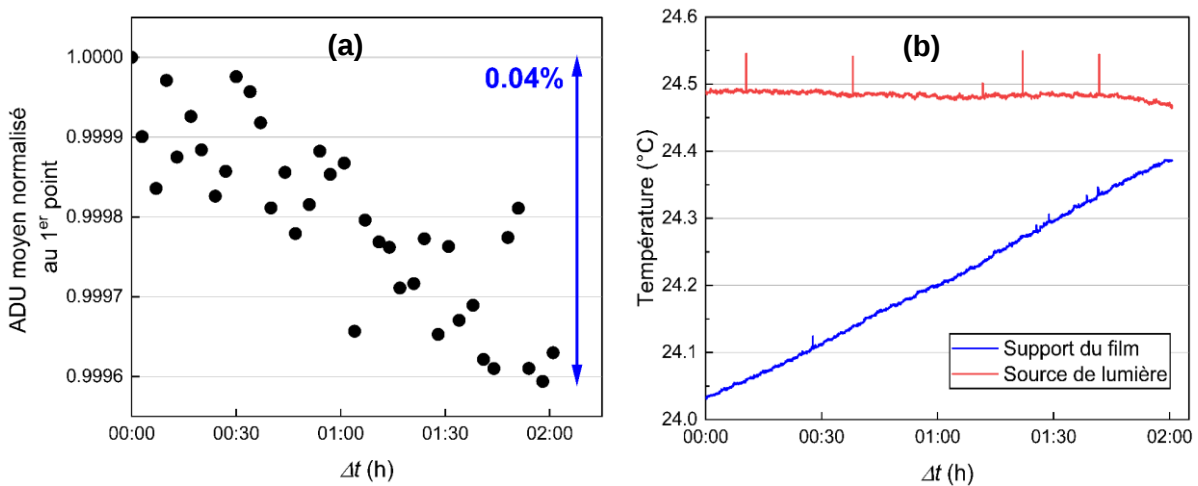


Figure III-29. Variation au cours du temps (a) de la valeur d'ADU moyen dans l'image et (b) de la température de la source de lumière et du film (sur 2 heures).

On constate (Figure III-29 (a)) une excellente stabilité avec une variation de la valeur moyenne d'ADU dans l'image inférieure à 0.04 % après 2 heures de mesures consécutives. Une légère tendance est cependant visible, sans incidence au vue de la faible amplitude de la variation mise en jeu. En considérant l'ensemble des 2000 images, l'écart-type relatif n'est que de 0.04 %. De la même façon (Figure III-29 (b)), la stabilité thermique est excellente avec une variation de température de la source de lumière inférieure à 0.05°C, validant le bon fonctionnement du système de régulation thermique mis en place. La température augmente légèrement au niveau du support du film mais l'amplitude reste toutefois inférieure à 0.4°C.

³¹ On considèrera cette mesure représentative de la température du film.

Pour tester les limites du système, la même évaluation a été réalisée sur 48 heures à raison de 50 images par heure, qui représente un total de 2400 images acquises. Les résultats sont présentés sur la Figure III-30.

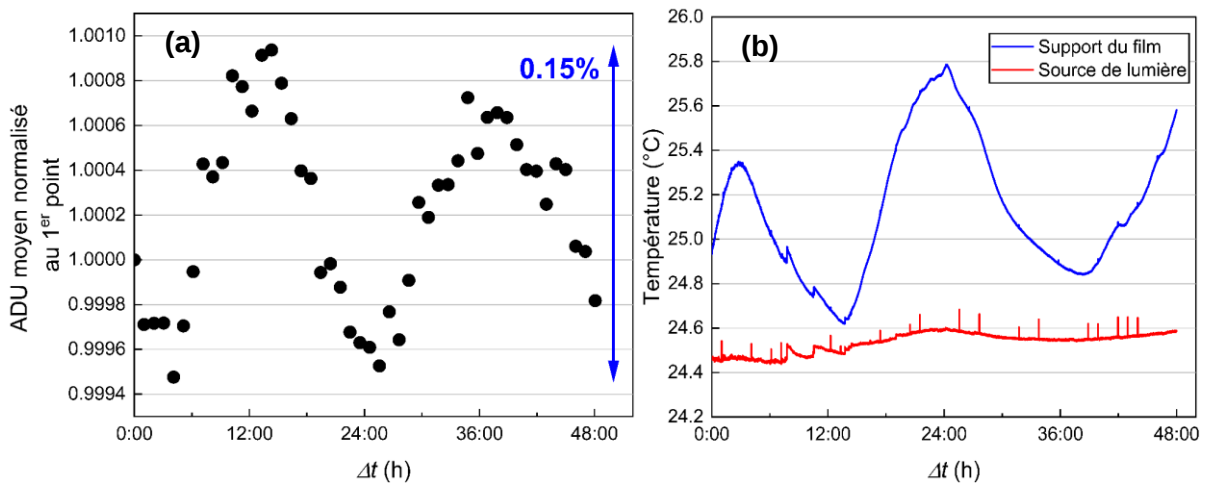


Figure III-30. Variation au cours du temps (a) de la valeur d'ADU moyen dans l'image et (b) de la température de la source de lumière et du film (sur 48 heures).

Comme précédemment, on constate une très bonne stabilité de la valeur moyenne d'ADU dans l'image avec une amplitude maximale de variation égale à 0.15 % après 48 heures de mesures consécutives. En considérant les 2400 images, l'écart-type relatif n'est que de 0.06 %. La stabilité de la source de lumière reste excellente grâce au système de régulation thermique, avec une variation inférieure à 0.2°C sur 48 heures.

La température de la source de lumière présente une variation d'amplitude qui semble être en opposition de phase avec la valeur moyenne d'ADU, avec une périodicité de 24 heures. Cette variation de température est vraisemblablement liée à la température ambiante de la pièce dans laquelle se trouve le système optique. A noter que l'amplitude des variations est amoindrie grâce à l'ajout du revêtement en polystyrène aluminisé sur les parois de l'enceinte optique. A partir des Figures III-29 (b) et III-30 (b), il semblerait qu'une variation de 0.5°C au niveau du film entraînerait une variation de 0.05 % de la valeur moyenne d'ADU dans l'image. L'amplitude maximale de la variation de température au niveau du film reste toutefois faible (1.2°C), et ne présente qu'un impact mineur.

III.2.5.2.4 Fonction de Transfert de Modulation (FTM)

La Fonction de Transfert de Modulation (FTM, ou MTF en anglais) évalue la capacité du système optique (caméra + objectif) à restituer les fréquences spatiales, données en paires de lignes par millimètre (lp/mm), d'un objet [182]. Une paire de lignes est une paire de carrés noirs et blancs dans l'espace objet. Un système optique peut résoudre d'autant plus facilement une paire de lignes si la différence entre les niveaux de gris des carrés et de l'espace qui les sépare est grande. Cette différence de niveaux de gris est appelée contraste. La résolution peut donc être définie soit 1- comme la

dimension du pixel dans l'image ; ou 2- comme une fréquence spatiale, donnée en pl/mm, à laquelle un contraste spécifique est atteint.

Il est possible de déterminer théoriquement la résolution limite d'un système optique en pl/mm [183]. Pour rappel, le capteur de la caméra possède des pixels de 6.5 µm de côté, et l'objectif présente un grossissement de 0.2X.

La résolution du capteur (en pl/mm) s'exprime comme :

$$\text{Résolution capteur} \left[\frac{pl}{mm} \right] = \frac{1000 \left[\frac{\mu m}{mm} \right]}{2 \times \text{taille pixel} [\mu m]} \quad (3.15)$$

Une application numérique donne une résolution de 76.9 pl/mm. Il s'agit de la fréquence spatiale maximale qui peut être résolue, en ne considérant que le capteur.

En rajoutant la contribution de l'objectif, on a :

$$\text{Résolution objet} \left[\frac{pl}{mm} \right] = \text{Grossissement} \times \text{Résolution capteur} \left[\frac{pl}{mm} \right] \quad (3.16)$$

Ce qui donne une résolution de l'objet de 15.4 pl/mm.

De façon analogue, la résolution limite, définie comme la taille du pixel dans l'image, est de 32.5 µm et est calculée selon la formule :

$$\text{Résolution objet} [\mu m] = \frac{\text{taille pixel} [\mu m]}{\text{Grossissement}} \quad (3.17)$$

La MTF est un rapport de contraste entre un instrument parfait et celui obtenu avec le dispositif optique, avec des valeurs possibles comprises dans l'intervalle [0,1]. Elle décroît avec la fréquence spatiale, avec une allure de la forme d'un sinus cardinal. La MTF a ici été déterminée avec la méthode dite slanted-edge [184,185], dont le principe général est décrit sur la Figure III-31.

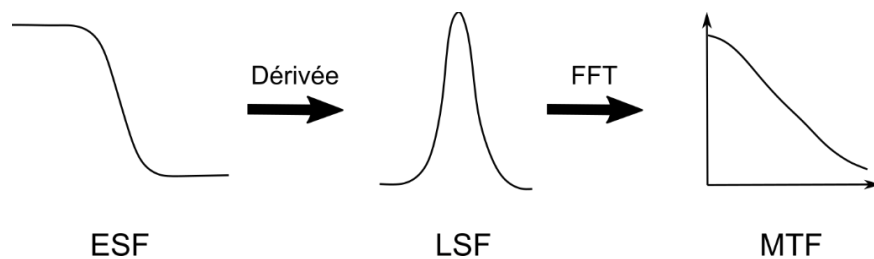


Figure III-31. Méthode slanted-edge pour la détermination de la MTF.

Cette méthode se compose ainsi de trois étapes et consiste :

- 1- A réaliser l'image d'un objet et à tracer un profil d'intensité, appelé ESF (Edge Spread Function), entre le bord de l'objet et le fond. Le profil doit être légèrement incliné par rapport à la matrice de pixels ; l'inclinaison exacte n'ayant pas d'importance (voir Figure III-32). L'acquisition d'une image Brute du bord

d'un filtre neutre de densité optique DO2 a dans ce sens été réalisée, puis analysée avec le logiciel ImageJ pour le tracé de l'ESF et le relevé des valeurs ;

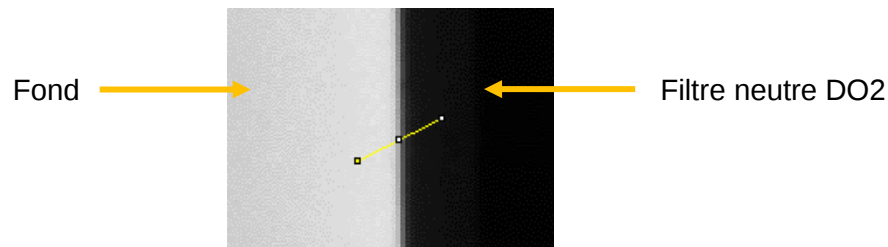


Figure III-32. Tracé de l'ESF sur l'image.

2- A calculer la LSF (Line Spread Function), comme la dérivée première de l'ESF ;

3- A calculer la transformée de Fourier (FFT) de la LSF pour obtenir la MTF.

Le traitement des données a été réalisé à l'aide d'un programme écrit en langage Python, en utilisant comme données d'entrée les valeurs de l'ESF déterminées lors de l'analyse avec le logiciel ImageJ. Les résultats des trois étapes sont présentés dans la Figure III-33 ci-dessous.

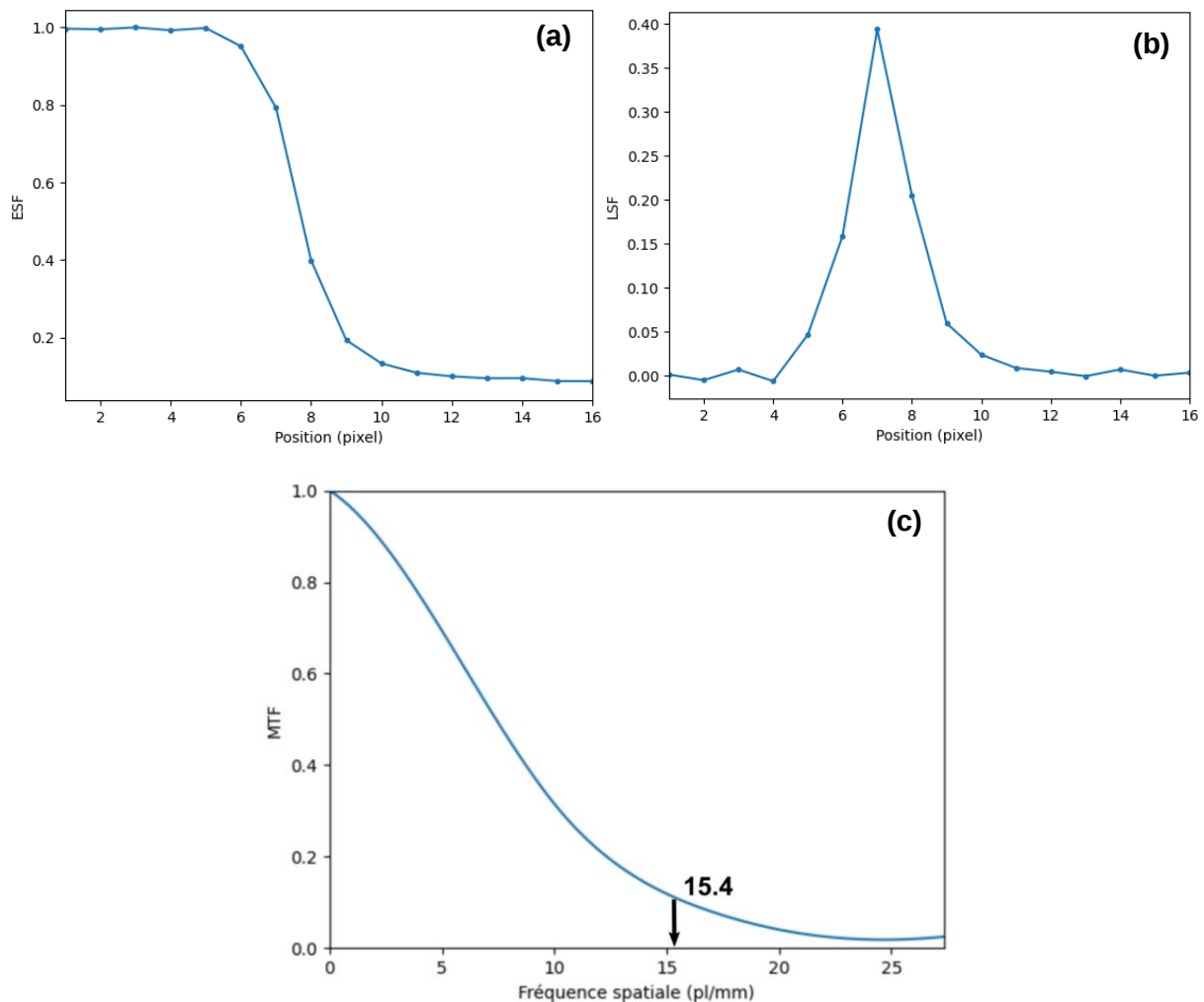


Figure III-33. (a) ESF, (b) LSF et (c) MTF du système optique. La fréquence spatiale limite calculée est rappelée avec une flèche.

Il apparaît ainsi que la courbe de MTF est en accord avec le calcul théorique de la résolution limite. En effet, le rapport de contraste pour une résolution de 15.4 pl/mm est de l'ordre de 0.1 et est nettement au-dessus de la valeur asymptotique donnée par la courbe pour les plus grandes fréquences spatiales.

III.2.5.2.5 Influence de l'orientation du film

Sur un scanner photographique, les films présentent une réponse dépendante de leur orientation, comme décrit dans la Section III.2.2. Afin d'étudier cette dépendance avec l'orientation sur notre système, des films EBT-XD (lot #859138) de 5 cm de côté ont été irradiés en champ 10 x 10 cm² pour différents nombres d'UM et ont été lus aux 4 orientations : 0°, 90°, 180° et 270°, pour établir une courbe d'étalonnage par angulation. Un film par niveau de dose a été considéré et le processus général d'acquisition et de traitement des images décrit dans la Section III.2.5.1.6 a été réalisé. Les images ont été analysées avec le logiciel ImageJ, en calculant la valeur moyenne de densité optique et l'écart-type associé dans une région d'intérêt circulaire de 30 mm de diamètre, reproductible spatialement grâce à son enregistrement avec l'outil *ROI Manager*. Les résultats sont présentés sur la Figure III-34.

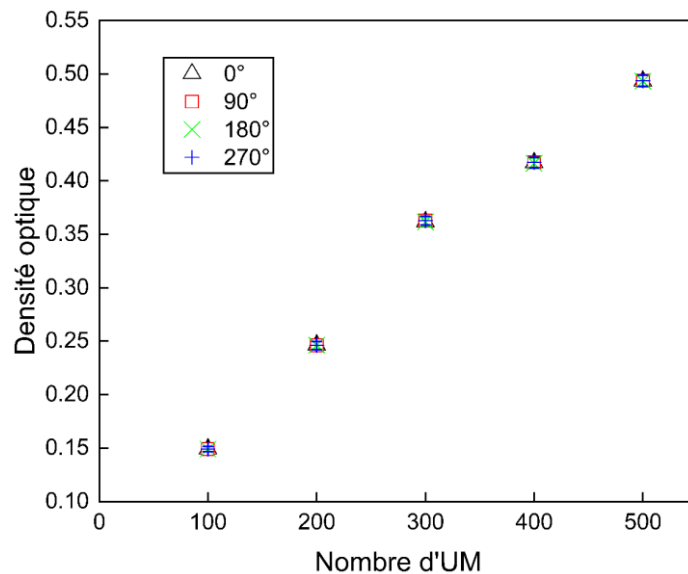


Figure III-34. Courbe d'étalonnage aux 4 orientations. Les barres d'erreur sont plus petites que les marqueurs utilisés pour les tracés.

Il apparaît de façon très intéressante que la mesure des films sur notre système est insensible à son orientation. Cela s'explique par l'utilisation d'une lumière monochromatique incidente non polarisée, qui à travers le film pleinement irradié va se polariser de manière uniforme et arriver au capteur avec ce même degré³² de polarisation. Ce dernier point est rendu possible grâce à l'objectif bi-télécentrique, qui rend *in fine* le capteur insensible à la polarisation.

³² A l'inverse du scanner qui utilise des miroirs pour focaliser la lumière jusqu'au capteur.

Afin de distinguer les mesures aux 4 orientations, un zoom est rapporté dans la Figure III-35 ci-dessous pour les irradiations de 100 et 500 UM.

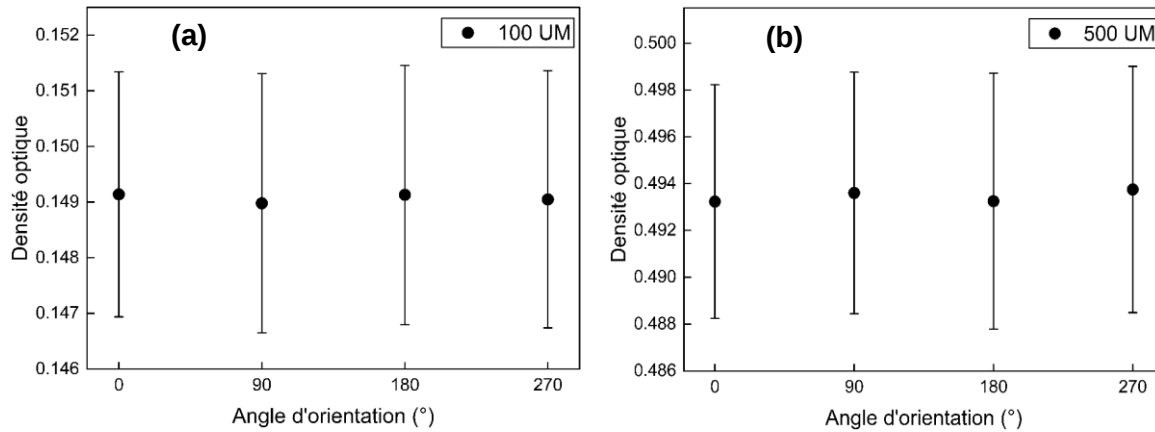


Figure III-35. Densités optiques aux 4 orientations pour l'irradiation de (a) 100 UM et (b) 500 UM.

III.2.5.3 Comparaison partielle des performances par rapport au scanner

L'objectif de cette partie n'est pas de réaliser une comparaison exhaustive des performances du système optique et du scanner photographique, qui sort du cadre de ce travail. Le scanner photographique qui a été retenu pour cette analyse est le modèle V750Pro disponible au LNHB. Il a été fait le choix d'étudier deux points : la mesure de profils et la mesure de densités optiques.

III.2.5.3.1 Mesure de profils

La comparaison a été effectuée à partir d'un film EBT-XD (lot #859138) de 5 cm de côté, irradié dans un champ de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ réalisé avec les mâchoires de l'accélérateur TrueBeam. Aucune soustraction du film non irradié n'a été réalisée dans les deux cas.

Pour le système optique, le processus de pré-traitement décrit dans la Section III.2.5.1.3 a été considéré. Un protocole usuellement utilisé en routine clinique [186] a été suivi pour le scanner, qui consiste : 1- en l'acquisition d'une seule image Brute ; 2- en sa conversion en densité optique en considérant $I_0(x,y)$ constant et égal à 65535 ; et 3- en extrayant l'information du canal rouge. La résolution de numérisation du scanner a été choisie égale à 800 dpi (pixels de 31.75 μm de côté), la plus proche disponible de celle du système optique égale à 782 dpi (32.5 μm). Les images ont été analysées avec le logiciel ImageJ, où un profil en densité optique d'un pixel de largeur a été tracé. Les résultats sont illustrés sur la Figure III-36 ci-dessous.

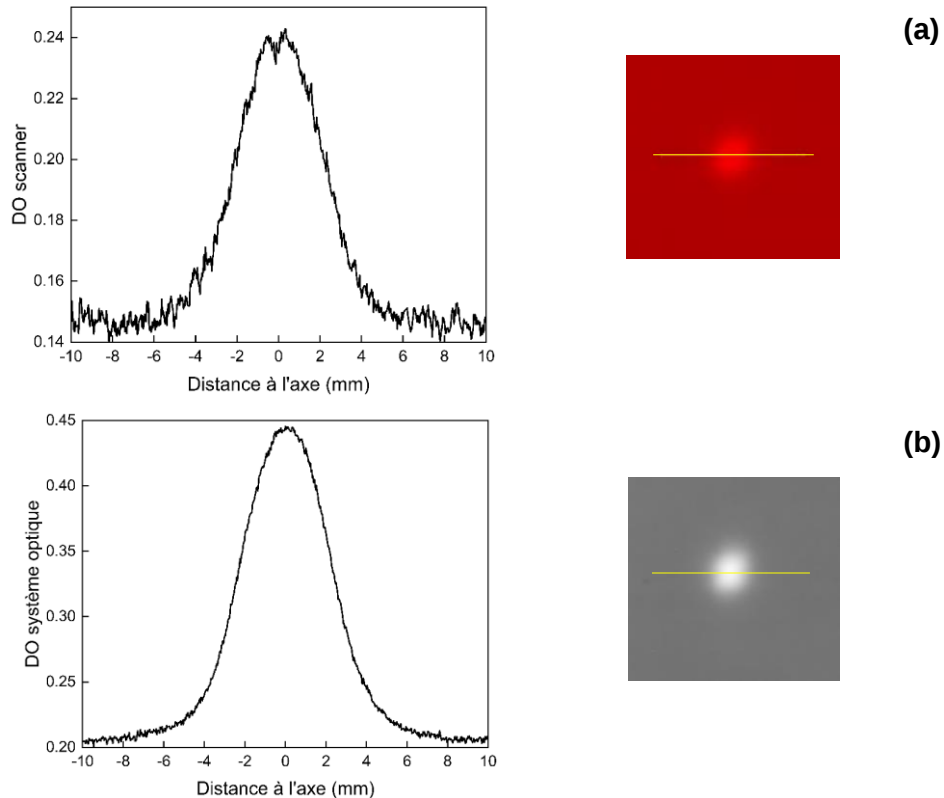


Figure III-36. Profils en densité optique selon une bande d'un pixel de largeur (environ 32 μm) pour un champ d'irradiation carré de 5 mm de côté, (a) sur le scanner V750Pro et (b) sur le système optique.

Il apparaît ainsi une très nette réduction du bruit avec le système optique sur l'axe (densité optique plus importante), mais surtout dans les pénombres (densités optiques plus faibles). Il est intéressant de souligner également la dynamique plus importante du système optique, avec une amélioration de l'ordre de 2.5^{33} , visible par un meilleur contraste dans les images entre la zone irradiée et non irradiée.

III.2.5.3.2 Mesure de densités optiques

La comparaison a été menée à l'aide des dix filtres neutres de densités optiques comprises entre DO0.1 et DO3, qui ont été étalonnés par le laboratoire de photonique

³³ Déterminé à partir de la comparaison des différences de densités optiques sur l'axe et dans les pénombres pour les deux systèmes.

énergétique du Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE). Afin de se rapprocher des conditions d'étalonnage des filtres neutres (spectrophotomètre avec un pinceau de lumière fin), les mesures avec les deux systèmes ont été réalisées en ajoutant sous le filtre neutre un masque occultant avec une ouverture circulaire de 8 mm de diamètre (voir Figure III-37).

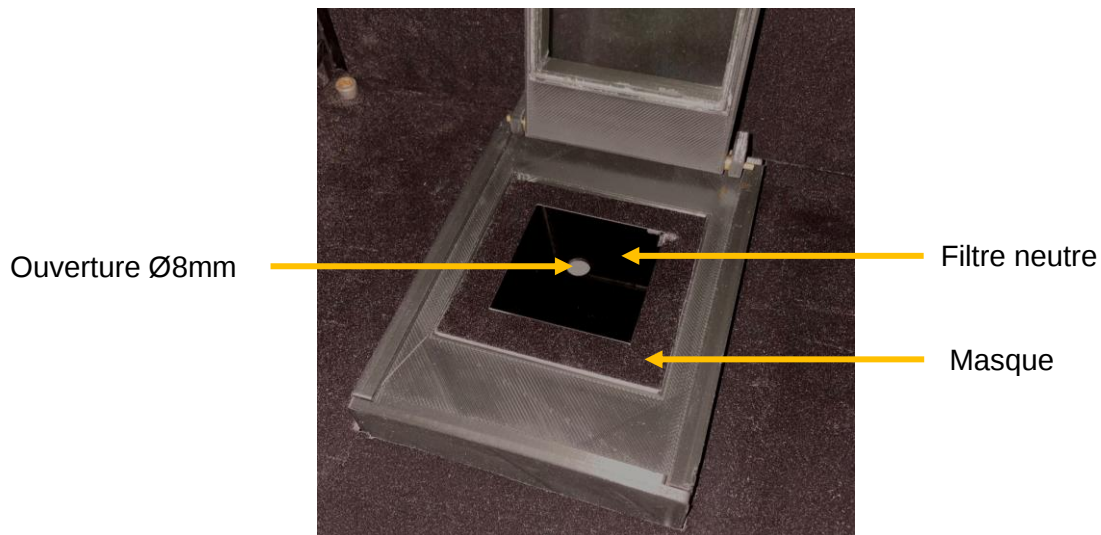


Figure III-37. Ajout d'un masque occultant, permettant de laisser passer un pinceau fin de lumière. Illustration pour le système optique.

La même procédure que dans la Section précédente a été adoptée pour les deux systèmes, à savoir :

- Le processus de pré-traitement décrit dans la Section III.2.5.1.3 pour le système optique ;
- L'acquisition d'une seule image Brute, sa conversion en densité optique en faisant l'hypothèse que $I_0(x,y)$ est constant et égal à 65535, et l'extraction de l'information du canal rouge pour le scanner V750Pro.

Les images ont été analysées avec le logiciel ImageJ, en calculant la valeur moyenne de densité optique et l'écart-type associé dans une région d'intérêt circulaire de 2 mm de diamètre, reproductible spatialement grâce à son enregistrement avec l'outil *ROI Manager*.

La Figure III-38 rapporte les densités optiques mesurées sur le scanner V750Pro et sur le système optique en fonction de la densité optique donnée par le certificat d'étalonnage des filtres neutres.

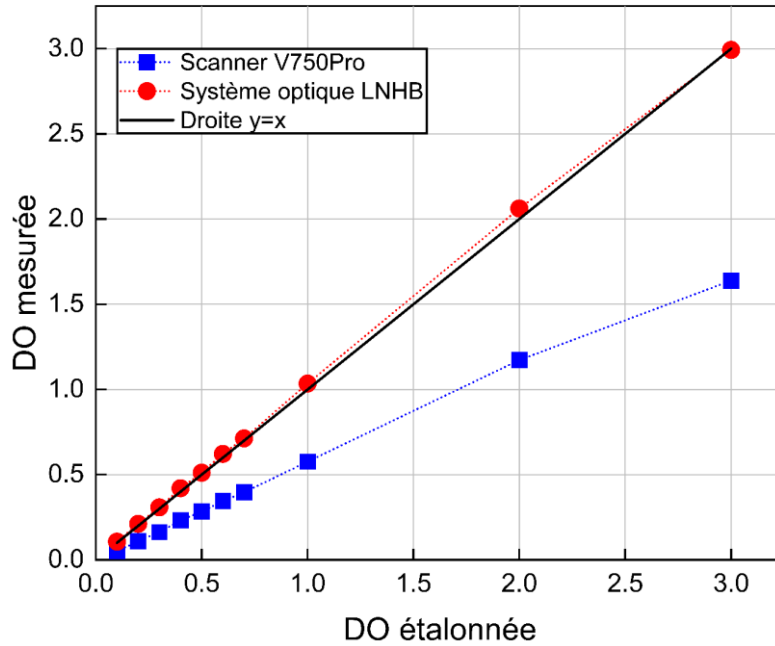


Figure III-38. Densité optique mesurée en fonction de la densité optique du certificat d'étalonnage, pour le scanner (en bleu) et pour le système optique (en rouge). Les barres d'erreur sont trop petites et ne sont pas visibles.

On constate un excellent accord pour le système optique, comparativement au scanner V750Pro qui renvoie des densités optiques approximativement deux fois plus faibles qu'attendu.

Rappelons toutefois que les scanners photographiques, par construction, ne permettent pas de mesurer de façon correcte des densités optiques. La saturation du capteur lors de la réalisation d'une image sans objet ne donne en effet pas accès à l'intensité lumineuse incidente $I_0(x,y)$, nécessaire pour le calcul de la densité optique. D'autre part, la densité optique dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente, et les scanners utilisent une lumière blanche de spectre inconnu avec des filtres R,V,B à larges bandes qui se recoupent. Les dix filtres neutres ont donc en ce sens été étalonnés à la longueur d'onde de la source de lumière du système optique.

L'utilisation possible des filtres neutres étalonnés avec le système optique présente en outre l'avantage de disposer d'une traçabilité métrologique de l'instrument en densité optique.

Le nouveau système optique, employé avec les films radiochromiques, permet de disposer d'une information fiable et d'une cartographie de dose à deux dimensions avec 1- moins de bruit : et 2- une meilleure dynamique que les scanners photographiques. Nous allons maintenant le mettre en œuvre dans la partie suivante lors de la détermination des corrections de profil k_{prof} .

III.3 Etude de l'approche dose en un point à partir des films

Une première étude comparative dans le cadre de la détermination des FOC a été menée au LNHB entre l'approche classique de mesure en un point corrigée des

facteurs fournis par le protocole IAEA TRS 483, et la dose absorbée en un point déduite du DAP. Cette étude a été réalisée pour les champs circulaires définis par les collimateurs fixes de 5 ; 7.5 ; 10 ; 13 et 15 mm de diamètre pour le faisceau de 6 MV FFF. Ce choix de collimation a été motivé par la possibilité de confronter les résultats expérimentaux à des FOC calculés par Monte-Carlo de façon plus confiante grâce à la réalisation de tailles de champs fixes.

Pour l'approche classique de « mesure en un point corrigée », seul le détecteur PTW 60019 microdiamant a été considéré.

Pour l'approche de « dose absorbée en un point déduite du DAP », les mesures en DAP ont été réalisées avec la chambre DAP2. Afin de disposer d'une mesure de dose absorbée en un point avec la chambre DAP2 pour le champ 10 x 10 cm² (champ de normalisation des FOC), des références primaires en dose absorbée dans l'eau en un point par calorimétrie eau ont également été établies.

Le calcul de la correction de profil k_{prof} a quant à lui été réalisé selon deux méthodes :

- 1- A partir de la cartographie à deux dimensions du faisceau sur un disque de 15 mm de rayon, grâce aux films radiochromiques ;
- 2- A partir de la mesure de deux profils horizontal et vertical entre - 15 mm et + 15 mm, réalisés avec le détecteur microdiamant.

Les différentes approches pour la détermination des FOC sont résumées dans la Figure III-39.

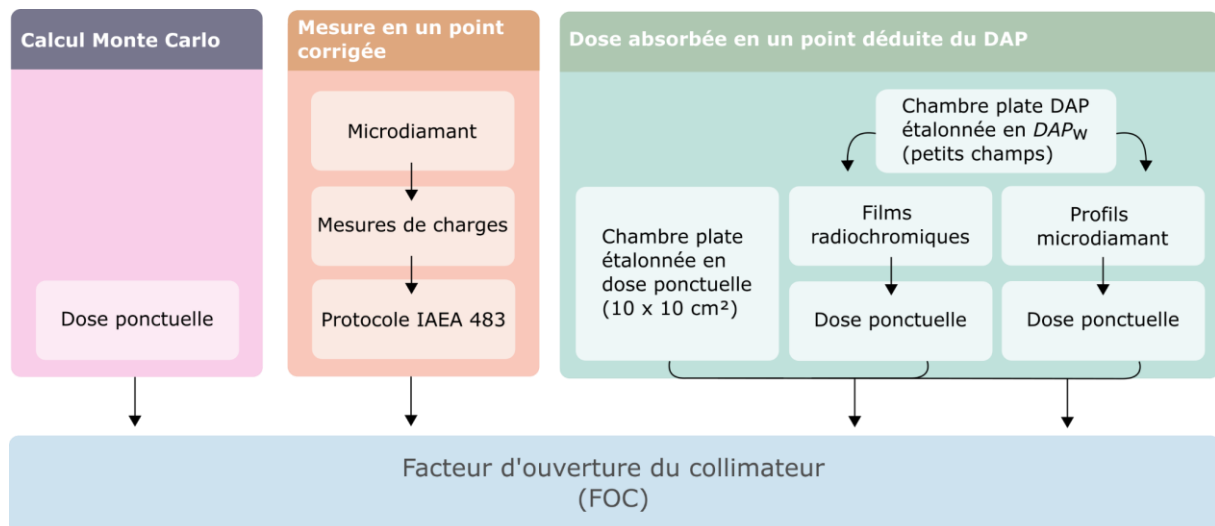


Figure III-39. Schéma présentant les différentes approches pour la détermination des FOC.

III.3.1 Préparation des films

Les films EBT-XD (lot #859138) ont été choisis pour cette étude. Ils se présentent en lots de 25 feuilles de 8" x 10". La découpe a été faite en échantillons de 5 x 5 cm² avec un massicot, de telle sorte à avoir une contrainte mécanique uniforme sur la longueur du film. Un total de 92 films a été découpé puis mélangé de façon aléatoire afin de minimiser les effets de non-uniformité des films en fonction de la feuille utilisée et de

leur position de découpe sur la feuille (notamment les bords). Malgré l'indépendance de la réponse du film avec l'orientation lors de la lecture sur le système optique, l'orientation paysage de la feuille a été arbitrairement retenue et chaque film a été marqué d'un numéro sur le coin supérieur droit pour pouvoir l'identifier. Un délai de 24 heures après la découpe a été observé pour laisser reposer le film avant toute utilisation.

Des essais réalisés au préalable sur le système optique ont montré une grande variabilité de réponse d'un film à l'autre pour une même dose reçue, au sein du même lot. Elle s'explique par une épaisseur de la couche sensible des films qui peut légèrement varier : une couche sensible plus épaisse engendre en effet la création d'un nombre plus important de polymères, et donc *in fine* une densité optique mesurée plus importante. Cette variabilité est en toute logique peu visible sur la numérisation du film avant irradiation.

Les variations observées étant trop importantes pour un usage métrologique, il a été fait le choix de réaliser un tri des films après une première irradiation, en déclenchant le processus de polymérisation. Les 92 films ont ainsi été irradiés à une dose de 1 Gy dans un faisceau de 6 MV et un champ de 30 x 30 cm², par groupe de 9 (voir Figure III-40). Cette pré-irradiation a été réalisée dans des plaques équivalentes-eau à une distance source-film de 100 cm, et une profondeur de 10 cm.

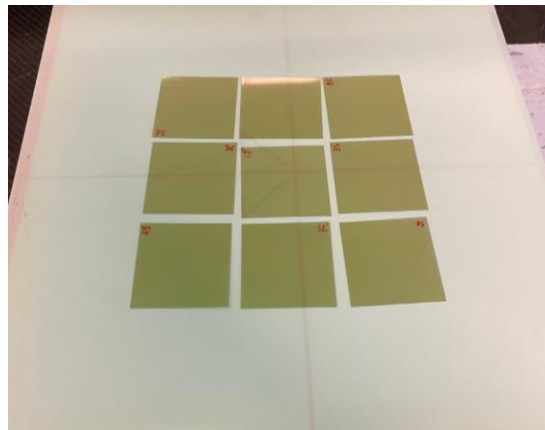


Figure III-40. Irradiation des films par groupe de 9.

L'enjeu du tri est de conserver les films qui présentent une réponse similaire, à partir d'une tolérance fixée. Les films ont été lus une semaine après l'irradiation et les résultats sont présentés dans la Figure III-41. Les barres d'erreur représentent l'écart-type sur la densité optique, mesurée dans une région d'intérêt circulaire de 15 mm de rayon au centre du film.

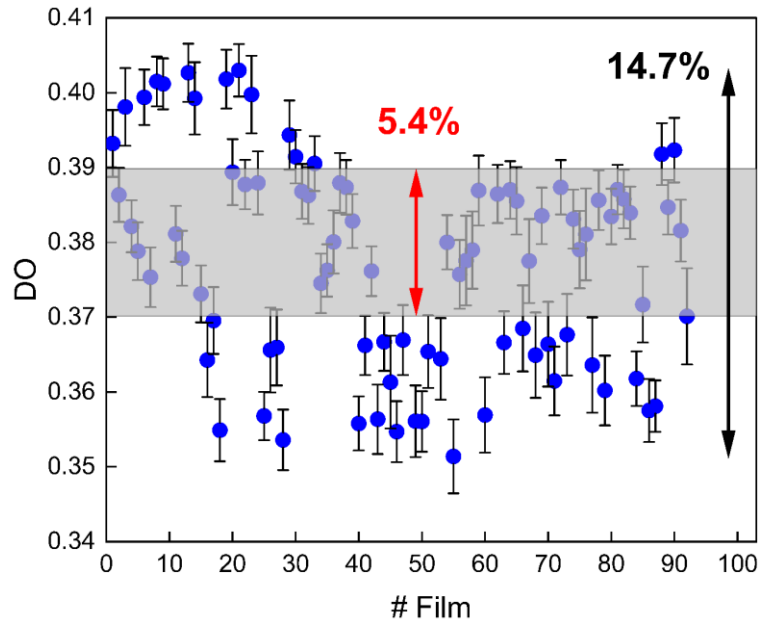


Figure III-41. Densité optique mesurée pour les 92 films pré-irradiés à 1 Gy.
Aucune soustraction du film irradié n'a été réalisée ici.
Les films retenus se situent dans la bande grise.

Il apparaît des résultats très disparates entre les 92 films, avec une variation maximale de densité optique de près de 15 %. La tolérance a alors été adaptée afin de disposer d'un nombre suffisant de films pour la réalisation de la courbe d'étalonnage et des mesures d'intérêt. Il a ainsi été retenu 42 films (visibles dans la bande grise), permettant de réduire la variabilité à 5.4 %. Ces films irradiés de façon homogène à une dose de 1 Gy ont ensuite été utilisés comme des films « non irradiés », afin de pouvoir suivre le protocole décrit dans la Section III.2.5.1.6.

Afin de s'assurer que la réaction de polymérisation était bien terminée, une nouvelle numérisation « pré-irradiation » des 42 films a été réalisée deux semaines après. Cette numérisation de vérification a en plus été utilisée dans le cadre de la double lecture nécessaire à l'exploitation des films. Cela représente au total un temps de préparation de près de trois semaines entre la pré-irradiation pour le tri des films et le début des irradiations d'intérêt.

III.3.2 Etablissement de la courbe d'étalonnage

La réponse du film n'étant pas linéaire avec la dose, il est nécessaire d'établir une expression mathématique reliant la densité optique mesurée (DO) à la dose absorbée (D). Cette expression mathématique, appelée courbe d'étalonnage, est une étape critique dans le processus : un grand soin doit être apporté à sa construction car la qualité de l'ensemble des résultats en découle. Plusieurs expressions mathématiques sont proposées dans la littérature [137] ou recommandées par le fabricant des films [123]. Les plus couramment utilisées sont les suivantes :

$$D = a \times DO + b \times DO^n \quad (3.18)$$

$$D = a \times DO^3 + b \times DO^2 + c \times DO + d \quad (3.19)$$

$$D = a + \frac{b}{DO - c} \quad (3.20)$$

Ces paramétrisations sont cependant uniquement empiriques : aucune des expressions présentées ci-dessus n'a de sens physique. Les équations (3.18) et (3.19) par exemple prédisent un caractère monotone croissant avec une densité optique infinie pour une dose tendant vers l'infini, alors que la saturation du film en densité optique avec la dose est connue. L'équation (3.20), recommandée par le fabricant des films, présente la forme d'une hyperbole.

Pour pallier ce manque de connaissance sur les mécanismes d'interactions des rayonnements avec le film, Del Moral *et al.* [187] ont réalisé une étude théorique et ont proposé un nouveau modèle, dit modèle de percolation. A l'origine de ce modèle se trouve le fait que les centres actifs (cristaux monomères) du film nécessitent au moins une particule chargée pour débiter la réaction de polymérisation et qu'ils présentent une distribution en taille : les polymères créés après irradiation peuvent donc être de différentes longueurs. Les résultats montrent que le modèle fondé sur la théorie de la percolation fournit la meilleure explication théorique du comportement sensitométrique des films. Cela aboutit à la relation à quatre paramètres suivante :

$$DO = a_1 - \frac{a_2}{(a_3 + D)^{a_4}} \quad (3.21)$$

Les essais préliminaires que nous avons réalisés ont mis en évidence une mauvaise restitution des très faibles doses, pour ce modèle physique, avec l'apparition de doses négatives, ce qui est un non-sens physique. Pour pallier ce problème, un paramètre a été fixé de telle sorte à contraindre la courbe d'étalonnage à passer par le point de coordonnée ($D=0$; $DO(D=0)$), avec $DO(D=0)$ choisi supérieur ou égal à 0. L'équation (3.21) se réécrit alors comme :

$$DO = \frac{a_2}{a_3^{a_4}} + DO(D=0) - \frac{a_2}{(a_3 + D)^{a_4}} \quad (3.22)$$

Il s'agit du modèle retenu ici. La courbe d'étalonnage a été réalisée en champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$ dans le faisceau de 6 MV FFF, ceci grâce à l'établissement de références primaires en dose absorbée dans l'eau en un point par calorimétrie eau pour cette qualité de faisceau.

Un ensemble de 21 films a été irradié dans l'eau à des doses respectives de 0.5 ; 1 ; 2 ; 4 ; 7 ; 10 et 12 Gy, à raison de 3 films par niveau de dose. La dose effectivement délivrée a été calculée en considérant la moyenne de deux TOP réalisés avant et après irradiation des films³⁴.

³⁴ Il a en effet été considéré ici le moniteur machine Dose (mesure des UM), réputé moins stable.

Un support en PMMA a été spécialement conçu (voir Figure III-42), dans lequel les films sont glissés dans des rainures faites sur les bords. L'avantage est de pouvoir glisser et enlever les films sans avoir à toucher au support. Le support est complètement ouvert à l'avant et l'arrière et le film est en contact direct avec l'eau sur ses deux faces. Le centrage sur le faisceau est réalisé grâce à des marques gravées sur les bords du support et la prise de distance est faite avec une pince micrométrique directement au contact du film.

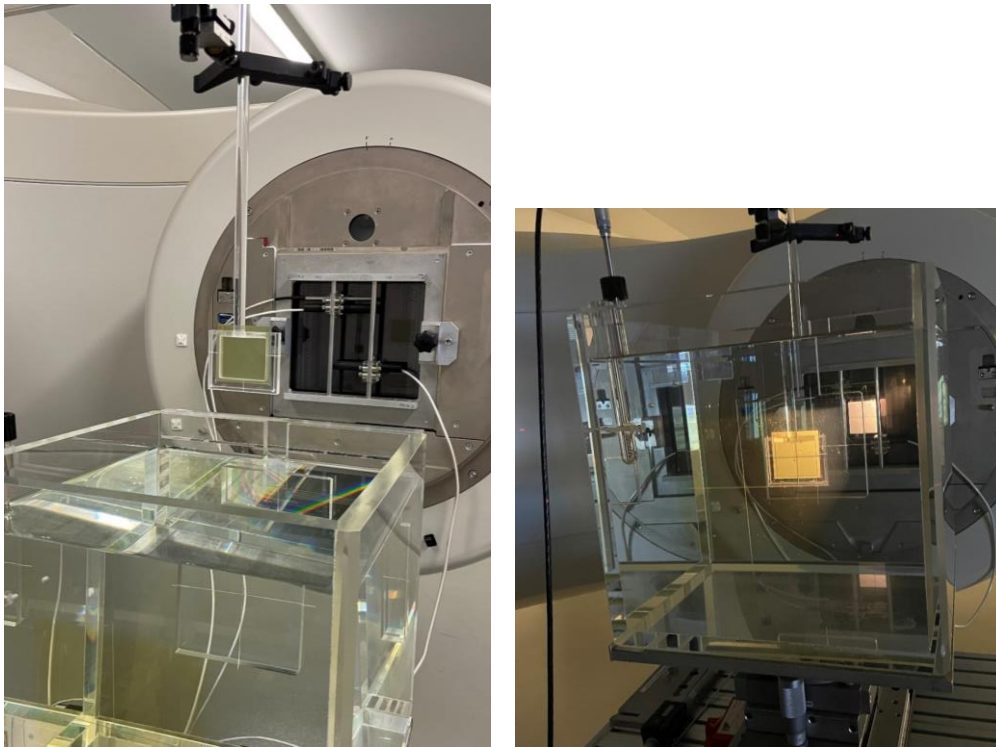


Figure III-42. (a) Support de film spécifiquement usiné pour l'irradiation du film en position verticale et (b) film dans l'eau centré sur le faisceau.

III.3.2.1 Incertitudes sur les grandeurs d'entrée

Les incertitudes à considérer pour l'établissement de la courbe d'étalonnage sont liées à la mesure des deux grandeurs en jeu : la dose absorbée et la densité optique. Une description exhaustive de chacune des composantes d'incertitudes associée à la mesure de ces deux grandeurs est présentée ci-dessous.

- **Dose délivrée au film (irradiation) :**

Cette incertitude comprend à la fois l'incertitude sur la mesure ionométrique lors de la réalisation des TOP, et, une fois la chambre d'ionisation retirée et le film mis en place, l'incertitude liée à l'irradiation du film.

Le bilan d'incertitudes global est présenté dans le Tableau III-8. Il reprend en grande partie le bilan d'incertitudes ionométriques présenté dans la Section II.5.2.4 du Chapitre 2. Pour le film en particulier, il a été considéré :

- L'ajout d'une incertitude de 0.1 mm sur la prise de distance par l'opérateur ;
- Une incertitude de 0.1 UM pour le monitoring.

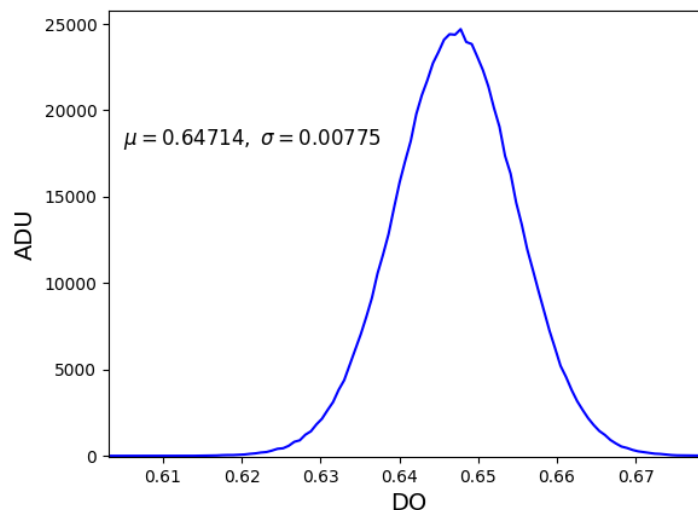
Tableau III-8. Exemple de bilan d'incertitudes associé à la courbe d'étalonnage pour une dose absorbée de 10 Gy.

	Application	Symbole	Nature de l'incertitude	Type A ($k = 1$) (%)	Type B ($k = 1$) (%)
1	Chambre à TOP	N_{Dw}	Coefficient d'étalonnage de la chambre à TOP		X6FFF 0.423
2		$k_{dérive}$	Dérive de la chambre à TOP	0.1000	
3		k_T	Mesure de température		0.0323
4		k_P	Mesure de pression		0.0266
5		k_H	Mesure d'hygrométrie		0.0300
6		k_{capa}	Valeur de la capacité		0.0839
7		$k_{tension}$	Mesure de tension		0.0031
8	Film	k_{dist}	Distance et profondeur		0.0810
9		k_{mon}	Monitoring		0.0091
Incertitude totale combinée (%)				0.453	

- **Mesure de densité optique du film (lecture) :**

L'incertitude liée à la mesure de densité optique du film se décompose en :

- 1- L'écart-type associé à la mesure dans une région d'intérêt. Pour chacun des films, la valeur moyenne et l'écart-type associé dans une région d'intérêt de 15 mm de rayon ont été relevés. Cette opération a été réalisée à l'aide d'un programme développé en langage Python. Les écarts-types obtenus sont compris entre 1.1 % et 3.7 %.

**Figure III-43.** Exemple d'histogramme de densités optiques dans une région d'intérêt circulaire de 15 mm de diamètre, obtenu pour un film pleinement irradié à 10 Gy.

- 2- L'incertitude liée à la lecture avec le système optique. En ce sens, la répétabilité et la reproductibilité ont été considérées, à partir des mesures de caractérisation présentées dans la Section III.2.5.2.

Dans le cas de la répétabilité (Tableau III-6), les résultats avaient montré des résultats similaires indépendamment du filtre neutre. Une incertitude de 0.05 %

a été considérée, correspondant à la moyenne de l'écart-type calculé pour l'ensemble des filtres neutres de DO0.1 à DO3.

Dans le cas de la reproductibilité (Tableau III-7), l'écart-type calculé pour le filtre de DO0.1 était sensiblement supérieur (0.20 %) à celui des autres filtres neutres (0.04 % en moyenne entre DO0.2 et DO3). Afin de trouver un juste équilibre et d'être ni trop pénalisant ni trop lâche, un ajustement par une fonction exponentielle décroissante a été réalisé (voir Figure III-44). Cela permet d'attribuer une incertitude représentative à chacune des densités optiques mesurées.

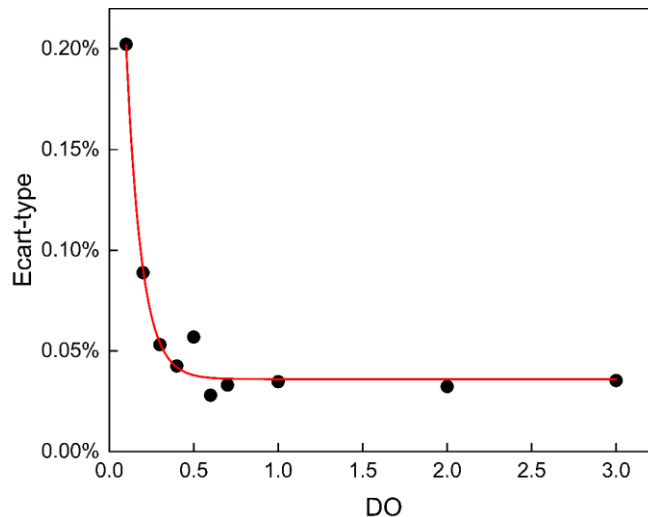


Figure III-44. Ajustement par une fonction exponentielle décroissante de l'incertitude de reproductibilité en fonction de la densité optique.

III.3.2.2 Courbe d'étalonnage

L'exploitation a été effectuée au moyen d'un programme écrit en langage Python utilisant différentes bibliothèques mathématiques librement accessibles telles que Matplotlib, Numpy, Pandas [188] et Scipy [189]. Le traitement des incertitudes sur les grandeurs d'entrée a été intégré au sein du programme dans un souci de commodité. L'ensemble des 21 films a été pris en compte (aucun film rejeté et aucune moyenne par niveau de dose réalisée), afin de tenir compte de la variabilité inter-films pour la construction de la courbe d'étalonnage.

La régression des points a été réalisée avec l'algorithme *ODR* (Orthogonal Distance Regression) présente dans la bibliothèque Scipy. Cet algorithme utilise la méthode des moindres carrés pour minimiser la somme de l'erreur quadratique de chaque point, et présente l'avantage de tenir compte des incertitudes sur les deux grandeurs (densité optique et dose absorbée).

L'incertitude sur la dose absorbée a été évaluée à l'aide d'une méthode Bootstrap [190,191]. Cette méthode utilise les résidus choisis aléatoirement à partir de l'ajustement par la méthode des moindres carrés pour générer des ensembles de données dits synthétiques, qui sont ensuite ajustés à nouveau en utilisant le même algorithme des moindres carrés que celui utilisé sur les données réelles. Dans notre

cas, 1000 ensembles de données ont été considérés. A raison d'une courbe ajustée pour chaque ensemble, cela donne un total de 1000 ensembles de paramètres (a_2 , a_3 , a_4). Dans notre cas et en vertu du théorème de la limite centrale, la moyenne de l'échantillon des estimations des paramètres « bootstrappés » est normalement distribuée. Il est alors possible de dériver un intervalle de confiance contenant l'ensemble des courbes correspondant aux valeurs de paramètres comprises dans un intervalle fixé ici à 1σ .

La courbe d'étalonnage est présentée sur la Figure III-45 ci-dessous ainsi que l'incertitude absolue sur la dose déterminée par la méthode de Bootstrap. L'incertitude relative sur la dose absorbée (assimilée à une incertitude systématique de type B) est inférieure à 1.5 % pour l'ensemble de la gamme de dose considérée (0-12 Gy) et est rapportée dans la Figure III-46.

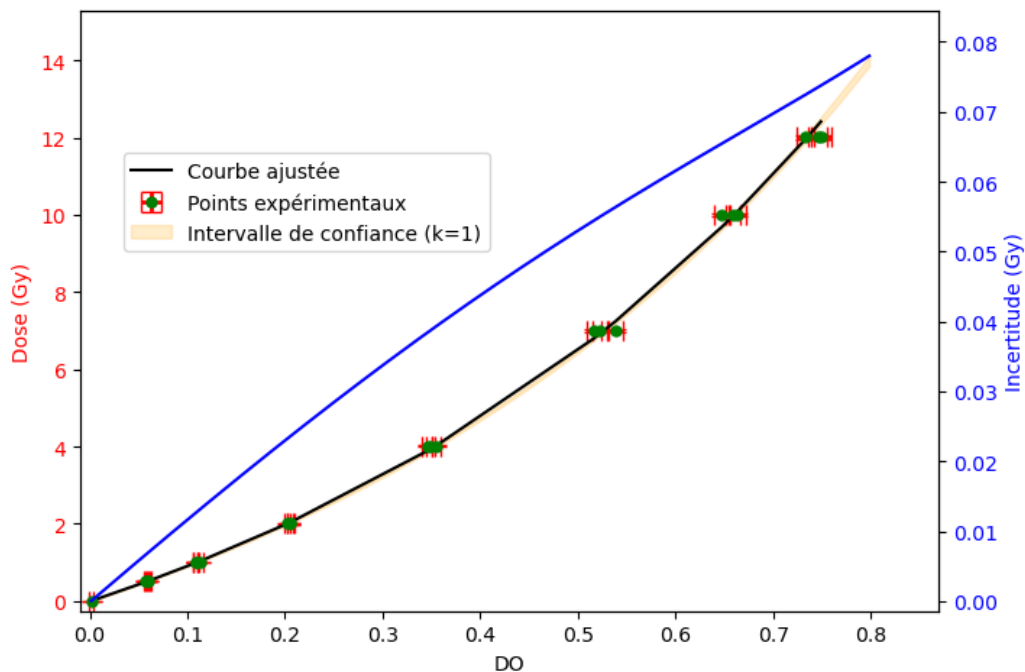


Figure III-45. Courbe d'étalonnage en dose absorbée (ligne noire, échelle de gauche) ajustée sur les points expérimentaux (en vert). L'intervalle de confiance d'environ 68 % (1σ) est rapporté (en beige). L'incertitude absolue sur la dose absorbée est aussi tracée (en bleu, échelle de droite).

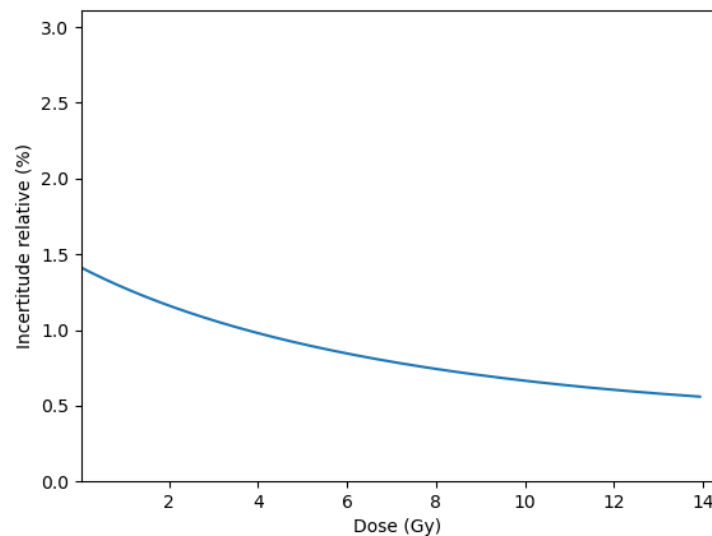


Figure III-46. Incertitude relative sur la dose absorbée.

Il faut cependant souligner un point important à ce stade. Le tri des échantillons réalisé au préalable avait permis de réduire la variabilité inter-films observée, en ne conservant que ceux avec une variation de réponse maximale en densité optique de 5.4 %. Si l'on considère un film individuellement, selon que sa réponse soit proche ou éloignée de la réponse moyenne du lot de film utilisé pour établir la courbe d'étalonnage, on peut obtenir une dose absorbée significativement éloignée de la dose moyenne qui serait obtenue avec un grand nombre de films irradiés dans les mêmes conditions. Ceci d'autant plus que la courbe d'étalonnage a une allure exponentielle, où l'impact résultant d'une variation de densité optique devient plus important³⁵ après conversion en dose. On constate donc qu'il est difficile en pratique d'utiliser les films de manière « absolue » car il faudrait réaliser une moyenne sur un grand nombre de films par niveau de dose pour avoir une mesure de dose absorbée fiable, et ainsi réduire d'impact de variabilité inter-films. C'est pourquoi il a été fait le choix de ne pas les inclure dans l'étude pour la détermination des FOC.

Par contre, la variabilité inter-films n'impacte pas les mesures de profils ou de correction de profil k_{prof} qui est un terme relatif (équation (3.3)). En effet, pour tous les films du même lot, la courbe d'étalonnage conserve la même évolution mais avec un décalage en densité optique dépendant de l'épaisseur initiale de polymères.

Le programme crée automatiquement un fichier de sortie contenant : 1- les paramètres (a_2 , a_3 , a_4) de la fonction d'étalonnage ; et 2- les incertitudes dosimétriques relatives présentées dans la Figure III-46. Ce fichier servira de fichier d'entrée pour le programme d'analyse ultérieur.

³⁵ A des degrés différents selon la densité optique (cf. courbe d'étalonnage).

III.3.3 Mesures par films

Trois films par taille de champ ont été irradiés à un nombre d'UM fixe, équivalent³⁶ à une dose de 10 Gy en champ 10 x 10 cm².

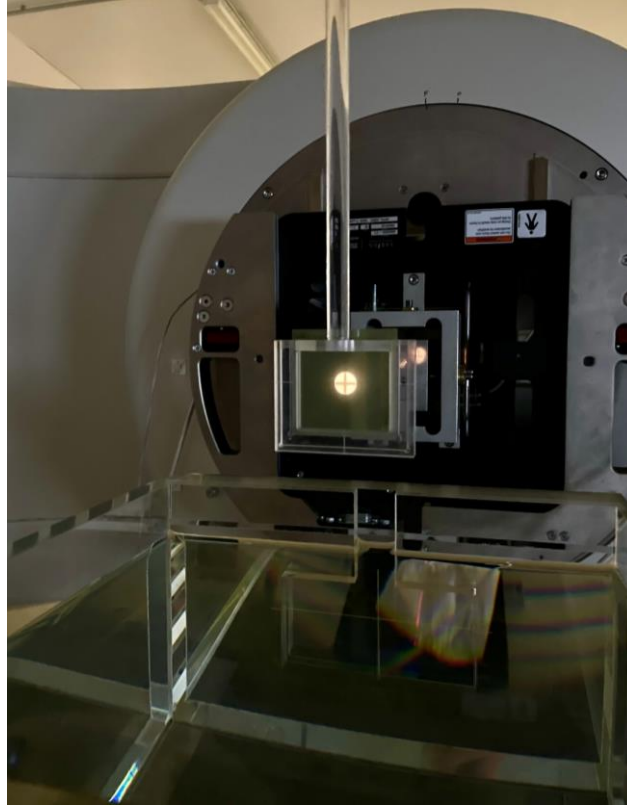


Figure III-47. Pré-positionnement du film dans un petit champ circulaire.

L'analyse a été réalisée à l'aide d'un programme développé en langage Python utilisant les bibliothèques déjà explicitées précédemment. A partir du fichier d'entrée décrit dans la partie précédente et de la Master Image du film, le programme produit une image calibrée en dose absorbée, et calcule ensuite la correction de profil k_{prof} , dont l'expression est rappelée ci-dessous :

$$k_{prof} = \frac{G(0) \iint_{A_{dosi}} dx dy}{\iint_{A_{dosi}} g(x,y) dx dy} \quad (3.3)$$

La détermination du centre du faisceau d'irradiation, critique aussi bien pour le calcul de $G(0)$ que pour l'intégrale à deux dimensions, a fait l'objet d'une procédure spécifique. Elle a été réalisée en deux étapes : premièrement, en projetant l'image dans les deux directions horizontale et verticale et en déterminant la valeur maximale dans les deux histogrammes ainsi construits ; et deuxièmement en recherchant les coordonnées des points d'intersection à mi-hauteur des profils normalisés avec les valeurs maximales trouvées précédemment et en calculant leur moyenne pour obtenir

³⁶ La chambre moniteur Dose n'a pas été étalonnée dans le faisceau de 6 MV FFF de telle sorte que 100 UM = 1 Gy dans les conditions de référence.

les coordonnées du centre du profil (voir Figure III-48). Cette méthode, plus robuste, permet de ne pas considérer le centre du champ comme la valeur maximale de dose absorbée dans l'image, qui peut être faussée par la présence de poussières ou de défauts. $G(0)$ a été calculé en faisant la moyenne de la dose absorbée dans un disque de 0.5 mm de rayon centré sur les coordonnées calculées avec la procédure décrite précédemment.

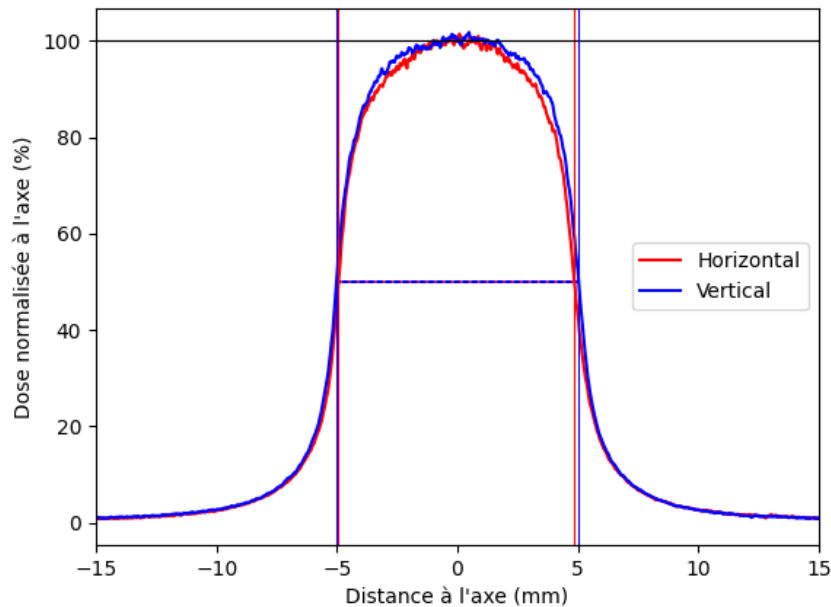


Figure III-48. Projections horizontale et verticale pour le champ de 10 mm de diamètre. Les repères à 50 % sont indiqués par les lignes verticales.

Un exemple d'image de faisceau d'irradiation calibrée en dose absorbée et analysée par le programme pour déterminer le centre du profil est donnée Figure III-49.

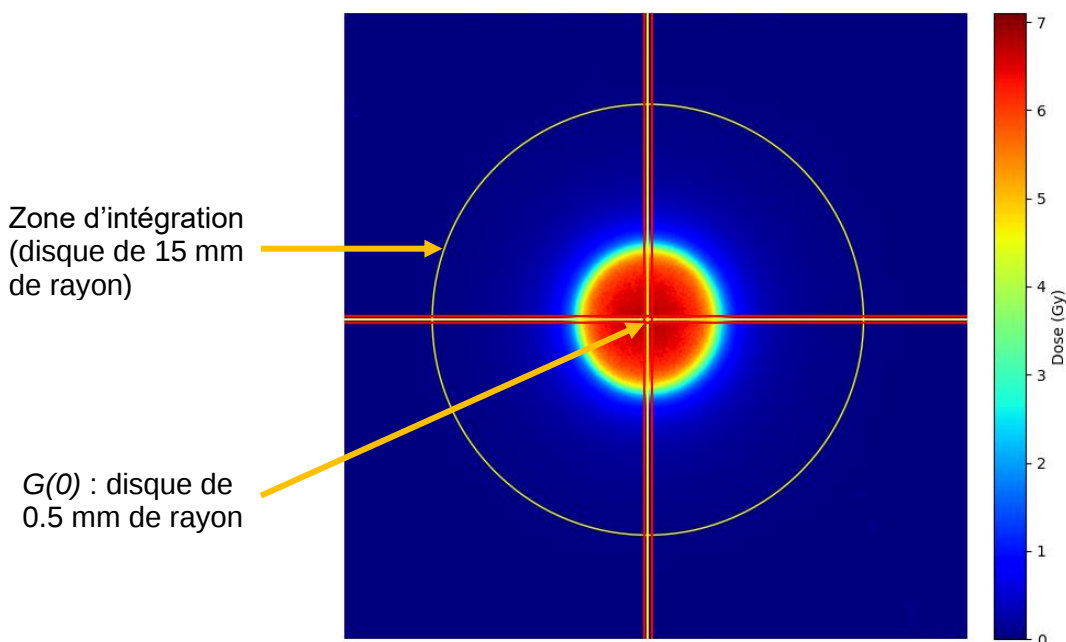


Figure III-49. Exemple d'image calibrée et analysée pour le champ circulaire de 10 mm de diamètre.

III.3.3.1 Evaluation des incertitudes

L'incertitude combinée sur la correction de profil k_{prof} se décompose en :

- Une incertitude-type de type A qui est l'écart-type relatif sur la dose absorbée dans la région d'intérêt de 0.5 mm de rayon pour la mesure de $G(0)$;
- Une incertitude-type de type B qui tient compte de l'incertitude liée 1- à la détermination du centre du champ d'irradiation ; et 2- au rayon de mesure. Ceci pour tenir compte des erreurs de détermination du centre et de pixellisation de l'image³⁷. L'incertitude liée à la mesure du rayon du volume sensible de la chambre plate DAP a déjà été prise en compte dans le calcul du facteur de correction d'intégrale surfacique (voir Section II.5.2.3 du Chapitre 2).

L'incertitude-type de type B a ainsi été évaluée en calculant à chaque fois le k_{prof} en considérant des décalages sur les axes horizontal et vertical du centre suivant des distributions normales centrées en 0 avec des écarts-types σ_x et σ_y de 2 pixels ($k_{prof_CenterShift}$), ainsi qu'une variation du rayon d'intégration avec un écart-type lui aussi de 2 pixels ($k_{prof_RadiusShift}$). Un total de 1000 tirages aléatoires du couple (x_{Cshift} ; y_{Cshift}) et R_{shift} a été réalisé permettant de calculer une valeur moyenne et un écart-type des grandeurs $k_{prof_CenterShift}$ et $k_{prof_RadiusShift}$, l'écart-type sur les valeurs obtenues étant pris comme incertitude-type de type B.

Le décalage des valeurs de dose absorbée issu de l'incertitude systématique tiré de la courbe d'étalonnage est appliqué de la même façon à tous les pixels à partir desquels sont calculés $G(0)$ et l'intégrale. Ce décalage n'a donc pas d'effet sur le calcul de k_{prof} , qui est le rapport de ces deux grandeurs.

III.3.3.2 Résultats

Le calcul de k_{prof} pour l'ensemble des tailles de champ est présenté dans le Tableau III-9 ci-dessous.

Tableau III-9. Correction de profil k_{prof} calculée avec les films.

Taille de champ	5 mm	7.5 mm	10 mm	13 mm	15 mm
Film 1	22.806	12.283	7.504	4.666	3.492
Film 2	22.762	12.406	7.528	4.696	3.527
Film 3	22.963	12.378	7.429	4.681	3.522
Moyenne	22.844	12.356	7.487	4.681	3.514
s (%)	0.46	0.52	0.69	0.32	0.53
u (%)	0.11	0.09	0.08	0.08	0.07

Il apparaît un bon accord entre les trois films pour une même taille de champ, avec une incertitude statistique liée au calcul de $G(0)$ inférieure à 0.7 %.

³⁷ On rappelle que la taille des pixels dans l'image, fixée par les caractéristiques de la caméra et de l'objectif, est de 32.5 μm .

III.3.3.3 Discussion

Des essais préliminaires d'irradiations de films en petits champs ont mis en évidence une surestimation de la dose mesurée aux très faibles doses, au niveau des queues de profil. Or ces très faibles doses sont majoritaires sur le disque de 15 mm de rayon considéré et peuvent fausser le calcul de l'intégrale, et donc *in fine* le calcul de k_{prof} .

Pour l'ensemble des 15 films irradiés en petits champs, quatre régions d'intérêt rectangulaires ont été dessinées au bord du film (voir Figure III-50), où l'on s'attend à mesurer une dose négligeable liée seulement au rayonnement diffusé. L'analyse a été effectuée avec ImageJ sur les Master Images en densité optique, en relevant la valeur moyenne de densité optique dans chacune des quatre régions d'intérêt. Les résultats moyennés pour les quatre régions et par taille de champ sont rapportés dans le Tableau III-10.

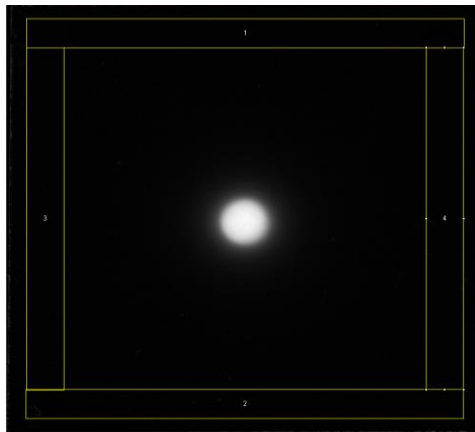


Figure III-50. Illustration des 4 régions d'intérêt dessinées pour analyser la dose résiduelle d'un champ circulaire de 5 mm de diamètre.

Tableau III-10. Mesures de densités optiques moyennes en bord de film pour les 5 tailles de champs circulaires.

Taille de champ (mm)	Densité optique moyenne	Ecart-type
5	0.00311	0.00029
7.5	0.00327	0.00058
10	0.00470	0.00041
13	0.00688	0.00062
15	0.01054	0.00110

Il apparaît une densité optique résiduelle, qui augmente avec la taille de champ.

Une dose résiduelle, vraisemblablement liée au rayonnement diffusé, est clairement mesurée avec les films allant à l'encontre des études réalisées sur la dépendance en énergie des films qui montrent une sous-réponse à basse énergie [192]. L'hypothèse avancée pour expliquer ce phénomène serait que les films, bien que moins sensibles aux basses énergies, mesurent une quantité de rayonnement diffusé beaucoup plus importante que les détecteurs ponctuels qui les « absorbent » dans les matériaux

encapsulateurs les constituant contrairement aux films qui sont directement au contact du rayonnement.

Pour enlever la contribution du rayonnement diffusé au k_{prof} à la vue des résultats obtenus par la suite (voir Section III.3.5 ci-après), il a été fait le choix de considérer une courbe d'étalonnage par taille de champ, en adaptant uniquement le point à dose nulle et en lui attribuant la densité optique mesurée du Tableau III-10.

Les k_{prof} sans contribution du rayonnement diffusé sont rapportés dans le Tableau III-11. Les variations par rapport aux anciennes valeurs avec rayonnement diffusé sont quant à elles présentées dans le Tableau III-12.

Tableau III-11. Correction de profil k_{prof} sans contribution du rayonnement diffusé en considérant une courbe d'étalonnage par taille de champ.

Taille de champ	5 mm	7.5 mm	10 mm	13 mm	15 mm
Film 1	24.106	12.586	7.667	4.736	3.546
Film 2	24.064	12.734	7.693	4.771	3.573
Film 3	24.267	12.680	7.596	4.749	3.573
Moyenne	24.146	12.667	7.652	4.752	3.564
s (%)	0.44	0.59	0.66	0.37	0.44
u (%)	0.09	0.08	0.08	0.08	0.06

Tableau III-12. Variation de la correction de profil entre l'utilisation d'une courbe d'étalonnage par taille de champ et d'une courbe d'étalonnage unique pour tenir compte ou non de la contribution du rayonnement diffusé.

Taille de champ (mm)	k_{prof} sans diffusé / k_{prof} avec diffusé
5	1.057
7.5	1.025
10	1.022
13	1.015
15	1.014

Des variations très importantes sont à signaler, qui atteignent plus de 5 % pour le plus petit champ de 5 mm de diamètre. A titre d'illustration, l'influence sur la mesure de profil est reportée dans la Figure III-51 pour le profil horizontal du champ de 5 mm de diamètre, selon que l'on considère une courbe d'étalonnage par taille de champ ou une courbe d'étalonnage unique pour enlever ou non la contribution du rayonnement diffusé.

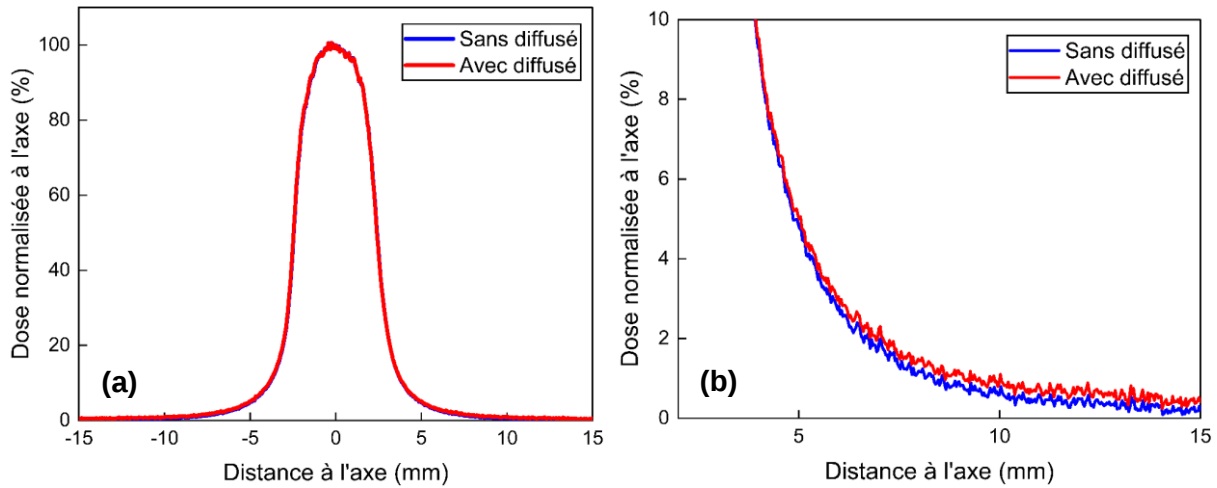


Figure III-51. Profil horizontal du champ de 5 mm de diamètre avec (en rouge) et sans (en bleu) contribution du rayonnement diffusé.
(a) Vue large et (b) avec grossissement sur la queue de profil.

Aucun impact visible sur la forme générale du profil n'est à signaler (Figure III-51 (a)). Il apparaît néanmoins des différences de plus en plus significatives à partir de 5 mm de l'axe, avec une dose absorbée dans la zone de pénombre plus faible lorsque l'on retire la contribution du rayonnement diffusé (Figure III-51 (b)). Il est à noter que ces différences très faibles sur les profils de dose à une dimension se répercutent de façon importante en considérant la symétrie de révolution sur 2π pour le calcul de l'intégrale de dose surfacique.

III.3.4 Comparaison avec le microdiamant et les calculs Monte-Carlo

III.3.4.1 Microdiamant (PTW 60019)

III.3.4.1.1 FOC

La procédure utilisée pour la détermination des FOC est celle recommandée par le protocole IAEA TRS 483, dont les points clés sont résumés ci-dessous :

- 1- Centrage du détecteur à l'aide de profils horizontaux et verticaux ;
- 2- Mesures de deux profils horizontal et vertical, afin de déterminer la largeur à mi-hauteur du champ d'irradiation ;
- 3- Calcul du champ carré équivalent S_{clin} , tel que :

$$S_{clin} = r\sqrt{\pi} \quad (3.23)$$

Où r est le rayon du champ d'irradiation, déterminé en faisant la moyenne des deux largeurs à mi-hauteur issues des profils mesurés dans les deux directions ;

- 4- Calcul du facteur de correction $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ à partir des tables du protocole IAEA TRS 483 pour le champ S_{clin} ainsi déterminé.

Huit mesures par taille de champ ont été réalisées, avec la mesure en champ 10 x 10 cm² acquise systématiquement pour chaque collimateur.

L'incertitude combinée sur le FOC comprend :

- Une incertitude-type de type A, qui est l'écart-type relatif des mesures réalisées par taille de champ ;
- Une incertitude-type de type B, qui tient compte de l'incertitude liée 1- au facteur de correction fourni dans le protocole IAEA TRS 483 ; et 2- au centrage du détecteur.

Pour ce dernier point en particulier, l'estimation de l'incertitude est inspirée de l'étude de Lechner *et al.* [193]. Les auteurs ont évalué de façon analytique l'incertitude liée au centrage du détecteur et son impact sur la détermination des FOC. Il en ressort que l'incertitude de positionnement est négligeable pour des tailles de champs supérieures à 1 cm, et est de l'ordre de 0.5 % pour les tailles de champs inférieures. Une incertitude de 0.5 % a donc été considérée pour les collimateurs de 5 mm et 7.5 mm.

III.3.4.1.2 Correction de profil k_{prof}

Dans le cas de détecteurs ponctuels, la correction de profil se calcule de façon approximée à l'aide de profils à une dimension comme :

$$k_{prof} \approx \frac{\int_0^{R_{dosi}} r dr}{\int_0^{R_{dosi}} r g(r) dr} \quad (3.4)$$

L'intégrale de dose au dénominateur est calculée en coordonnées cylindriques à partir de l'aire des trapèzes définie par deux points de mesure consécutifs selon la coordonnée radiale, en supposant une symétrie de révolution sur 2π autour du centre du profil.

Deux profils horizontal et vertical entre - 15 mm et + 15 mm ont été mesurés par taille de champ, permettant le calcul de deux valeurs de k_{prof} et d'un écart-type. Les résultats sont présentés dans le Tableau III-13.

Tableau III-13. Correction de profil k_{prof} calculée à partir des mesures avec le microdiamant.

Taille de champ	5 mm	7.5 mm	10 mm	13 mm	15 mm
Horizontal	25.680	13.336	8.073	5.076	3.817
Vertical	26.781	13.657	8.238	4.948	3.809
Moyenne	26.230	13.496	8.156	5.012	3.813
Ecart-type (%)	2.97	1.68	1.43	1.82	0.15

Il apparaît une variabilité importante sur la valeur du k_{prof} entre le profil horizontal et vertical, qui atteint près de 3 % pour le plus petit champ de 5 mm. On constate donc

que les faibles asymétries de faisceaux ont un impact important sur le calcul du k_{prof} , comme évoqué dans la Section III.1.

III.3.4.2 FOC Monte-Carlo

Concernant les FOC par Monte-Carlo, la dose a été calculée pour les différentes tailles de champ dans un fantôme d'eau sur l'axe dans un voxel de 0.5 mm de rayon et de 2 mm d'épaisseur avec le programme DOSRZnrc. Les mêmes modélisations de la tête de l'accélérateur et les mêmes paramètres de transport que ceux présentés dans la Section II.5.1.1 du Chapitre 2 ont été utilisés, à l'exception des énergies cinétiques de coupure des photons et des électrons qui ont été choisies moins basses, à 10 keV (PCUT = 0.010 MeV et ECUT = 0.521 MeV). Une incertitude-type de type B de 0.2 % a été considérée [90], et l'incertitude statistique adaptée de telle sorte à avoir une incertitude-type combinée sur le FOC inférieure à 0.5 %.

III.3.5 Résultats

Les FOC déterminés selon les différentes approches décrites dans la Section III.1 sont rassemblés dans le Tableau III-14 et présentés graphiquement sur la Figure III-52. La notation « DAP + x » signifie que la mesure ionométrique a été réalisée avec la chambre DAP (ici la chambre DAP2), avec la correction de profil k_{prof} calculée avec le détecteur x.

Tableau III-14. Facteurs d'ouverture du collimateur selon les différentes approches mises en œuvre.

Taille de champ	5 mm	7.5 mm	10 mm	13 mm	15 mm
DAP + μ D 60019	0.597	0.684	0.746	0.776	0.795
u_c (%)	3.30	1.97	1.72	2.10	0.79
DAP + films (avec rayonnement diffusé)	0.520	0.626	0.685	0.725	0.733
u_c (%)	0.64	0.68	0.82	0.54	0.69
DAP + films (sans rayonnement diffusé)	0.549	0.642	0.700	0.736	0.743
u_c (%)	0.89	0.97	1.01	0.85	0.88
μ D 60019	0.568	0.657	0.713	0.754	0.774
u_c (%)	0.94	0.80	0.50	0.50	0.50
Monte-Carlo	0.579	0.657	0.717	0.761	0.769
u_c (%)	0.47	0.49	0.50	0.50	0.50

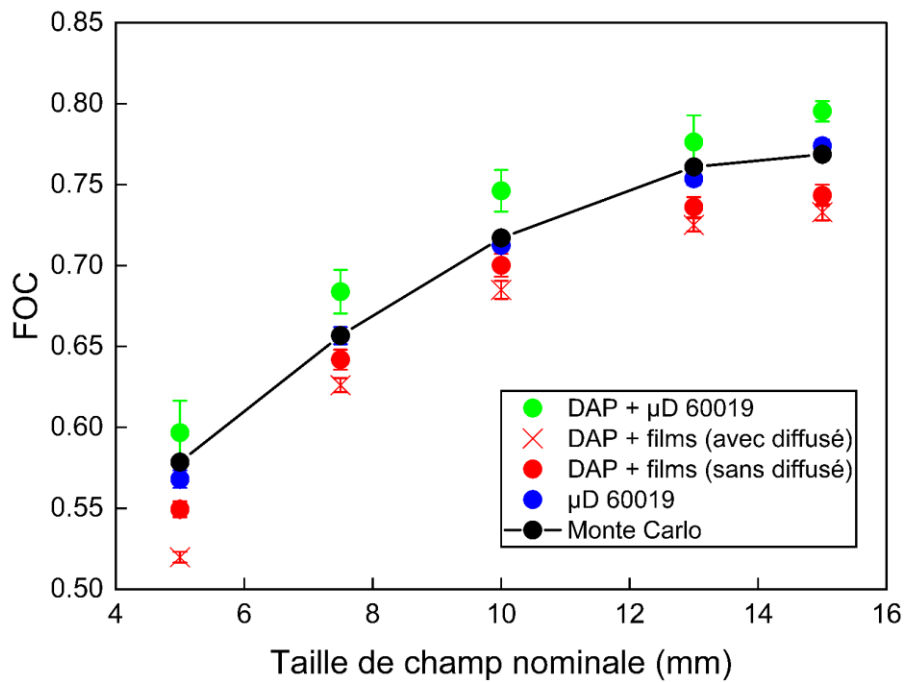


Figure III-52. Facteurs d'ouverture du collimateur selon les différentes approches. Les barres d'erreur sont données à $k = 1$.

On constate une grande disparité des valeurs de FOC selon l'approche utilisée. La méthode « DAP + microdiamant (60019) » utilisant une approximation du calcul de k_{prof} à l'aide de profils à une dimension a tendance à surestimer les valeurs de FOC. L'approche « DAP + films » au contraire sous-estime les résultats, surtout sans correction de la contribution du rayonnement diffusé. L'approche classique avec le microdiamant est très proche des FOC calculés par Monte-Carlo.

Les rapports des FOC obtenus avec les différentes approches et ceux calculés par Monte-Carlo, choisis ici comme référence, sont reportés dans le Tableau III-15 et la Figure III-53.

Tableau III-15. Rapport entre les FOC obtenus avec les différentes approches et ceux calculés par Monte-Carlo.

Taille de champ	5 mm	7.5 mm	10 mm	13 mm	15 mm
DAP + µD 60019	1.032	1.041	1.041	1.020	1.035
DAP + films (courbe étalonnage générale)	0.898	0.953	0.955	0.953	0.954
DAP + films (courbe étalonnage adaptée)	0.950	0.977	0.976	0.967	0.967
µD 60019	0.982	1.000	0.994	0.990	1.007

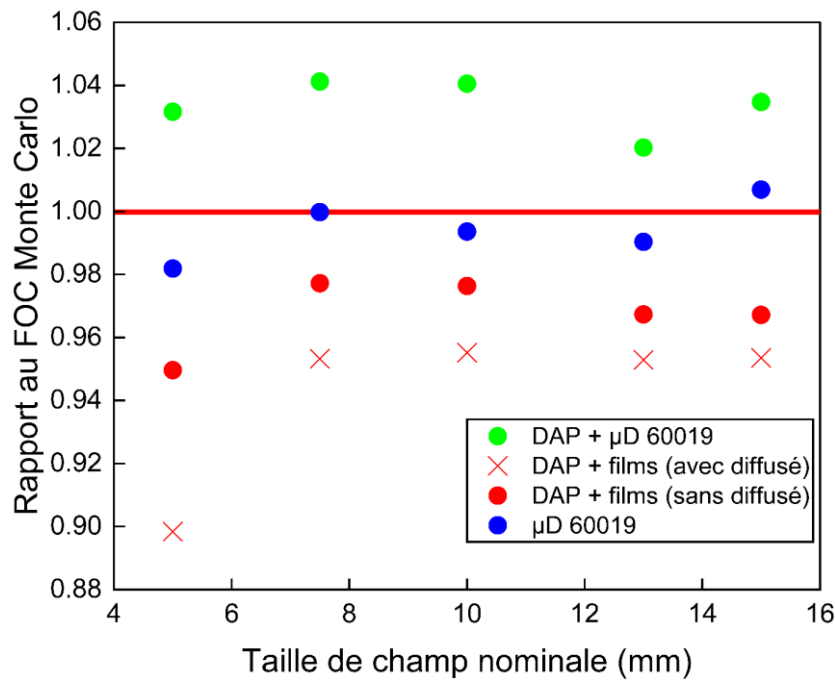


Figure III-53. Rapport entre les FOC obtenus avec les différentes approches et ceux calculés par Monte-Carlo.

Selon l'approche, les écarts en fonction de la taille de champ sont relativement constants avec les FOC calculés par Monte-Carlo, excepté pour le champ de 5 mm. On constate une sous-estimation des FOC de l'ordre de 5 % pour l'approche « DAP + films » en conservant la contribution du rayonnement diffusé, qui atteint près de 10 % pour le plus petit champ. L'approche « DAP + films » sans la contribution du diffusé réduit cette sous-estimation à 3.3 % en moyenne, toutes tailles de champs confondues. L'approche « DAP + microdiamant » fait apparaître une surestimation moyenne de 3.4 %. Les FOC déterminés classiquement avec le microdiamant présentent une variation maximale de 1.8 % pour le champ de 5 mm par rapport aux FOC calculés par Monte-Carlo, et inférieure à 1 % pour les autres tailles de champ.

Les valeurs des FOC sont directement reliées aux k_{prof} calculés, et en particulier au calcul de l'intégrale de dose (à deux dimensions : équation (3.3) ou à une dimension : équation (3.4)). Une synthèse des corrections de profil moyennes selon l'approche utilisée est rapportée dans le Tableau III-16.

Tableau III-16. Correction de profil moyenne en fonction de l'approche employée.

Taille de champ	5 mm	7.5 mm	10 mm	13 mm	15 mm
Films (2D) (avec rayonnement diffusé)	22.844	12.356	7.487	4.681	3.514
Films (2D) (sans rayonnement diffusé)	24.146	12.667	7.652	7.472	3.564
μ D 60019 (1D)	26.230	13.496	8.156	5.012	3.813

Une surestimation du FOC telle que l'on retrouve avec l'approche « DAP + microdiamant » témoigne d'une valeur de k_{prof} plus élevée, et donc d'une sous-estimation du calcul de l'intégrale à une dimension (1D). La sous-estimation du FOC avec l'approche « DAP + films » indique au contraire d'une surestimation du calcul de l'intégrale à deux dimensions (2D). Le fait d'enlever la contribution du rayonnement diffusé permet d'améliorer les résultats, même si le calcul de l'intégrale à deux dimensions est encore surestimé.

Une discussion générale de ces résultats sera apportée dans la Section III.5.

III.4 Etude de l'approche dose en un point à partir de détecteurs ponctuels uniquement (ICO (Angers))

Une seconde étude a été réalisée à l'Institut de Cancérologie de l'Ouest (ICO) à Angers sur un accélérateur linéaire similaire à celui disponible à DOSEO : un Novalis TrueBeam STx™. Le choix de cette machine permettait de faire l'hypothèse raisonnable d'une qualité du faisceau 6 MV FFF similaire à celle du faisceau de référence du LNHB dans lequel ont été établies les références en DAP_w . Ce travail a été réalisé pour des champs circulaires définis par des cônes stéréotaxiques Brainlab (Brainlab AG, Munich, Germany) de 6 ; 7.5 ; 10 ; 12.5 et 15 mm de diamètre.

L'enjeu de cette étude était d'évaluer la faisabilité en milieu clinique de remonter à la dose en un point à partir d'une chambre plate étalonnée en DAP et de mesures de profils à une dimension avec des détecteurs ponctuels (approche « DAP + détecteur 1D »). Comme pour l'étude précédente sur l'accélérateur TrueBeam de DOSEO, les résultats obtenus avec les différents détecteurs ponctuels ont été comparés au travers des FOC. Un ensemble de dosimètres mis à disposition par le LNHB, l'ICO, et prêtés gracieusement par PTW ont été considérés. Par la même occasion, la variabilité intra-détecteurs a été investiguée, à partir de dosimètres avec des numéros de série éloignés. Les détecteurs utilisés et leurs caractéristiques sont indiqués dans le Tableau III-17. Ils sont au nombre de six : une diode PTW 60017, deux diodes PTW 60018, deux microdiamants PTW 60019 et une diode IBA SFD. A noter que le choix s'est porté uniquement sur des dosimètres non blindés, au vu des mesures de profils jusqu'à 15 mm de l'axe du faisceau mises en jeu pour le calcul de k_{prof} . Les résultats sont confrontés comme précédemment à l'approche classique de mesure en un point corrigée des facteurs de correction du protocole IAEA TRS 483. La moyenne des FOC déterminés avec les six détecteurs servira de référence.

Tableau III-17. Détecteurs utilisés et caractéristiques associées.

Modèle	Type de détecteur	Volume sensible (mm ³)	Forme de la surface sensible	Diamètre de la surface sensible (mm)	Epaisseur du volume sensible (mm)
PTW 60017	diode	0.03	Disque	1.13	0.03
PTW 60018 (n°186)	diode	0.3	Disque	1.13	0.25
PTW 60018 (n°434)					
PTW 60019 (n°122271)	diamant	0.004	Disque	2.2	0.001
PTW 60019 (n°123788)					
IBA SFD	diode	0.017	Disque	0.6	0.06

La même procédure que décrite dans la Section précédente a été suivie, à savoir :

- Pour l'approche classique de mesure en un point corrigée, les FOC ont été déterminés pour les six détecteurs retenus. Seule la moyenne résultante des six FOC sera présentée ;
- Pour l'approche de dose absorbée en un point déduite du DAP « DAP + détecteur 1D », les mesures en DAP ont été réalisées avec la chambre DAP3, qui avait été spécifiquement fabriquée et étalonnée pour une utilisation en configuration clinique (bras à 0° et chambre à l'horizontale, voir Figure III-54). Les coefficients d'étalonnage $N_{DAP,w}$ ont été re-déterminés pour les tailles de champ définies par les cônes, à partir d'une interpolation sur la régression linéaire effectuée sur l'ensemble des tailles de champ considérées lors des références primaires établies au LNHB avec les collimateurs circulaires. La correction de profil k_{prof} a été calculée à partir de deux profils horizontal et vertical entre - 15 mm et + 15 mm.

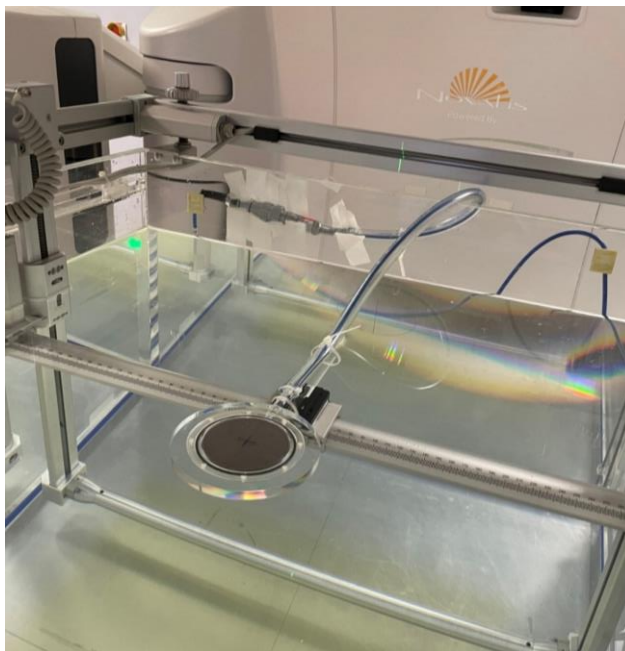


Figure III-54. Pré-positionnement de la chambre DAP dans la cuve à eau motorisée.

Les résultats selon les deux approches sont rapportés quantitativement dans le Tableau III-18 et présentés graphiquement sur la Figure III-55.

Tableau III-18. Facteurs d'ouverture du collimateur selon les deux approches, à partir de différents dosimètres. La moyenne des FOC selon l'approche classique déterminés avec les six détecteurs servira de référence.

Taille de champ	6 mm	7.5 mm	10 mm	12.5 mm	15 mm
DAP + diode 60018_186 u_c (%)	0.658 1.04	0.696 0.72	0.728 0.52	0.799 0.30	0.782 0.21
DAP + diode 60018_434 u_c (%)	0.653 0.07	0.694 0.41	0.729 0.35	0.798 0.36	0.777 0.25
DAP + diode SFD u_c (%)	0.699 1.01	0.735 0.26	0.754 0.21	0.810 0.45	0.788 0.24
DAP + 60017 u_c (%)	0.673 1.13	0.700 1.13	0.738 0.01	0.801 0.48	0.784 0.10
DAP + μ D 60019_122271 u_c (%)	0.707 0.36	0.739 0.62	0.762 0.42	0.782 0.52	0.773 0.35
DAP + μ D 60019_123788 u_c (%)	0.623 0.37	0.675 0.91	0.718 0.58	0.790 0.25	0.777 0.07
Moyenne détecteurs corrigée TRS 483 u_c (%)	0.609 0.62	0.652 1.22	0.701 1.35	0.734 1.33	0.759 1.21

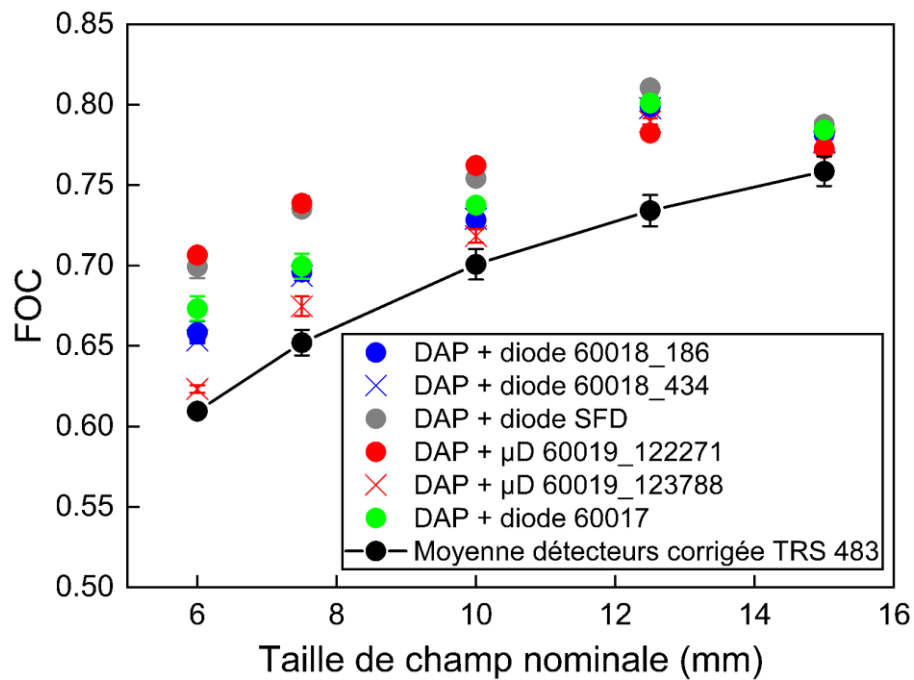
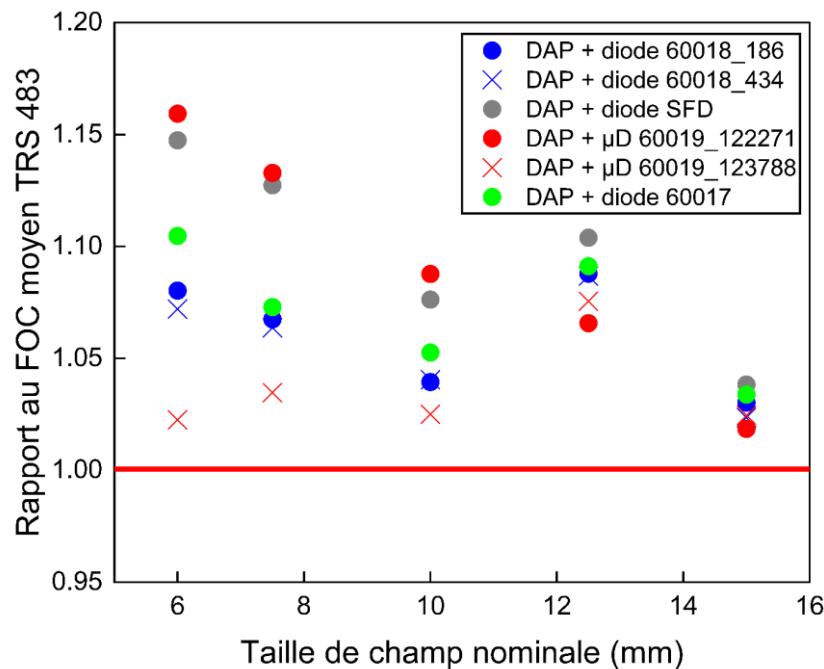


Figure III-55. Facteurs d'ouverture du collimateur selon les deux approches, à partir de différents détecteurs. Les barres d'erreur sont données à $k = 1$.

Il apparaît une très grande variabilité des valeurs de FOC selon l'approche « DAP + détecteur 1D » selon le choix du détecteur utilisé pour le calcul de la correction de profil, avec systématiquement une surestimation des résultats par rapport au FOC moyen selon l'approche classique. La variabilité inter-détecteurs se réduit à mesure que la taille de champ augmente. On constate un écart non expliqué au FOC moyen pour le champ de 12.5 mm dû probablement à un problème expérimental non identifié lors des mesures. Il est intéressant de signaler la grande disparité entre les deux modèles de microdiamant, que l'on ne retrouve pas pour les FOC déterminés de façon classique (non présentés ici, l'écart maximal pour toutes les tailles de champ est de 0.4 % entre les deux modèles). La variabilité entre les deux diodes PTW 60018 est faible. De façon complémentaire, les rapports des FOC selon l'approche « DAP + détecteur 1D » avec les FOC de référence (approche classique) sont reportés dans le Tableau III-19 et la Figure III-56.

Tableau III-19. Rapport entre les FOC obtenus avec l'approche « DAP + détecteur 1D » et la moyenne des FOC de l'approche classique.

Taille de champ	6 mm	7.5 mm	10 mm	12.5 mm	15 mm
DAP + diode 60018_186	1.080	1.067	1.039	1.088	1.030
DAP + diode 60018_434	1.072	1.064	1.041	1.087	1.024
DAP + diode SFD	1.147	1.127	1.076	1.104	1.038
DAP + diode 60017	1.105	1.073	1.053	1.091	1.034
DAP + μ D 60019_122271	1.159	1.133	1.088	1.066	1.018
DAP + μ D 60019_123788	1.023	1.035	1.025	1.075	1.025

**Figure III-56.** Rapport des FOC au FOC moyen de l'approche classique.

Les écarts au FOC moyen de l'approche classique sont très importants pour toutes les configurations, dépassant en moyenne 5 % pour les champs inférieurs ou égaux à 12.5 mm, et pouvant aller jusqu'à 15.9 %. La variabilité entre les deux modèles de microdiamant est très importante pour les champs inférieurs ou égaux à 10 mm, pour atteindre 13.6 % pour le champ de 6 mm. A noter que le microdiamant utilisé dans l'étude réalisée au LNHB est celui avec le numéro de série le plus récent (n°123788), et présente des écarts au FOC de référence sensiblement identique à cette étude (3.4 % pour l'étude LNHB vs 3.7 % pour l'étude réalisée à l'ICO).

III.5 Discussion générale

Pour rappel, l'enjeu était de déterminer le coefficient d'étalonnage en dose absorbée dans l'eau en un point N_{Dw} de la chambre DAP pour chaque taille de champ à partir du calcul de k_{prof} :

$$N_{Dw} = \frac{N_{DAP,w}}{S_{abs}} \times k_{prof}(V_{abs}) \quad (3.2)$$

A partir de la connaissance du coefficient d'étalonnage N_{Dw} (en Gy C⁻¹) et d'une mesure de charge pour chaque taille de champ, il est alors théoriquement possible d'avoir accès à la dose absorbée dans l'eau en un point. L'établissement de références primaires en dose absorbée dans l'eau en un point par calorimétrie eau en champ 10 x 10 cm² pour la même qualité de faisceau, ainsi que l'étalonnage des chambres DAP2 et DAP3, a permis d'avoir une mesure de dose absorbée dans l'eau en un point pour le champ de 10 cm de côté pour la détermination des FOC.

La comparaison des FOC obtenus selon les différentes approches « DAP + x » a montré que les FOC déterminés à partir d'une correction de profil k_{prof} calculée avec les films en retirant la contribution du rayonnement diffusé, et d'une chambre plate étalonnée en DAP étaient les plus proches des FOC « de référence ». Les résultats obtenus avec cette approche sont cependant incompatibles avec l'approche classique, même en tenant compte des incertitudes connues pour les deux approches. Cette incompatibilité est essentiellement expliquée par la difficulté de calculer correctement la correction de profil k_{prof} .

La possibilité de remonter à une dose en un point repose en effet de façon critique sur ce calcul de la correction de profil k_{prof} , avec l'hypothèse sous-jacente de la réalisation de mesures de profils à deux dimensions ou à une dimension *a minima*, correctes. Les k_{prof} calculés au LNHB à partir des profils à une dimension réalisés avec le microdiamant ont mis en évidence des différences importantes entre le profil horizontal et vertical (asymétrie de faisceau), de l'ordre de 1.6 % en moyenne et pouvant atteindre près de 3 % pour le champ de 5 mm de diamètre. Le k_{prof} étant proportionnel à N_{Dw} , cette variabilité se répercute directement sur la détermination du coefficient d'étalonnage en dose absorbée dans l'eau en un point N_{Dw} , et donc par extension sur le FOC et son incertitude associée. Il se pose également la question de l'exactitude des mesures de profils de dose en petits champs, avec notamment la perturbation induite par la présence du détecteur dans le faisceau, et la restitution de l'information dans les zones de fort gradient au regard de la taille du détecteur. La Figure III-57 illustre les profils de dose horizontaux réalisés à l'ICO avec les différents détecteurs utilisés, pour les deux tailles de champ extrêmes : 6 mm et 15 mm de diamètre.

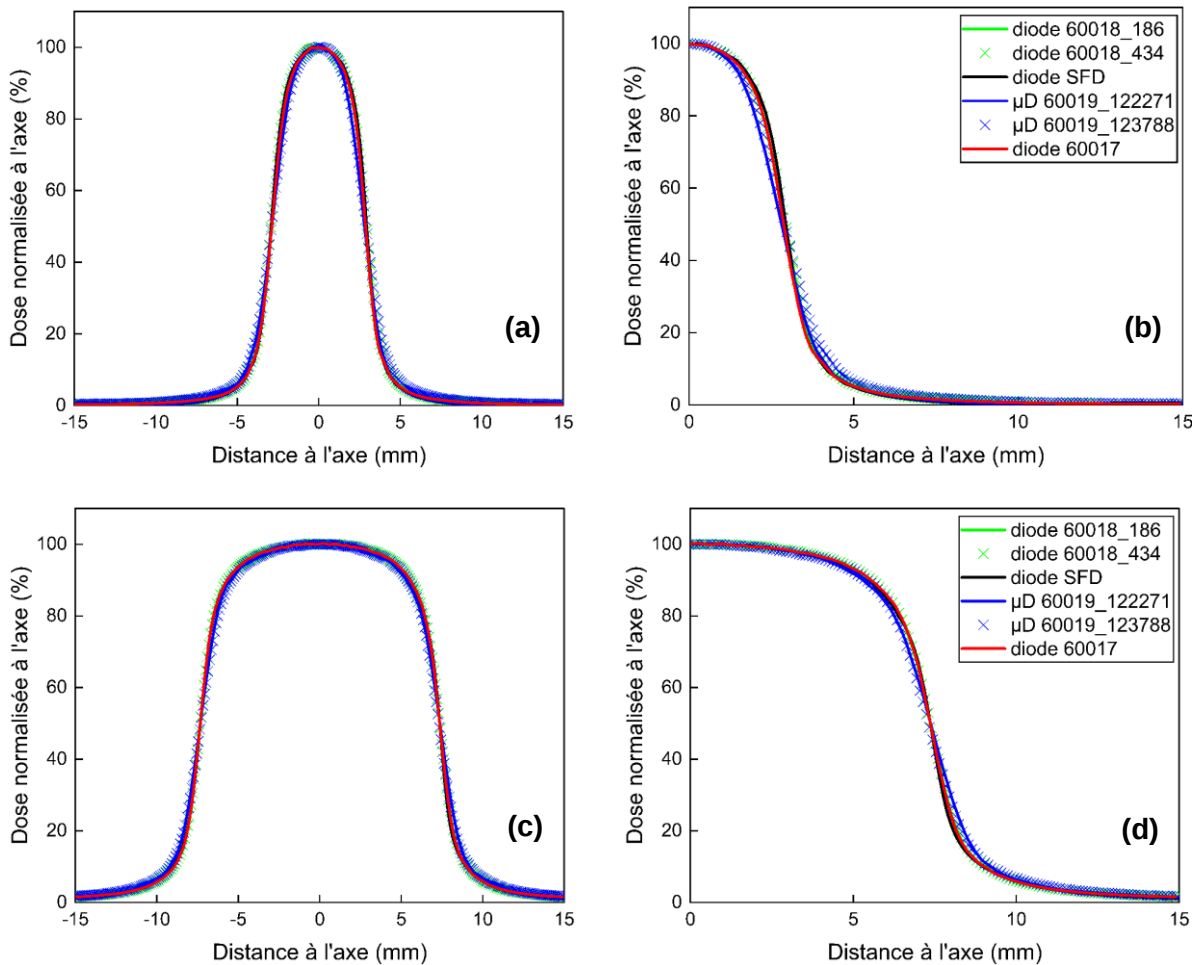


Figure III-57. Profils horizontaux mesurés à l'ICO pour un champ circulaire de 6 mm (a-b) et un champ circulaire de 15 mm (c-d) de diamètre.

On constate de grandes différences sur la forme du profil selon le choix du détecteur, visibles dans les zones de forts gradients. Ces variations inter-détecteurs sont notamment plus marquées pour le plus petit champ de 6 mm. Plus étonnant, les deux modèles de microdiamant donnent des mesures de profils différentes (Figure III-57 (b)). L'ensemble de ces constatations sont à mettre en regard de la détermination des FOC et explique les différences observées (Figures III-55 et III-56) : une variabilité sur la mesure de profils induit une variabilité dans le calcul de k_{prof} . Le calcul de la correction de profil est ainsi extrêmement sensible à la mesure. En considérant 1- l'absence de détecteur ponctuel adapté ; 2- la variabilité intra/inter-détecteurs ; et 3- l'approximation résultante de l'information partielle obtenue avec les profils, il semble inadéquat d'utiliser les mesures à une dimension pour le calcul de la correction de profil.

Le film apparaissait comme le dosimètre idéal en considérant une information à deux dimensions, permettant de calculer de façon explicite la correction de profil. La variabilité sur les k_{prof} calculés à partir de l'irradiation de trois films est apparue nettement plus faible, avec une moyenne de 0.5 %. Leur utilisation a néanmoins soulevé la question de la mesure des très faibles doses, majoritaires dans le calcul de l'intégrale : il a en ce sens été constaté une surestimation de la réponse du film, qui

pourrait s'expliquer par la présence de rayonnement diffusé. La mesure de ces très faibles doses sort du cadre de l'utilisation habituelle des films, notamment au travers du contrôle de qualité de plans de traitements, et où un seuil de dose minimal est appliqué avant l'analyse [194]. Enfin, le comportement des films aux très faibles doses est probablement mal connu, en lien avec les gammes de dose optimales d'utilisation données par le fabricant.

De façon générale, les détecteurs ponctuels et les films partagent deux problématiques communes pour le calcul de l'intégrale de la correction de profil k_{prof} et qui sont : 1- l'exactitude de la mesure des très faibles doses, en lien avec le seuil de détection du dosimètre ; et 2- la très grande sensibilité à la qualité de réalisation de la mesure, ainsi que des moyens mis en œuvre pour la réaliser. Il est à noter que le seul point critique est le calcul de k_{prof} : on ne remet en effet en cause ni la mesure ionométrique de la chambre DAP³⁸, ni les références primaires. Pour ce dernier point en particulier, en lien avec la détermination des FOC, les références primaires (en DAP_w et en dose en un point) ont une incertitude combinée de l'ordre de 0.8 %, alors que les écarts constatés au FOC de l'approche classique sont systématiquement supérieurs à 2 %.

³⁸ Il avait été montré dans le Chapitre 1 que la mesure intégrée avec la chambre DAP présentait l'avantage d'être très peu sensible au centrage du dosimètre.

Conclusion

Les évolutions technologiques en radiothérapie, en particulier les traitements stéréotaxiques, ont ouvert la voie à une utilisation croissante de faisceaux de petites dimensions pouvant atteindre quelques millimètres de côté ou de diamètre. Présentant un bénéfice démontré pour les patients, ces conditions cliniques d'irradiation s'éloignent cependant très significativement des conditions de référence en dose absorbée dans l'eau en un point telles que décrites dans les protocoles internationaux. L'utilisation de facteurs de correction pour pallier ces différences induit une perte de traçabilité qui se traduit inéluctablement par un accroissement de l'incertitude sur la dose délivrée au patient.

L'objectif de cette thèse était ainsi de rapprocher les conditions d'étalonnage des dosimètres des conditions cliniques actuelles, de façon à restaurer la traçabilité métrologique de dose absorbée dans les petits champs. Les limites de miniaturisation des étalons primaires ayant été atteintes, l'emploi et la réalisation de la définition de dose absorbée en un point dans les petits champs est problématique. Une nouvelle approche a alors été proposée pour établir des références dosimétriques dans les faisceaux de très petite section (< 20 mm de côté), fondée sur l'utilisation de dosimètres plus grands que le champ de rayonnement au travers d'une autre grandeur : le Produit Dose-Surface (« Dose Area Product » ou DAP en anglais). Un total de onze tailles de champ de formes carrés et circulaires a été considéré pour démontrer son applicabilité en radiothérapie.

L'établissement de références primaires par calorimétrie graphite requiert la connaissance du facteur de transfert graphite-eau, calculé par Monte-Carlo. Une modélisation détaillée de l'accélérateur TrueBeam a donc été réalisée avec le code EGSnrc. Un soin particulier a été apporté à la qualité de chaque modèle, à raison d'un modèle par taille et forme de champ, lors de l'étape d'ajustement par rapport aux données expérimentales. Une évaluation par gamma-index global selon des critères stricts de 0.5 %/0.5 mm a été retenue, avec de très bons résultats présentant des taux de réussite systématiquement supérieurs à 85 %. Cette validation robuste des onze modèles en petits champs a permis *in fine* une utilisation confiante du code Monte-Carlo pour le calcul du facteur de transfert graphite/eau, et pour le calcul d'autres grandeurs dosimétriques par la suite.

Afin de transférer ces nouvelles références dosimétriques à l'utilisateur, trois chambres d'ionisation plates de même surface sensible que le calorimètre graphite de grande section du LNHB ont été construites : il n'existait en effet pas de chambres plates de 30 mm de diamètre dans le commerce. Les mesures de caractérisation effectuées ont donné entière satisfaction quant à la bonne qualité métrologique des trois dosimètres.

Des références primaires ont été établies en DAP_w dans le faisceau de photons de 6 MV FFF de l'accélérateur TrueBeam de la plateforme DOSEO pour un ensemble de cinq champs circulaires de 5 à 15 mm de diamètre définis par des collimateurs spécifiquement conçus, et de six champs carrés de 5 à 20 mm de côté réalisés avec les mâchoires. L'incertitude-type sur les coefficients d'étalonnage $N_{DAP,w}$ est inférieure à 0.7 % (à $k = 1$). Pour les tailles de champs comprises entre 5 mm et 15 mm, les trois

chambres présentent le même comportement : le coefficient d'étalonnage est indépendant de la forme et augmente légèrement avec la taille de champ, de l'ordre de 1.7 % en moyenne. Un écart plus important a été constaté pour le champ carré de 20 mm de côté, de 2.8 % en moyenne, qui semble être une taille limite dans l'approche DAP. Pour cette taille de champ en effet, une plus grande fraction de l'énergie déposée n'est pas intégrée sur les 30 mm de diamètre. Indépendamment de la forme du champ d'irradiation, l'augmentation du coefficient d'étalonnage avec la surface du champ suit une tendance linéaire.

Il convenait enfin d'exploiter de façon pratique les références primaires établies en DAP_w , en particulier au travers de la détermination des FOC, dont la justesse est essentielle pour un paramétrage correct des TPS et donc pour l'exactitude de la dose délivrée au patient. Une étude comparative a ainsi été menée entre l'approche classique de mesure en un point corrigée des facteurs fournis par le protocole IAEA TRS 483 (adopté largement aujourd'hui par la communauté de physique médicale), et la dose absorbée en un point déduite du DAP. Cette dernière approche nécessite l'introduction d'une correction de profil k_{prof} permettant de ramener la mesure moyennée sur le volume sensible du dosimètre, en un point.

La détermination de k_{prof} est l'élément clé dans cette approche, dont l'incertitude se doit d'être la plus faible possible car elle se répercute proportionnellement sur le FOC. Deux possibilités pour la calculer existent et ont été investiguées : 1- à partir de mesures de profils à une dimension (approximation) ; et 2- à l'aide de la cartographie à deux dimensions de la distribution de dose absorbée du faisceau (correction explicite et cas privilégié). Dans le premier cas, un ensemble de détecteurs couramment utilisés pour la mesure de profils en petits champs (microdiamant et diodes) a été utilisé. Pour le second cas, le LNHB a développé un nouveau système de lecture des films radiochromiques compatible avec une utilisation métrologique, qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet. Les mesures de caractérisation du système ont mis en évidence d'excellentes performances, très nettement supérieures à celles du scanner photographique, et avec des incertitudes drastiquement réduites.

Les résultats de l'étude comparative ont montré une grande disparité entre l'approche classique et l'approche de dose absorbée en un point déduite du DAP. La confrontation aux FOC calculés par Monte-Carlo tend à être plus proche des résultats déduits de l'application du protocole IAEA TRS 483, que de ceux obtenues avec la seconde approche introduite au cours de ce travail, ceci quel que soit le détecteur (1D ou 2D) utilisé pour mesurer les profils. Il a été possible d'identifier la cause de cet écart en mettant en évidence la très grande sensibilité de la correction de profil k_{prof} , lié à la qualité de mesure des profils, aussi bien à une qu'à deux dimensions.

Ainsi, l'ensemble des détecteurs ponctuels utilisés pour déterminer ce facteur de correction renvoyait une mesure de profils différente, cela d'autant plus que le champ était très petit, sans qu'il soit possible d'établir la justesse d'un détecteur plutôt qu'un autre. De façon plus étonnante, deux dosimètres du même modèle avec un numéro de série éloigné mesuraient des profils différents. La perturbation dosimétrique du

faisceau par les détecteurs et leurs dimensions au regard des zones de fort gradient, prépondérantes dans les profils en petits champ, ont mis en évidence l'impossibilité d'utilisation d'un dosimètre ponctuel pour le calcul de la correction de profil.

Le film, associé au nouveau système de lecture mis au point au cours de cette thèse, se présentait comme le dosimètre idéal avec la mesure directe d'une cartographie à deux dimensions. Néanmoins, la contribution additionnelle du rayonnement diffusé hors de l'axe et le comportement mal connu du film aux très faibles doses, largement mises en jeu ici, ont montré les limites d'utilisation de ce dosimètre pour cette application. Rappelons que la mesure des très faibles doses sort du cadre habituel d'utilisation des films. Dans les deux cas (détecteurs ponctuels et films), la question de l'exactitude de mesure des très faibles doses, au-delà même des doses dites hors champ, s'est présentée.

Cette thèse a posé les fondations d'un nouveau paradigme dans la dosimétrie des petits champs, au travers d'une autre grandeur : le DAP. Afin de profiter pleinement des références primaires établies en DAP_w , la solution est de pouvoir directement intégrer et exploiter cette grandeur dans les TPS pour les FOC. L'incertitude en serait considérablement réduite par rapport à l'approche classique, en supprimant d'une part l'incertitude liée au centrage du détecteur, et en s'affranchissant d'autre part de l'utilisation de facteurs de correction dont la mise en œuvre est discutable et les incertitudes associées sujettes à caution. Des prises de contact avec les industriels ont commencé à être établies dans ce sens.

Jusqu'alors, la difficulté de mesure en petits champs était principalement orientée vers les FOC. Ce travail a nouvellement mis en avant la problématique de l'exactitude des mesures de profils, dont la qualité en tant que données d'entrée pour le paramétrage des TPS peut être prégnante. La restitution correcte des pénombres et des queues de profils (très faibles doses) lors de la recette est en effet nécessaire pour la réalisation d'un calcul tridimensionnel juste du plan de traitement, *a fortiori* constitué d'une superposition de faisceaux de différentes dimensions et angulations. Pour aller plus loin, le relevé des doses aux organes à risques (OAR) situés hors du champ de rayonnement direct réalisé lors de l'étape de planimétrie, et qui intervient dans le processus d'évaluation du plan de traitement, est sujet à discussion au vu des éléments mis en lumière dans ce travail.

Bibliographie

- [1] Ferlay J, Laversanne M, Ervik M, Lam F, Colombet M, Mery L, et al. Global Cancer Observatory: Cancer Tomorrow. Lyon, France: International Agency for Research on Cancer. <https://gco.iarc.fr/tomorrow>. 2021.
- [2] Institut National Du Cancer. Panorama des cancers en France. 2021.
- [3] ICRU. 1953. Recommendations of the International Commission on Radiation Units. *Radiology* 1954;62.
- [4] CGPM. 15th CGPM - Résolution 9 : <https://www.bipm.org/en/committees/cg/cgpm/15-1975/resolution-9> 1975.
- [5] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water. Technical Reports Series No 398, IAEA, Vienna 2000.
- [6] Almond PR, Biggs PJ, Coursey BM, Hanson WF, Huq MS, Nath R, et al. AAPM's TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams. *Med Phys* 1999;26:1847–70. <https://doi.org/10.1118/1.598691>.
- [7] Friedman WA, Bova FJ, Mendenhall WM. Linear accelerator radiosurgery for arteriovenous malformations: the relationship of size to outcome. *J Neurosurg* 1995;82:180–9. <https://doi.org/10.3171/jns.1995.82.2.0180>.
- [8] Lunsford LD, Niranjan A, Kondziolka D, Sirin S, Flickinger JC. Arteriovenous malformation radiosurgery: a twenty year perspective. *Clin Neurosurg* 2008;55:108–19.
- [9] Rubin BA, Brunswick A, Riina H, Kondziolka D. Advances in radiosurgery for arteriovenous malformations of the brain. *Neurosurgery* 2014;74 Suppl 1:S50-59. <https://doi.org/10.1227/NEU.0000000000000219>.
- [10] Loo BW, Soltys SG, Wang L, Lo A, Fahimian BP, Iagaru A, et al. Stereotactic ablative radiotherapy for the treatment of refractory cardiac ventricular arrhythmia. *Circ Arrhythm Electrophysiol* 2015;8:748–50. <https://doi.org/10.1161/CIRCEP.115.002765>.
- [11] Cuculich PS, Schill MR, Kashani R, Mutic S, Lang A, Cooper D, et al. Noninvasive Cardiac Radiation for Ablation of Ventricular Tachycardia. <http://DxDoiOrg/101056/NEJMoa1613773> 2017. <https://doi.org/10.1056/NEJMoa1613773>.
- [12] Siedow M, Brownstein J, Prasad RN, Locco E, Harfi TT, Okabe T, et al. Cardiac radioablation in the treatment of ventricular tachycardia. *Clinical and Translational Radiation Oncology* 2021;31:71–9. <https://doi.org/10.1016/j.ctro.2021.02.005>.
- [13] Daures J, Ostrowsky A, Rapp B. Small section graphite calorimeter (GR-10) at LNE-LNHB for measurements in small beams for IMRT. *Metrologia* 2012;49:S174–8. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/49/5/s174>.
- [14] Delaunay F, De Carlan L, Daures J, Garcia T, Gouriou J, Le Roy M, et al. LNE-LNHB realisation of the unit of the absorbed dose to water under IMRT conditions. Conference on Advanced Metrology for Cancer Therapy (CAMCT 2011), Braunschweig, Germany: 2011.
- [15] Bogdanich W. A Pinpoint Beam Strays Invisibly, Harming Instead of Healing. *The New York Times*. <https://www.nytimes.com/2010/12/29/health/29radiation.html?pagewanted=all>. 2010.
- [16] IRSN. Note de synthèse sur les surexpositions au centre hospitalier universitaire de Toulouse. 2007.
- [17] ICRP. Preventing Accidental Exposures from New External Beam Radiation Therapy Technologies. ICRP Publication 112 2009.
- [18] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy : An International Code of Practice for Reference and Relative Dose Determination. Technical Reports Series No 483, IAEA, Vienna 2017.
- [19] Djouguela A, Harder D, Kollhoff R, Rühmann A, Willborn KC, Poppe B. The dose-area product, a new parameter for the dosimetry of narrow photon beams. *Zeitschrift Für Medizinische Physik* 2006;16:217–27. <https://doi.org/10.1078/0939-3889-00317>.

- [20] Etablissement de références dosimétriques dans les faisceaux de rayons X hautes énergies et de très petites sections ($<1 \text{ cm}^2$) pour la radiothérapie. Université Paris-Sud, 2014.
- [21] Dufreneix S, Ostrowsky A, Le Roy M, Sommier L, Gouriou J, Delaunay F, et al. Using a dose-area product for absolute measurements in small fields: a feasibility study. *Phys Med Biol* 2016;61:650–62. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/2/650>.
- [22] Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM), International vocabulary of metrology - Basic and general concepts and associated terms (VIM), JCGM 200:2012 (GUM 2008 with minor corrections). 2012.
- [23] Directive 2013/53/Euratom du 5 décembre 2013 fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire contre les dangers résultants de l'exposition aux rayonnements ionisants. 2013.
- [24] Liauw SL, Connell PP, Weichselbaum RR. New paradigms and future challenges in radiation oncology: an update of biological targets and technology. *Sci Transl Med* 2013;5:173sr2. <https://doi.org/10.1126/scitranslmed.3005148>.
- [25] Podgorsak EB. RADIATION ONCOLOGY PHYSICS: A HANDBOOK FOR TEACHERS AND STUDENTS. International Atomic Energy Agency 2005.
- [26] ICRU 24 -Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma Rays in Radiotherapy Procedures. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements* 1976;13. <https://doi.org/10.1093/jicru/os13.1.Report2410.1093/jicru/ndx012>.
- [27] Thwaites D. Accuracy required and achievable in radiotherapy dosimetry: have modern technology and techniques changed our views? *J Phys: Conf Ser* 2013;444:012006. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/444/1/012006>.
- [28] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Accuracy Requirements and Uncertainties in Radiotherapy. IAEA Human Health Series No 31 2017.
- [29] Rapp B. Development of a water calorimeter for dosimetry at LNE-LNHB. *Revue Française de Métrologie* 2010;24:3–8.
- [30] Daures J, Ostrowsky A. New constant-temperature operating mode for graphite calorimeter at LNE-LNHB. *Phys Med Biol* 2005;50:4035–52. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/50/17/008>.
- [31] Le Roy M. Etude de références dosimétriques nationales en radiothérapie externe – application aux irradiations conformationnelles. Université de Nice-Sophia Antipolis, 2011.
- [32] Abshire D, Lang MK. The Evolution of Radiation Therapy in Treating Cancer. *Seminars in Oncology Nursing* 2018;34:151–7. <https://doi.org/10.1016/j.soncn.2018.03.006>.
- [33] Sterzing F, Engenhart-Cabillic R, Flentje M, Debus J. Image-Guided Radiotherapy. *Dtsch Arztebl Int* 2011;108:274–80. <https://doi.org/10.3238/arztebl.2011.0274>.
- [34] Khan FM, Gibbons JP. Khan's The Physics of Radiation Therapy, 5th edition. Lippincott Williams and Wilkins. 2014.
- [35] Institut National Du Cancer. L'essentiel de la radiothérapie en France en 2017 : <https://www.e-cancer.fr/Professionnels-de-sante/Les-traitements/Radiotherapie/Chiffres-cles-de-la-radiotherapie>. 2017.
- [36] SFPM, rapport n°26. Contrôles de qualité en radiothérapie conformationnelle avec modulation d'intensité 2010.
- [37] Otto K. Volumetric modulated arc therapy: IMRT in a single gantry arc. *Med Phys* 2008;35:310–7. <https://doi.org/10.1118/1.2818738>.
- [38] Chiffres clés de l'observatoire national de la radiothérapie entre 2012 et 2017. 2019.
- [39] Leksell L. The stereotaxic method and radiosurgery of the brain. *Acta Chirurgica Scandinavica* 1951;102:316–9.
- [40] Leksell L. Cerebral radiosurgery. I. Gammathalanotomy in two cases of intractable pain. *Acta Chirurgica Scandinavica* 1968;134:585–95.
- [41] Timmerman RD, Hu C, Michalski JM, Bradley JC, Galvin J, Johnstone DW, et al. Long-term Results of Stereotactic Body Radiation Therapy in Medically Inoperable Stage I

- Non-Small Cell Lung Cancer. *JAMA Oncol* 2018;4:1287–8.
<https://doi.org/10.1001/jamaoncol.2018.1258>.
- [42] Chang DT, Swaminath A, Kozak M, Weintraub J, Koong AC, Kim J, et al. Stereotactic body radiotherapy for colorectal liver metastases: a pooled analysis. *Cancer* 2011;117:4060–9. <https://doi.org/10.1002/cncr.25997>.
- [43] Wang L, Jacob R, Chen L, Ma C, Movsas B, Feigenberg S, et al. Stereotactic IMRT for prostate cancer: setup accuracy of a new stereotactic body localization system. *J Appl Clin Med Phys* 2004;5:18–28. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v5i2.1947>.
- [44] Solberg TD, Medin PM. Quality and safety in stereotactic radiosurgery and stereotactic body radiation therapy: can more be done? *J Radiosurg SBRT* 2011;1:13–9.
- [45] SFPM, rapport n°35. Qualité et sécurité des radiochirurgies et des radiothérapies stéréotaxiques. 2019.
- [46] Verellen D, Depuydt T, Gevaert T, Linthout N, Tournel K, Duchateau M, et al. Gating and tracking, 4D in thoracic tumours. *Cancer Radiother* 2010;14:446–54.
<https://doi.org/10.1016/j.canrad.2010.06.002>.
- [47] Adler JR, Chang SD, Murphy MJ, Doty J, Geis P, Hancock SL. The Cyberknife: A Frameless Robotic System for Radiosurgery. *SFN* 1997;69:124–8.
<https://doi.org/10.1159/000099863>.
- [48] Echner GG, Kilby W, Lee M, Earnst E, Sayeh S, Schlaefel A, et al. The design, physical properties and clinical utility of an iris collimator for robotic radiosurgery. *Phys Med Biol* 2009;54:5359–80. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/54/18/001>.
- [49] Asmerom G, Bourne D, Chappelw J, Goggin LM, Heitz R, Jordan P, et al. The design and physical characterization of a multileaf collimator for robotic radiosurgery. *Biomed Phys Eng Express* 2016;2:017003. <https://doi.org/10.1088/2057-1976/2/1/017003>.
- [50] McGuinness CM, Gottschalk AR, Lessard E, Nakamura JL, Pinnaduwaage D, Pouliot J, et al. Investigating the clinical advantages of a robotic linac equipped with a multileaf collimator in the treatment of brain and prostate cancer patients. *J Appl Clin Med Phys* 2015;16:284–295. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v16i5.5502>.
- [51] Weidlich GA, Bodduluri M, Achkire Y, Lee C, Adler JR. Characterization of a Novel 3 Megavolt Linear Accelerator for Dedicated Intracranial Stereotactic Radiosurgery. *Cureus* n.d.;11:e4275. <https://doi.org/10.7759/cureus.4275>.
- [52] Sharma SD. Unflattened photon beams from the standard flattening filter free accelerators for radiotherapy: Advantages, limitations and challenges. *J Med Phys* 2011;36:123–5. <https://doi.org/10.4103/0971-6203.83464>.
- [53] Boike TP, Lotan Y, Cho LC, Brindle J, DeRose P, Xie X-J, et al. Phase I Dose-Escalation Study of Stereotactic Body Radiation Therapy for Low- and Intermediate-Risk Prostate Cancer. *J Clin Oncol* 2011;29:2020–6.
<https://doi.org/10.1200/JCO.2010.31.4377>.
- [54] Dewey DL, Boag JW. Modification of the oxygen effect when bacteria are given large pulses of radiation. *Nature* 1959;183:1450–1. <https://doi.org/10.1038/1831450a0>.
- [55] Favaudon V, Caplier L, Monceau V, Pouzoulet F, Sayarath M, Fouillade C, et al. Ultrahigh dose-rate FLASH irradiation increases the differential response between normal and tumor tissue in mice. *Science Translational Medicine* 2014;6:245ra93-245ra93. <https://doi.org/10.1126/scitranslmed.3008973>.
- [56] Wilson JD, Hammond EM, Higgins GS, Petersson K. Ultra-High Dose Rate (FLASH) Radiotherapy: Silver Bullet or Fool's Gold? *Front Oncol* 2020;9:1563.
<https://doi.org/10.3389/fonc.2019.01563>.
- [57] Das IJ, Ding GX, Ahnesjö A. Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry. *Medical Physics* 2008;35:206–15. <https://doi.org/10.1118/1.2815356>.
- [58] Aspradakis MM, Byrne JP, Palmans H, Duane S, Conway J, Warrington AP, et al. IPEM report 103: Small field MV photon dosimetry 2010.
- [59] Das IJ, Francescon P, Moran JM, Ahnesjö A, Aspradakis MM, Cheng C-W, et al. Report of AAPM Task Group 155: Megavoltage photon beam dosimetry in small fields and non-equilibrium conditions. *Medical Physics* 2021;48:e886–921.
<https://doi.org/10.1002/mp.15030>.

- [60] Li XA, Soubra M, Szanto J, Gerig LH. Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps. *Med Phys* 1995;22:1167–70. <https://doi.org/10.1118/1.597508>.
- [61] Laub WU, Wong T. The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT. *Medical Physics* 2003;30:341–7. <https://doi.org/10.1118/1.1544678>.
- [62] Andreo P. The physics of small megavoltage photon beam dosimetry. *Radiother Oncol* 2018;126:205–13. <https://doi.org/10.1016/j.radonc.2017.11.001>.
- [63] Alfonso R, Andreo P, Capote R, Huq MS, Kilby W, Kjäll P, et al. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields. *Med Phys* 2008;35:5179–86. <https://doi.org/10.1118/1.3005481>.
- [64] Benmakhlouf H, Andreo P. Spectral distribution of particle fluence in small field detectors and its implication on small field dosimetry. *Medical Physics* 2017;44:713–24. <https://doi.org/10.1002/mp.12042>.
- [65] Bouchard H, Kamio Y, Palmans H, Seuntjens J, Duane S. Detector dose response in megavoltage small photon beams. II. Pencil beam perturbation effects. *Medical Physics* 2015;42:6048–61. <https://doi.org/10.1118/1.4930798>.
- [66] Fenwick JD, Georgiou G, Rowbottom CG, Underwood TSA, Kumar S, Nahum AE. Origins of the changing detector response in small megavoltage photon radiation fields. *Phys Med Biol* 2018;63:125003. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aac478>.
- [67] Andreo P, Benmakhlouf H. Role of the density, density effect and mean excitation energy in solid-state detectors for small photon fields. *Phys Med Biol* 2017;62:1518–1532. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa562e>.
- [68] Sauer OA, Wilbert J. Measurement of output factors for small photon beams. *Medical Physics* 2007;34:1983–8. <https://doi.org/10.1118/1.2734383>.
- [69] Huq MS, Hwang M-S, Teo TP, Jang SY, Heron DE, Lalonde RJ. A dosimetric evaluation of the IAEA-AAPM TRS483 code of practice for dosimetry of small static fields used in conventional linac beams and comparison with IAEA TRS-398, AAPM TG51, and TG51 Addendum protocols. *Medical Physics* 2018;45:4257–73. <https://doi.org/10.1002/mp.13092>.
- [70] Dufreneix S, Bellec J, Josset S, Vieilleveigne L. Field output factors for small fields: A large multicentre study. *Physica Medica* 2021;81:191–6. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2021.01.001>.
- [71] Ghazal M, Westermarck M, Kaveckyte V, Carlsson-Tedgren Å, Benmakhlouf H. 6-MV small field output factors: intra-/intermachine comparison and implementation of TRS-483 using various detectors and several linear accelerators. *Medical Physics* 2019;46:5350–9. <https://doi.org/10.1002/mp.13830>.
- [72] Smith CL, Montesari A, Oliver CP, Butler DJ. Evaluation of the IAEA-TRS 483 protocol for the dosimetry of small fields (square and stereotactic cones) using multiple detectors. *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 2020;21:98–110. <https://doi.org/10.1002/acm2.12792>.
- [73] Francescon P, Kilby W, Noll JM, Masi L, Satariano N, Russo S. Monte Carlo simulated corrections for beam commissioning measurements with circular and MLC shaped fields on the CyberKnife M6 System: a study including diode, microchamber, point scintillator, and synthetic microdiamond detectors. *Phys Med Biol* 2017;62:1076–1095. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa5610>.
- [74] Andreo P, Palmans H, Marteinsdóttir M, Benmakhlouf H, Carlsson-Tedgren Å. On the Monte Carlo simulation of small-field micro-diamond detectors for megavoltage photon dosimetry. *Phys Med Biol* 2016;61:L1–10. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/1/L1>.
- [75] Das IJ, Francescon P. Comments on the TRS-483 protocol on small field dosimetry. *Medical Physics* 2018;45:5666–8. <https://doi.org/10.1002/mp.13236>.
- [76] Coste VD, Francescon P, Marinelli M, Masi L, Paganini L, Pimpinella M, et al. Is the PTW 60019 microDiamond a suitable candidate for small field reference dosimetry? *Phys Med Biol* 2017;62:7036–7055. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa7e59>.
- [77] O'Brien DJ, León-Vinó L, McClean B. Small field detector correction factors $k_{Qclin,Qmsr}(f_{clin},f_{msr})$ for silicon-diode and diamond detectors with circular 6 MV

- fields derived using both empirical and numerical methods. *Med Phys* 2016;43:411. <https://doi.org/10.1118/1.4938584>.
- [78] Lárraga-Gutiérrez JM, Ballesteros-Zebadúa P, Rodríguez-Ponce M, García-Garduño OA, Cruz OOG de la. Properties of a commercial PTW-60019 synthetic diamond detector for the dosimetry of small radiotherapy beams. *Phys Med Biol* 2015;60:905–924. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/2/905>.
- [79] Reggiori G, Mancosu P, Suchowerska N, Lobefalo F, Stravato A, Tomatis S, et al. Characterization of a new unshielded diode for small field dosimetry under flattening filter free beams. *Phys Med* 2016;32:408–13. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2016.02.004>.
- [80] Schönfeld A-B, Poppinga D, Kranzer R, De Wilde RL, Willborn K, Poppe B, et al. Technical Note: Characterization of the new microSilicon diode detector. *Medical Physics* 2019;46:4257–62. <https://doi.org/10.1002/mp.13710>.
- [81] Galavis PE, Hu L, Holmes S, Das IJ. Characterization of the plastic scintillation detector Exradin W2 for small field dosimetry. *Med Phys* 2019;46:2468–76. <https://doi.org/10.1002/mp.13501>.
- [82] Palmans H, Andreo P, Huq MS, Seuntjens J, Christaki KE, Meghzifene A. Reply to “Comments on the TRS-483 Protocol on Small field Dosimetry” [*Med. Phys.* 45(12), 5666–5668 (2018)]. *Medical Physics* 2018;45:5669–71. <https://doi.org/10.1002/mp.13235>.
- [83] Irmen P, Reft C, Fitzherbert C, Solin L, Hand C. Verification of representative data for output factors of SRS cones utilizing IAEA TRS 483 recommendations. *Phys Med Biol* 2019;64:215011. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab47dd>.
- [84] Sánchez-Doblado F, Hartmann GH, Pena J, Roselló JV, Russiello G, Gonzalez-Castaño DM. A new method for output factor determination in MLC shaped narrow beams. *Physica Medica* 2007;23:58–66. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2007.03.002>.
- [85] Fan J, Paskalev K, Wang L, Jin L, Li J, Eldeeb A, et al. Determination of output factors for stereotactic radiosurgery beams. *Med Phys* 2009;36:5292–300. <https://doi.org/10.1118/1.3232217>.
- [86] Underwood TSA, Winter HC, Hill MA, Fenwick JD. Detector density and small field dosimetry: Integral versus point dose measurement schemes. *Medical Physics* 2013;40:082102. <https://doi.org/10.1118/1.4812687>.
- [87] de Chavez R, Jones CE, Charles PH. Integral small field output factor measurements using a transmission ionisation chamber. *Australas Phys Eng Sci Med* 2019;42:235–44. <https://doi.org/10.1007/s13246-018-0716-x>.
- [88] Niemelä J, Partanen M, Ojala J, Sipilä P, Björkqvist M, Kapanen M, et al. Measurement and properties of the dose–area product ratio in external small-beam radiotherapy. *Phys Med Biol* 2017;62:4870–4883. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa6861>.
- [89] Niemelä J, Partanen M, Ojala J, Kapanen M, Keyriläinen J. Dose-area product ratio in external small-beam radiotherapy: beam shape, size and energy dependencies in clinical photon beams. *Biomed Phys Eng Express* 2021. <https://doi.org/10.1088/2057-1976/abf6aa>.
- [90] Pimpinella M, Caporali C, Guerra AS, Silvi L, De Coste V, Petrucci A, et al. Feasibility of using a dose-area product ratio as beam quality specifier for photon beams with small field sizes. *Phys Med* 2018;45:106–16. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2017.12.012>.
- [91] Charles PH, Cranmer-Sargison G, Thwaites DI, Crowe SB, Kairn T, Knight RT, et al. A practical and theoretical definition of very small field size for radiotherapy output factor measurements. *Medical Physics* 2014;41:041707. <https://doi.org/10.1118/1.4868461>.
- [92] Kawachi T, Saitoh H, Inoue M, Katayose T, Myojoyama A, Hatano K. Reference dosimetry condition and beam quality correction factor for CyberKnife beam. *Medical Physics* 2008;35:4591–8. <https://doi.org/10.1118/1.2978228>.
- [93] Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM), Evaluation of Measurement data - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, JCGM 100:2008 (GUM 1995 with minor corrections). 2008.

- [94] Delaunay F, Gouriou J, Daures J, Le Roy M, Ostrowsky A, Rapp B, et al. New standards of absorbed dose to water under reference conditions by graphite calorimetry for ^{60}Co and high-energy x-rays at LNE-LNHB. *Metrologia* 2014;51:552–62. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/5/552>.
- [95] Dufreneix S, Bordy J-M, Daures J, Delaunay F, Ostrowsky A. Construction of a large graphite calorimeter for measurements in small fields used in radiotherapy. 16th International Congress of Metrology, EDP Sciences; 2013, p. 05006. <https://doi.org/10.1051/metrology/201305006>.
- [96] Bitter R, Mohiuddin T, Nawrocki M. LabVIEW™ Advanced Programming Techniques. 2nd ed. Boca Raton: CRC Press; 2017. <https://doi.org/10.1201/9780849333255>.
- [97] Brun R, Rademakers F. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. *Nucl Inst & Meth in Phys Res* 1997;81–6.
- [98] Jaffe G. Zur theorie der ionisation in kolonnen. *Ann d Phys* 1913;42:303–44.
- [99] Boag J. The dosimetry of Ionizing Radiation Volume II., Academic press inc; 1987, p. 169.
- [100] Boag JW. Ionization measurements at very high intensities. Pulsed radiation beams. *Br J Radiol* 1950;23:601–11. <https://doi.org/10.1259/0007-1285-23-274-601>.
- [101] Capote R, Jeraj R, Ma CM, Rogers DWO, Sanchez-Doblado F, Sempau J, et al. Phase-space database for external beam radiotherapy. Summary report of a consultants' meeting. International Atomic Energy Agency (IAEA): 2006.
- [102] Czarnecki D, Wulff J, Zink K. The influence of linac spot size on scatter factors. *Metrologia* 2012;49:S215–S218. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/49/5/S215>.
- [103] Wang LLW, Leszczynski K. Estimation of the focal spot size and shape for a medical linear accelerator by Monte Carlo simulation. *Med Phys* 2007;34:485–8. <https://doi.org/10.1118/1.2426407>.
- [104] Scott AJD, Nahum AE, Fenwick JD. Monte Carlo modeling of small photon fields: quantifying the impact of focal spot size on source occlusion and output factors, and exploring miniphantom design for small-field measurements. *Med Phys* 2009;36:3132–44. <https://doi.org/10.1118/1.3152866>.
- [105] Kawrakow I, Mainegra-Hing E, Rogers DWO, Tessier F, Walters BRB. The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Technical Report PIRS-701. National Research Council Canada 2019.
- [106] Barthe J, Chauvenet B, Bordy J-M. La métrologie de la dose au CEA : le Laboratoire National Henri Becquerel. *Radioprotection* 2006;41:S9–24. <https://doi.org/10.1051/radiopro:2007012>.
- [107] Rogers DWO. Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics. *Phys Med Biol* 2006;51:R287–301. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/51/13/R17>.
- [108] Rogers DWO, Walters BRB, Kawrakow I. BEAMnrc Users Manual. Technical Report PIRS-509 (revA). National Research Council Canada 2019.
- [109] Kawrakow I, Rogers DWO, Walters BRB. Large efficiency improvements in BEAMnrc using directional bremsstrahlung splitting. *Med Phys* 2004;31:2883–98. <https://doi.org/10.1118/1.1788912>.
- [110] Marinelli M, Prestopino G, Verona C, Verona-Rinati G. Experimental determination of the PTW 60019 microDiamond dosimeter active area and volume. *Medical Physics* 2016;43:5205–12. <https://doi.org/10.1118/1.4961402>.
- [111] Ghazal M, Södergren L, Westermarck M, Söderström J, Pommer T. Dosimetric and mechanical equivalency of Varian TrueBeam linear accelerators. *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 2020;21:43–53. <https://doi.org/10.1002/acm2.13058>.
- [112] ICRU 90 -Small Field Dosimetry. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements* 2014;14:31–53. <https://doi.org/10.1093/jicru/ndx012>.
- [113] ICRU 37 -Stopping Powers for Electrons and Positrons. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements* 1976;19. <https://doi.org/10.1093/jicru/os13.1.Report2410.1093/jicru/ndx012>.

- [114] Renner F, Wulff J, Kapsch R-P, Zink K. Uncertainties in Monte Carlo-based absorbed dose calculations for an experimental benchmark. *Phys Med Biol* 2015;60:7637–53. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/19/7637>.
- [115] Boag JW, Currant J. Current collection and ionic recombination in small cylindrical ionization chambers exposed to pulsed radiation. *Br J Radiol* 1980;53:471–8. <https://doi.org/10.1259/0007-1285-53-629-471>.
- [116] Dufreneix S. Etablissement de références dosimétriques dans les faisceaux de rayons X hautes énergies et de très petites section ($< 1\text{cm}^2$) pour la radiothérapie. Université Paris-Sud, 2014.
- [117] Bragg W. *Studies in radioactivity*. London: MacMillan; 1912.
- [118] Gray LH, Rutherford E. The absorption of penetrating radiation. *Proceedings of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 1929;122:647–68. <https://doi.org/10.1098/rspa.1929.0050>.
- [119] Gray LH, Rutherford E. An ionization method for the absolute measurement of γ -ray energy. *Proceedings of the Royal Society of London Series A - Mathematical and Physical Sciences* 1936;156:578–96. <https://doi.org/10.1098/rspa.1936.0169>.
- [120] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry Based on Standards of Absorbed Dose to Water. Technical Reports Series No 277, IAEA, Vienna 1992.
- [121] Andreo P, Brahme A. Stopping power data for high-energy photon beams. *Phys Med Biol* 1986;31:839–58. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/31/8/002>.
- [122] Eklund K, Ahnesjö A. Fast modelling of spectra and stopping-power ratios using differentiated fluence pencil kernels. *Phys Med Biol* 2008;53:4231–4247. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/53/16/002>.
- [123] Gafchromic™ film specifications. From <https://www.ashland.com/industries/medical/radiotherapy-films/> 2022.
- [124] Feng Y, Tiedje HF, Gagnon K, Fedosejevs R. Spectral calibration of EBT3 and HD-V2 radiochromic film response at high dose using 20 MeV proton beams. *Review of Scientific Instruments* 2018;89:043511. <https://doi.org/10.1063/1.4996022>.
- [125] Fiandra C, Ricardi U, Ragona R, Anglesio S, Romana Giglioli F, Calamia E, et al. Clinical use of EBT model Gafchromic™ film in radiotherapy. *Medical Physics* 2006;33:4314–9. <https://doi.org/10.1118/1.2362876>.
- [126] Gambarini G, Regazzoni V, Artuso E, Giove D, Mirandola A, Ciocca M. Measurements of 2D distributions of absorbed dose in protontherapy with Gafchromic EBT3 films. *Applied Radiation and Isotopes* 2015;104:192–6. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2015.06.036>.
- [127] Sorriaux J, Kacperek A, Rossomme S, Lee JA, Bertrand D, Vynckier S, et al. Evaluation of Gafchromic® EBT3 films characteristics in therapy photon, electron and proton beams. *Physica Medica* 2013;29:599–606. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2012.10.001>.
- [128] Billas I, Bouchard H, Oelfke U, Duane S. The effect of magnetic field strength on the response of Gafchromic EBT-3 film. *Phys Med Biol* 2019;64:06NT03. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab0503>.
- [129] Pappas E, Kalaitzakis G, Boursianis T, Zoros E, Zourari K, Pappas EP, et al. Dosimetric performance of the Elekta Unity MR-linac system: 2D and 3D dosimetry in anthropomorphic inhomogeneous geometry. *Phys Med Biol* 2019;64:225009. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab52ce>.
- [130] Ashraf MR, Rahman M, Zhang R, Williams BB, Gladstone DJ, Pogue BW, et al. Dosimetry for FLASH Radiotherapy: A Review of Tools and the Role of Radioluminescence and Cherenkov Emission. *Frontiers in Physics* 2020;8:328. <https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00328>.
- [131] Nesteruk KP, Psoroulas S. FLASH Irradiation with Proton Beams: Beam Characteristics and Their Implications for Beam Diagnostics. *Applied Sciences* 2021;11:2170. <https://doi.org/10.3390/app11052170>.

- [132] Schoenfeld AA, Wieker S, Harder D, Poppe B. Changes of the optical characteristics of radiochromic films in the transition from EBT3 to EBT-XD films. *Phys Med Biol* 2016;61:5426–5442. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/14/5426>.
- [133] Wen N, Lu S, Kim J, Qin Y, Huang Y, Zhao B, et al. Precise film dosimetry for stereotactic radiosurgery and stereotactic body radiotherapy quality assurance using Gafchromic™ EBT3 films. *Radiat Oncol* 2016;11:132. <https://doi.org/10.1186/s13014-016-0709-4>.
- [134] Bellec J, Delaby N, Jouyaux F, Perdrieux M, Bouvier J, Sorel S, et al. Plan delivery quality assurance for CyberKnife: Statistical process control analysis of 350 film-based patient-specific QAs. *Phys Med* 2017;39:50–8. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2017.06.016>.
- [135] Aland T, Kairn T, Kenny J. Evaluation of a Gafchromic EBT2 film dosimetry system for radiotherapy quality assurance. *Australas Phys Eng Sci Med* 2011;34:251–60. <https://doi.org/10.1007/s13246-011-0072-6>.
- [136] Palmer AL, Dimitriadis A, Nisbet A, Clark CH. Evaluation of Gafchromic EBT-XD film, with comparison to EBT3 film, and application in high dose radiotherapy verification. *Phys Med Biol* 2015;60:8741–52. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/22/8741>.
- [137] Devic S, Tomic N, Lewis D. Reference radiochromic film dosimetry: Review of technical aspects. *Physica Medica* 2016;32:541–56. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2016.02.008>.
- [138] Butson MJ, Yu PKN, Cheung T, Inwood D. Polarization effects on a high-sensitivity radiochromic film. *Phys Med Biol* 2003;48:N207–211. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/48/15/401>.
- [139] Niroomand-Rad A, Chiu-Tsao S-T, Grams MP, Lewis DF, Soares CG, Battum LJV, et al. Report of AAPM Task Group 235 radiochromic film dosimetry: An update to TG-55. *Medical Physics* 2020;47:5986–6025. <https://doi.org/10.1002/mp.14497>.
- [140] Simcoe RJ. Evaluating Commercial Scanners for Astronomical Image Digitization. In conference : Preserving Astronomy's Photographic Legacy: Current State and the Future of North American Astronomical Plates 2009;410:111.
- [141] Poppinga D, Schoenfeld AA, Doerner KJ, Blanck O, Harder D, Poppe B. A new correction method serving to eliminate the parabola effect of flatbed scanners used in radiochromic film dosimetry. *Medical Physics* 2014;41:021707. <https://doi.org/10.1118/1.4861098>.
- [142] Schoenfeld AA, Poppinga D, Harder D, Doerner K-J, Poppe B. The artefacts of radiochromic film dosimetry with flatbed scanners and their causation by light scattering from radiation-induced polymers. *Phys Med Biol* 2014;59:3575–3597. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/59/13/3575>.
- [143] Schoenfeld AA, Wieker S, Harder D, Poppe B. The origin of the flatbed scanner artifacts in radiochromic film dosimetry—key experiments and theoretical descriptions. *Phys Med Biol* 2016;61:7704–7724. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/21/7704>.
- [144] Battum LJ van, Huizenga H, Verdaasdonk RM, Heukelom S. How flatbed scanners upset accurate film dosimetry. *Phys Med Biol* 2015;61:625–649. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/2/625>.
- [145] Williams M, Metcalfe P, Rosenfeld A, Kron T, d'Errico F, Moscovitch M. Radiochromic Film Dosimetry and its Applications in Radiotherapy, Wollongong, Australia: 2011, p. 75–99. <https://doi.org/10.1063/1.3576160>.
- [146] Chung H, Lynch B, Samant S. High-precision GAFCHROMIC EBT film-based absolute clinical dosimetry using a standard flatbed scanner without the use of a scanner non-uniformity correction. *J Appl Clin Med Phys* 2010;11:3112. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v11i2.3112>.
- [147] Lewis D, Chan MF. Correcting lateral response artifacts from flatbed scanners for radiochromic film dosimetry. *Medical Physics* 2015;42:416–29. <https://doi.org/10.1118/1.4903758>.
- [148] Estribeau M, Magnan P. CMOS pixels crosstalk mapping and its influence on measurements accuracy for space applications, Brugge, Belgium: 2005, p. 597813–1.

- [149] Sebbar M. Réalisation d'un système de conversion des couleurs pour un capteur d'images CMOS à photodétecteur sans filtre optique. 2011.
- [150] Rosen B, Kunugi KA, Grenzow F. Precision dosimeter for radiosensitive film. United States Patent 9,128,053 B2, 2015.
- [151] Siski. CCD X-ray microdensitometer system. United States Patent 6,927,859, 1997.
- [152] Kwok C, Lee K. Microdensitometer system with micrometer resolution for reading radiochromic films. United States Patent 6,927,859, 2005.
- [153] Rosen BS, Soares CG, Hammer CG, Kunugi KA, DeWerd LA. A prototype, glassless densitometer traceable to primary optical standards for quantitative radiochromic film dosimetry. *Medical Physics* 2015;42:4055–68. <https://doi.org/10.1118/1.4922134>.
- [154] Aland T, Jhala E, Kairn T, Trapp J. Film dosimetry using a smart device camera: a feasibility study for point dose measurements. *Phys Med Biol* 2017;62:N506–N515. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa8b36>.
- [155] Dempsey JF, Low DA, Kirov AS, Williamson JF. Quantitative optical densitometry with scanning-laser film digitizers. *Med Phys* 1999;26:1721–31. <https://doi.org/10.1118/1.598664>.
- [156] Simcoe RJ, Grindlay JE, Los EJ, Doane A, Laycock SG, Mink DJ, et al. An ultrahigh-speed digitizer for the Harvard College Observatory astronomical plates. In: Tescher AG, editor., San Diego, California, USA: 2006, p. 631217. <https://doi.org/10.1117/12.681365>.
- [157] Callier A. Absorption and scatter of light by photographic negatives. *J Phot* 1909;33.
- [158] Lewis D, Devic S. Correcting scan-to-scan response variability for a radiochromic film-based reference dosimetry system. *Medical Physics* 2015;42:5692–701. <https://doi.org/10.1118/1.4929563>.
- [159] Palmer AL, Bradley DA, Nisbet A. Evaluation and mitigation of potential errors in radiochromic film dosimetry due to film curvature at scanning. *Journal of Applied Clinical Medical Physics* 2015;16:425–31. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v16i2.5141>.
- [160] Stringfellow GB, Craford M. High brightness light emitting diodes. *Material Sciences* 1997.
- [161] Edmund Optics. Les avantages de la télécentricité. Accessible from : <https://www.edmundoptics.fr/knowledge-center/application-notes/imaging/advantages-of-telecentricity/> 2022.
- [162] Stemmer Imaging. Objectifs adéquats pour une vision industrielle de haute précision : <https://www.stemmer-imaging.com/fr-fr/conseil-technique/objectifs-adequats-pour-une-vision-industrielle-de-haute-precision/> 2022.
- [163] Trushkina A, Ryzhova V, Korotaev V. Calculation of polarization sensitivity of image sensors. *J Phys: Conf Ser* 2016;735:012045. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/735/1/012045>.
- [164] Ruscak S, Singer L. Using Histogram Techniques to Measure A/D Converter Noise | Analog Devices. Accessible from : <https://www.analog.com/en/analog-dialogue/articles/histogram-techniques-measure-adc-noise.html>. *Analog Dialogue* 1995;29.
- [165] EMVA 1288 Working Group: EMVA Standard 1288 - Standard for Characterization of Image Sensors and Cameras, Release 4.0 : https://www.emva.org/wp-content/uploads/EMVA1288General_4.0Release.pdf 2021.
- [166] Pourtier A. Photographie du ciel profond. Accessible from : http://astro38.free.fr/yaplusdenuitflash/zone_temporaire/photographie%20ciel%20profond-8.pdf 2011.
- [167] Fellers T, Davidson M. Hamamatsu White Paper. Concepts in Digital Imaging Technology: CCD Noise Sources and Signal-to-Noise Ratio. Accessible from: <https://hamamatsu.magnet.fsu.edu/articles/ccdsnr.html> 2022.
- [168] Buil C. *Astronomie CCD: Construction Et Utilisation Des caméras CCD En Astronomie Amateur*. Toulouse : Société d'astronomie populaire; 1989.
- [169] Legault T. *Astrophotographie*. Eyrolles; 2006.

- [170] Walliang D. Théorie sur le bruit en astrophotographie. Accessible from : <https://media.afastronomie.fr/RCE/PresentationsRCE2018/Walliang-RCE2018.pdf> 2018.
- [171] Howell SB. Handbook of CCD Astronomy. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press; 2006. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511807909>.
- [172] Beauregard R. Les différentes méthodes de compisitage. Accessible from : https://ciel-astro-ccd.com/wp/methodes_de_compositage/ 2021.
- [173] McKean JW, Schrader RM. A comparison of methods for studentizing the sample median. *Communications in Statistics - Simulation and Computation* 1984;13:751–73. <https://doi.org/10.1080/03610918408812413>.
- [174] La théorie ou comment obtenir de meilleures images. Accessible from : <http://deepskystacker.free.fr/french/theory.htm#Calibration> 2022.
- [175] Rossum GV, Drake FL. Python 3 Reference Manual: Hampton, NH: CreateSpace Independent Publishing Platform; 2009.
- [176] Bradski G. The OpenCV Library. *Dr Dobbs & s Journal of Software Tools* 2000.
- [177] Umesh P. Image Processing in Python. *CSI Communications* 2012;23.
- [178] Hunter JD. Matplotlib: A 2D graphics environment. *Computing in Science & Engineering* 2007;9:90–5.
- [179] Harris C, Millman K, Van der Walt S, Gommers R, Virtanen P, Cournapeau D. Array programming with NumPy. *Nature* 2020;357–62.
- [180] Devic S, Aldelaijan S, Mohammed H, Tomic N, Liang L-H, DeBlois F, et al. Absorption spectra time evolution of EBT-2 model GAFCHROMIC™ film. *Medical Physics* 2010;37:2207–14. <https://doi.org/10.1118/1.3378675>.
- [181] Schneider CA, Rasband WS, Eliceiri KW. NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis. *Nat Methods* 2012;9:671–5. <https://doi.org/10.1038/nmeth.2089>.
- [182] Edmund Optics. Introduction à la fonction de transfert de modulation. Accessible from : <https://www.edmundoptics.fr/knowledge-center/application-notes/optics/introduction-to-modulation-transfer-function/> 2022.
- [183] Edmund Optics. White Paper Imaging Resource Guide : Resolution. Accessible from : <https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/imaging/resolution/> 2022.
- [184] Reichenbach SE, Park SK, Narayanswamy R. Characterizing digital image acquisition devices. *OE* 1991;30:170–7. <https://doi.org/10.1117/12.55783>.
- [185] Estribeau M, Magnan P. Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12233 slanted-edge methodology, Saint-Etienne, France: 2004, p. 243–52.
- [186] Lewis D, Micke A, Yu X, Chan MF. An efficient protocol for radiochromic film dosimetry combining calibration and measurement in a single scan. *Med Phys* 2012;39:6339–50. <https://doi.org/10.1118/1.4754797>.
- [187] Moral F del, Vázquez JA, Ferrero JJ, Willis P, Ramírez RD, Teijeiro A, et al. From the limits of the classical model of sensitometric curves to a realistic model based on the percolation theory for GafChromic™ EBT films. *Medical Physics* 2009;36:4015–26. <https://doi.org/10.1118/1.3187226>.
- [188] McKinney W. Data Structures for Statistical Computing in Python, Austin, Texas: 2010, p. 56–61. <https://doi.org/10.25080/Majora-92bf1922-00a>.
- [189] Virtanen P, Gommers R, Oliphant TE, Haberland M, Reddy T, Cournapeau D, et al. SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python. *Nat Methods* 2020;17:261–72. <https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2>.
- [190] Efron B, Tibshirani RJ. An Introduction to the Bootstrap. Boston, MA: Springer US; 1993. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-4541-9>.
- [191] Hamilton LC. Regression with graphics: a second course in applied statistics. Pacific Grove, Calif: Brooks/Cole Pub. Co; 1992.
- [192] Bekerat H, Devic S, DeBlois F, Singh K, Sarfehnia A, Seuntjens J, et al. Improving the energy response of external beam therapy (EBT) GafChromic™ dosimetry films at low energies (≤ 100 keV). *Medical Physics* 2014;41:022101. <https://doi.org/10.1118/1.4860157>.

- [193] Lechner W, Georg D, Palmans H. An analytical formalism for the assessment of dose uncertainties due to positioning uncertainties. *Med Phys* 2020;47:1357–63. <https://doi.org/10.1002/mp.13991>.
- [194] Girard F, Bouchard H, Lacroix F. Reference dosimetry using radiochromic film. *J Appl Clin Med Phys* 2012;13:339–53. <https://doi.org/10.1120/jacmp.v13i6.3994>.

Valorisation des travaux de thèse

CONGRÈS

SFPM 2019

Poster

- Développement d'une nouvelle grandeur de référence pour les traitements en conditions stéréotaxiques: le produit dose-surface

SFPM 2021

Communication orale

- Evaluation de la dépendance du coefficient d'étalonnage d'une chambre d'ionisation plate de grande section en termes de Produit Dose Surface (PDS) pour les petits champs en radiothérapie
 - **Retenu pour publication dans Physica Medica**

Poster

- Investigation de la variabilité dans l'utilisation des tables de facteurs de corrections du rapport IAEA TRS 483

AAPM 2021

Communication orale

- Assessment of the dependence of the field shape on calibration coefficients in Dose Area Product (DAP) for small field sizes

Poster

- Validation of a full M-C beam source on the Varian TrueBeam for primary standards establishment in Dose Area Product (DAP)
 - **High-scoring poster**

CIM 2021

Poster

- Contribution of X-ray tomography for primary references and their transfer for ionizing radiation doses

PUBLICATIONS

Jurczak J, Rapp B, Dufreneix S, Gouriou J, Delaunay F, Bordy J-M. 84 Towards a new dosimetry reference quantity for stereotactic radiotherapy: The dose area product. Phys Medica Eur J Med Phys 2019;68:51. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2019.09.165>.

Jurczak J, Rapp B, Delaunay F, Gouriou J, Dufreneix S, Bordy J-M. Dose Area Product primary standards established by graphite calorimetry at the LNE-LNHB for small radiation fields in radiotherapy. Physica Medica 2022;98:18-27. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2022.03.013>.

BREVET

Jurczak J, Rapp B, Simcoe R. J. Système optique pour la lecture de films radiochromiques et procédé de fonctionnement afférent. 03/2021

Annexes

Annexe 1 : Détail des paramètres de transport des simulations Monte-Carlo avec le code EGSnrc

- Global ECUT : énergie cinétique minimale des électrons (incluant l'énergie de la masse au repos, soit 511 keV), définie en MeV valable en tout milieu, en deçà de laquelle leur histoire est stoppée. Ils quittent la pile de simulation, incluant la particule primaire et ses descendants, et leur énergie est supposée se déposer localement ;
- Global PCUT : énergie cinétique minimale des photons, analogue au paramètre ECUT ;
- Global SMAX : parcours maximal des électrons avant interaction (en cm) ;
- ESTEPE : fraction maximale de l'énergie cinétique des électrons qui peut être perdue lors d'une étape élémentaire d'histoire condensée, c'est-à-dire sous les hypothèses de perte continue d'énergie et de diffusion angulaire multiple ;
- XIMAX : Maximum du premier moment de la théorie de Goudsmit-Saunderson (GS) par étape de transport. Il est égal à environ la moitié du carré de l'angle moyen de diffusion multiple ;
- Boundary crossing algorithm : définit l'algorithme qui contrôle le transport des électrons au niveau des interfaces entre deux régions ;
- Electron-step algorithm : détermine l'algorithme utilisé pour calculer les corrections latérales et longitudinales afin de tenir compte de la diffusion élastique lors d'une étape d'histoire condensée ;
- Spin effects : utilisation de l'effet relativiste de spin dans les théories de diffusion élastiques des électrons ;
- Bremsstrahlung angular sampling : méthode d'échantillonnage angulaire réalisé après la création d'un photon de Bremsstrahlung ;
- Bremsstrahlung cross sections : type de table de sections efficaces utilisées pour modéliser la création des photons de Bremsstrahlung ;
- Bound Compton scattering : indication de la prise en compte des effets de couplage et de l'élargissement Doppler dans la modélisation des interactions Compton ;
- Compton cross sections : type de table de sections efficaces utilisées pour modéliser les interactions Compton ;

- Pair angular sampling : méthode d'échantillonnage angulaire réalisé après la création de paires ;
- Pair cross sections : type de table de sections efficaces utilisées pour modéliser la création de paires ;
- Photoelectron angular sampling : méthode d'échantillonnage angulaire réalisé après la création de photoélectrons ;
- Rayleigh scattering : indication de la prise en compte de la diffusion Rayleigh ;
- Atomic relaxations : indication de la prise en compte de la relaxation atomique. Cette relaxation considère la création des photons de fluorescence des niveaux K, L, M et N, les électrons Auger et Coster-Kronig ;
- Electron impact ionization : indication de la prise en compte du phénomène d'ionisation par impact électronique ;
- Photon cross sections : type de tables de sections efficaces pour les interactions photoniques.

Annexe 2 : Corrections de polarité pour les trois chambres DAP

Corrections de polarité pour les trois chambres DAP et les champs carrés.

Chambre	k_{pol} (100V)	s (%)	u (%)	k_{pol} (200V)	s (%)	u (%)
5 mm						
DAP1	0.99918	0.010	0.020	0.99884	0.016	0.020
DAP2	0.99893	0.013	0.020	0.99869	0.009	0.020
DAP3	0.99876	0.006	0.020	0.99855	0.009	0.020
7 mm						
DAP1	0.99929	0.005	0.020	0.99875	0.016	0.020
DAP2	0.99892	0.002	0.020	0.99868	0.015	0.020
DAP3	0.99879	0.005	0.020	0.99852	0.005	0.020
10 mm						
DAP1	0.99931	0.006	0.020	0.99862	0.013	0.020
DAP2	0.99889	0.003	0.020	0.99857	0.010	0.020
DAP3	0.99874	0.003	0.020	0.99852	0.005	0.020
13 mm						
DAP1	0.99929	0.009	0.020	0.99847	0.028	0.020
DAP2	0.99884	0.004	0.020	0.99853	0.023	0.020
DAP3	0.99857	0.003	0.020	0.99828	0.005	0.020
15 mm						
DAP1	0.99916	0.012	0.020	0.99829	0.018	0.020
DAP2	0.99862	0.003	0.020	0.99829	0.008	0.020
DAP3	0.99852	0.004	0.020	0.99820	0.006	0.020
20 mm						
DAP1	0.99854	0.011	0.020	0.99778	0.019	0.020
DAP2	0.99803	0.003	0.020	0.99777	0.007	0.020
DAP3	0.99786	0.010	0.020	0.99755	0.007	0.020

Corrections de polarité pour les trois chambres DAP et les champs circulaires.

Chambre	k_{pol} (100V)	s (%)	u (%)	k_{pol} (200V)	s (%)	u (%)
5 mm						
DAP1	0.99957	0.006	0.020	0.99892	0.011	0.020
DAP2	0.99872	0.019	0.020	0.99846	0.017	0.020
DAP3	0.99889	0.010	0.020	0.99848	0.031	0.020
7.5 mm						
DAP1	0.99937	0.027	0.020	0.99895	0.020	0.020
DAP2	0.99866	0.012	0.020	0.99846	0.025	0.020
DAP3	0.99885	0.018	0.020	0.99850	0.022	0.020
10 mm						
DAP1	0.99950	0.014	0.020	0.99859	0.025	0.020
DAP2	0.99867	0.022	0.020	0.99853	0.022	0.020
DAP3	0.99883	0.014	0.020	0.99860	0.021	0.020
13 mm						
DAP1	0.99952	0.006	0.020	0.99865	0.025	0.020
DAP2	0.99889	0.033	0.020	0.99866	0.011	0.020
DAP3	0.99883	0.016	0.020	0.99854	0.016	0.020
15 mm						
DAP1	0.99916	0.040	0.020	0.99828	0.035	0.020
DAP2	0.99863	0.011	0.020	0.99840	0.028	0.020
DAP3	0.99842	0.016	0.020	0.99822	0.025	0.020

Annexe 3 : Corrections de recombinaison pour les trois chambres DAP

Corrections de recombinaison pour les trois chambres DAP et les champs carrés.

Chambre	k_{rec}	s (%)	u (%)
5 mm			
DAP1	1.00150	0.037	0.020
DAP2	1.00137	0.024	0.020
DAP3	1.00105	0.021	0.020
7 mm			
DAP1	1.00180	0.036	0.020
DAP2	1.00192	0.032	0.020
DAP3	1.00156	0.013	0.020
10 mm			
DAP1	1.00231	0.029	0.020
DAP2	1.00244	0.023	0.020
DAP3	1.00198	0.013	0.020
13 mm			
DAP1	1.00293	0.064	0.020
DAP2	1.00305	0.052	0.020
DAP3	1.00257	0.012	0.020
15 mm			
DAP1	1.00304	0.042	0.020
DAP2	1.00321	0.019	0.020
DAP3	1.00271	0.014	0.020
20 mm			
DAP1	1.00350	0.046	0.020
DAP2	1.00371	0.016	0.020
DAP3	1.00326	0.026	0.020

Corrections de recombinaison pour les trois chambres DAP et les champs circulaires.

Chambre	k_{rec}	s (%)	u (%)
5 mm			
DAP1	1.00158	0.026	0.020
DAP2	1.00157	0.050	0.020
DAP3	1.00140	0.048	0.020
7.5 mm			
DAP1	1.00218	0.051	0.020
DAP2	1.00198	0.058	0.020
DAP3	1.00182	0.041	0.020
10 mm			
DAP1	1.00284	0.052	0.020
DAP2	1.00252	0.059	0.020
DAP3	1.00275	0.046	0.020
13 mm			
DAP1	1.00304	0.036	0.020
DAP2	1.00308	0.070	0.020
DAP3	1.00292	0.041	0.020
15 mm			
DAP1	1.00324	0.085	0.020
DAP2	1.00340	0.059	0.020
DAP3	1.00335	0.048	0.020

Annexe 4 : Détail de la détermination des coefficients d'étalonnage pour l'ensemble des chambres DAP et des configurations étudiées

Coefficients d'étalonnage de la chambre **DAP1** pour les champs circulaires dans le faisceau de 6 MV FFF au débit de 1400 UM/min.

DAP1	5 mm [19.6 mm ²]		7.5 mm [44.2 mm ²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
$(D_{abs/Mon} / Q_{w/Mon}) \text{ (Gy C}^{-1}\text{)}$	$2.6170 \cdot 10^7$	0.20	$2.6236 \cdot 10^7$	0.17
$[D_w(V) / D_{abs}]_{MC}$	0.9908	0.57	0.9904	0.57
k_i	1.0000	0.10	1.000	0.10
$k_{pol} (+200V)$	0.9989	0.02	0.9989	0.03
$k_{rec} (+200V)$	1.0016	0.03	1.0022	0.05
k_{int}	1.0007	0.06	1.0007	0.06
$S_{abs} \text{ (cm}^2\text{)}$	7.0700	0.04	7.0700	0.04
$N_{DAP,w} \text{ (Gy cm}^2 \text{ C}^{-1}\text{)}$	$1.8309 \cdot 10^8$	0.62	$1.8337 \cdot 10^8$	0.61
DAP1	10 mm [78.5 mm ²]		13 mm [132.7 mm ²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
$(D_{abs/Mon} / Q_{w/Mon}) \text{ (Gy C}^{-1}\text{)}$	$2.6360 \cdot 10^7$	0.16	$2.6478 \cdot 10^7$	0.16
$[D_w(V) / D_{abs}]_{MC}$	0.9909	0.57	0.9912	0.57
k_i	1.0000	0.10	1.0000	0.10
$k_{pol} (+200V)$	0.9986	0.03	0.9987	0.03
$k_{rec} (+200V)$	1.0028	0.06	1.0030	0.04
k_{int}	1.0007	0.06	1.0007	0.06
$S_{abs} \text{ (cm}^2\text{)}$	7.0700	0.04	7.0700	0.04
$N_{DAP,w} \text{ (Gy cm}^2 \text{ C}^{-1}\text{)}$	$1.8427 \cdot 10^8$	0.61	$1.8511 \cdot 10^8$	0.61
DAP1	15 mm [176.7 mm ²]			
	Valeur	<i>u</i> (%)		
$(D_{abs/Mon} / Q_{w/Mon}) \text{ (Gy C}^{-1}\text{)}$	$2.6614 \cdot 10^7$	0.16		
$[D_w(V) / D_{abs}]_{MC}$	0.9887	0.57		
k_i	1.0000	0.10		
$k_{pol} (+200V)$	0.9983	0.04		
$k_{rec} (+200V)$	1.0032	0.09		
k_{int}	1.0008	0.06		
$S_{abs} \text{ (cm}^2\text{)}$	7.0700	0.04		
$N_{DAP,w} \text{ (Gy cm}^2 \text{ C}^{-1}\text{)}$	$1.8561 \cdot 10^8$	0.61		

**Coefficients d'étalonnage de la chambre DAP1 pour les champs carrés dans le
faisceau de 6 MV FFF au débit de 1400 UM/min.**

DAP1	5 mm [25 mm²]		7 mm [49 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
$(D_{abs/Mon} / Q_{w/Mon}) \text{ (Gy C}^{-1}\text{)}$	$2.6108 \cdot 10^7$	0.37	$2.6262 \cdot 10^7$	0.26
k_i	1.0000	0.10	1.0000	0.10
$[D_w(V) / D_{abs}]_{MC}$	0.9932	0.57	0.9915	0.57
$k_{pol} (+200V)$	0.9988	0.03	0.9987	0.03
$k_{rec} (+200V)$	1.0015	0.04	1.0018	0.04
k_{int}	1.0009	0.06	1.0009	0.06
$S_{abs} \text{ (cm}^2\text{)}$	7.0700	0.04	7.0700	0.04
$N_{DAP,w} \text{ (Gy cm}^2 \text{ C}^{-1}\text{)}$	$1.8310 \cdot 10^8$	0.69	$1.8385 \cdot 10^8$	0.64
DAP1	10 mm [100 mm²]		13 mm [169 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
$(D_{abs/Mon} / Q_{w/Mon}) \text{ (Gy C}^{-1}\text{)}$	$2.6409 \cdot 10^7$	0.26	$2.6562 \cdot 10^7$	0.26
k_i	1.0000	0.10	1.0000	0.10
$[D_w(V) / D_{abs}]_{MC}$	0.9922	0.57	0.9916	0.57
$k_{pol} (+200V)$	0.9986	0.02	0.9985	0.03
$k_{rec} (+200V)$	1.0023	0.04	1.0029	0.07
k_{int}	1.0009	0.06	1.0009	0.06
$S_{abs} \text{ (cm}^2\text{)}$	7.0700	0.04	7.0700	0.04
$N_{DAP,w} \text{ (Gy cm}^2 \text{ C}^{-1}\text{)}$	$1.8493 \cdot 10^8$	0.64	$1.8579 \cdot 10^8$	0.64
DAP1	15 mm [225 mm²]		20 mm [400 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
$(D_{abs/Mon} / Q_{w/Mon}) \text{ (Gy C}^{-1}\text{)}$	$2.6737 \cdot 10^7$	0.26	$2.7182 \cdot 10^7$	0.26
k_i	1.0000	0.10	1.0000	0.10
$[D_w(V) / D_{abs}]_{MC}$	0.9914	0.57	0.9893	0.57
$k_{pol} (+200V)$	0.9983	0.03	0.9978	0.03
$k_{rec} (+200V)$	1.0030	0.05	1.0035	0.05
k_{int}	1.0010	0.06	1.0015	0.06
$S_{abs} \text{ (cm}^2\text{)}$	7.0700	0.04	7.0700	0.04
$N_{DAP,w} \text{ (Gy cm}^2 \text{ C}^{-1}\text{)}$	$1.8698 \cdot 10^8$	0.64	$1.8958 \cdot 10^8$	0.64

**Coefficients d'étalonnage de la chambre DAP2 pour les champs circulaires dans le
faisceau de 6 MV FFF au débit de 1400 UM/min.**

DAP2	5 mm [19.6 mm²]		7.5 mm [44.2 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP2} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.1168	0.04	1.1172	0.05
k_{pol} (+200V)	0.9985	0.03	0.9985	0.03
k_{rec} (+200V)	1.0016	0.05	1.0020	0.06
k_{int}	1.0003	0.06	1.0003	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.6408 10 ⁸	0.63	1.6431 10 ⁸	0.62
DAP2	10 mm [78.5 mm²]		13 mm [132.7 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP2} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.1178	0.03	1.1186	0.04
k_{pol} (+200V)	0.9985	0.03	0.9987	0.02
k_{rec} (+200V)	1.0025	0.06	1.0031	0.07
k_{int}	1.0003	0.06	1.0004	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.6497 10 ⁸	0.62	1.6554 10 ⁸	0.62
DAP2	15 mm [176.7mm²]			
	Valeur	<i>u</i> (%)		
Q_{DAP2} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.1204	0.06		
k_{pol} (+200V)	0.9984	0.03		
k_{rec} (+200V)	1.0034	0.06		
k_{int}	1.0004	0.06		
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.6568 10 ⁸	0.63		

**Coefficients d'étalonnage de la chambre DAP2 pour les champs carrés dans le
faisceau de 6 MV FFF au débit de 1400 UM/min.**

DAP2	5 mm [25 mm²]		7 mm [49 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP2} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.1136	0.01	1.1163	0.01
k_{pol} (+200V)	0.9987	0.02	0.9987	0.02
k_{rec} (+200V)	1.0014	0.03	1.0019	0.04
k_{int}	1.0004	0.06	1.0004	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.6455 10 ⁸	0.70	1.6477 10 ⁸	0.65
DAP2	10 mm [100 mm²]		13 mm [169 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP2} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.1165	0.01	1.1183	0.01
k_{pol} (+200V)	0.9986	0.02	0.9985	0.03
k_{rec} (+200V)	1.0024	0.03	1.0029	0.06
k_{int}	1.0004	0.06	1.0004	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.6570 10 ⁸	0.65	1.6621 10 ⁸	0.65
DAP2	15 mm [225 mm²]		20 mm [400 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP2} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.1195	0.01	1.1251	0.02
k_{pol} (+200V)	0.9983	0.02	0.9978	0.02
k_{rec} (+200V)	1.0032	0.03	1.0037	0.03
k_{int}	1.0005	0.06	1.0007	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.6708 10 ⁸	0.65	1.6860 10 ⁸	0.65

**Coefficients d'étalonnage de la chambre DAP3 pour les champs circulaires dans le
faisceau de 6 MV FFF au débit de 1400 UM/min.**

DAP3	5 mm [19.6 mm²]		7.5 mm [44.2 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP3} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.0677	0.04	1.0679	0.03
k_{pol} (+200V)	0.9985	0.04	0.9985	0.03
k_{rec} (+200V)	1.0014	0.05	1.0018	0.05
k_{int}	1.0007	0.06	1.0007	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.7159 10 ⁸	0.63	1.7186 10 ⁸	0.62
DAP3	10 mm [78.5 mm²]		13 mm [132.7 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP3} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.0689	0.04	1.0726	0.03
k_{pol} (+200V)	0.9986	0.03	0.9985	0.03
k_{rec} (+200V)	1.0027	0.05	1.0029	0.05
k_{int}	1.0007	0.06	1.0007	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.7242 10 ⁸	0.62	1.7263 10 ⁸	0.62
DAP3	15 mm [176.7mm²]			
	Valeur	<i>u</i> (%)		
Q_{DAP3} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.0727	0.06		
k_{pol} (+200V)	0.9982	0.03		
k_{rec} (+200V)	1.0034	0.05		
k_{int}	1.0008	0.06		
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.7302 10 ⁸	0.63		

**Coefficients d'étalonnage de la chambre DAP3 pour les champs carrés dans le
faisceau de 6 MV FFF au débit de 1400 UM/min.**

DAP3	5 mm [25 mm²]		7 mm [49 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP3} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.0664	0.01	1.0695	0.01
k_{pol} (+200V)	0.9985	0.02	0.9985	0.02
k_{rec} (+200V)	1.0011	0.03	1.0016	0.02
k_{int}	1.0008	0.06	1.0008	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.7185 10 ⁸	0.70	1.7200 10 ⁸	0.65
DAP3	10 mm [100 mm²]		13 mm [169 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP3} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.0701	0.01	1.0743	0.00
k_{pol} (+200V)	0.9985	0.02	0.9983	0.02
k_{rec} (+200V)	1.0020	0.02	1.0026	0.02
k_{int}	1.0008	0.06	1.0009	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.7292 10 ⁸	0.65	1.7305 10 ⁸	0.65
DAP3	15 mm [225 mm²]		20 mm [400 mm²]	
	Valeur	<i>u</i> (%)	Valeur	<i>u</i> (%)
Q_{DAP3} / Q_{DAP1} (UL C ⁻¹)	1.0780	0.01	1.0811	0.01
k_{pol} (+200V)	0.9982	0.02	0.9976	0.02
k_{rec} (+200V)	1.0027	0.02	1.0033	0.03
k_{int}	1.0009	0.06	1.0015	0.06
$N_{DAP,w}$ (Gy cm ² C ⁻¹)	1.7353 10 ⁸	0.65	1.7544 10 ⁸	0.65%

Annexe 5 : Précautions d'usage et bonnes pratiques avec les films radiochromiques

Quelques précautions d'usage et bonnes pratiques à partir de l'expérience acquise sont présentées ci-dessous.

- 1- Il est primordial pour toute manipulation des films d'utiliser des gants afin de ne pas rajouter de dépôts graisseux, qui pourraient se voir à l'image et modifier les propriétés optiques du film ;
- 2- Il est recommandé de ranger les films individuellement afin de ne pas rayer les deux couches de polyester encapsulatrices. Le stockage doit également se faire à température ambiante³⁹, dans un environnement à l'abri de la lumière. Dans notre cas, les films ont été rangés dans des petites pochettes en papier kraft, puis stockés dans une boîte métallique entreposée dans une armoire ;
- 3- Si des mesures sont réalisées dans l'eau (ce qui a été le cas pour les mesures faites dans ce travail), il faut prendre soin de sécher les films avant de les ranger pour éviter la présence de traces ;
- 4- Le système optique construit a une résolution finale de 782 dpi (pixels carrés de 32.5 μm). Avec une telle finesse, la moindre poussière ou tâche devient critique et peut se distinguer à l'image alors qu'elle ne se voit pas forcément à l'œil nu⁴⁰. L'enceinte optique permet de réduire drastiquement les poussières issues de l'environnement. Il faudra néanmoins penser à nettoyer régulièrement :
 - Le dernier étage diffuseur sur lequel est posé le film ;
 - Le couvercle permettant de plaquer le film.

Pour se faire, plusieurs matériels ont été utilisés : un pistolet à soufflage d'air relié à une bouteille d'azote, un chiffon optique microfibre permettant de ne pas rayer le verre, et un spray nettoyant spécial optique. Dans tous les cas, ne pas hésiter à faire des images Flat et à les inspecter.

³⁹ Idéalement dans un réfrigérateur, la stabilité dans le temps avant irradiation (en densité optique) est meilleure : variation par jour $< 2 \times 10^{-4}$ vs $< 5 \times 10^{-4}$ à 23°C (pour les EBT3 et EBT-XD). Ce phénomène est aussi lié au vieillissement des films.

⁴⁰ Hors poussières/défauts du train optique, reproductibles, et qui seront corrigés avec le Master Flat.

Annexe 6 : Organisations nationale et internationale de la métrologie

Les Laboratoires Nationaux de Métrologie (LNM) établissent les valeurs de référence pour chaque pays. Ces laboratoires peuvent mettre en œuvre des moyens de mesures primaires, donc disposer de références dites primaires, ou décider d'être traçables à d'autres laboratoires nationaux ou au Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Les laboratoires nationaux de métrologie sont rassemblés au sein d'organisations régionales (pour l'Europe EURAMET : European Association of National Metrology Institutes).

Le rôle du BIPM est de coordonner la métrologie au niveau international afin d'assurer l'uniformité des mesures dans le monde au travers du Système International d'unités (SI).

Le BIPM est sous la surveillance scientifique du Comité International des Poids et Mesures (CIPM), qui compte dix Comités Consultatifs (CC). Il y a un CC par domaine métrologique qui réunit les laboratoires nationaux de métrologie de la planète et conseil le BIPM ; pour les rayonnements ionisants, il s'agit du CCRI.

Outre l'organisation des réunions des CC, la coordination du BIPM se traduit par l'organisation et la surveillance de comparaisons entre laboratoires nationaux de métrologie. Les résultats de ces comparaisons sont inscrits dans une base de données géré par le BIPM, la KCDB (Key Comparison data Base), qui permet de valider les « Calibration Measurement Capabilities » (CMC) de chaque laboratoire national. La reconnaissance internationale des CMC fournit le cadre pour la traçabilité internationale des mesures au travers de l'Arrangement de Reconnaissance Mutuelle du CIPM dit CIPM-MRA. Il permet aux états membres signataires une reconnaissance mutuelle des certificats d'étalonnage émis dans d'autres états sous accréditation selon les prescriptions de la norme ISO 17025.

En France, le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE) est le Laboratoire National de Métrologie. Ne couvrant pas tous les domaines de la métrologie notamment celui des rayonnements ionisants, il travaille notamment avec le CEA/LIST/LNE/LNHB, laboratoire primaire pour la dosimétrie et la radioactivité.

Comme on le comprend, les conditions *sine qua non* pour réaliser des étalonnages et assurer la traçabilité des mesures aux niveaux national et international sont de :

- Disposer de CMC ;
- Disposer d'une accréditation de type ISO 17025.

Cette dernière est délivrée par un organisme national qui vérifie le respect des spécifications de la norme 17025. En France, il s'agit du Comité Français d'Accréditation (COFRAC).

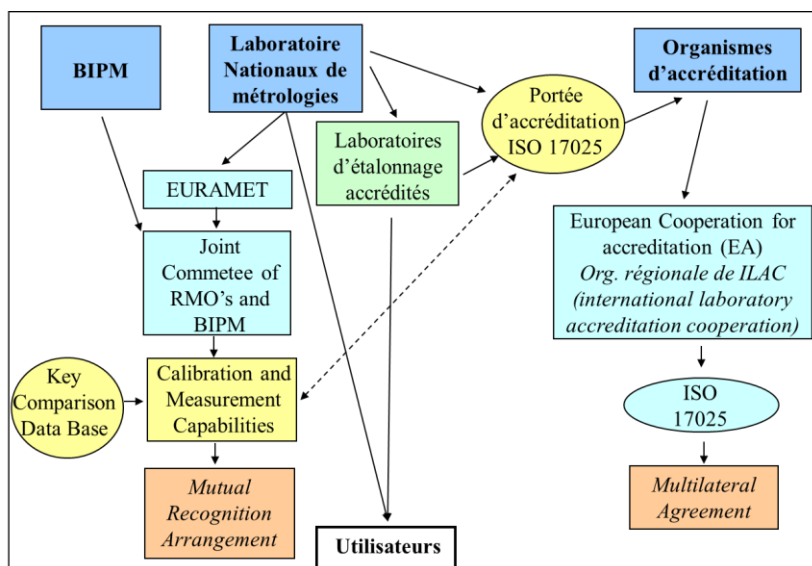
Les laboratoires nationaux de métrologie disposent de deux voies d'accréditation :

- L'accréditation par leurs pairs au sein d'un comité « qualité » où ils sont représentés ;
- L'accréditation par un organisme externe (ex : COFRAC en France).

Le LNH a choisi l'accréditation externe pour assurer l'indépendance des décisions d'accréditation vis-à-vis des organisations internationales et du BIPM. Il a choisi de développer des capacités d'étalonnage au plus proche des besoins des utilisateurs notamment pour la radiothérapie externe avec des étalonnages sur les accélérateurs linéaires médicaux.

Afin de s'assurer que l'accréditation est délivrée sur les mêmes critères dans tous les pays, les organismes nationaux d'accréditation comparent leurs méthodes d'accréditation au sein de comités régionaux (pour l'Europe EA pour « European cooperation for Accreditation ») rassemblée au niveau mondial par l'ILAC (International Laboratory Accreditation Cooperation), ce qui donne lieu à un accord multilatéral de reconnaissance des accréditations entre les états.

A un niveau national, la partie la plus visible de cette organisation pour les utilisateurs finaux est décrite au travers des portées d'accréditation éditées par les organismes d'accréditation sur leur site internet. Il convient donc d'aller sur ces sites dans les différents pays afin de savoir si telle ou telle catégories d'étalonnage est disponible. L'accord multilatéral d'accréditation et l'arrangement de reconnaissance mutuelle permettent l'équivalence des certificats d'étalonnage entre pays.



Synoptique du contexte national et international de la métrologie.

C'est au plus haut niveau politique international que cette organisation a été mise en place par la Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM), qui réunit environ tous les quatre ans les représentants des gouvernements du monde entier pour discuter et décider des questions relatives à l'infrastructure mondiale de la métrologie. C'est d'ailleurs lors de cette dernière réunion tenue en 2018 à Versailles qu'a été actée la révision du système international d'unités.