



HAL
open science

Développement d'un dosimètre diamant pour une mesure de la dose absorbée dans les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique.

Fanny Marsolat

► **To cite this version:**

Fanny Marsolat. Développement d'un dosimètre diamant pour une mesure de la dose absorbée dans les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique.. Médecine humaine et pathologie. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014. Français. NNT : 2014PA066004 . tel-00957871

HAL Id: tel-00957871

<https://theses.hal.science/tel-00957871>

Submitted on 11 Mar 2014

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Sciences mécaniques, acoustique, électronique et robotique

Présentée par

Mme Fanny MARSOLAT

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Domaine : Physique médicale

**Développement d'un Dosimètre Diamant
pour une Mesure de la Dose absorbée
dans les Mini-Faisceaux utilisés en
Radiothérapie Stéréotaxique**

soutenue le 10 Janvier 2014 devant le jury composé de :

FRANÇOIS Pascal	Physicien médical, HDR, Institut Curie	Rapporteur
GHEERAERT Etienne	Professeur des Universités, Institut Néel	Rapporteur
KREISLER Alain	Professeur émérite, UPMC	Examinateur
LISBONA Albert	Docteur en Physique, Institut de Cancérologie de l'Ouest	Examinateur
BERGONZO Philippe	Docteur en Physique, HDR, CEA-LIST	Directeur de thèse
TROMSON Dominique	Docteur en Physique, CEA-LIST	Encadrante
FERRAND Régis	Physicien médical, Institut Claudius Regaud	Invité

Table des matières

Remerciements	vii
Sigles et acronymes	ix
Introduction générale	1
I Dosimétrie des mini-faisceaux	5
I.1 Introduction	7
I.2 Radiothérapie stéréotaxique	7
I.2.1 Définition et historique	7
I.2.2 Accélérateurs linéaires à électrons pour la stéréotaxie	9
I.3 Caractérisation dosimétrique des faisceaux de radiothérapie externe	13
I.3.1 Définition des grandeurs dosimétriques de base	14
I.3.2 Dosimétrie absolue	20
I.3.3 Dosimétrie relative	21
I.4 Problématique de la dosimétrie des mini-faisceaux	24
I.4.1 Détecteurs commercialisés	24
I.4.2 Débit de référence en mini-faisceaux, formalisme IAEA	31
I.4.3 Facteur Ouverture Collimateur en mini-faisceaux	32
I.4.4 Rendement en profondeur en mini-faisceaux	38
I.4.5 Profil de dose en mini-faisceaux	40
I.5 Projet ANR DIADOMI	42
I.5.1 Contexte	42
I.5.2 Objectifs	43
I.5.3 Partenaires	43
I.5.4 Cahier des charges	45
I.6 Conclusions du chapitre	47
II Diamant monocristallin CVD pour la détection de rayonnement	49
II.1 Introduction	51
II.2 Interactions Rayonnement-Matière	51

II.2.1	Rayonnements indirectement ionisants	51
II.2.2	Rayonnements directement ionisants	56
II.3	Présentation générale du diamant pour la détection de rayonnement	61
II.3.1	Structure cristallographique	62
II.3.2	Classification	63
II.3.3	Matériau semi-conducteur à grand gap	63
II.4	Principe de fonctionnement du détecteur diamant	64
II.4.1	Configuration sandwich	64
II.4.2	Mobilité des porteurs	65
II.4.3	Durée de vie des porteurs, pièges, centres de recombinaison dans le diamant	67
II.4.4	Collecte des charges créées	69
II.4.5	Contact métal/semi-conducteur	71
II.5	Etat de l'art des dosimètres diamant	72
II.5.1	Diamant polycristallin CVD	73
II.5.2	Diamant monocristallin CVD	76
II.6	Conclusions du chapitre	82
 III Synthèse et caractérisation du diamant monocristallin CVD		83
III.1	Méthode de synthèse par dépôt chimique en phase vapeur	85
III.1.1	Principe général de la croissance par CVD	86
III.1.2	Réacteur de croissance CVD assisté par micro-onde	87
III.1.3	Substrat de croissance homoépitaxiale	89
III.1.4	Mécanisme simplifié de croissance	89
III.1.5	Finalisation de la croissance et traitement post-dépôt	90
III.2	Caractérisation optique de la qualité cristalline	91
III.2.1	Biréfringence et imagerie par lumière polarisée croisée	91
III.2.2	Microscopie électronique à balayage (MEB)	93
III.2.3	Spectroscopie Raman	95
III.3	Caractérisation électrique du diamant de synthèse	104
III.3.1	Préparation des échantillons	105
III.3.2	Mesures sous rayonnement α	105
III.3.3	Mesures sous rayonnement X de basse énergie	118
III.4	Conclusions du chapitre	126
 IV Développement d'un premier prototype de dosimètre diamant pour mini-faisceaux		127
IV.1	Simulations Monte Carlo pour le transport des particules	129
IV.1.1	Principe général	129

IV.1.2	Transport des photons	130
IV.1.3	Transport des électrons et positrons	131
IV.1.4	Code PENELOPE	131
IV.1.5	Génération de fichiers d'espace des phases (PSF)	134
IV.1.6	Matériau diamant dans le code PENELOPE	136
IV.2	Choix des matériaux du détecteur diamant	137
IV.2.1	Présentation des différents éléments du détecteur	137
IV.2.2	Matériaux des électrodes	139
IV.2.3	Résine conductrice	141
IV.2.4	Soudures	142
IV.2.5	Câble triaxial	143
IV.2.6	Matériaux d'encapsulation	144
IV.2.7	Présentation du premier prototype	146
IV.3	Tests en conditions cliniques	147
IV.3.1	Comportement du dosimètre en champ standard	149
IV.3.2	Comportement du dosimètre en mini-faisceaux	158
IV.4	Conclusions du chapitre	170
V	Optimisation du dosimètre diamant	173
V.1	Création de nouveaux fichiers d'espace des phases (PSF)	175
V.1.1	Spectres en énergie dans l'air	175
V.1.2	Spectres en énergie dans l'eau	177
V.2	Etude des dimensions du diamant	179
V.2.1	Cas d'une géométrie simple : sphère de diamant	179
V.2.2	Etude de la géométrie réelle du diamant	186
V.3	Etude des dimensions de l'encapsulation	194
V.3.1	Influence sur la mesure de FOC	195
V.3.2	Influence sur la mesure de rendement en profondeur	198
V.3.3	Influence sur la dépendance en énergie	200
V.4	Etude des contacts électriques	201
V.4.1	Optimisation des dimensions des électrodes	201
V.4.2	Optimisation du matériau des électrodes	208
V.5	Conclusions du chapitre	218
VI	Validation de la géométrie du prototype de dosimètre diamant : Mesures en conditions cliniques.	221
VI.1	Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en champ standard	223
VI.1.1	Caractéristiques I(V) et I(t)	225

VI.1.2 Répétabilité, sensibilité, efficacité de collecte des charges et rapport signal sur bruit	228
VI.1.3 Dépendance de la réponse avec la dose, le débit et l'énergie	230
VI.1.4 Stabilité à moyen terme	234
VI.1.5 Dépendance angulaire	236
VI.1.6 Profils de dose	239
VI.1.7 Conclusions des mesures en champ standard	240
VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en condi- tions stéréotaxiques	243
VI.2.1 Accélérateur linéaire Varian 2100 C muni d'un mMLC m3 (Hôpital de la Pitié Salpêtrière, Paris)	243
VI.2.2 Accélérateur CyberKnife (ICL Alexis Vautrin, Nancy)	252
VI.2.3 Accélérateur Novalis (ICO René Gauducheau, Nantes)	259
VI.2.4 Accélérateur Synergy Elekta équipé du MLC Agility (CLCC Léon Bérard, Lyon)	262
VI.3 Conclusions du chapitre	264
 Conclusion générale	 267
 Bibliographie	 271

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Mehdi Gmar et Laurent Disdier pour m'avoir accueillie au sein du Département Métrologie, Instrumentation et Information du CEA-LIST.

Je tiens ensuite à remercier tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux de thèse. Tout d'abord, merci à Monsieur Alain Kreisler pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury. Je remercie ensuite Messieurs Pascal François et Etienne Gheeraert pour leur lecture attentive de mon manuscrit. Je remercie également Messieurs Albert Lisbona et Régis Ferrand d'avoir accepté d'être membres de ce jury. Je tiens à remercier plus particulièrement Phillipe Bergonzo pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire (LCD) et pour avoir suivi mes travaux pendant ces 3 années. Je le remercie également pour m'avoir donné l'opportunité de participer à de nombreuses conférences et formations, ainsi que pour les différents conseils donnés au cours de la rédaction de mon manuscrit. Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude à Dominique Tromson pour avoir encadré cette thèse. Je la remercie pour sa grande disponibilité au cours de ces 3 années, pour la confiance qu'elle m'a accordée, pour m'avoir accompagnée pendant toutes ces nuits de mesures dans les hôpitaux, pour tous ses excellents conseils et ses remarques qui ont grandement contribué à améliorer la qualité de ce travail. Merci à Dominique pour ses encouragements, sa gentillesse et sa bonne humeur.

Mes remerciements vont également à tous mes collègues du Laboratoire Capteurs Diamant, avec qui j'ai beaucoup apprécié partager les pauses café et toutes les discussions diverses et variées qu'on pouvait avoir. Je remercie notamment Sam et Bertrand pour leurs blagues et leur bonne humeur, mais surtout pour cet accueil mémorable dans leur bureau au début de ma thèse. Un grand merci à Christine pour son immense soutien pendant ces 3 années. Merci à Michal pour m'avoir initiée aux mesures de détection sous particules α . Je tiens à remercier plus particulièrement Nico T. pour son aide précieuse qu'il m'a apportée grâce à sa grande connaissance du matériau diamant. Je le remercie pour sa gentillesse, pour avoir participé à de nombreuses soirées de mesures dans les hôpitaux et pour tous ses conseils indispensables au cours de la rédaction de mon manuscrit. Je n'oublie évidemment pas mes amis thésards et post-doc du LCD. Merci notamment à Claire pour son amitié, sa bonne humeur et les différentes sorties organisées entre collègues. Un grand merci à

ma chère Raafa pour les dégustations de macarons, d'excellents fromages, de tiramisu et de tant d'autres choses. Je remercie nos 2 Benoît pour les fous rires au Bombardier, mais surtout pour leurs conseils précieux en LaTeX. Merci à Nico V. avec qui j'ai apprécié partager la dernière ligne droite de cette thèse pour se soutenir dans les moments difficiles.

A présent, je tiens à remercier mes amis et collègues du Laboratoire Modélisation et Simulation des Systèmes, où j'ai passé une partie de ma thèse. Je remercie tout d'abord Bénédicte Poumarède pour m'avoir accueillie dans son laboratoire. Merci à Mathieu, Rachel, Juan, David, Isabelle et mon cher Igor pour ces longues soirées passées chez les uns et chez les autres. Je remercie aussi Delphine pour ses conseils qui m'ont permis de faire avancer le travail de simulations de cette thèse. Merci encore à Mathieu pour son aide au cours de la rédaction de mon manuscrit. Enfin, un grand merci à nouveau à Juan pour sa patience quand PENELOPE devenait capricieuse.

Enfin, je remercie les différentes personnes participant au projet DIADOMI et notamment Régis Hugon pour son travail exceptionnel en tant que coordinateur du projet. Je remercie Maiwenn Le Roy, Aimé Ostrowsky et Fabien Moignau du LNHB avec qui j'ai eu un réel plaisir à travailler. Je remercie également Christelle Huet et Céline Bassinet de l'IRSN pour les différents échanges que nous avons eus pendant ces 3 ans. Je remercie tous les physiciens médicaux du projet pour leur accueil dans leur centre respectif. Je remercie plus particulièrement Catherine Jenny, Gilbert Boisserie et Michel Chea de l'Hôpital de la Pitié Salpêtrière, ainsi que leurs étudiants en DQPRM, pour leur très grande motivation et les nombreuses nuits de mesures que nous avons pu réaliser dans leur service.

Pour terminer, je tiens à remercier tous mes proches qui m'ont soutenue et accompagnée pendant ces longues études. Merci à Maxime pour les souvenirs. Merci à mes amis qui me suivent depuis la prépa : Galou, Vaness, Cam, Jack, Jean-Phi, Bubu, Thos, les Trollet, Gerard's Family. Merci à Romain et Julie pour nos discussions pendant le TOP devant l'accélérateur. Merci à Mika pour les dégustations de vin, à Aline et Jerem pour les activités sportives idéales pour se détendre. Merci à Lily pour les fous rires pendant les cours de piano à Stockholm. Je remercie également Ariel qui m'a énormément soutenue pour la dernière ligne droite difficile de cette thèse, merci à lui pour tous les bons moments passés à Grenoble. Je remercie plus particulièrement Emilie, Thibault, Laurie et Céline pour leur amitié, leur soutien et leurs encouragements dans les moments difficiles. Merci à eux d'avoir toujours été présents. Pour terminer, ma reconnaissance va à mes parents et à ma soeur Céline, pour leur écoute et leur soutien qui m'ont été indispensables pendant toutes ces années.

Sigles et acronymes

AAPM : American Association of Physicists in Medicine
AFSSAPS : Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé
ANSM : Agence Nationale de Sécurité du Médicament et des produits de santé
ANR : Agence Nationale de la Recherche
ASN : Autorité de Sûreté Nucléaire
APHP : Assistance Publique - Hôpitaux de Paris
CCD : Charge-Coupled Device
CCE : Charge Collection Efficiency
CEA : Commissariat à l’Energie Atomique et aux énergies alternatives
CFC : Cubique à Faces Centrées
CNRS : Centre National de la Recherche Scientifique
CSDA : Continuous Slowing Down Approximation
CVD : Chemical Vapor Deposition
DIADOMI : Dosimètre DIAMant pour la mesure de la DOse en MIni-faisceaux
DIFFABS : DIFFraction and ABSorption for material sciences
DSD : Distance Source-Détecteur
DSP : Distance Source-Peau
E6 : Element Six
EGS : Electron Gamma Shower
ESTRO : European Society for Therapeutic Radiology and Oncology
EVAP : EVAPorateur à bombardement électronique
FOC : Facteur Ouverture Collimateur
FWHM : Full Width of Half Maximum
GE : General Electric
GEANT4 : GEometry ANd Tracking
GEMaC : Groupe d’Etude de la Matière Condensée
HPHT : High Pressure High Temperature
IAEA : International Atomic Energy Agency
ICL : Institut de Cancérologie de Lorraine
ICO : Institut de Cancérologie de l’Ouest

ICRU : International Commission on Radiation Units and Measurements
IRSN : Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
ITO : Indium Tin Oxyde
KERMA : Kinetic Energy Released per unit MAass
LCD : Laboratoire Capteurs Diamant
LEE : Lateral Electronic Equilibrium
LGEP : Laboratoire de Génie Electrique de Paris
LIST : Laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies
LM2S : Laboratoire de Modélisation et Simulation des Systèmes
LNHB : Laboratoire National Henri Becquerel
LURE : Laboratoire d'Utilisation du Rayonnement Électromagnétique
MAV : Malformation Artério-Veineuse
MC : Monte Carlo
MCNPx : Monte Carlo N-Particle eXtended
MEB : Microscope Electronique à Balayage
MLC : Multi-Leaf Collimator
MMA : Methyl MethAcrylate
mMLC : micro Multi-Leaf Collimator
PENELOPE : PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons
PBnMA : Poly Benzyl MethAcrylate
PDMS : PolyDiMethylSiloxane
PMMA : Poly Methyl MethAcrylate
PSF : Phase Space File
PVD : Physical Vapor Deposition
RCMI : Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité
RTM : Rapport Tissu Maximal
SCDDo : Single Crystal Diamond Dosimeter
SOLEIL : Source Optimisée de Lumière d'Énergie Intermédiaire du LURE
TLD : ThermoLuminescent Detector
TOF : Time Of Flight
TPR : Tissue Phantom Ratio
TPS : Treatment Planning System
UM : Unité Moniteur

Introduction générale

Avec 365 500 nouveaux cas et 147 500 décès par an en France, le cancer reste un problème majeur de santé publique. En France, cette maladie est la première cause de mortalité chez l'homme (33 % des décès) et la deuxième chez la femme (24 % des décès) [1]. Malheureusement, ces chiffres ne cessent d'augmenter et on estime à plus de 22 millions les nouveaux cas de cancer chaque année dans le monde en 2030, contre 12,7 millions en 2008 [2].

La radiothérapie, utilisée seule ou combinée à la chirurgie et à la chimiothérapie, reste l'une des techniques de base pour le traitement du cancer. Actuellement, elle concerne environ 20 % des patients pris en charge pour le traitement de leur cancer en France [3]. Les techniques de radiothérapie ne cessent d'évoluer, notamment grâce aux progrès de la robotique, de l'informatique et de l'imagerie. Désormais, la radiothérapie conformationnelle 3D est la technique standard de radiothérapie permettant de faire correspondre au maximum le volume tumoral au volume irradié, en épargnant le plus possible les tissus sains avoisinants.

Une nouvelle technique de haute précision basée sur l'utilisation de mini-faisceaux de photons convergents permettant d'irradier à haute dose de très petits volumes s'est développée à la fin du 20^{ème} siècle. Cette technique dite de radiothérapie stéréotaxique est actuellement utilisée pour le traitement de tumeurs bénignes ou malignes de petites dimensions, mais également pour le traitement des anomalies vasculaires ou fonctionnelles très localisées. Il s'agit d'une bonne alternative de traitement pour les lésions inaccessibles chirurgicalement du fait de leur profondeur et/ou de leur situation en zones fonctionnelles. L'utilisation de faisceaux de petites dimensions permet alors une meilleure protection des tissus sains avoisinants.

L'utilisation de cette technique de radiothérapie stéréotaxique ne cesse d'évoluer en France et on estime que plus de 20 % des centres de radiothérapie disposent désormais de ce type de traitement [3]. L'efficacité clinique de cette technique est prouvée et n'est pas remise en cause, mais la radiothérapie stéréotaxique comporte des risques critiques importants liés notamment à la caractérisation dosimétrique des mini-faisceaux. En effet, il n'existe pas actuellement de dosimètre véritablement approprié permettant de réaliser cette mesure [4]. Un accident de radiothérapie stéréotaxique a eu lieu en 2007 au CHU

de Toulouse du fait de l'utilisation d'un dosimètre ne présentant pas les bonnes caractéristiques pour la mesure de dose en mini-faisceaux. Cela a conduit à un sur-dosage chez 145 malades traités par radiothérapie stéréotaxique intracrânienne dans ce centre [5].

Dans cette thèse, nous proposons un nouveau détecteur pour la mesure de la dose absorbée dans les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique. Ce détecteur sera réalisé à partir de diamant monocristallin synthétique, présentant de nombreux avantages pour cette application. Le développement de premiers prototypes de dosimètre diamant, son évolution par la compréhension des phénomènes physiques des mini-faisceaux, ainsi que les mesures réalisées en conditions cliniques avec le prototype optimisé seront présentés en six chapitres.

Un **premier chapitre** permet de présenter la problématique rencontrée pour la caractérisation des mini-faisceaux de photons, avec les détecteurs du commerce. Ce chapitre permet d'expliquer le fait qu'actuellement il n'existe aucun dosimètre véritablement approprié pour ce type de mesures. Les phénomènes physiques rencontrés avec les mini-faisceaux et influençant la mesure de la dose par les différents détecteurs seront présentés dans ce chapitre. Ceci mènera à la définition d'un cahier des charges que devra respecter le dosimètre diamant.

Dans un **second chapitre**, après avoir présenté le diamant de synthèse et ses propriétés pour la détection de rayonnements, le principe de fonctionnement du détecteur diamant comme chambre d'ionisation solide sera détaillé. Ce chapitre présentera également un état de l'art de ce type de détecteurs réalisés à partir de diamant synthétique pour la radiothérapie.

Le **troisième chapitre** est consacré à la caractérisation de différents échantillons de diamant monocristallin synthétique, par des techniques optiques et électriques. L'étude réalisée dans ce chapitre a pour objectif de montrer l'influence de la qualité cristalline sur la réponse du détecteur.

Le **quatrième chapitre** est dédié au développement de premiers prototypes de dosimètre diamant pour la mesure de dose en mini-faisceaux. L'utilisation des simulations Monte Carlo permet de choisir les différents matériaux qui constituent le dosimètre, de manière à ne pas perturber les interactions du rayonnement incident dans le détecteur. Les résultats des mesures réalisées avec ces premiers prototypes en conditions cliniques, à la fois en champ standard et en mini-faisceaux, seront présentés dans ce chapitre.

Dans un **cinquième chapitre** seront présentées les différentes étapes d'optimisation du détecteur, permettant d'améliorer les résultats obtenus dans le quatrième chapitre. La méthode utilisée fait intervenir en parallèle des résultats de simulations Monte Carlo et des mesures en conditions cliniques.

Le **sixième chapitre** présentera les résultats des mesures réalisées en conditions cliniques avec les nouveaux prototypes de dosimètre diamant optimisés d'après le travail réalisé dans le cinquième chapitre. La comparaison avec différents détecteurs du com-

merce effectuée sur plusieurs installations de radiothérapie stéréotaxique nous permettra de conclure sur ces résultats.

Chapitre I

Dosimétrie des mini-faisceaux

Sommaire

I.1	Introduction	7
I.2	Radiothérapie stéréotaxique	7
I.2.1	Définition et historique	7
I.2.2	Accélérateurs linéaires à électrons pour la stéréotaxie	9
I.2.2.1	Accélérateur classique avec collimateur micromultilames ou cylindrique additionnel	9
I.2.2.2	Accélérateur équipé d'un collimateur multilames compatible avec la radiothérapie stéréotaxique	11
I.2.2.3	Accélérateur robotisé CyberKnife (Accuray)	12
I.3	Caractérisation dosimétrique des faisceaux de radiothérapie externe	13
I.3.1	Définition des grandeurs dosimétriques de base	14
I.3.1.1	Fluence particulaire et fluence énergétique	14
I.3.1.2	KERMA et dose absorbée	14
I.3.1.3	Relation entre les différentes grandeurs dosimétriques	16
I.3.2	Dosimétrie absolue	20
I.3.3	Dosimétrie relative	21
I.4	Problématique de la dosimétrie des mini-faisceaux	24
I.4.1	Détecteurs commercialisés	24
I.4.1.1	Dosimètres actifs	24
I.4.1.2	Dosimètres passifs	28
I.4.2	Débit de référence en mini-faisceaux, formalisme IAEA	31
I.4.3	Facteur Ouverture Collimateur en mini-faisceaux	32
I.4.3.1	Manque d'équilibre électronique latéral et détecteur non équivalent-eau	32

I.4.3.2	Dimensions du volume sensible du détecteur	37
I.4.4	Rendement en profondeur en mini-faisceaux	38
I.4.4.1	Modification du spectre en énergie et détecteur non équivalent-eau	38
I.4.4.2	Dimensions du volume sensible du détecteur	39
I.4.4.3	Mauvais positionnement du détecteur	40
I.4.5	Profil de dose en mini-faisceaux	40
I.4.5.1	Dimensions du volume sensible du détecteur	40
I.4.5.2	Dépendance angulaire de la réponse du détecteur . . .	41
I.4.5.3	Détecteur non équivalent-eau	42
I.5	Projet ANR DIADOMI	42
I.5.1	Contexte	42
I.5.2	Objectifs	43
I.5.3	Partenaires	43
I.5.4	Cahier des charges	45
I.6	Conclusions du chapitre	47

I.1 Introduction

Ce premier chapitre est consacré à la présentation des différentes techniques de dosimétrie des mini-faisceaux ainsi que de la problématique associée.

Les mini-faisceaux sont notamment utilisés dans le traitement de lésions de petites dimensions par la technique de radiothérapie stéréotaxique. Cette technique consiste à délivrer une forte dose au volume cible, en épargnant au maximum les tissus sains avoisinants. Elle sera présentée en détails dans la première partie de ce chapitre. Les différentes machines qui permettent de réaliser ces types de traitement par radiothérapie stéréotaxique seront ensuite présentées.

Après avoir défini les paramètres dosimétriques permettant de caractériser un faisceau de radiothérapie conventionnelle, le cas des mini-faisceaux sera ensuite expliqué en détails. Pour cela, les différents détecteurs commercialisés seront décrits et notamment les problèmes qu'ils peuvent présenter en mini-faisceaux.

Enfin, le projet de recherche ANR TecSan nommé DIADOMI (développement d'un dosimètre DIAMant pour la mesure de la DOse en MIni-faisceaux), dans le cadre duquel ce travail de thèse s'inscrit, sera présenté dans une dernière partie. Les objectifs de ce projet seront exposés ainsi que la définition des critères que devra respecter le dosimètre diamant développé au cours de ce travail de thèse.

I.2 Radiothérapie stéréotaxique

I.2.1 Définition et historique

La radiothérapie stéréotaxique est une technique de radiothérapie externe de haute précision permettant de traiter des volumes cibles de petites dimensions en délivrant une très forte dose à l'aide d'une multitude de mini-faisceaux convergents (diamètre pour un champ circulaire ou côté pour un champ carré inférieur à 3 cm). Ce type de traitement peut être utilisé pour traiter des malformations artério-veineuses (MAV), des tumeurs bénignes (schwannomes vestibulaires, méningiomes) ou malignes (métastases), ainsi que des dysfonctionnements cérébraux (névralgie du trijumeau).

Le mot stéréotaxie provient du grec « stereos » qui signifie « trois dimensions » et de « taxus » qui signifie « arrangement ». La radiothérapie stéréotaxique est donc basée sur des techniques propres à la neurochirurgie qui permettent le repérage en 3D de la lésion à traiter, dans le but d'améliorer la précision du traitement et d'épargner le plus possible les tissus sains environnants. Pour cela, un cadre de stéréotaxie va être fixé précisément sur le patient définissant ainsi l'origine et les trois axes du repère. Les coordonnées de la cible à atteindre sont alors définies dans ce repère grâce à des images radiologiques.

A l'origine, la radiothérapie stéréotaxique moins invasive que la neurochirurgie concer-

nait uniquement les lésions situées dans le crâne, difficilement accessibles chirurgicalement du fait de leur profondeur ou de leur situation proche de zones fonctionnelles. Cette radiothérapie intracrânienne est facilitée par le fait que le cerveau est immobile et la boîte crânienne rigide. Avec les progrès technologiques de l'imagerie et de la robotique, ce type de traitement s'est récemment élargi aux autres régions du corps, y compris aux lésions pulmonaires qui sont en mouvement du fait de la respiration du patient ; on parle alors de stéréotaxie extracrânienne [6] [7].

Au cours d'un traitement de radiothérapie stéréotaxique, la dose peut être délivrée à la lésion en une séance unique pour obtenir les effets radiobiologiques souhaités entraînant la destruction complète de la cible, sans atteinte significative des tissus adjacents ; on parle alors de radiochirurgie stéréotaxique. Ceci nécessite généralement la pose d'un cadre de stéréotaxie invasif fixé au crâne du patient, sous anesthésie locale, pour une précision sub-millimétrique. La radiothérapie stéréotaxique fractionnée s'est ensuite développée, dans le cas où les lésions à traiter sont trop étendues et donc où le risque de toxicité aux tissus sains avoisinants est trop élevé, de même que dans le cas où les lésions se trouvent dans des structures hautement fonctionnelles comme les nerfs optiques [8]. Le fractionnement de la dose délivrée en plusieurs séances permet alors aux tissus sains de se régénérer entre deux séances, du fait de leur radiosensibilité différente de celles des tissus tumoraux. La radiothérapie stéréotaxique fractionnée est réalisable grâce à un système de contention non invasif et facilement repositionnable avec les systèmes d'imagerie, permettant de maintenir une précision élevée.

Le premier appareil dédié à la radiochirurgie, le Gamma Knife, fit son apparition dans les années 1950-1960 grâce aux travaux entrepris par le neurochirurgien suédois Lars Leksell. Ce système Gamma Knife, encore actuellement utilisé pour la radiothérapie stéréotaxique intracrânienne (Figure I.1), est constitué de 201 sources de ^{60}Co émettant des photons gammas d'une énergie de 1,17 MeV et 1,33 MeV. Les faisceaux de photons émis se concentrent en un point cible qui est le centre de la lésion à traiter.

Au début des années 1980, les accélérateurs linéaires ont été utilisés pour la première fois pour un traitement de radiochirurgie grâce à des collimateurs circulaires amovibles de diamètre inférieur à 3 cm. En France, les premières radiochirurgies ont été effectuées avec un accélérateur linéaire en 1986 à l'hôpital Tenon sous la responsabilité de Professeur Schlienger [9]. L'équipe de Tenon utilisait alors le siège développé par le Professeur Betti, auquel était fixé le cadre de stéréotaxie de Talairach, fixé lui-même au patient en position assise pour le traitement.

Au cours des années 2000, de nombreux accélérateurs linéaires dédiés à la stéréotaxie se sont développés ; ces différentes machines, qui sont celles utilisées actuellement pour la radiothérapie stéréotaxique, en plus du système Gamma Knife, sont décrites dans le paragraphe suivant. Ces accélérateurs sont ceux qui seront utilisés au cours de ce travail de thèse. Par la suite, les tailles de champs sont toujours définies à l'isocentre de ces

machines, c'est-à-dire à 100 cm de la source, à l'exception de l'accélérateur CyberKnife qui ne présente pas d'isocentre. Pour ce dernier accélérateur, les tailles de champs sont définies à 80 cm de la source.



FIGURE I.1 – Système Leksell Gamma Knife Perfexion (Elekta, Stockholm, Suède).

I.2.2 Accélérateurs linéaires à électrons pour la stéréotaxie

I.2.2.1 Accélérateur classique avec collimateur micromultilames ou cylindrique additionnel

Un accélérateur linéaire à électrons utilisé en radiothérapie produit soit des faisceaux d'électrons (traitement de tumeurs superficielles) soit des faisceaux de photons X (traitement de tumeurs plus profondes). En radiothérapie stéréotaxique, seuls les faisceaux de photons sont utilisés.

Dans un accélérateur linéaire classique, les électrons sont tout d'abord produits dans le canon à électrons par effet thermoélectrique en chauffant la cathode (filament en tungstène). Ces électrons sont ensuite accélérés dans la section accélératrice maintenue sous vide, grâce à une onde électromagnétique radio-fréquence générée par un magnétron ou un klystron. Les électrons atteignent alors des énergies généralement comprises entre 4 MeV et 25 MeV. Ils sont émis à la sortie de la section accélératrice en paquets ou « pulses ». Avec un accélérateur linéaire, les faisceaux d'irradiation seront donc des faisceaux pulsés contrairement aux sources de ^{60}Co du Gamma Knife dont l'émission radioactive est continue.

Le faisceau d'électrons accélérés va être ensuite dirigé et focalisé sur une cible généralement en tungstène. Dans le cas où la section accélératrice est trop longue pour être alignée sur la cible, des bobines magnétiques de déviation sont nécessaires pour diriger le faisceau sur cette dernière. Les électrons sont alors ralentis dans la cible et des photons de haute énergie sont émis par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Le spectre en énergie des photons qui en résulte est un spectre continu compris entre 0 eV et l'énergie maximale

des électrons incidents, c'est-à-dire entre 0 eV et la valeur de la tension d'accélération des électrons. Ainsi, dans le domaine de la radiothérapie, l'énergie d'un faisceau de photons est donnée en MV. Par exemple, pour un faisceau de photons de 6 MV, le spectre s'étend de 0 à 6 MeV, 6 MV étant la tension d'accélération du faisceau d'électrons.

Dans les accélérateurs linéaires classiques, le faisceau de photons traverse ensuite un filtre égalisateur qui permet d'obtenir un profil de dose homogène à une profondeur de référence dans l'eau pour une taille de champ donnée. Le dernier accélérateur True Beam STX commercialisé par les sociétés Varian (USA) et Brainlab (Allemagne) ne présente pas de filtre égalisateur de manière à augmenter l'intensité du faisceau et donc les débits de dose, ce qui permet de réduire les temps de traitements [10].

Le faisceau traverse ensuite un système de monitoring, constitué de plusieurs chambres d'ionisation à transmission, étalonnées en Unités Moniteur (UM), permettant le contrôle du débit de dose, de la symétrie et de l'homogénéité du faisceau.

La forme du faisceau est ensuite définie par un système de collimation : le collimateur primaire permet de définir le plus grand champ disponible, puis une paire de mâchoires définit des champs d'irradiation rectangulaires de dimensions ajustables. Enfin, la plupart des accélérateurs actuels possède un collimateur multi-lames (MLC) permettant de réaliser des champs d'irradiation complexes pour une radiothérapie conformationnelle des lésions. Cependant, au début de la radiothérapie stéréotaxique, ces MLC n'étaient pas adaptés à ce type de traitement de haute précision, du fait de la largeur des lames trop importante et surtout de la précision insuffisante sur le positionnement des lames (1 mm). Des collimateurs additionnels, solidaires de la tête de l'accélérateur, se sont donc développés pour réaliser ces traitements : des collimateurs cylindriques ou des MLC adaptés à la radiothérapie stéréotaxique tels que les micro-collimateurs multilames (mMLC) de type m3 développés par la société Brainlab (Figure 1.2). Le mMLC m3 présente des lames de largeur variable : 14 paires de lames de 3 mm au centre pour une conformation maximale des petites cibles, puis 6 paires de 4,5 mm et 6 paires de 5,5 mm en périphérie. Les valeurs de largeurs de lames sont données à l'isocentre, c'est-à-dire à 100 cm de la source de photons. Ce mMLC peut définir un champ carré maximal de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à l'isocentre. Les pénombres obtenues avec ce type de lames sont très faibles afin d'épargner au maximum les tissus sains avoisinants ($< 2,5 \text{ mm}$ [11]). Enfin, d'après les spécifications données par le constructeur, ce mMLC présente une haute précision sur le positionnement des lames de 0,2 mm, indispensable pour la radiochirurgie stéréotaxique.

L'utilisation de collimateurs additionnels pour la radiothérapie stéréotaxique présente l'avantage de disposer d'un accélérateur linéaire classique disponible pour tous les traitements de radiothérapie, de la conformationnelle 3D classique à la radiochirurgie, pour toutes les localisations. Un premier inconvénient de ce système est le temps d'installation du collimateur additionnel qui n'excède cependant pas 10 minutes pour le mMLC m3. Un second inconvénient du mMLC concerne les contrôles de centrage de celui-ci à chaque

mise en place.

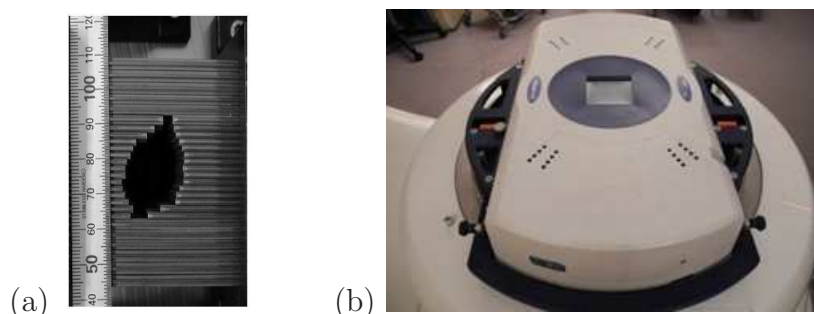


FIGURE I.2 – (a) : Lames de différentes largeurs du mMLC m3 de Brainlab, d'après [12]. (b) : mMLC m3 fixé sur un accélérateur Varian de hôpital de la Pitié Salpêtrière, à Paris.

I.2.2.2 Accélérateur équipé d'un collimateur multilames compatible avec la radiothérapie stéréotaxique

L'utilisation d'un accélérateur dédié à la radiothérapie stéréotaxique avec un MLC adapté directement intégré dans la tête de l'accélérateur permet d'éviter les multiples installations et désinstallations du MLC. De plus, cela permet d'éviter au maximum les risques de collisions avec le patient du fait de l'encombrement réduit du système de traitement.

Le collimateur m3 de Brainlab a ainsi été intégré sur les machines Novalis (Figure I.3). Les lames de petites dimensions permettent une très bonne conformation aux volumes cibles, cependant son champ maximal de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ne permet pas de traiter des localisations classiques de radiothérapie externe. Aujourd'hui, le Novalis TX présente un nouveau collimateur (HD-120) qui permet de traiter des volumes cibles de petites dimensions en conditions stéréotaxiques grâce à des lames centrales de 2,5 mm à l'isocentre. Il permet également d'élargir les localisations traitées grâce à des lames de 5 mm situées en périphérie du MLC, donnant lieu à un champ d'irradiation maximal de $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

Aujourd'hui, d'autres accélérateurs tels que le TrueBeam STX (Brainlab/Varian) et le Synergy (Elekta) permettent de réaliser des traitements à la fois de radiochirurgie et d'autres localisations de radiothérapie externe. En effet, le dernier MLC développé par Elekta (Agility) que l'on retrouve sur l'accélérateur Synergy permet d'obtenir un champ maximal de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ avec des lames de 5 mm à l'isocentre, mais avec une précision sur le positionnement des lames de seulement 1 mm à l'isocentre. Toutes ces récentes machines possèdent également des systèmes performants de vérification du positionnement du patient, disponibles grâce aux avancées dans le domaine de l'imagerie et de l'optique, tels que le système ExacTrac X-ray 6D de l'accélérateur Novalis, qui rendent désormais possibles les traitements de radiochirurgie sans cadre invasif [13] [14] [15].

Le système ExacTrac X-ray 6D est composé d'un système de positionnement infrarouge

(ExacTrac) et de deux tubes à rayons X (X-ray 6D). Les images RX de haute qualité des structures internes et des organes, permettent une mise en place du volume cible extrêmement précise par rapport à la position planifiée de l'isocentre, grâce aux mouvements de la table à 6 degrés de liberté. Ce système ExacTrac X-ray 6D permet aussi de réaliser du « gating » pour le traitement des lésions mobiles de l'abdomen [16]. La caméra infrarouge permet de suivre les marqueurs externes positionnés sur l'abdomen du patient et un modèle du cycle respiratoire est créé. Ce modèle doit être en accord avec les images 2D réalisées par rayons X en temps réel. L'irradiation est alors réalisée pendant des périodes précises du cycle respiratoire, lorsque la lésion mobile est positionnée dans le faisceau de photons. Cette technique permet de réduire de façon significative les marges autour du volume cible et ainsi épargner une plus grande partie des tissus sains.



FIGURE I.3 – Accélérateur Novalis dédié à la radiothérapie stéréotaxique, muni du système ExacTrac X-ray 6D pour un positionnement précis du patient.

I.2.2.3 Accélérateur robotisé CyberKnife (Accuray)

Le CyberKnife est un système de radiochirurgie ou de radiothérapie stéréotaxique fractionnée. Ce système est basé sur un accélérateur linéaire miniaturisé, produisant un faisceau de photons de 6 MV, monté sur un bras robotisé de grande mobilité (6 degrés de liberté) présenté sur la Figure I.4. Il existe 1200 positions de traitement possibles grâce à ce bras robotisé, avec une précision du positionnement de l'ordre de 0,7 mm [17]. Un système d'imagerie associé permet de réduire cette incertitude sur le positionnement du bras [18]. Le CyberKnife présente la particularité de ne pas avoir de filtre égalisateur. Les champs sont définis par des collimateurs circulaires permettant d'avoir des faisceaux de photons de 5 mm à 60 mm de diamètre, à 80 cm de la source. Récemment, Accuray a développé un collimateur à ouverture variable appelé IRIS, qui permet de réaliser des traitements plus conformationnels et de réduire de près de la moitié la durée du traitement par rapport aux traitements avec les collimateurs circulaires. En effet, l'utilisation du collimateur IRIS

permet d'éviter les changements de collimateurs circulaires qui peuvent être fréquents au cours d'une séance, puisque plus de 150 faisceaux peuvent être délivrés par séance.

Le CyberKnife possède le même type de système d'imagerie 2D que l'accélérateur Novalis. Celui-ci nommé Synchrony permet le positionnement précis du patient avant le traitement ainsi que le suivi en temps réel de la cible pendant le traitement. Au lieu d'utiliser une immobilisation rigide du patient avec un cadre stéréotaxique, le CyberKnife suit et corrige en temps réel les mouvements de la tumeur, ce qui permet d'étendre les traitements aux tumeurs extracrâniennes soumises notamment aux mouvements respiratoires. On parle alors de « tracking » : la comparaison entre la position réelle du patient et la position planifiée entraîne non pas une correction sur la position de la cible, mais sur la position du bras robotisé.



FIGURE I.4 – Accélérateur CyberKnife de l'Institut de Cancérologie de Lorraine Alexis Vautrin (Nancy), muni de collimateurs circulaires permettant d'obtenir des faisceaux de 5 mm à 60 mm de diamètre.

I.3 Caractérisation dosimétrique des faisceaux de radiothérapie externe

Les faisceaux de particules ionisantes (photons ou électrons) utilisés en radiothérapie externe déposent leur énergie dans les tissus traversés, selon des phénomènes physiques qui seront décrits dans le Chapitre 2. En fonction de la quantité d'énergie absorbée par la matière, celle-ci peut entraîner des effets biologiques plus ou moins importants sur les tissus sains ainsi que sur les tissus tumoraux. L'objectif de la dosimétrie est de déterminer cette quantité d'énergie déposée par ces rayonnements.

Toutes les mesures réalisées en dosimétrie absolue ou relative sont des données requises par les systèmes de planification de traitement ou TPS (Treatment Planning System) pour pouvoir réaliser le calcul de dose avant le traitement.

Du fait de son importance dans la composition des tissus humains, l'eau est le milieu de mesure recommandé par les protocoles de dosimétrie tels que les protocoles IAEA 398 [19] et AAPM TG-51 [20]. L'objectif de la dosimétrie est de déterminer la dose absorbée dans l'eau. Par conséquent, les mesures de ce travail de thèse sont réalisées dans l'eau.

Dans cette partie sont tout d'abord définies les principales grandeurs dosimétriques dont la connaissance est indispensable pour la compréhension des phénomènes physiques en mini-faisceaux. Enfin, les principes de dosimétrie absolue et relative qui permettent de caractériser les faisceaux de radiothérapie externe conventionnelle sont également présentés.

I.3.1 Définition des grandeurs dosimétriques de base

I.3.1.1 Fluence particulaire et fluence énergétique

La fluence des particules Φ en un point P est une première notion permettant de caractériser un faisceau de particules mono-énergétiques. Elle est définie à partir du nombre de particules dN pénétrant dans une sphère élémentaire de centre P et dont l'aire du plan diamétral est dS :

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \quad (\text{I.1})$$

Cette fluence en un point P s'exprime en *nombre de particules.m⁻²*. Afin de caractériser le faisceau de façon énergétique, la fluence énergétique Ψ est alors définie comme l'énergie totale dE transportée par les dN particules divisée par la surface dS . Elle s'exprime à partir de la fluence des particules dans le cas des particules mono-énergétiques d'énergie E , en *J.m⁻²* :

$$\Psi = \frac{dE}{dS} = \frac{dN}{dS} \cdot E \quad (\text{I.2})$$

Dans le cas des faisceaux de particules poly-énergétiques, ces notions de fluence particulaire et de fluence en énergie sont remplacées par des spectres différentiels en énergie, c'est-à-dire que pour chaque valeur d'énergie E , on représente sur un graphique la fluence particulaire différentielle Φ_E ou la fluence énergétique différentielle Ψ_E des particules ayant une énergie comprise entre E et $E + dE$.

I.3.1.2 KERMA et dose absorbée

Le faisceau de rayonnement ionisant décrit par les grandeurs précédentes va perdre de l'énergie en traversant la matière, plusieurs phénomènes peuvent se produire : collisions, diffusions, absorptions. Le KERMA (Kinetic Energy Released per unit MAAss) est une notion dosimétrique qui s'applique uniquement aux particules indirectement ionisantes, c'est-à-dire aux photons qui transfèrent leur énergie à des électrons secondaires qui vont

ensuite ioniser ou exciter eux-même la matière. En considérant un volume élémentaire dV de masse dm défini autour d'un point P et représenté sur la Figure I.5, le KERMA en ce point est alors défini comme l'énergie dE_{tr} transférée par les photons aux électrons secondaires créés dans le volume dV , divisée par la masse dm :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (\text{I.3})$$

L'unité du KERMA dans le système international est le Gray (Gy) équivalent à 1 Joule par kilogramme ($J.kg^{-1}$). Comme cela sera expliqué dans le Chapitre 2, les particules chargées secondaires mises en mouvement par les interactions des photons avec la matière vont ensuite perdre leur énergie par deux phénomènes principaux : des collisions avec les électrons des atomes du milieu et le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung. On définit le KERMA par collisions K_{col} comme étant la partie du KERMA qui mène à la production d'électrons secondaires qui vont ensuite perdre leur énergie uniquement par collisions. On définit également le KERMA par rayonnement K_{rad} comme étant la partie du KERMA qui mène à la production de Bremsstrahlung. On obtient la relation suivante :

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (\text{I.4})$$

En considérant le même volume élémentaire que pour la définition du KERMA, la dose absorbée au point P est définie comme la quantité d'énergie dE_a absorbée ou communiquée à la matière dans le volume dV divisée par la masse dm :

$$D = \frac{dE_a}{dm} \quad (\text{I.5})$$

dE_a correspond en fait à la somme des énergies des particules qui entrent dans le volume dV à laquelle on soustrait la somme des énergies des particules qui sortent de dV . L'unité de la dose absorbée est la même que pour le KERMA : le Gray (Gy).

Cette notion de dose s'applique aussi bien aux rayonnements indirectement ionisants (photons) qu'aux rayonnements directement ionisants (électrons).

Enfin, le débit de dose \dot{D} est déterminé en considérant la dose pendant un intervalle de temps dt et s'exprime généralement en $Gy.min^{-1}$:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (\text{I.6})$$

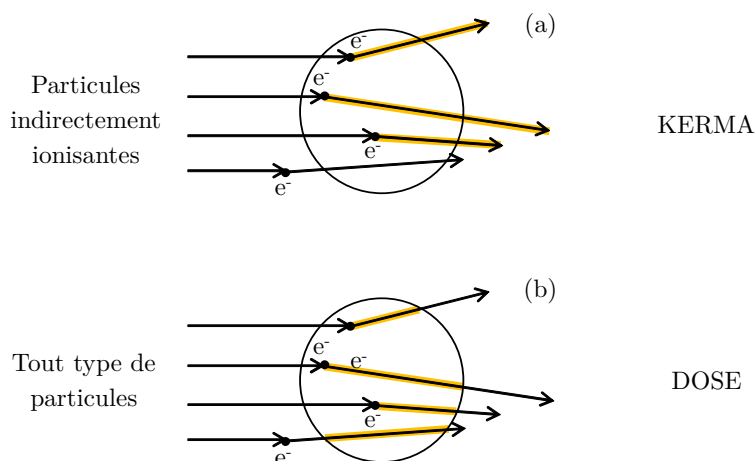


FIGURE I.5 – (a) : Représentation des énergies cinétiques des particules chargées libérées dans la sphère de masse dm participant à la définition du KERMA. (b) : Représentation de l'énergie absorbée ou communiquée à la sphère de masse dm participant à la définition de la dose.

I.3.1.3 Relation entre les différentes grandeurs dosimétriques

a) Relation entre la fluence énergétique et le KERMA

Pour un faisceau de photons mono-énergétiques, le KERMA est proportionnel à la fluence énergétique Ψ selon l'équation suivante :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} = \Psi \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (I.7)$$

où $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ est le coefficient massique de transfert d'énergie des photons dans la matière traversée, exprimé en pratique en $cm^2.g^{-1}$. Ce coefficient représente la fraction d'énergie des photons incidents transférée aux particules chargées par les différents phénomènes physiques décrits dans le Chapitre 2 (effet photoélectrique, effet Compton, production de paires), par unité d'épaisseur et de densité du matériau traversé.

En radiothérapie où la plupart des interactions se produisent dans les tissus mous ou d'autres matériaux avec un faible numéro atomique, les pertes d'énergie se font essentiellement par collisions et la composante du rayonnement de freinage est faible. Ainsi, on parle essentiellement du KERMA par collisions K_{col} , qui est proportionnel à la fluence énergétique Ψ par la relation suivante :

$$K_{col} = \Psi \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (I.8)$$

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$ est le coefficient massique d'absorption en énergie qui s'exprime en pratique en

$cm^2.g^{-1}$ et qui peut s'écrire à partir de $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ selon la formule suivante :

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = (1 - g) \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (I.9)$$

où g est la faible fraction du transfert d'énergie qui va se dissiper par rayonnement de freinage.

Dans le cas d'un faisceau poly-énergétique avec des énergies variant de 0 à E_{max} , on définit alors une relation entre le KERMA par collisions et la fluence énergétique différentielle Ψ_E de la manière suivante :

$$K_{col} = \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}(E) \right) \cdot dE = \Psi \cdot \left(\overline{\frac{\mu_{en}}{\rho}} \right) \quad (I.10)$$

Dans cette formule, $\overline{\frac{\mu_{en}}{\rho}}$ représente la moyenne du coefficient d'absorption en énergie calculée sur tout le spectre énergétique des photons.

b) Relation entre la fluence des particules et la dose absorbée

Pour un faisceau d'électrons mono-énergétiques, la dose absorbée est proportionnelle à la fluence des particules Φ selon l'équation suivante :

$$D = \frac{dE_a}{dm} = \Phi \cdot \left(\frac{S_{col}}{\rho} \right) \quad (I.11)$$

où $\frac{S_{col}}{\rho}$ est le pouvoir de ralentissement massique non restreint par collisions des électrons dans la matière traversée. Ce coefficient représente l'énergie perdue par un électron au cours de collisions avec d'autres électrons, par unité d'épaisseur et de densité du matériau traversé.

Dans le cas d'un faisceau d'électrons poly-énergétiques, la dose absorbée est liée cette fois-ci à la fluence particulaire différentielle Φ_E par la formule suivante :

$$D = \int_0^{E_{max}} \Phi_E \cdot \left(\frac{S_{col}}{\rho}(E) \right) \cdot dE = \Phi \cdot \left(\overline{\frac{S_{col}}{\rho}} \right) \quad (I.12)$$

où $\overline{\frac{S_{col}}{\rho}}$ représente la moyenne du pouvoir de ralentissement massique par collisions calculée sur tout le spectre énergétique des électrons.

Pour un faisceau de photons, la dose est définie à partir du KERMA par collisions comme cela est expliqué dans le paragraphe suivant.

c) Relation entre la dose absorbée et le KERMA par collisions : notion d'équilibre électronique

Afin d'exprimer la relation entre la dose absorbée et le KERMA par collisions pour un faisceau de photons, on définit le rapport $\beta = \frac{D}{K_{col}}$ ainsi que la notion d'équilibre électronique. Nous verrons dans la troisième partie de ce chapitre que cet équilibre électronique observé en champ d'irradiation standard n'est plus atteint pour les faisceaux de petites dimensions, et que ce déséquilibre électronique est un problème majeur pour la dosimétrie en mini-faisceaux.

L'équilibre électronique est atteint en un point lorsque le nombre d'électrons entrant dans un volume élémentaire défini autour de ce point est équivalent au nombre d'électrons qui en sortent. Considérons un faisceau large de photons pénétrant dans un milieu homogène. Si l'on néglige l'atténuation des photons, le KERMA par collisions ne varie pas avec la profondeur du milieu traversé. En revanche, la dose augmente jusqu'à une profondeur z_{max} équivalente au parcours maximal des électrons dans le milieu (Figure I.6). Jusqu'à z_{max} , on se trouve dans la région de mise en équilibre électronique et β est inférieur à 1. A partir de la profondeur z_{max} , l'équilibre électronique est réalisé et la dose absorbée est égale au KERMA par collisions :

$$D = K_{col} = \Psi \cdot \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho} \right) \quad (\text{I.13})$$

En réalité, le faisceau de photons est atténué en profondeur, on parle alors de quasi-équilibre électronique ; le KERMA et la dose absorbée diminuent de la même façon en profondeur, mais β est légèrement supérieur à 1. Par exemple, pour un faisceau de ^{60}Co , $\beta = 1,005$.

L'équilibre électronique défini précédemment est valable sur l'axe d'un faisceau large de radiothérapie et il est nommé équilibre électronique longitudinal. De la même manière que l'équilibre n'est pas atteint dans les premiers millimètres de matériau traversé, celui-ci n'est pas non plus atteint au bord du faisceau. Ceci est dû à la diffusion latérale des électrons qui n'est pas compensée en bordure de champ, créant ainsi un manque d'équilibre électronique latéral.

Ainsi, sur l'axe d'un faisceau large, à une profondeur supérieure à z_{max} , l'équilibre électronique longitudinal et latéral est atteint. Cependant, pour un mini-faisceau, les deux bords de champ étant très rapprochés, l'équilibre latéral n'est plus atteint sur l'axe du faisceau. La Figure V.4 permet de comprendre ce phénomène. Les électrons secondaires peuvent s'écarter de la direction des photons incidents qui leur ont donné naissance, soit au cours de leur émission soit par diffusion. Désignons par R_m le parcours latéral maximal de ces électrons, c'est-à-dire la distance maximale dont ils peuvent s'écarter. Les électrons qui atteignent un point P sur l'axe du faisceau ne peuvent provenir que du cylindre de

rayon R_m . L'équilibre latéral est atteint si le rayon du faisceau R_f est supérieur ou égal à R_m . Dans le cas des mini-faisceaux pour lesquels R_f devient inférieur à R_m , l'équilibre électronique latéral n'est plus atteint au point P et la fluence des électrons en ce point diminue.

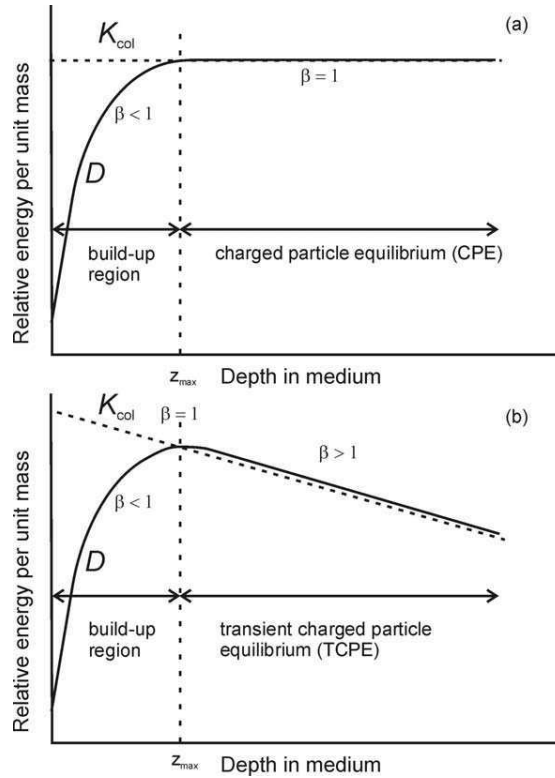


FIGURE I.6 – Relation entre le KERMA et la dose absorbée dans le cas de l'équilibre électronique parfait (a) ou du quasi équilibre électronique (b) d'après [21].

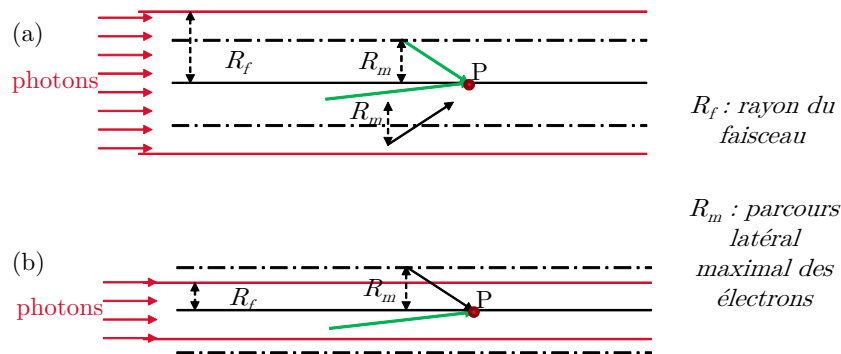


FIGURE I.7 – Schéma de l'équilibre électronique latéral en un point P sur l'axe du faisceau de photons. (a) : Equilibre atteint lorsque $R_f > R_m$. (b) : Manque d'équilibre électronique latéral lorsque $R_f < R_m$; par rapport à la situation (a), il manque en P des électrons issus du cylindre de rayon R_m , ce qui modifie le spectre des électrons au point P.

I.3.2 Dosimétrie absolue

Pour caractériser un faisceau de radiothérapie externe conventionnelle en termes de dose absolue, la mesure du débit de référence est réalisée dans l'eau. Il exprime la dose absolue absorbée en un point de référence pour un nombre d'Unités Moniteur (UM) délivrées par un accélérateur linéaire. Il s'exprime donc en $Gy.UM^{-1}$ ou en $Gy.min^{-1}$ connaissant le débit de la machine en $UM.min^{-1}$. Il est déterminé avec un détecteur de référence étalonné dans un laboratoire primaire ou secondaire de métrologie. En France, cet étalonnage est réalisé par le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB) appartenant à l'Institut LIST du CEA.

Ce débit de référence est déterminé dans des conditions de référence préconisées par le protocole IAEA TRS 398. Etant donné que la radiothérapie stéréotaxique utilise principalement des faisceaux de photons de haute énergie, nous nous intéressons ici uniquement à ce type de rayonnement, pour lequel les conditions de référence pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau sont les suivantes :

- Une chambre d'ionisation cylindrique dont le volume est compris entre 0,1 et 1 cm^3 est recommandée. Cette gamme de volume est un bon compromis pour avoir une sensibilité suffisante et un volume suffisamment petit pour une mesure de dose dite ponctuelle ;
- Le milieu de mesure est l'eau ;
- La profondeur de mesure de 10 cm est recommandée ;
- Les mesures sont réalisées soit en conditions isocentriques (distance source-détecteur DSD=100 cm), soit avec une distance source-surface de l'eau DSP=100 cm ;
- La taille du champ de référence est $10 \times 10 \text{ cm}^2$, définie à 100 cm de la source.

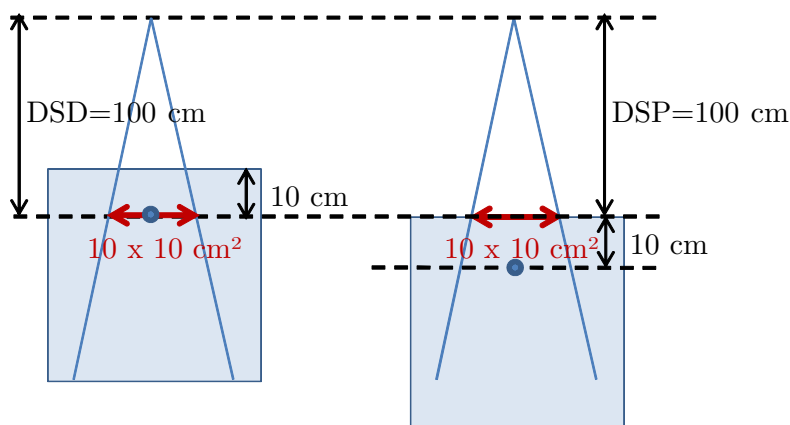


FIGURE I.8 – Conditions de références préconisées par le protocole IAEA 398 pour les mesures de dose absolue.

Dans ce protocole d'étalonnage, les faisceaux de photons de haute énergie sont caractérisés par des indices de qualité Q définis par le rapport tissu-fantôme TPR_{10}^{20} . Il s'agit

du rapport de la dose absorbée à 20 cm et à 10 cm de profondeur dans l'eau, mesurée à une distance source-détecteur constante de 100 cm et dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ défini dans le plan du détecteur.

Dans les conditions de mesure définies précédemment, la dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence, pour un faisceau de qualité Q , en l'absence de détecteur, est définie de la manière suivante :

$$D_{eau,Q} = M_Q \cdot N_{D,eau,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \quad (\text{I.14})$$

où :

- M_Q est la lecture de la chambre de référence corrigée des influences autres que la qualité du faisceau telles que la pression, la température, l'effet de recombinaison et l'effet de polarité ;
- N_{D,eau,Q_0} est le facteur d'étalonnage de la chambre de référence, délivré par le LNHB, avec un faisceau de qualité Q_0 et dans un fantôme d'eau ;
- k_{Q,Q_0} est un coefficient de correction pour tenir compte de la différence entre la réponse de la chambre dans des faisceaux de qualités différentes Q et Q_0 . Ce coefficient est déterminé à partir des valeurs des TPR_{10}^{20} des faisceaux de qualités Q et Q_0 et des données fournies dans le protocole IAEA 398.

I.3.3 Dosimétrie relative

d) Facteur Ouverture Collimateur (FOC)

Le Facteur Ouverture Collimateur (FOC) est défini comme le rapport de la dose absorbée D en un point situé sur l'axe du faisceau, à une profondeur de référence et une distance de référence de la source, pour un champ C , à la dose absorbée D_0 au même point pour un champ de référence C_0 :

$$FOC = \frac{D}{D_0} \quad (\text{I.15})$$

Cette valeur de FOC représente la variation du diffusé dans la tête de l'accélérateur et dans le fantôme avec la taille de champ. Ces valeurs de FOC permettent de déterminer le débit de dose pour n'importe quelle taille de champ à partir du débit de référence.

Dans les protocoles de dosimétrie actuels, le faisceau de référence C_0 est le champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, défini à 100 cm de la source.

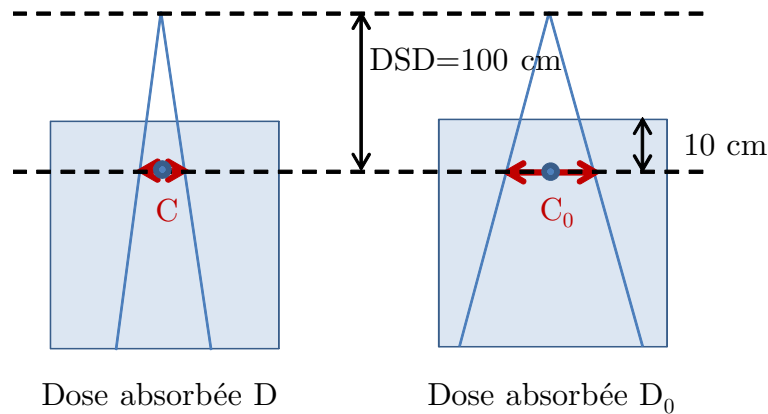


FIGURE I.9 – Mesure de FOC en conditions isocentriques, où les champs C et C_0 sont définis à la profondeur de mesure.

e) Rendement en profondeur et rapport tissu-maximum (RTM)

Le rendement en profondeur représente la distribution de dose sur l'axe du faisceau (z), pour une taille de champ donnée, à une distance source-surface du fantôme (DSP) fixe. Cette courbe est donc obtenue en déplaçant le détecteur en profondeur dans l'eau (Figure I.10). A l'entrée du fantôme, la courbe de rendement en profondeur augmente jusqu'à atteindre un maximum de dose à une profondeur notée z_{max} dont la valeur est proche du parcours maximal des électrons. Cette augmentation de dose est due à la mise en équilibre électronique longitudinal décrite précédemment. Ensuite, la dose va diminuer en profondeur du fait de l'atténuation du faisceau de photons. Cette courbe de rendement en profondeur permet de déterminer le débit de dose sur l'axe du faisceau à n'importe quelle profondeur dans l'eau à partir du débit de référence, pour une taille de champ donnée. Dans cette thèse, ces courbes sont normalisées à la profondeur z_{max} .

Les courbes de RTM représentent également la variation de dose en profondeur, mais cette fois-ci, la distance source-détecteur (DSD) est constante et la distance source-surface du fantôme (DSP) varie avec la profondeur du point de mesure.

f) Profil de dose

Le profil de dose représente la variation de dose en fonction de la distance à l'axe, pour une profondeur z_{mes} dans l'eau et une taille de champ C données. Généralement, elles sont mesurées dans deux directions orthogonales : dans le sens droite-gauche du patient (x) et dans le sens tête-pieds (y). Dans cette thèse, ces courbes sont normalisées sur l'axe du faisceau.

En bord de champ, une zone de pénombre est définie comme la distance entre 80 % et 20 % de la dose à l'axe. Cette zone de non équilibre électronique latéral varie en fonction de l'énergie du faisceau, de la taille du champ d'irradiation et de la profondeur de mesure. Ces courbes de profils permettent de déterminer le débit de dose en dehors de l'axe à partir du débit de référence.

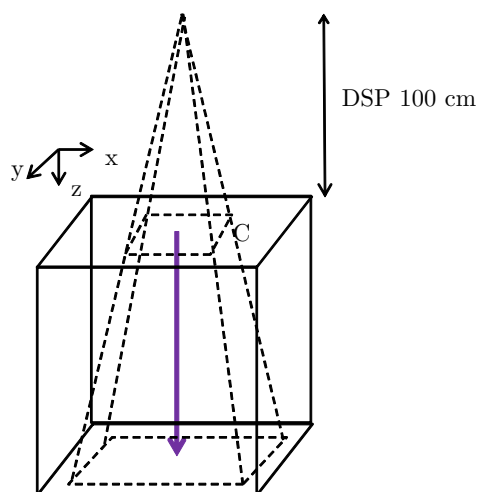


FIGURE I.10 – Mesure de rendement en profondeur selon z , à DSP fixe de 100 cm, pour une taille de champ C définie à 100 cm de la source.

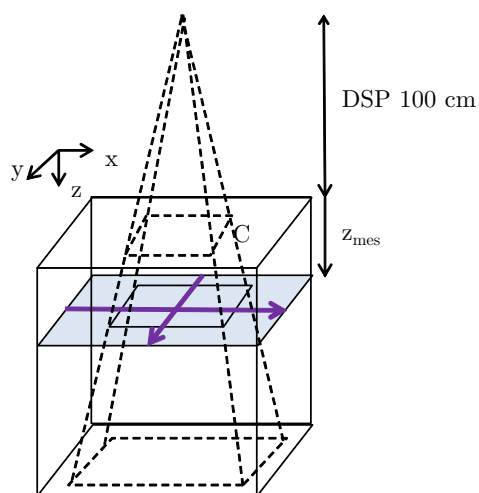


FIGURE I.11 – Mesure de profils de dose selon x et y , à une profondeur z_{mes} , DSP=100 cm et pour une taille de champ C définie à 100 cm de la source.

I.4 Problématique de la dosimétrie des mini-faisceaux

La radiothérapie stéréotaxique utilise des faisceaux de photons de petites tailles (jusqu'à des dimensions sub-centimétriques) par rapport à la radiothérapie conventionnelle où les faisceaux sont toujours supérieurs à $4 \times 4 \text{ cm}^2$. La dosimétrie absolue et relative des mini-faisceaux est un véritable challenge, pour trois raisons principales qui seront évoquées dans cette partie :

- le manque d'équilibre électronique latéral qui n'est plus atteint sur l'axe du faisceau ;
- l'utilisation de détecteurs ayant un large volume de détection par rapport aux dimensions des mini-faisceaux ;
- l'utilisation de détecteurs non équivalents-eau qui perturbent le niveau de déséquilibre électronique.

Ainsi, la précision élevée obtenue sur la mesure de dose pour des champs d'irradiation conventionnelle est difficile à atteindre en mini-faisceaux. Les différents détecteurs commercialisés, actifs et passifs, disponibles pour ce type de mesures seront tout d'abord présentés dans cette partie, puis les problèmes rencontrés en mini-faisceaux avec ces différents dosimètres pour les mesures de dosimétrie absolue et relative seront expliqués.

I.4.1 Détecteurs commercialisés

Les diodes, les chambres d'ionisation ainsi que les détecteurs en diamant naturel sont les principaux détecteurs actifs utilisés pour la caractérisation dosimétrique des mini-faisceaux, avec une mesure de dose en temps réel. Des mesures avec les détecteurs thermoluminescents (TLD) ou les films peuvent également être réalisées, mais ils présentent l'inconvénient d'une lecture différée de la mesure ; on parle alors de dosimètres passifs.

I.4.1.1 Dosimètres actifs

a) Chambre d'ionisation

Une chambre d'ionisation est une cavité d'air comprise entre deux électrodes entre lesquelles une différence de potentiel est appliquée afin de créer un champ électrique dans le volume (Figure I.12). Le faisceau incident de rayonnement ionisant crée des paires électron-ion dans le volume d'air. Ces électrons et ions vont migrer vers les électrodes sous l'effet du champ électrique. Le déplacement des charges induit un courant qui est mesuré par un électromètre. Ce courant est donc directement relié à la dose absorbée dans la chambre d'ionisation.

Parmi les chambres couramment utilisées pour la dosimétrie des mini-faisceaux, le volume sensible d'air peut varier de $0,007 \text{ cm}^3$ pour la chambre Exradin A16 Micropoint à $0,6 \text{ cm}^3$ pour la chambre de type Farmer [4]. L'effet négatif du large volume de détection

des chambres sur la mesure de la dose en mini-faisceaux a été étudié par différents auteurs [22] [23] [24] et sera détaillé à partir du Paragraphe I.4.3.

Parmi ces chambres d'ionisation, la chambre type Pinpoint peut être considérée comme un dosimètre de référence pour les champs de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$ [22] [25] [26]. Cependant, au-delà de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, une augmentation de la dose peut être observée pour les chambres PinPoint qui présentent une électrode centrale en acier [25]. Agostinelli et al. [27] ont montré que la chambre PTW PinPoint 31014 possédant une électrode centrale en aluminium ne surestimait pas la dose en grands champs, cependant une correction de polarité était nécessaire. De plus, l'irradiation du câble de la chambre Pinpoint entraîne une augmentation du signal mesuré jusqu'à 2,5 % de la dose sur l'axe du faisceau [25].

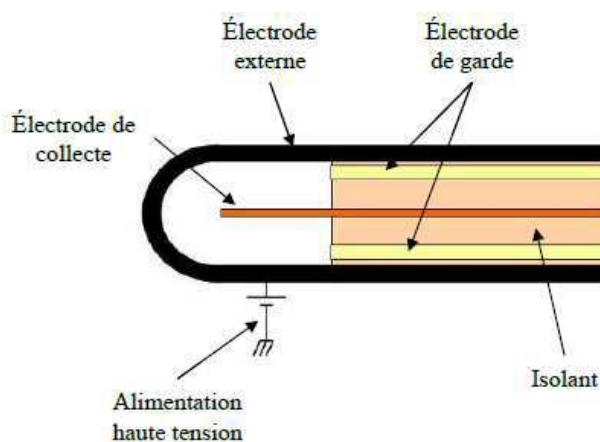


FIGURE I.12 – Schéma d'une chambre d'ionisation et de son électromètre, d'après la thèse de M. Le Roy [28].

b) Diode silicium

Les diodes utilisées en radiothérapie sont des jonctions $p - n$, c'est-à-dire la juxtaposition d'un semi-conducteur de type p (dopé avec un accepteur d'électrons) et d'un semi-conducteur de type n (dopé avec un donneur d'électrons). La différence de concentration des électrons et des trous dans les deux matériaux entraîne une diffusion des trous vers la région n et des électrons vers la région p . Ce déplacement laisse alors des ions positifs dans la région n et des ions négatifs dans la région p , donnant naissance à un champ électrique s'opposant à la diffusion des porteurs de charge ; un état d'équilibre est atteint. Une zone de déplétion, sans aucune charge libre en déplacement, est alors créée à l'interface des deux matériaux. Lorsqu'un rayonnement ionisant traverse la diode, des paires électron-trou sont créées dans cette zone de déplétion et elles vont migrer sous l'effet du champ électrique. Des électrodes sont positionnées de chaque côté de la jonction afin de mesurer le courant induit par le déplacement de ces charges.

En radiothérapie, les diodes présentent un très petit volume de détection permettant d'obtenir une excellente résolution spatiale, une haute sensibilité aux rayonnements et un bon rapport signal sur bruit malgré un très petit volume de détection.

Cependant, du fait de son numéro atomique élevé ($Z_{\text{silicium}} = 14$), la diode est plus sensible aux photons diffusés de basse énergie que l'eau, à cause de l'effet photoélectrique. Ceci entraîne une surestimation de la dose absorbée dans le volume sensible de la diode par rapport à l'eau. Cette augmentation du signal qui peut excéder 10 % est plus importante en grands champs puisque le nombre de photons diffusés de basse énergie augmente avec la taille de champ [29]. Il existe donc une dépendance en énergie de la réponse de la diode, qui selon Saini et Zhu [30] est également due aux matériaux d'encapsulation de la diode non équivalents-eau de numéro atomique élevé (Figure I.13).

Certaines diodes telle que la diode EDGE de Sun Nuclear (USA) possèdent un blindage métallique qui permet d'atténuer les photons diffusés de plus faible énergie et donc de diminuer la dépendance de la réponse de la diode avec l'énergie [26] [31].

Les diodes peuvent également présenter une forte dépendance angulaire pouvant atteindre 10 % pour une diode blindée entre 0° et $67,5^\circ$ selon Griessbach et al. [32], ainsi qu'une dépendance à la température [33] [34] [35] [36] et au débit de dose [37].

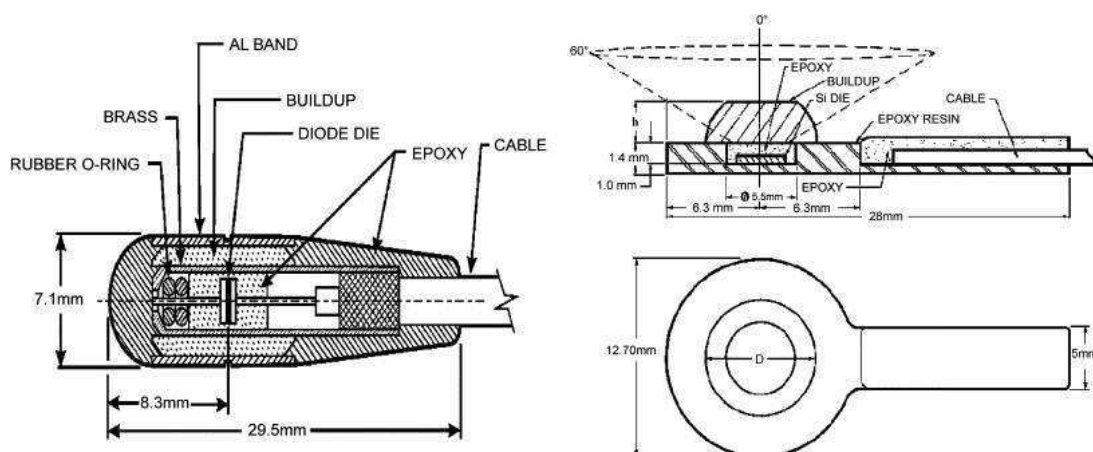


FIGURE I.13 – Schéma classique d'une diode pour la dosimétrie d'après [38].

c) Diamant naturel PTW

Le détecteur diamant actuellement commercialisé par PTW (60003) fonctionne comme une chambre d'ionisation solide avec des électrodes de part et d'autre du matériau diamant. Il est réalisé à partir d'un diamant naturel présentant peu d'impuretés, sélectionné drastiquement pour avoir les propriétés électroniques nécessaires pour la dosimétrie en termes de temps de réponse, de rapport signal sur bruit et de stabilité de la réponse.

Le diamant est encapsulé tout d'abord dans une fine couche d'époxy puis dans un

cylindre de polystyrène de 7,3 mm de diamètre extérieur [39] (Figure I.14). Ce détecteur est présenté dans la littérature comme étant proche de l'équivalence à l'eau, étant donné que le numéro atomique du carbone ($Z_{\text{carbone}} = 6$) est proche du numéro atomique effectif de l'eau ($Z_{\text{eau}} \approx 7,4$).

L'effet des matériaux d'encapsulation du diamant a été étudié par Mobit et al. [40] à l'aide de simulations Monte Carlo pour différentes qualités de faisceaux de photons ; une variation de la réponse du diamant inférieure à 1,3 % a été calculée entre le diamant encapsulé et le diamant sans encapsulation. La réponse de ce dosimètre diamant est donc supposée ne pas présenter de dépendance avec l'énergie. De Angelis et al. [41] ont en effet observé une déviation d'environ 1 % de la réponse du détecteur diamant PTW entre un faisceau de photons de 6 MV et de 25 MV et moins de 1,5 % entre un faisceau d'électrons de 6 MeV et 22 MeV. Mobit et al. [40] confirment la faible dépendance de la réponse du détecteur diamant PTW avec l'énergie : variation inférieure à 1 % entre le faisceau gamma de ^{60}Co et le faisceau X de 25 MV.

Le dosimètre diamant présente l'avantage d'avoir une sensibilité élevée, un faible courant de fuite et une résistance élevée aux rayonnements [42]. Il ne présente pas de dépendance angulaire significative dans les faisceaux de photons selon De Angelis et al. [41] et Rustgi [43], dans le cas où le dosimètre est positionné avec son câble parallèle à l'axe du faisceau.

Le dosimètre diamant PTW présente un volume sensible de forme cylindrique compris entre 1 et 6 mm³. La plus petite dimension est son épaisseur qui varie de 0,1 mm à 0,4 mm, mais le rayon du cylindre peut atteindre 2,2 mm, ce qui en fait un dosimètre ayant une moins bonne résolution spatiale que les diodes. La résolution spatiale est tout de même meilleure avec un dosimètre diamant PTW qu'avec la plupart des chambres d'ionisation de large volume [44], mais pour avoir la meilleure résolution spatiale, la face du diamant doit être orientée parallèlement à l'axe du faisceau, ainsi la faible épaisseur du volume sensible se trouve dans la direction du profil de dose réalisé [23]. La variation de volume sensible entre deux dosimètres diamant PTW s'explique par le fait qu'il est difficile d'obtenir deux échantillons de diamant naturel reproductibles.

Une pré-irradiation du dosimètre est nécessaire afin de stabiliser sa réponse. Cette pré-irradiation varie de 5 à 15 Gy selon les différentes études publiées [41] [45] [46] [47] [48]. La dose de pré-irradiation dépend de la concentration et de la nature des défauts dans le diamant et elle est donc variable d'un échantillon à l'autre [41].

La réponse du dosimètre diamant PTW présente une dépendance avec le débit de dose pouvant atteindre 3,2 % en modifiant la distance source-surface du fantôme (DSP) pour une gamme de débit de 0,9 à 4,65 Gy.min⁻¹ [41]. En modifiant la fréquence de répétition des pulses, la variation de réponse du dosimètre diamant PTW peut atteindre 4,3 % entre un débit de 0,5 et 2 Gy.min⁻¹ [45]. La réponse du détecteur diamant diminue en effet lorsque le débit de dose augmente. Cependant, différentes études ont montré que

cela a peu d'influence sur la mesure de rendement en profondeur, puisque le dosimètre diamant est en accord à 1 % avec une chambre d'ionisation jusqu'à 30 cm de profondeur dans l'eau [40] [45].

Enfin, le dosimètre diamant naturel PTW présente une dépendance de sa réponse avec la température jusqu'à $1 \text{ } \%.^{\circ}\text{C}^{-1}$ selon Vatnitsky et Järvinen [49].

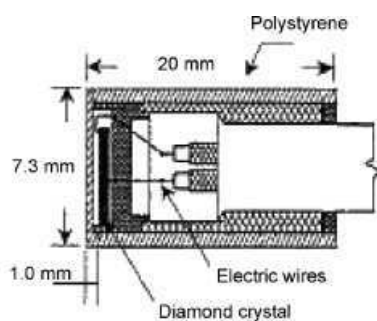


FIGURE I.14 – Schéma du détecteur diamant PTW issu du manuel d'utilisation du détecteur d'après [41].

I.4.1.2 Dosimètres passifs

a) Film

Les films sont des détecteurs passifs qui présentent l'avantage de fournir des distributions de dose en deux dimensions, avec une excellente résolution spatiale. Il existe deux types de films : les films radiographiques et les films radiochromiques. Le film radiochromique (Gafchromic EBT) est plus avantageux que le film radiographique car il ne nécessite pas de développement chimique, présente une meilleure équivalence à l'eau et aux tissus ($Z_{EBT2} = 6,84$), tout en conservant une haute résolution spatiale. De plus, il est possible de réaliser des mesures dans l'eau avec ce type de films grâce à leur couche protectrice en polyester. Seuls les films Gafchromic sont utilisés au cours de cette thèse et sont donc présentés dans ce paragraphe.

Un film Gafchromic EBT est constitué d'un cristal monomérique sensible aux rayonnements, lié à une matrice de polymère qui repose sur une base en polyester. L'irradiation de ces films entraîne une réaction de polymérisation qui conduit à un changement de couleur du film. L'intensité de la coloration du film est proportionnelle à la dose absorbée, mais elle évolue dans le temps. Il est donc important de réaliser la lecture du film à un temps fixe après l'irradiation, au moins 6 heures après l'irradiation [50]. Les zones irradiées présentent un noircissement, exprimé en densité optique, qui sera d'autant plus important que la dose absorbée est élevée. Un densitomètre à transmission permet de

mesurer cette densité optique (DO) :

$$DO = \log \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (\text{I.16})$$

où I_0 est l'intensité de la lumière incidente que l'on mesure en l'absence de film et I est l'intensité de la lumière transmise à travers le film.

La lecture des films peut également être réalisée par des scanners. La résolution spatiale est définie en théorie par la taille des grains (de 1 à 3 μm) mais en pratique elle est limitée par la résolution des scanners 2D utilisés pour la lecture des films.

Dans les films EBT2 de deuxième génération utilisés dans ce travail de thèse, la composition du polymère synthétique de la couche active est contrôlée par rapport aux premiers films EBT, évitant ainsi la présence d'impuretés avec un numéro atomique élevé qui pouvait entraîner une dépendance en énergie de la réponse du film EBT. Huet et al. [51] ont observé une variation de la réponse des films EBT2 inférieure à 1,5 % entre un faisceau de photons de 4 MV et de 18 MV. Butson et al. [52] ont observé une variation de 6,5 % de la densité optique pour neuf énergies de faisceaux de photons X comprises entre 50 kV et 10 MV. La dernière génération de films Gafchromic (EBT3) présente une dépendance en énergie similaire aux films EBT2 dans les faisceaux de photons de haute énergie utilisés en radiothérapie [53]. Cette dépendance est d'autant plus faible que la dose absorbée est élevée.

Les premiers films EBT présentaient une réponse différente selon qu'ils étaient scannés en mode portrait ou en mode paysage [54] [55] [56] du fait de la structure non isotrope des cristaux présents dans la couche active de ces films. Reinhardt et al. [57] ont montré les mêmes variations de réponse en fonction de l'orientation des films pour les Gafchromic EBT3 de dernière génération.

Désormais les films EBT3 présentent une uniformité meilleure que 1,5 % [57]. De plus, ils disposent d'une structure symétrique permettant de scanner les films sur les deux faces sans observer de différence de lumière transmise, contrairement aux films précédents EBT2. Reinhardt et al. [57] ont également montré que les films EBT3 présentaient une variation de réponse inférieure à 5 % au sein d'un même lot et que la variation entre différents lots pouvait atteindre 12 %. Il apparaît donc indispensable de faire l'étalonnage pour chaque lot de film.

b) Détecteur Thermoluminescent (TLD)

La thermoluminescence consiste à mesurer après irradiation du détecteur la lumière émise quand il est chauffé. Le rayonnement traversant un matériau luminescent va entraîner des phénomènes d'excitation ou d'ionisation de la matière et donc la création de porteurs de charge. Considérons l'exemple des électrons. L'irradiation leur fournit l'énergie

suffisante pour passer de la bande de valence à la bande de conduction (Figure I.15). Ils peuvent ensuite être piégés sur des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite avec une certaine probabilité; ce sont ces électrons piégés qui participeront au signal de thermoluminescence (TL). Ils peuvent également tomber directement dans un centre de recombinaison et ne participeront donc pas au signal de TL. Pour connaître la quantité de porteurs de charge piégés, le matériau est chauffé avec une rampe de température linéaire. L'énergie thermique apportée permet de libérer les électrons et les trous qui peuvent se recombiner dans un centre de recombinaison radiatif. Cette recombinaison s'accompagne de l'émission d'un photon lumineux qui constitue le signal de thermoluminescence. L'intensité des photons lumineux émis en fonction de la température est représentée sur un thermogramme sous la forme d'un pic. La dose absorbée est alors proportionnelle à l'intégrale du pic de TL.

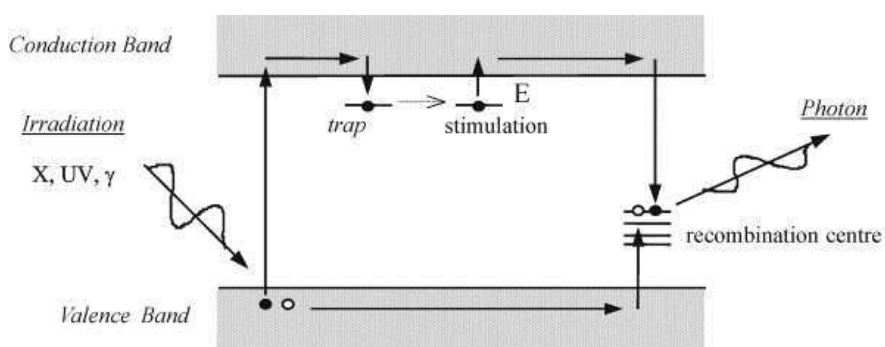


FIGURE I.15 – Les mécanismes de la thermoluminescence d'après [58].

Les cristaux thermoluminescents les plus utilisés en radiothérapie sont les TLD tissu-équivalents au fluorure de lithium LiF:Mg,Ti et LiF:Mg,Cu,P ayant un numéro atomique effectif de 8,2. Ils sont disponibles sous différentes formes (poudre, cubes, cylindres). Tout comme la dosimétrie par film, les TLD nécessitent certaines précautions à évaluer avant l'utilisation en routine clinique, étant donné que la réponse de ces dosimètres peut présenter des dépendances avec certains paramètres (énergie, dose) [59] [60] [61] [62]. La réponse des TLD est linéaire avec la dose pour des faibles doses (jusqu'à 1 Gy pour les LiF:Mg,Ti selon Mack et al. [63]), puis devient supralinéaire et commence à saturer à environ 1 kGy. Le rapport de l'ESTRO sur la dosimétrie in vivo précise que la réponse des TLD est indépendante du débit de dose, de la température et ne présente pas d'effet directionnel [64].

Le comportement d'un TLD dépend de ses propriétés intrinsèques, il est donc important de caractériser chaque TLD utilisé. Récemment, Bassinet et al. [65] ont en effet montré une variation de 5 % de la sensibilité dans un lot de 5 micro-cubes de TLD $^7\text{LiF:Mg,Ti}$. De plus, la sensibilité de ces micro-cubes peut varier d'un facteur 1,5 selon les

constructeurs. Les performances du système de chauffage doivent également être évaluées pour avoir des mesures reproductibles. Bassinet et al. [65] ont montré une très bonne reproductibilité ($< 1\%$) des mesures réalisées avec les micro-cubes de TLD ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$, qui présentent l'avantage d'avoir des petites dimensions ($1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$) pour la dosimétrie des mini-faisceaux [66] [63] [67]. Ils ont également estimé la perte de signal entre l'irradiation et la lecture, appelé « fading », à seulement 2% après 20 jours pour ce type de TLD. La thermoluminescence qui ne permet pas une mesure directe de la dose absorbée est cependant consommatrice de temps (étalonnage individuel des TLD, irradiation, préchauffage, chauffage, vidage de l'échantillon). Mais cette technique est largement utilisée en dosimétrie in vivo [64] [68], ainsi que par les institutions de contrôle de qualité externe telles qu'EQUAL ESTRO en Europe [69].

I.4.2 Débit de référence en mini-faisceaux, formalisme IAEA

Dans le cas de certaines machines de stéréotaxie, le champ maximal d'irradiation est inférieur au champ de référence de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ recommandé par les protocoles de dosimétrie. Les constructeurs recommandent donc de nouvelles conditions de référence.

Récemment, l'IAEA et l'AAPM ont formé un groupe de travail qui a publié un nouveau formalisme sur la dosimétrie dans des conditions de non-référence, à savoir les mini-faisceaux statiques et les faisceaux RCM (Radiothérapie Conformationnelle par Modulation d'Intensité) [70] (Figure I.16). Ce nouveau formalisme introduit un champ de référence spécifique à chaque machine de stéréotaxie (f_{msr}) pour laquelle les conditions de référence ne peuvent pas être obtenues. Ce champ doit être le plus proche possible des champs conventionnels de radiothérapie. Le formalisme introduit également un facteur de correction spécifique à la machine et au détecteur utilisé, qui dépend aussi de la taille de champ et de l'énergie du faisceau : $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$. Ainsi, pour le nouveau champ de référence f_{msr} , la dose absorbée dans l'eau $D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}}$, à la profondeur de référence dans l'eau et pour une qualité de faisceau Q_{msr} , est donnée en Gy par la relation suivante :

$$D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} = M_{Q_{msr}}^{f_{msr}} \cdot N_{D,w,Q_0} \cdot k_{Q,Q_0} \cdot k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} \quad (\text{I.17})$$

Q est la qualité du faisceau de référence f_{ref} de radiothérapie conventionnelle. $M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}$ correspond à la lecture en *Coulomb* du dosimètre dans le champ f_{msr} corrigée si besoin de paramètres tels que la pression, la température, l'effet de recombinaison et l'effet de polarité. N_{D,w,Q_0} et k_{Q,Q_0} sont respectivement le coefficient d'étalonnage en $Gy \cdot C^{-1}$ et le facteur de correction de qualité de faisceau définis en radiothérapie conventionnelle dans les conditions de référence. Le facteur $k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}}$ prend en compte la différence de réponse de la chambre d'ionisation entre les champs f_{ref} et f_{msr} . Il est défini par la relation suivante :

$$k_{Q_{msr},Q}^{f_{msr},f_{ref}} = \frac{D_{w,Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}}{D_{w,Q}^{f_{ref}} / M_Q^{f_{ref}}} \quad (\text{I.18})$$

Le groupe de travail de l'IAEA et l'AAPM poursuit actuellement cette étude et ceci débouchera sur un nouveau protocole pour l'étalonnage en mini-faisceaux.

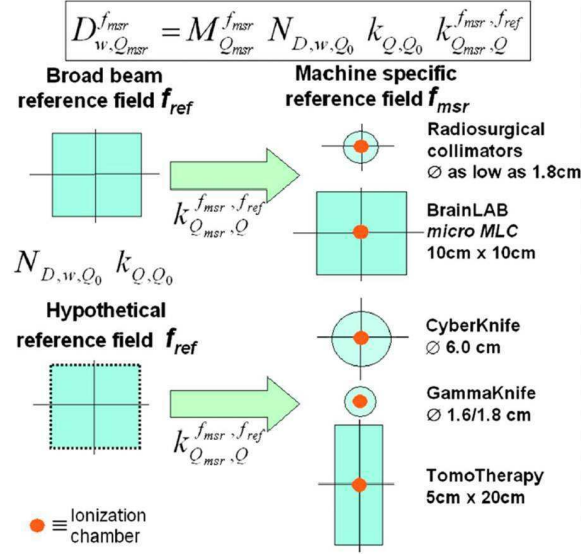


FIGURE I.16 – Nouveau formalisme de mesure de la dose absorbée en mini-faisceaux, par l'IAEA et l'AAPM [70].

I.4.3 Facteur Ouverture Collimateur en mini-faisceaux

I.4.3.1 Manque d'équilibre électronique latéral et détecteur non équivalent-eau

Un détecteur est dit équivalent-eau lorsque le rapport des pouvoirs de ralentissement massiques des électrons par collisions pour l'eau et le détecteur $\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{eau} / \left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{det}$, ainsi que le rapport des coefficients massiques d'absorption en énergie des photons pour l'eau et le détecteur $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{eau} / \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{det}$ ne varient pas avec l'énergie. Par la suite, ces rapports seront notés respectivement $\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ et $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$. La Figure I.17 montre qu'il existe des variations de ces rapports en fonction de l'énergie des particules incidentes, notamment pour les films radiographiques qui sont constitués de bromure d'argent. Ces variations de $\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ et $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ avec l'énergie peuvent avoir un impact sur la mesure de FOC en mini-faisceaux, car les spectres en énergie des électrons et des photons sont modifiés entre un mini-faisceau et le faisceau de référence pour lequel l'équilibre électronique latéral est atteint (Figure I.18).

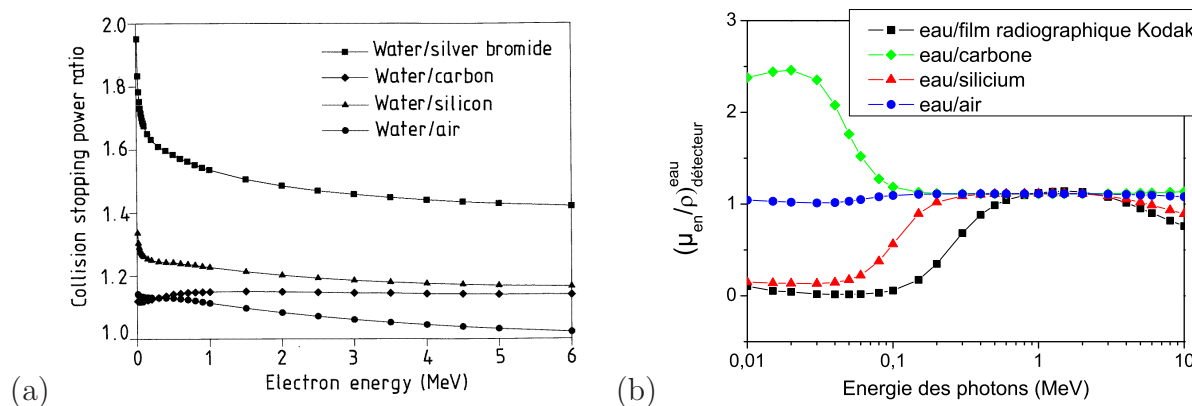


FIGURE I.17 – Rapports des pouvoirs de ralentissement massiques des électrons par collisions (a) d’après [71] et des coefficients massiques d’absorption en énergie des photons (b) (www.nist.gov) de l’eau et de différents matériaux présents dans les détecteurs, en fonction de l’énergie des particules incidentes.

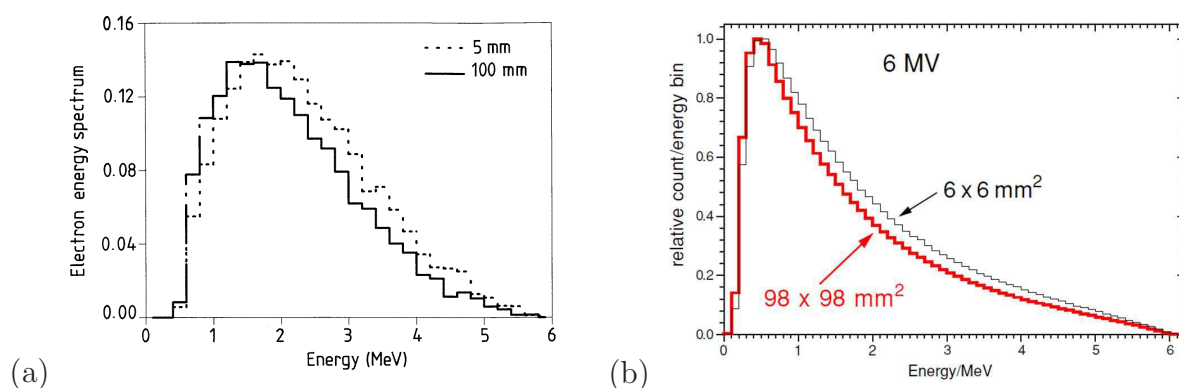


FIGURE I.18 – (a) : Spectres en énergie des électrons à 20 cm de profondeur dans l’eau, pour un faisceau de photons de 6 MV de 0,5 cm et 10 cm de diamètre, calculés avec la technique de Monte Carlo (EGS4) d’après [71]. (b) : Spectres en énergie des photons pour un mini-faisceau ($6 \times 6 \text{ mm}^2$) et un faisceau large ($98 \times 98 \text{ mm}^2$) de 6 MV, calculés à 100 cm de la source à l’entrée d’un fantôme d’eau d’après [72].

Le manque d’équilibre électronique latéral se produit sur l’axe du faisceau lorsque le rayon du champ d’irradiation devient inférieur au parcours latéral maximal des électrons, ce qui est à peu près équivalent à la profondeur du maximum de dose z_{max} [71]. Or, ce parcours va dépendre de l’énergie des particules, de la composition et de la densité du milieu [24]. Li et al. [73] ont déterminé, à l’aide de simulations Monte Carlo (MC), le rayon minimal circulaire R_{LEE} à partir duquel s’établit l’équilibre électronique latéral en fonction de l’indice de qualité TPR_{10}^{20} du faisceau : $R_{LEE}(g.cm^{-2}) = 5,973 \cdot \text{TPR}_{10}^{20} - 2,688$. Le Tableau I.1 regroupe les résultats pour différentes qualités de faisceau. Lorsque l’indice de qualité et donc l’énergie du faisceau augmentent, ce rayon R_{LEE} augmente aussi.

Faisceau	TPR ₁₀ ²⁰	R _{LEE} (g.cm ⁻²)
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

Tableau I.1 – Rayon R_{LEE} à partir duquel l'équilibre électronique est atteint, calculé par simulations MC pour différents faisceaux, d'après [73].

Si l'équilibre électronique latéral est atteint, le spectre en énergie des électrons s'étend de 0 eV à l'énergie maximale des photons. En cas de déséquilibre électronique latéral, il manque sur l'axe du faisceau les électrons ayant un parcours proche du parcours maximal, il manque donc les électrons de plus faible énergie (Figure V.4). Ceci a pour effet de modifier le spectre en énergie et d'augmenter l'énergie moyenne des électrons par rapport à un faisceau large où l'équilibre électronique latéral est atteint (Figure I.18.(a)) [71]. Cette variation de spectre en énergie des électrons est observée au cours de la mesure de FOC en mini-faisceaux.

Heydarian et al. [71] ont calculé, à l'aide des simulations MC, l'effet de cette modification du spectre des électrons sur le rapport $\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ entre un mini-faisceau C_{mini} de 0,5 cm de diamètre et le faisceau de référence C_{large} de 10 cm de diamètre. Il ont obtenu un rapport $\left[\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{air}^{eau}\right]_{C_{large}}^{C_{mini}}$ de 99,63 % à 8 cm de profondeur pour une chambre d'ionisation, pour des faisceaux de 6 MV. Wu et al. [74] ont obtenu des résultats similaires pour ces mêmes tailles de champs : 99,7 % pour un faisceau de 6 MV, 99,1 % pour un faisceau de 10 MV et 99,0 % pour un faisceau de 15 MV, à 8 cm de profondeur. Plus l'énergie du faisceau de photons augmente, plus le manque d'équilibre électronique est important pour le mini-faisceau de 0,5 cm de diamètre, et donc plus la variation du spectre en énergie des électrons est importante entre ce mini-faisceau et le faisceau large de référence ; ceci explique les variations plus importantes du rapport $\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ pour un faisceau de 15 MV par rapport au faisceau de 6 MV. Ces résultats montrent qu'une variation du spectre en énergie des électrons entre un mini-faisceau et un faisceau large, comme cela est observé au cours de la mesure de FOC en mini-faisceaux, n'entraîne pas de variations significatives du rapport $\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ (< 1 %). Deux autres phénomènes interviennent sur la mesure de FOC en mini-faisceaux avec une chambre d'ionisation. Le premier phénomène important est l'effet du large volume de détection qui est expliqué dans le paragraphe suivant. Le deuxième phénomène est lié à la présence de la cavité d'air qui diminue la fluence électronique sur l'axe du mini-faisceau [71] en augmentant le parcours latéral maximal

des électrons et donc le défaut d'équilibre électronique. Ainsi, la valeur de dose mesurée par la chambre sera inférieure à la dose réelle dans l'eau, du fait de sa non-équivalence à l'eau.

Heydarian et al. [71] ont également calculé le rapport $\left[\left(\frac{S_{col}}{\rho}\right)_{air}^{eau}\right]_{C_{large}}^{C_{mini}}$ pour des détecteurs autres que la chambre d'ionisation, à différentes profondeurs dans l'eau (Figure I.19). Ces résultats montrent que le diamant présente la meilleure équivalence à l'eau pour les mesures de FOC en mini-faisceaux, en termes de pouvoir de ralentissement massique des électrons par collisions.

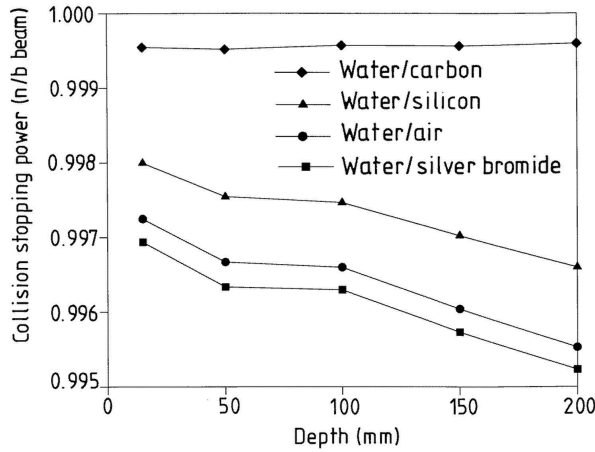


FIGURE I.19 – Variation du rapport des pouvoirs de ralentissement massiques des électrons par collisions de l'eau et de différents matériaux présents dans les détecteurs, entre un faisceau de 0,5 cm et 10 cm de diamètre, d'après [71]. Calculs réalisés par simulations MC à différentes profondeurs dans l'eau.

La diode en silicium apparaît comme un détecteur non équivalent-eau du fait de sa densité et de son numéro atomique plus élevés que ceux de l'eau. Sa présence va perturber la fluence des particules et entraîner une mesure de dose erronée. Contrairement à la chambre d'ionisation, le défaut d'équilibre électronique est compensé, du fait de l'augmentation de la diffusion des particules dans les matériaux non équivalents-eau qui constituent la diode. Ceci a pour effet d'augmenter la dose et donc de surestimer le FOC en mini-faisceaux [22] [44]. Cette surestimation du FOC en mini-faisceaux mesuré avec les diodes en silicium a été étudiée par de nombreux auteurs [32] [75] [66] [76] [77] [78], notamment depuis la publication du nouveau formalisme rédigé par le groupe de travail de l'IAEA et de l'AAPM décrit précédemment. En effet, ce formalisme a également introduit un facteur de correction $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ qui prend en compte la différence de réponse du détecteur entre les champs f_{clin} et f_{msr} , dans le cas où f_{clin} est le mini-faisceau pour lequel on veut déterminer la dose relativement au nouveau champ de référence f_{msr} . Ce facteur permet de passer du rapport des lectures obtenues avec le détecteur pour les champs f_{clin} et f_{msr} , au rapport des doses dans l'eau qui est par définition le FOC dans l'eau pour le

champ f_{clin} . On obtient alors cette relation :

$$FOC(f_{clin}, Q_{clin}) = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{M_{Q_{msr}}^{f_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} \quad (I.19)$$

Francescon et al. [77] [78] ont déterminé ces facteurs correctifs pour différentes machines de stéréotaxie, à l'aide des simulations MC. Pour cela, ils considèrent que les lectures $M_{Q_{clin}}$ et $M_{w, Q_{msr}}$ sont proportionnelles à la dose absorbée dans le volume sensible. Ainsi, ils obtiennent la formule suivante :

$$k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} / M_{Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} / M_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}} = \frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}} / D_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}} / D_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}} \quad (I.20)$$

Ainsi la méthode de Francescon et al. [77] [78] consiste à calculer par simulations MC le FOC dans l'eau $\frac{D_{w, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{w, Q_{msr}}^{f_{msr}}}$, puis le FOC dans le détecteur $\frac{D_{det, Q_{clin}}^{f_{clin}}}{D_{det, Q_{msr}}^{f_{msr}}}$ pour le champ f_{clin} , puis à appliquer la Formule (I.20) précédente permettant de déterminer les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$. Ce travail a été réalisé pour différents détecteurs commercialisés sur un accélérateur CyberKnife. Bassinet et al. [79] ont appliqué ces facteurs correctifs aux mesures de FOC réalisées en mini-faisceaux sur un autre CyberKnife avec les diodes suivantes : la diode PTW 60017, la diode PTW 60016 et la diode EDGE Sun Nuclear. La moyenne de ces FOC corrigés pour les diodes a été comparée avec la moyenne des FOC mesurés avec des dosimètres passifs qui sont les TLD et les films Gafchromic EBT2. Ces valeurs moyennes de FOC sont en accord pour les plus petites tailles de champs jusqu'à 5 mm de diamètre, avec un écart maximal de 1 %. Ainsi, Bassinet et al. [79] considèrent ces détecteurs passifs comme les dosimètres de référence pour les mesures de FOC, car ils ne nécessitent aucun facteur correctif en mini-faisceaux, contrairement aux diodes.

Dans la dernière étude de Pantelis et al. [66], les facteurs correctifs $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ ont été déterminés expérimentalement pour différentes diodes, en prenant également comme référence des dosimètres passifs. Ainsi, le facteur correctif obtenu pour la diode EDGE blindée de Sun Nuclear est de 0,974 pour un mini-faisceau de 5 mm de diamètre produit par un CyberKnife, à DSD=100 cm. En revanche, pour le même faisceau, la récente diode non blindée PTW 60017 nécessite seulement un facteur correctif de 0,985. Cette différence de facteur correctif entre les diodes blindées et les diodes non blindées est confirmée par Francescon et al. [77] [78] ainsi que Bassinet et al. [79]. Comme cela a été expliqué dans le Paragraphe I.4.1.1, la dose mesurée dans le grand champ de référence avec une diode non blindée est plus élevée que pour une diode blindée, à cause des photons de basse énergie qui ne sont pas arrêtés. Ainsi, le FOC, normalisé par rapport à cette dose dans le champ de référence, est plus faible avec une diode non blindée, qu'avec une diode blindée.

I.4.3.2 Dimensions du volume sensible du détecteur

Lorsque les dimensions du détecteur sont proches de celles du faisceau, il y a une sous-estimation de la dose car la mesure correspond à la moyenne de la dose sur tout le volume sensible. Or, pour les mini-faisceaux, la zone homogène au centre du faisceau diminue fortement et le profil de dose se limite très rapidement à deux zones de forts gradients de dose qui sont les pénombres [24] [80] [81]. Le diamètre de la zone homogène recevant une dose supérieure ou égale à 99 % de la dose sur l'axe du faisceau peut être inférieur à 2 mm pour un champ d'irradiation de 7,5 mm de diamètre à l'isocentre, selon Manens et al [80]. Le volume sensible du détecteur, mais plus précisément sa surface d'entrée perpendiculaire à l'axe du faisceau, doit rester inférieur à cette zone homogène pour diminuer les erreurs de mesures, la sous-estimation de la dose étant d'autant plus importante que le rapport des tailles détecteur/faisceau est grand [4]. De plus, étant donné que la pénombre est liée au parcours des électrons secondaires, elle augmente avec l'énergie des photons [80]. Scott et al. [26] expliquent donc que les FOC mesurés par le détecteur diamant PTW et par la chambre Pinpoint sont plus faibles que ceux mesurés par une diode à cause de leur grande surface de détection.

La Figure I.20 montre l'effet du volume sensible sur les valeurs de FOC auquel s'ajoute l'effet de perturbation du manque d'équilibre électronique latéral, dû à la présence de matériaux non équivalents-eau [22].

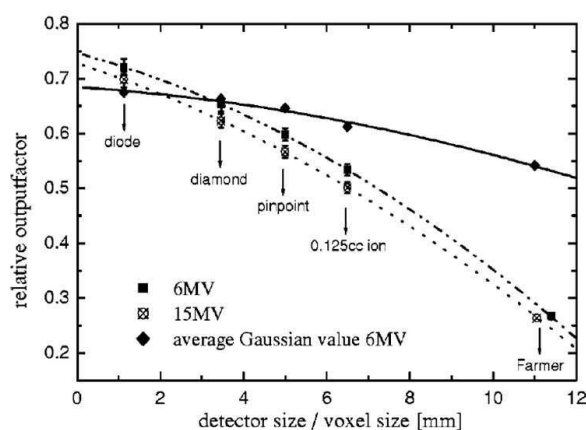


FIGURE I.20 – Valeurs de FOC mesurées avec des détecteurs de différentes dimensions pour un champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$. En trait plein : valeurs attendues en prenant compte uniquement de l'effet de volume.

a) Occlusion d'une partie de la source

En dessous d'une certaine largeur de champ, les mâchoires ou les lames du MLC sont

très proches et une partie de la source n'est alors plus visible depuis le point de mesure du FOC sur l'axe du faisceau [26] [82], comme cela est représenté sur la Figure I.21. La fluence primaire est alors diminuée sur l'axe, le profil de dose n'est plus qu'une zone de pénombre et la valeur de FOC pour ces mini-faisceaux est donc diminuée.

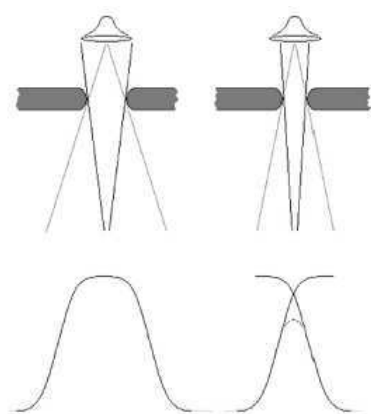


FIGURE I.21 – Illustration schématique de l'occlusion d'une partie de la source d'après [82].

I.4.4 Rendement en profondeur en mini-faisceaux

I.4.4.1 Modification du spectre en énergie et détecteur non équivalent-eau

Le spectre en énergie des particules varie en profondeur du fait du durcissement du faisceau, ainsi que de l'augmentation de la diffusion (Figure I.22). Dans ce cas, il est donc également important que le dosimètre soit le plus proche de l'équivalence-eau, avec des rapports $\left(\frac{\overline{S_{col}}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ et $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{det}^{eau}$ qui ne varient pas avec l'énergie des particules. Heydarian et al. [71] confirment l'intérêt du diamant comme détecteur, car le rapport des pouvoirs de ralentissement massiques de l'eau et du carbone est constant avec la profondeur. Pour les diodes, malgré un numéro atomique et une densité élevés, Scott et al. [26] ont montré à l'aide de simulations MC que la variation de ces rapports $\left(\frac{\overline{S_{col}}}{\rho}\right)_{diode}^{eau}$ et $\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{diode}^{eau}$ avec la profondeur était inférieure à 1,1 % pour des tailles de champs de 0,5 cm à 10 cm de côté, pour des photons de 15 MV, jusqu'à 15 cm de profondeur. Ainsi, la diode peut donner des mesures précises de rendement en profondeur, comme le confirment Griessbach et al. [32] avec la diode non blindée PTW 60012, précédent modèle de l'actuelle diode PTW 60017 qui est utilisée au cours de ce travail de thèse.

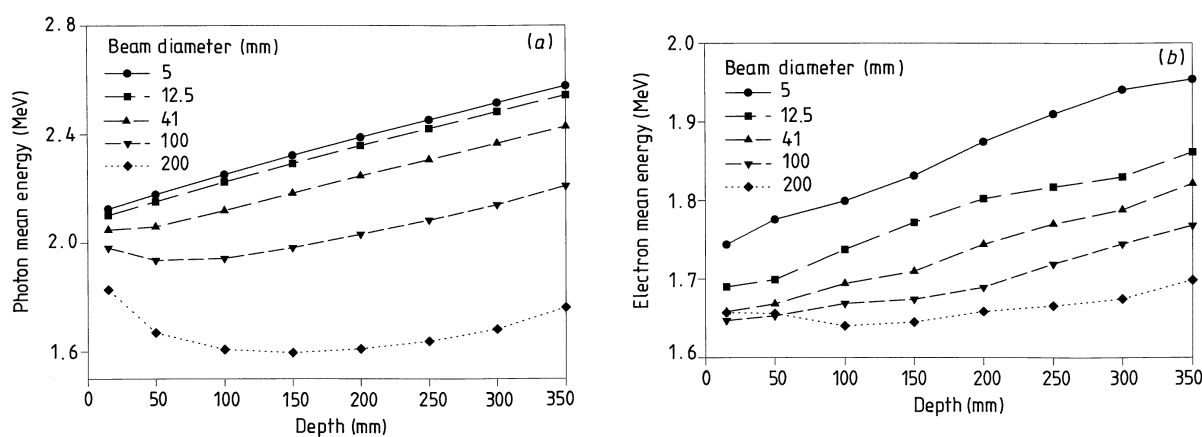


FIGURE I.22 – Variations de l'énergie moyenne des photons (a) et des électrons (b) avec la profondeur. La variation de cette énergie moyenne est plus importante pour les mini-faisceaux d'après [71].

I.4.4.2 Dimensions du volume sensible du détecteur

Les chambres d'ionisation entraînent des erreurs de mesures sur les rendements en profondeur dans le cas de mini-faisceaux du fait de leur large volume de détection. En effet, la proportion du volume de la chambre irradié augmente avec la taille de champ et donc avec la profondeur. Ainsi, aux faibles profondeurs, la dose sera fortement sous-estimée car le volume de détection est trop grand par rapport à la taille de champ définie à cette profondeur. Mais à des profondeurs plus importantes, le faisceau étant divergeant, la taille de champ augmente, la proportion de volume de la chambre irradié augmente également, la sous-estimation de la dose est alors moins importante. La mesure de rendement en profondeur est donc erronée avec un détecteur présentant un large volume sensible comme les chambres d'ionisation. Selon Scott et al. [26], c'est également le cas du diamant naturel de PTW dont le diamètre du volume sensible est estimé à 3 mm dans cette étude et qui est donc trop large pour la mesure de rendement dans un mini-faisceau de 0,5 cm de côté. Dans cette étude, les mesures de rendements en profondeur avec le diamant PTW ne sont pas en accord avec les calculs MC (écarts jusqu'à 2,5 % pour le champ de 0,5 cm de côté), contrairement aux résultats de Heydarian et al. [71] présentés sur la Figure I.23. Cette différence de résultats est certainement due à la variation du volume sensible des diamants naturels PTW.

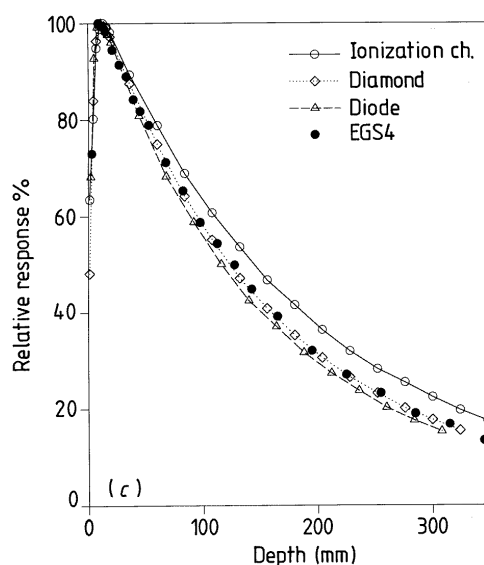


FIGURE I.23 – Rendements en profondeur mesurés avec une chambre d’ionisation, un diamant naturel PTW et une diode silicium, comparés aux calculs MC, dans un faisceau de photons de 6 MV, pour un champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, d’après [71].

I.4.4.3 Mauvais positionnement du détecteur

Scott et al. [26] ont utilisé les simulations MC pour montrer l’effet d’une erreur de positionnement sur les mesures de rendement en profondeur. Un décalage du détecteur de 1 mm par rapport à l’axe central entraîne une augmentation du rendement mesuré à 1,5 cm de profondeur de 0,8 % pour un champ de 0,5 cm de côté. Le positionnement précis du bras de l’accélérateur est également très important pour une mesure de rendement en profondeur en mini-faisceau ; l’axe du faisceau doit être parfaitement perpendiculaire à la face d’entrée du fantôme d’eau. De même, le déplacement vertical du détecteur dans la cuve à eau doit être vérifié pour ne pas induire d’erreur.

I.4.5 Profil de dose en mini-faisceaux

I.4.5.1 Dimensions du volume sensible du détecteur

La taille du volume sensible du détecteur, mais plus précisément sa surface d’entrée perpendiculaire au faisceau, est le principal paramètre qui influence la mesure de profil de dose. En effet, les profils mesurés avec un dosimètre ayant une large surface de détection présentent des pénombres élargies, à cause de l’effet de moyenne de la dose cumulée dans tout le volume de détection (Figure I.24). La zone de fort gradient de dose est alors mal définie pour les mini-faisceaux. Ceci aura un impact sur le traitement par stéréotaxie, car l’isodose de référence sur laquelle est prescrite la dose risque de ne pas englober suffisamment le volume cible et la dose globale absorbée par la tumeur sera inférieure à

la dose prescrite. Ainsi, les chambres d'ionisation ne sont pas utilisées pour ce type de mesures, mais les diodes ainsi que les films sont privilégiés.

Scott et al. [26] ont montré le bon accord entre les largeurs de pénombres mesurées avec des diodes (blindée et non blindée) et les simulations MC pour toutes les tailles de champs étudiées, de 0,5 cm à 10 cm de côté (Figure I.24). Ils ont également montré que les pénombres étaient élargies avec le diamant naturel PTW, positionné avec son câble parallèle à l'axe du faisceau, du fait des larges dimensions de son volume sensible dans cette orientation. Cependant, d'après Das et al. [23], les profils de dose mesurés avec le détecteur diamant PTW sont comparables avec ceux obtenus avec un film, si le dosimètre diamant est orienté de manière à avoir sa plus petite dimension dans la direction de mesure du profil, donc le câble perpendiculaire à l'axe du faisceau. Verhaegen et al. [83] ont également comparé les mesures de profils de dose obtenues avec le diamant PTW et les simulations MC pour un champ de 2 cm de diamètre. Les résultats montrent un bon accord entre les mesures avec le diamant PTW et les calculs, sauf en bordure de champ où la dose mesurée avec le diamant PTW est inférieure de quelques pourcents aux simulations MC.

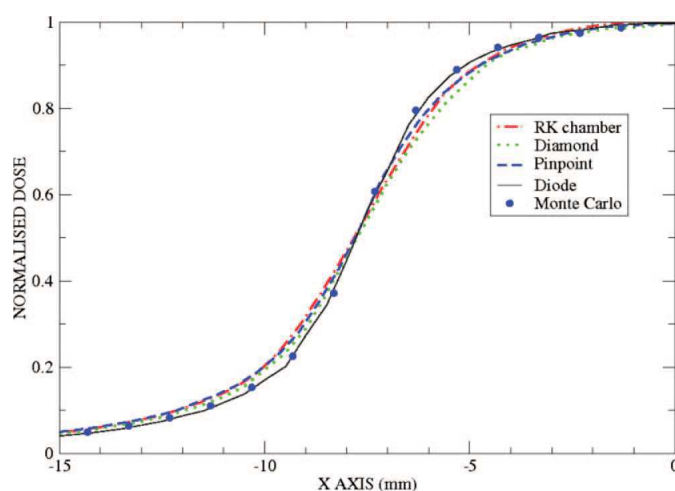


FIGURE I.24 – Région de pénombres d'un faisceau de 1,5 cm de côté, mesurés à 5 cm de profondeur dans l'eau avec différents détecteurs. Le profil tracé avec un trait continu noir correspond aussi bien à une diode blindée qu'à une diode non blindée. La chambre PinPoint, le diamant PTW et la chambre d'ionisation RK donnent des pénombres élargies par rapport aux diodes et aux calculs MC d'après [26].

I.4.5.2 Dépendance angulaire de la réponse du détecteur

Au cours de la mesure de profil de dose, l'orientation du détecteur dans le faisceau est modifiée lorsque l'on s'éloigne de l'axe du faisceau, l'effet directionnel sur la réponse du détecteur, principalement observé pour les diodes, peut donc influencer la mesure de dose en bordure de champ. Griessbach et al. [32] ont cependant montré que la variation

angulaire ne dépassait pas 20° au cours des mesures de profil de dose et donc que l'effet directionnel sur la réponse des diodes n'avait pas d'influence en pratique pour ce type de mesures.

I.4.5.3 Détecteur non équivalent-eau

Pour les mesures de profils réalisées avec les films radiographiques qui ne sont pas suffisamment équivalents-eau, l'augmentation des photons et électrons diffusés de basse énergie dans les zones de pénombre peut entraîner l'élargissement de celles-ci. L'augmentation des largeurs de pénombre avec les films radiographiques est due également au système de lecture et à sa résolution spatiale. La diode apparaît comme le dosimètre le plus approprié pour ce type de mesures notamment à cause de son très petit volume de détection, mais Heydarian et al. [71] évoquent tout de même le fait que le silicium et les matériaux de Z élevés qui constituent la diode pourraient diminuer le parcours des électrons dans les zones de pénombre par rapport à l'eau, et donc cela pourrait entraîner une diminution de la largeur des pénombres.

I.5 Projet ANR DIADOMI

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans le projet ANR DIADOMI qui concerne le développement d'un dosimètre DIAMant pour la mesure de la DOse en MIni-faisceaux. Ce projet a débuté le 1^{er} Avril 2011 pour une durée de 3 ans. Les objectifs de ce projet ainsi que la présentation des différents partenaires et de leurs rôles sont résumés dans ce qui suit. Les critères définis dans le cadre de ce projet et permettant d'évaluer le dosimètre diamant développé au cours de cette thèse sont également présentés.

I.5.1 Contexte

Comme nous l'avons vu précédemment, la problématique dosimétrique liée aux mini-faisceaux concerne principalement la taille des détecteurs et leur non équivalence à l'eau. Actuellement, il n'existe pas de système de détection entièrement fiable pour caractériser de manière précise les mini-faisceaux, la plus grande difficulté étant la détermination des FOC en mini-faisceaux. La dispersion des valeurs de FOC mesurées avec différents détecteurs augmente lorsque la taille du champ diminue et peut atteindre plusieurs dizaines de pourcents pour les plus petites tailles de champs [22]. Le traitement par mini-faisceaux basé sur la délivrance d'une dose élevée comporte donc des risques liés à ce manque de système de mesure de dose.

L'utilisation d'une chambre d'ionisation de large volume pour la détermination des FOC en mini-faisceaux a conduit à un sur-dosage chez 145 malades traités par radiochirurgie

intracrânienne en 2007 au CHU de Toulouse [5]. L’Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN) s’est vue confier une mission d’expertise suite à cet accident. L’ASN et l’Agence Française de Sécurité Sanitaire des Produits de Santé (AFSSAPS, désormais nommée ANSM) ont alors saisi l’IRSN pour établir un protocole national d’étalonnage des mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique. Dans son rapport final publié en 2008, l’IRSN met en évidence le manque de consensus quant au meilleur détecteur à utiliser [4].

I.5.2 Objectifs

L’objectif du projet DIADOMI dans lequel s’inscrit ce travail de thèse est de développer un dosimètre en diamant synthétique permettant la mesure de la dose absorbée en mini-faisceaux avec une précision élevée, requise pour les traitements de stéréotaxie. D’après les problèmes de dosimétrie en mini-faisceaux évoqués précédemment, le dosimètre doit présenter de très petites dimensions (volume actif inférieur à 1 mm^3) et être suffisamment proche de l’équivalence-eau. Les propriétés du diamant en font un candidat idéal pour la dosimétrie des mini-faisceaux, notamment par son numéro atomique $Z=6$ proche du Z effectif de l’eau et des tissus ($Z \simeq 7,4$), ainsi que par sa sensibilité élevée qui permet de réduire les volumes de détection. L’encapsulation du diamant doit également contenir des matériaux proches de l’équivalence-eau. Enfin, l’avantage du diamant synthétique par rapport au diamant naturel est l’amélioration de la reproductibilité des échantillons du fait du contrôle des conditions de croissance, ainsi que des coûts plus faibles étant donné que les temps de production des échantillons synthétiques sont plus courts que les temps de sélection du diamant naturel. L’objectif est d’arriver à terme à l’établissement d’un protocole de mesure dans les mini-faisceaux au moyen d’un dosimètre diamant, en termes de dosimétrie absolue et de dosimétrie relative.

I.5.3 Partenaires

Pour mener à bien ce projet, différents partenaires s’associent pendant ces trois années, à savoir le CEA-LIST, l’IRSN, la société Plassys Bestek et quatre centres hospitaliers où sont réalisés des traitements de radiothérapie par stéréotaxie :

- Le Centre Hospitalier Universitaire de la Pitié Salpêtrière (APHP - Paris) disposant d’un accélérateur Varian Clinac 2100 C muni du mMLC m3 de Brainlab qui permet de créer des faisceaux de photons de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ à $100 \times 100 \text{ mm}^2$ définis à 100 cm de la source, de 6 MV ou de 18 MV. Les débits de dose disponibles sur cette machine s’étendent de 80 UM.min^{-1} à 400 UM.min^{-1} .
- L’Institut de Cancérologie de Lorraine Alexis Vautrin (Nancy) disposant d’un accélérateur CyberKnife muni des collimateurs circulaires permettant de définir des faisceaux de 6 MV dont la taille varie de 5 mm à 60 mm de diamètre à 80 cm de la

- source. Le débit disponible sur cette machine est de 600 UM.min^{-1} .
- L’Institut de Cancérologie de l’Ouest René Gauducheau (Nantes) avec l’accélérateur Novalis, permettant de créer des faisceaux de photons de 6 MV avec des tailles de champs carrés de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ à $100 \times 100 \text{ mm}^2$, définis à 100 cm de la source. Il présente également des collimateurs additionnels de 4 mm à 15 mm de diamètre. Les débits disponibles sur cette machine varient de 160 à 800 UM.min^{-1} .
 - Le Centre de Lutte Contre le Cancer Léon Bérard (Lyon) avec l’accélérateur Elekta Synergy équipé d’un MLC Agility permettant de créer des faisceaux de photons de 6 MV et 18 MV avec des tailles de champs carrés variant de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ à $400 \times 400 \text{ mm}^2$. Cette machine fonctionne avec un débit maximal de 600 UM.min^{-1} .

Le rôle de chaque partenaire est défini de la manière suivante : le CEA-LIST doit utiliser son expertise sur le matériau diamant pour la fabrication du diamant synthétique et la caractérisation des propriétés du matériau requises pour la détection de rayonnement. Ce partenaire doit également réaliser un travail de compréhension des phénomènes physiques liés aux mini-faisceaux grâce à l’utilisation des simulations MC. Ces simulations réalisées avec le code PENELOPE ont surtout un intérêt pour l’optimisation de la géométrie du dosimètre et des matériaux qui le constituent. L’objectif est d’obtenir un dosimètre diamant proche de l’équivalence-eau ne présentant pas de dépendance en énergie. Enfin, le CEA-LIST, à travers le LNHB, a pour tâche de réaliser des mesures de dosimétrie relative ainsi que des étalonnages du dosimètre diamant dans des champs de référence de la radiothérapie conventionnelle.

La tâche de l’IRSN consiste tout d’abord à réaliser des mesures sur les différentes installations du projet DIADOMI avec des détecteurs passifs et actifs commercialisés : des micro-cubes ${}^7\text{LiF:Mg,Ti}$ de dimensions $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ (Harshaw) [65], des films Gafchromic EBT2 [51], la diode blindée EDGE Sun Nuclear, la diode non blindée PTW 60017, la chambre d’ionisation PinPoint PTW 31014 et le diamant naturel PTW 60003 [79]. Ces mesures ont pour objectif d’être comparées aux résultats expérimentaux obtenus avec le prototype de dosimètre diamant développé par le CEA-LIST. Enfin, un travail de modélisation du CyberKnife de l’ICL Alexis Vautrin doit également être réalisé par l’IRSN au cours du projet, à l’aide du code MC PENELOPE. Ces calculs représentent un autre élément de comparaison des mesures faites avec le dosimètre diamant synthétique.

Enfin, la partenaire industriel Plassys Bestek a pour rôle le développement d’un réacteur de croissance de type industriel dans le but d’obtenir un grand nombre de diamants monocristallins synthétiques reproductibles, avec comme objectif leur intégration dans le dispositif et la commercialisation de ces dosimètres.

I.5.4 Cahier des charges

Le dosimètre diamant développé au cours de cette thèse et dans le cadre du projet DIADOMI doit permettre de caractériser les mini-faisceaux par des mesures précises de débit de référence, de profils de dose, de rendements en profondeur et de facteurs ouverture collimateur. En radiothérapie conventionnelle, la précision requise sur la dose délivrée au volume cible est $\pm 5 \%$ (1σ) d'après Ahnesjö et Aspradakis [84]. Actuellement, les précisions requises pour les mesures de dosimétrie absolue et relative sont respectivement 2,0 % et 1,1 % d'après le Tableau I.2.

Etape du processus de détermination de la dose	$\frac{\Delta D(1\sigma)}{D} (\%)$
Détermination de la dose absolue au point d'étalonnage	2,0
Autres points de mesure : incertitude additionnelle	1,1
Stabilité du moniteur	1,0
Homogénéité du faisceau	1,5
Incertitudes sur les données du patient	1,5
Calcul de la dose	3,0
Mise en place du faisceau et du patient	2,5

Tableau I.2 – Précisions à atteindre sur la dose délivrée au patient en radiothérapie externe avec des faisceaux de photons d'après [84].

Les différents centres hospitaliers de DIADOMI ont défini un cahier des charges pour le dosimètre diamant, afin d'atteindre les précisions décrites précédemment.

Le dosimètre diamant doit satisfaire tous les critères requis en radiothérapie conventionnelle ainsi que ceux nécessaires aux mesures en mini-faisceaux dans des tailles de champs variant de 4 mm à 100 mm de côté ou de diamètre.

Concernant la géométrie du détecteur, les dimensions du volume sensible doivent être suffisamment petites, inférieures à 1 mm dans chaque direction, pour permettre les mesures dans les très petits champs, tout en maintenant un bon rapport signal sur bruit.

L'ensemble du détecteur doit être constitué de matériaux équivalents-eau pour ne pas présenter de dépendance de la réponse avec l'énergie, aussi bien lorsque la taille de champ varie que lorsque l'énergie du faisceau de photons incident varie.

Le manche et le câble du détecteur ne doivent pas non plus perturber la réponse du dosimètre. Pour cela, une position verticale du détecteur est attendue, permettant d'avoir le câble parallèle à l'axe du faisceau, notamment pour les mesures de FOC.

Pour faciliter son utilisation et ne pas avoir à modifier la chaîne de mesure des hôpitaux, il doit être adaptable aux différents systèmes d'exploration de faisceaux et

aux électromètres du commerce. Enfin, le détecteur doit présenter une bonne résistance aux rayonnements ionisants et être étanche pour les mesures dans l'eau.

Concernant les caractéristiques de la réponse du détecteur, celle-ci doit être suffisante pour réaliser une mesure avec le maximum de précision. Un rapport signal sur bruit supérieur à 1000 et une sensibilité de détection supérieure à 1 nC.Gy^{-1} sont demandés.

D'après le protocole IAEA 398 [19], la variation de la réponse du détecteur avec l'énergie du faisceau ne doit pas excéder 1 %. Pour étudier cette dépendance avec l'énergie, la même dose doit être délivrée au détecteur pour les différentes énergies de faisceau disponibles, et la variation de charge mesurée par le détecteur est alors calculée pour toutes ces énergies, par rapport à une énergie de référence.

La réponse doit être indépendante du débit de dose ($< 1 \%$) dans la plage de débit de dose habituellement utilisée en radiochirurgie (jusqu'à 8 Gy.min^{-1}). Deux méthodes peuvent être utilisées pour étudier cette dépendance avec le débit. La première méthode consiste à délivrer la même dose au détecteur pour différents débits et à calculer la variation de charge mesurée, par rapport à un débit de référence. La seconde méthode est la méthode de Fowler [85] reliant le courant I mesuré par le détecteur (en *Ampère*) au débit de dose \dot{D} (en Gy.min^{-1}) par la formule suivante :

$$I = I_0 + R\dot{D}^\Delta \quad (\text{I.21})$$

I_0 est le courant sans irradiation (en *Ampère*), R est un paramètre de fit exprimé en A.min.Gy^{-1} et Δ est un paramètre sans unité qui décrit l'écart à la linéarité de la réponse du détecteur. Ce dernier varie entre 0,5 pour les détecteurs ne comportant aucune impureté à 1 pour les détecteurs comportant une distribution homogène de pièges. D'après cette théorie de Fowler, une distribution homogène de pièges entraîne une linéarité de la réponse du détecteur avec le débit de dose.

La réponse du dosimètre diamant doit être linéaire avec la dose avec moins de 1 % de variation du rapport de la charge mesurée et de la dose délivrée, sur une gamme de dose variant de 5 cGy à 500 cGy.

La répétabilité de la réponse du détecteur doit être inférieure à 0,5 % sur 10 mesures consécutives minimum. Elle est évaluée en calculant le rapport de l'écart-type et de la moyenne des 10 mesures de charge réalisées avec le dosimètre :

$$\text{répétabilité} = \frac{\sigma_{charge}}{M_{charge}} \quad (\text{I.22})$$

La reproductibilité des mesures doit être inférieure à 1 %.

La réponse du dosimètre doit être indépendante de la température dans une plage de 15 à 25°C (variation $< 1 \%$).

La stabilité à court terme de la réponse du dosimètre doit être inférieure à 0,5 %. Elle est évaluée en faisant le rapport de l'écart-type et de la moyenne des valeurs de courant

mesurées toutes les 100 ms au cours d'une irradiation de quelques dizaines de secondes :

$$stabilité = \frac{\sigma_{courant}}{M_{courant}} \quad (I.23)$$

La réponse du détecteur doit également présenter une stabilité à moyen terme qui est évaluée selon les recommandations du LNHB [86]. Pour cela, le dosimètre diamant est irradié dans un faisceau de ^{60}Co pendant environ 15 h et la variation du courant obtenu par la chaîne de mesures du LNHB ne doit pas excéder 0,1 % par rapport à la première valeur.

Enfin, la réponse du détecteur doit être isotrope jusqu'à un angle de 20 °C minimum (variations < 1 %) pour réaliser les mesures de profils de dose sans influence de ce paramètre [32].

I.6 Conclusions du chapitre

La radiothérapie stéréotaxique est une technique de pointe nécessitant une précision élevée aussi bien sur le positionnement du patient que sur la dose délivrée. La précision élevée sur le positionnement du patient est obtenue grâce à des systèmes de contention mais également grâce au développement de systèmes d'imagerie performants associés aux machines de stéréotaxie. Cependant, les problèmes dosimétriques liés aux mini-faisceaux entraînent une imprécision sur la dose délivrée au patient au cours d'un traitement de radiothérapie stéréotaxique. Actuellement, il n'existe pas de détecteur entièrement fiable permettant de caractériser des mini-faisceaux avec une haute précision, principalement à cause de leur large volume sensible et/ou de leur non-équivalence à l'eau. Parmi les détecteurs existants, les diodes et les films sont ceux qui présentent la meilleure résolution spatiale pour les mesures de profils de dose. La diode semble également appropriée pour les mesures de rendements en profondeur, à condition de vérifier sa faible dépendance avec le débit de dose. Les dosimètres passifs tels que les TLD et les films Gafchromic sont des dosimètres de petits volumes et proches de l'équivalence-eau, qui peuvent donc donner des résultats satisfaisants pour les mesures de FOC, à condition d'avoir établi au préalable un protocole précis d'utilisation de ces dosimètres comme l'a fait l'IRSN, partenaire du projet DIADOMI [79].

L'objectif de cette thèse et du projet ANR DIADOMI est donc de développer un dosimètre diamant synthétique qui respecte toutes les contraintes de la dosimétrie des mini-faisceaux, à savoir un petit volume de détection et des matériaux équivalents-eau, dans le but de mesurer de façon précise la dose en mini-faisceaux. Le chapitre suivant va permettre de comprendre le fonctionnement d'un tel dosimètre.

Chapitre II

Diamant monocristallin CVD pour la détection de rayonnement

Sommaire

II.1 Introduction	51
II.2 Interactions Rayonnement-Matière	51
II.2.1 Rayonnements indirectement ionisants	51
II.2.1.1 Différents processus d'interactions	52
II.2.1.2 Domaine de prédominance	54
II.2.1.3 Atténuation et absorption d'un faisceau de photons par la matière	55
II.2.2 Rayonnements directement ionisants	56
II.2.2.1 Particules chargées légères : électrons et positrons	56
II.2.2.2 Particules chargées lourdes : particules α , protons, ions lourds	58
II.2.2.3 Ralentissement des particules chargées dans la matière	58
II.3 Présentation générale du diamant pour la détection de rayonnement	61
II.3.1 Structure cristallographique	62
II.3.2 Classification	63
II.3.3 Matériau semi-conducteur à grand gap	63
II.4 Principe de fonctionnement du détecteur diamant	64
II.4.1 Configuration sandwich	64
II.4.2 Mobilité des porteurs	65
II.4.3 Durée de vie des porteurs, pièges, centres de recombinaison dans le diamant	67
II.4.4 Collecte des charges créées	69

II.4.5	Contact métal/semi-conducteur	71
II.5	Etat de l'art des dosimètres diamant	72
II.5.1	Diamant polycristallin CVD	73
II.5.2	Diamant monocristallin CVD	76
II.6	Conclusions du chapitre	82

II.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter le fonctionnement des détecteurs de rayonnement réalisés à partir du diamant monocristallin synthétique CVD.

La fonction d'un détecteur semi-conducteur comme le diamant est de transformer l'énergie déposée par les rayonnements en un signal électrique. Les particules ionisantes génèrent dans le matériau une quantité de charges fonction de l'énergie déposée. Le déplacement des charges sous l'effet d'un champ électrique induit un courant électrique aux bornes du détecteur.

Le fonctionnement du détecteur dépend à la fois de l'interaction des rayonnements avec ce dernier et de la collecte des charges. Ainsi, dans un premier temps, les mécanismes d'interaction entre les rayonnements et la matière seront présentés. Dans un second temps, les propriétés électriques du diamant définies en termes de mobilité et de durée de vie des porteurs de charge seront détaillées, afin d'expliquer les mécanismes de formation du signal dans le détecteur. L'influence des défauts dans le diamant sur les propriétés de détection sera également discutée.

Enfin, pour illustrer ce chapitre, un état de l'art des détecteurs pour la radiothérapie réalisés à partir de diamant synthétique sera effectué, en insistant plus particulièrement sur leur application en mini-faisceaux.

II.2 Interactions Rayonnement-Matière

Pour comprendre le fonctionnement du détecteur diamant, les mécanismes d'interaction des rayonnements ionisants avec la matière doivent tout d'abord être décrits. Ces interactions sont responsables de la formation du signal dans le détecteur.

On peut classer les rayonnements ionisants suivant leurs interactions avec la matière :

- Les rayonnements indirectement ionisants : ce sont les rayonnements électriquement neutres tels que les rayons X et γ qui contribuent à la mise en mouvement de particules secondaires chargées ;
- Les rayonnements directement ionisants : ce sont les particules chargées (électrons, positrons, particules α , protons, ions lourds) qui déposent la majorité de leur énergie directement dans la matière.

II.2.1 Rayonnements indirectement ionisants

Les rayonnements indirectement ionisants correspondent aux rayonnements électromagnétiques X et γ . Ces deux types de rayonnements sont de même nature mais ils sont d'origine différente. Les photons X sont produits par des transitions électroniques. Les

photons γ sont produits par des transitions nucléaires, au cours de la désexcitation d'un noyau atomique, mais également au cours de l'annihilation d'un positron et d'un électron.

II.2.1.1 Différents processus d'interactions

Effet photoélectrique

Il s'agit de l'absorption totale d'un photon d'énergie $h\nu$ par un atome. Cette énergie est totalement transférée à un électron des couches profondes de l'atome (Figure II.1). L'atome se trouve alors dans un état ionisé. L'électron éjecté, appelé photoélectron, possède une énergie égale à celle du photon incident diminuée de l'énergie de liaison W de la couche à laquelle il a été arraché.

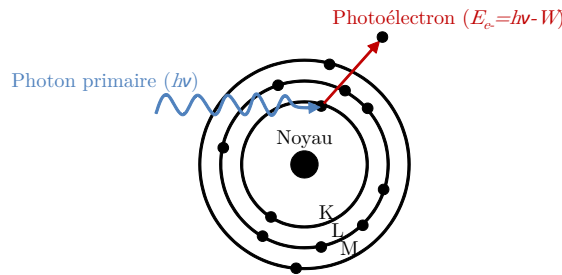


FIGURE II.1 – Effet photoélectrique : Le photon incident cède son énergie à un électron lié. L'électron est éjecté hors de l'atome avec une énergie cinétique $E = h\nu - W$.

La lacune créée dans les couches internes par l'éjection du photoélectron est comblée par un électron des couches externes. Ce réarrangement du cortège électronique s'accompagne de l'émission d'un photon X de fluorescence ou d'un électron Auger.

La section efficace d'interaction par effet photoélectrique est proportionnelle à $\frac{Z^3}{(h\nu)^3}$, où Z est le numéro atomique du milieu traversé par le faisceau de photons. De plus, plus l'énergie du photon incident est élevée, plus la probabilité est grande pour que le photoélectron soit émis dans la même direction que le photon incident.

Effet Compton

Il s'agit de l'interaction entre un photon et un électron peu lié des couches superficielles de l'atome. Le photon est alors diffusé avec un angle θ et une énergie $h\nu'$ inférieure à l'énergie du photon incident $h\nu$ (Figure II.2). Le reste de l'énergie est transféré à l'électron qui est alors éjecté de l'atome, toujours vers l'avant. Le photon diffusé peut être diffusé vers l'avant ou vers l'arrière (rétrodiffusion) en fonction de l'énergie du photon incident.

L'énergie du photon diffusé est donnée par la formule suivante :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{(1-\cos\theta)h\nu}{m_e c^2}} \quad (\text{II.1})$$

où $m_e c^2$ est l'énergie de masse de l'électron, égale à 511 keV.

La probabilité de l'interaction Compton est inversement proportionnelle à l'énergie $h\nu$ du photon incident. Elle augmente proportionnellement avec la densité électronique du milieu traversé et faiblement avec le numéro atomique du milieu.

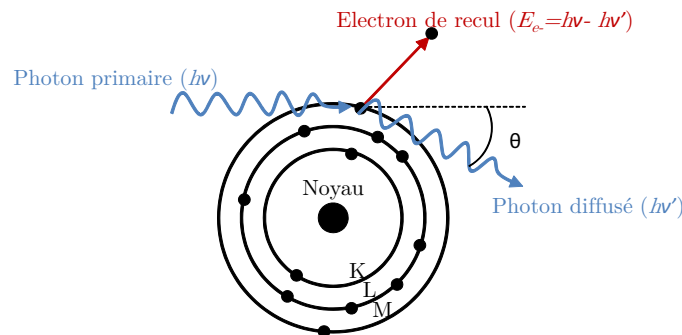


FIGURE II.2 – Effet Compton : le photon incident interagit avec un électron peu lié. L'électron est éjecté et le photon est diffusé avec un angle θ .

Diffusion Rayleigh

Il s'agit d'un phénomène d'interaction élastique d'un photon avec tous les électrons de l'atome. Le photon est ensuite réémis avec la même énergie mais dans une direction aléatoire (Figure II.3). Ce processus d'interaction se produit pour les photons de basse énergie comme l'effet photoélectrique, mais il est souvent négligé en radiothérapie, car la probabilité de diffusion Rayleigh est très inférieure à celle de l'effet photoélectrique.

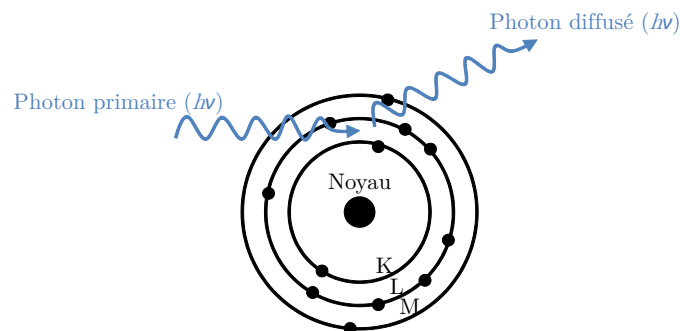


FIGURE II.3 – Diffusion élastique Rayleigh : Interaction du photon incident avec tous les électrons de l'atome et émission d'un photon avec la même énergie que le photon incident.

Création de paires

Ce phénomène correspond à la matérialisation d'une paire électron-positron qui se produit lorsqu'un photon passe au voisinage du noyau d'un atome (Figure II.4). Le photon incident disparaît et son énergie est distribuée en énergie cinétique pour l'électron et le positron créés. Ce processus d'interaction ne se produit que pour des photons possédant des énergies supérieures à deux fois la masse d'un électron ou positron au repos, soit 1,022 MeV. Au-delà de cette énergie seuil, la probabilité de l'effet de création de paires augmente avec l'énergie du photon incident et avec le numéro atomique du milieu.

Le positron créé est ensuite rapidement freiné dans la matière et il s'annihile avec un électron du milieu. Ce phénomène d'annihilation s'accompagne de l'émission de deux photons γ de 511 keV dans deux directions opposées.

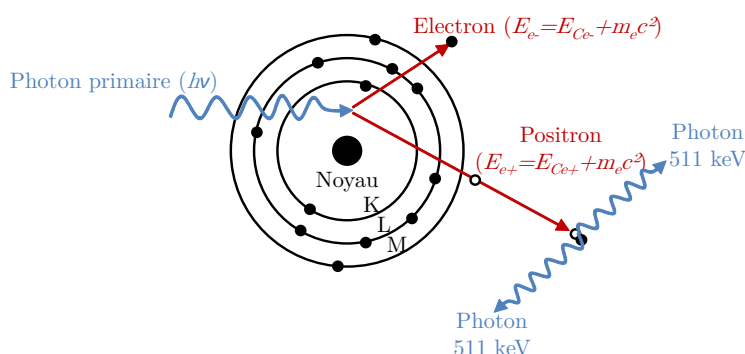


FIGURE II.4 – Processus de matérialisation : Création d'une paire électron-positron puis annihilation du positron avec émission de deux photons γ de 511 keV à 180°.

Réaction photonucléaire

Ce processus d'interaction entre un photon et la matière ne se produit que pour des photons d'énergie supérieure à 10 MeV. Dans ce cas, le photon incident est absorbé et un ou plusieurs nucléons peuvent être émis. Le noyau excité devient donc radioactif et il retournera à son état fondamental en émettant un photon γ . En radiothérapie, la probabilité de ce processus d'interaction est faible, mais pour les énergies supérieures à 10 MeV ce phénomène peut entraîner l'activation neutronique de certains éléments de la tête de l'accélérateur [87].

II.2.1.2 Domaine de prédominance

Dans la gamme d'énergies utilisées au cours de cette thèse, trois phénomènes d'interaction des photons avec la matière prédominent, à savoir l'effet photoélectrique, la diffusion

Compton et la création de paires. La probabilité de chacun de ces processus va dépendre du numéro atomique Z du matériau traversé et de l'énergie des photons incidents. La Figure II.5 présente les domaines de prédominance de ces effets en fonction de ces deux paramètres. Pour un matériau équivalent-eau comme par exemple le diamant présentant un numéro atomique de 6, la diffusion Compton domine sur la gamme d'énergie utilisée en radiothérapie. Pour des matériaux à Z plus élevés tels que le silicium des diodes ($Z=14$), la proportion d'effet photoélectrique augmente par rapport à un matériau équivalent-eau, ce qui entraîne une augmentation de l'énergie transférée aux particules chargées secondaires qui déposent ensuite cette énergie dans la matière. Ceci explique la sur-réponse de la diode aux photons de basse énergie par rapport à l'eau.

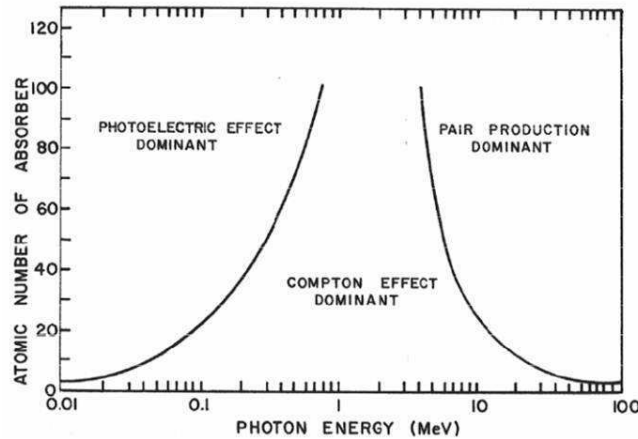


FIGURE II.5 – Domaines de prédominance des différents processus d'interaction des photons avec la matière.

II.2.1.3 Atténuation et absorption d'un faisceau de photons par la matière

Lorsqu'un faisceau de photons traverse la matière, les différents types d'interactions décrits précédemment peuvent se produire. Certains photons sont absorbés par le matériau, d'autres sont diffusés avec ou sans perte d'énergie, les autres photons sont transmis (Figure II.6). Si l'on considère un faisceau parallèle de photons mono-énergétiques traversant un écran d'épaisseur x , le nombre N de photons émergent du matériau est donné par la relation d'atténuation suivante :

$$N = N_0 \cdot \exp(-\mu x) \tag{II.2}$$

où N_0 est le nombre de photons incidents et μ est le coefficient d'atténuation linéique du matériau traversé, exprimé généralement en cm^{-1} . Ce coefficient d'atténuation totale exprime la probabilité qu'un photon d'interagir avec la matière par les processus

d'absorption et de diffusion. Il s'exprime selon la formule suivante :

$$\mu = \sigma \frac{\rho N_A}{A} \quad (\text{II.3})$$

où σ est la section efficace totale d'interaction d'un photon avec un atome du milieu, c'est-à-dire la probabilité d'un processus, exprimée en barns ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). N_A est le nombre d'Avogadro, ρ est la densité du matériau traversé et A sa masse atomique.

On définit plus généralement le coefficient d'atténuation massique $\frac{\mu}{\rho}$, exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Il est égal à la somme des coefficients partiels correspondant aux trois principaux types d'interactions des photons avec la matière :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (\text{II.4})$$

avec $\frac{\tau}{\rho}$, $\frac{\sigma}{\rho}$ et $\frac{\kappa}{\rho}$ les coefficients d'atténuation massiques respectifs de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et du processus de création de paires.

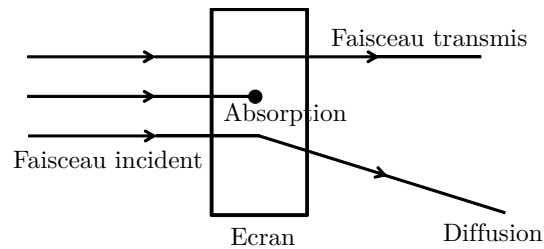


FIGURE II.6 – Atténuation d'un faisceau de photons.

II.2.2 Rayonnements directement ionisants

Parmi les rayonnements directement ionisants, nous allons distinguer dans cette étude les particules chargées légères comme les électrons et les particules chargées lourdes comme les particules α .

II.2.2.1 Particules chargées légères : électrons et positrons

Les particules chargées légères peuvent provenir de désintégrations nucléaires (rayonnements β^+ et β^-), d'excitations ou d'ionisations d'atomes. Elles peuvent également être produites par un accélérateur de particules, en chauffant un filament en tungstène. Enfin, ces particules chargées légères peuvent être issues des interactions des photons avec la matière décrites précédemment. En radiothérapie, ce sont ces particules qui vont ensuite créer les dommages aux molécules en déposant localement leur énergie.

La perte d'énergie des électrons se fait principalement par interaction coulombienne avec les électrons du milieu traversé, mais elle peut également se faire par interaction avec

les noyaux des atomes. Ces interactions, qui sont soit inélastiques soit élastiques, peuvent être décrites en fonction de deux paramètres a et b . Le paramètre a correspond au rayon de l'atome avec lequel l'électron incident interagit. Le paramètre d'impact b est défini comme la distance entre l'électron incident et le noyau de l'atome [21]. Les différentes interactions des électrons, représentées sur la Figure II.7, sont les suivantes :

- Si $b \gg a$, l'interaction peut être considérée comme élastique, l'électron subit une faible perte d'énergie et une faible déviation de sa trajectoire. La probabilité de cette diffusion est d'autant plus importante que l'énergie de la particule incidente est faible ;
- Si $b \approx a$, une collision inélastique de l'électron incident avec un électron du cortège des couches périphériques de l'atome peut se produire. L'électron subit alors une perte d'énergie et une déviation de sa trajectoire. L'atome se trouve dans un état excité ou ionisé en fonction de l'énergie cédée par l'électron incident.

Il y a ionisation lorsque cette énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron atomique qui est alors expulsé du cortège électronique. L'ionisation est alors suivie d'un réarrangement du cortège électronique. Si l'électron libéré a suffisamment d'énergie, il peut être responsable d'ionisations secondaires dans le milieu (électrons δ).

L'excitation se produit pour des énergies plus faibles, correspondant à la différence d'énergie de liaison entre deux couches électroniques. L'électron passe alors sur une couche moins liée.

- Si $b \ll a$, l'électron interagit avec le champ coulombien du noyau, il subit alors une forte déviation et un changement de vitesse qui s'accompagne d'une perte d'énergie caractérisée par l'émission d'un rayonnement de freinage (Bremmstrahlung). Ce rayonnement de freinage présente un spectre en énergie qui s'étend de 0 eV à l'énergie cinétique de l'électron incident. Ce phénomène de Bremmstrahlung est utilisé pour la production d'un faisceau de photons dans un accélérateur linéaire. La probabilité de ce phénomène est proportionnelle au carré du numéro atomique du matériau traversé (Z^2) et inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule incidente (m^2). Au-delà d'une énergie T_C , la perte d'énergie par rayonnement de freinage devient prépondérante. T_C est donnée en MeV par la formule suivante :

$$T_C \simeq \frac{800}{Z + 1,2} \quad (\text{II.5})$$

Dans le cas particulier du positron, celui-ci perd son énergie par les mêmes processus que l'électron, puis s'annihile avec un électron libre du milieu. L'énergie correspondant à cette annihilation, soit $2m_e c^2$, apparaît sous la forme de deux photons γ de 511 keV émis dans des directions opposées.

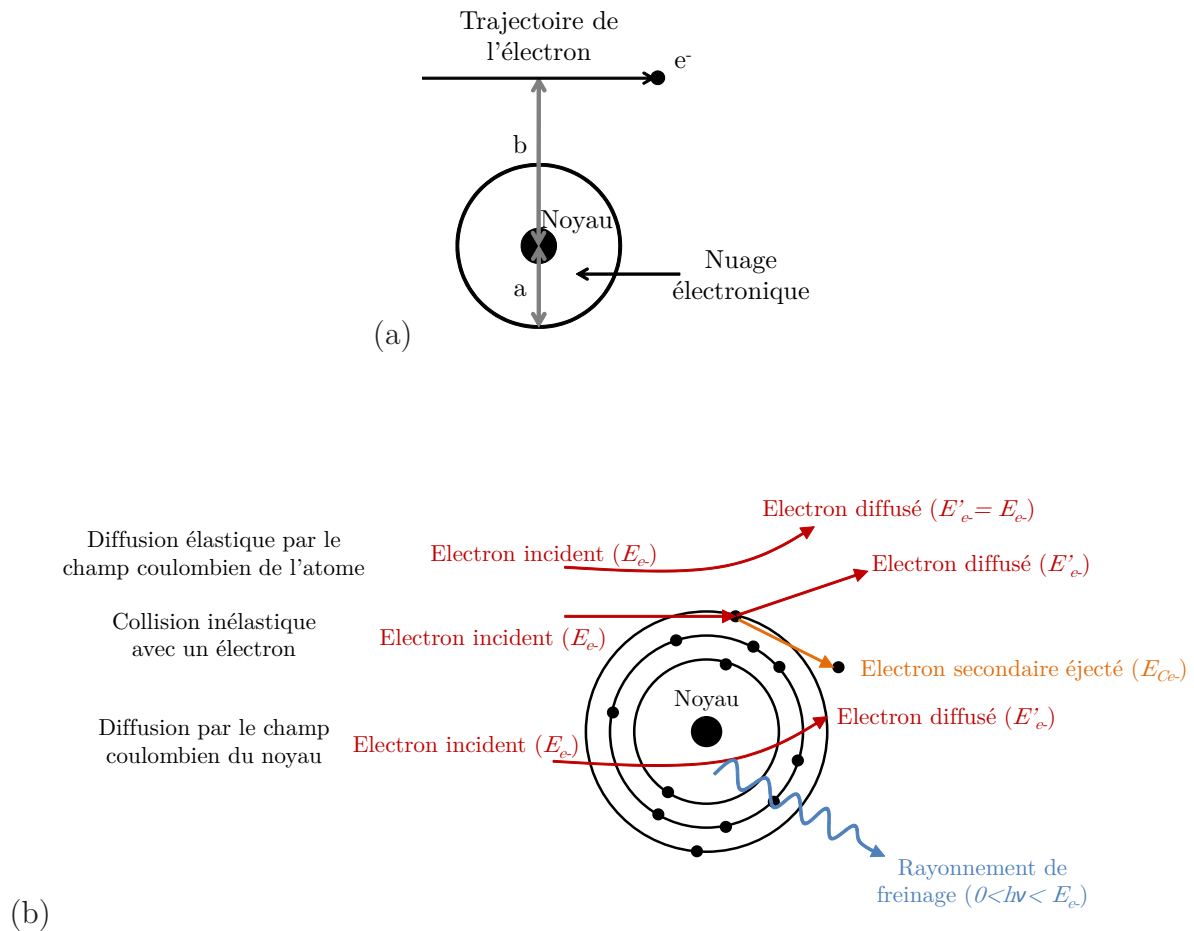


FIGURE II.7 – Interactions des électrons avec la matière. (a) : Représentation du paramètre d'impact b et du rayon atomique a d'après [21]. (b) : Différents phénomènes de diffusion et collision de l'électron avec un atome du milieu traversé, en fonction des paramètres a et b .

II.2.2.2 Particules chargées lourdes : particules α , protons, ions lourds

Les particules chargées lourdes sont les particules chargées ayant une masse très grande par rapport à la masse des électrons. Ces particules interagissent principalement dans le champ coulombien existant entre leur charge positive et la charge négative des électrons orbitaux d'un atome du milieu traversé. Cela entraîne des excitations et des ionisations de l'atome, le phénomène d'ionisation étant prépondérant. Les probabilités de collisions avec le noyau des atomes du milieu traversé ainsi que les interactions avec le champ nucléaire de ces atomes sont négligeables.

II.2.2.3 Ralentissement des particules chargées dans la matière

Au cours des interactions des particules chargées avec la matière, la particule incidente est ralentie en transférant de l'énergie aux atomes du milieu traversé. Ces interactions dépendent de la particule incidente (charge et vitesse) mais également du matériau

traversé (numéro et densité atomique). La particule chargée subit un grand nombre d'interactions (collisions ou interactions radiatives) avant d'être totalement arrêtée. Le pouvoir de ralentissement linéique est défini comme la quantité d'énergie perdue au cours de ces diverses interactions par la particule incidente, par unité de longueur de sa trajectoire. Il s'exprime par exemple en $keV.mm^{-1}$ ou en $MeV.cm^{-1}$.

Le pouvoir de ralentissement linéique d'une particule chargée lourde de vitesse v et de charge z pénétrant dans un matériau de numéro atomique Z , de densité ρ et de nombre de masse A est donnée par la formule de Bethe-Bloch suivante :

$$S = \frac{dE}{dx} = K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{\rho Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \text{ avec } K = 4\pi N_A m_e c^2 r_e^2 \quad (\text{II.6})$$

avec $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}$, c la vitesse de la lumière et N_A le nombre d'Avogadro. m_e est la masse de l'électron, r_e le rayon classique de l'électron et I un potentiel moyen d'excitation ou d'ionisation qui dépend du matériau traversé. δ est une correction pour les effets de densité de charge à haute énergie. Cette correction de densité de charge est due au fait que le champ électrique de la particule incidente polarise les atomes près de sa trajectoire. Cette polarisation réduit l'effet du champ électrique sur les électrons plus éloignés (effet d'écran) et réduit donc la perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$ ($\delta > 0$). L'effet de ce terme δ augmente avec l'énergie incidente et avec la densité ρ du milieu. La correction $\frac{C}{Z}$ qui tient compte des effets de liaison des électrons est importante à basse énergie.

Cette formule de Bethe-Bloch met en évidence le fait que la perte d'énergie est liée à la fois à la particule $\left(\frac{z}{\beta^2}\right)$ et au milieu $\left(\frac{\rho Z}{A}\right)$. Ainsi, pour un même milieu traversé, une particule α perd 4 fois plus d'énergie qu'un proton ayant la même vitesse. De plus, plus l'énergie de la particule chargée lourde est faible et plus elle cède d'énergie à la matière par unité de longueur. Ceci est à l'origine de la forme du pic de Bragg utilisé pour les traitements d'hadronthérapie par protons ou par ions et représentant la perte d'énergie en fonction de la distance parcourue (Figure II.8). Ce pic de Bragg présente une perte d'énergie maximum très prononcée suivie d'une chute brutale, montrant ainsi que le dépôt d'énergie est très localisé avec ce type de particules.

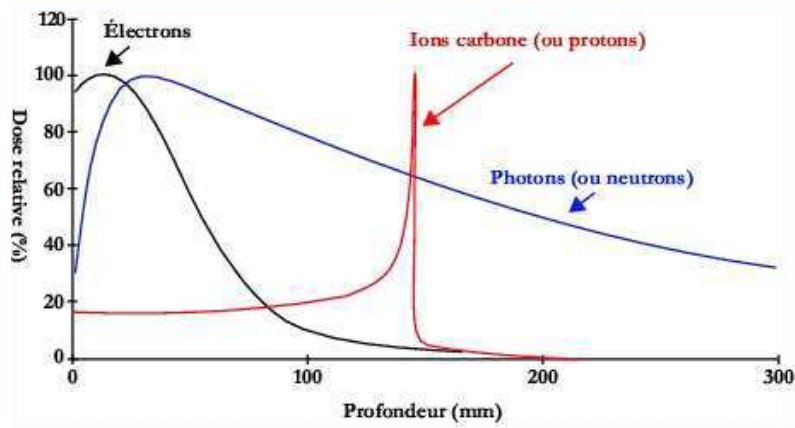


FIGURE II.8 – Courbes de rendement en profondeur pour un faisceau d'électrons, un faisceau de photons et un faisceau d'ions carbone ou protons (pic de Bragg). Les ions carbone ou les protons ont un dépôt d'énergie maximal en fin de parcours permettant de mieux épargner les tissus sains en amont et en aval de la lésion par rapport au faisceau de photons ou d'électrons.

Pour les électrons et positrons, la formule de Bethe-Bloch est modifiée car dans ce cas la masse de la particule incidente est égale à la masse de la particule cible. De plus, pour ces particules chargées légères, les interactions radiatives avec le noyau sont importantes (Bremmstrahlung). Ainsi, le pouvoir de ralentissement linéique des électrons et positrons prend en compte les collisions ainsi que les interactions radiatives avec le noyau :

$$S = \frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \quad (\text{II.7})$$

La formule de Bethe-Bloch modifiée devient la suivante :

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} = K \frac{1}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 T \sqrt{T+2}}{\sqrt{2} I} \right) + \frac{F(T)}{2} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (\text{II.8})$$

où T est l'énergie cinétique de l'électron ou positron en unité de $m_e c^2$ et $F(T)$ est une fonction différente pour les électrons et les positrons :

$$F(T) = 1 - \beta^2 + \frac{T^2}{8} - \frac{(2T+1) \ln 2}{(T+1)^2} \quad \text{pour les électrons} \quad (\text{II.9})$$

$$F(T) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{T+2} + \frac{10}{(T+2)^2} + \frac{4}{(T+2)^3} \right) \quad \text{pour les positrons} \quad (\text{II.10})$$

Enfin, pour les particules chargées légères, les pertes d'énergie par rayonnement de freinage et par collisions sont reliées par la formule suivante :

$$\left(\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} / \left(\frac{dE}{dx} \right)_{col} \right) = \frac{TZ}{800} \quad (\text{II.11})$$

où T est l'énergie cinétique de la particule incidente exprimée cette fois-ci en MeV .

On définit plus généralement le pouvoir de ralentissement massique qui s'exprime par exemple en $keV.cm^2.g^{-1}$:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (II.12)$$

La trajectoire des particules chargées lourdes dans la matière peut être considérée comme rectiligne avec des faibles transferts d'énergie à chaque collision. A l'opposé, la trajectoire d'un électron est chaotique. Elle peut en effet être fortement modifiée (jusqu'à 180° en cas de rétrodiffusion) et on définit alors le parcours d'un électron ou la portée comme étant la profondeur maximale de pénétration et non la longueur de sa trajectoire (Figure II.9). Le phénomène de rétrodiffusion des électrons est d'autant plus important que le numéro atomique du matériau traversé est grand, que l'énergie de l'électron incident est faible et que son angle d'incidence est grand par rapport à la normale à la surface d'entrée du matériau.

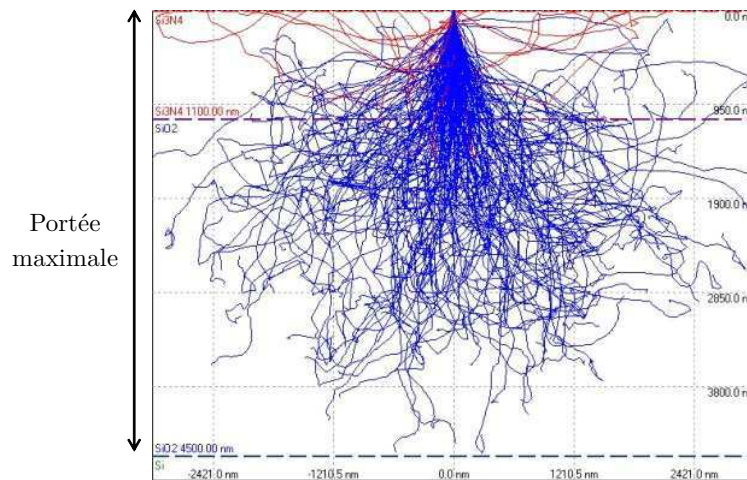


FIGURE II.9 – Trajectoire chaotique d'un électron dans la matière. Simulation Monte Carlo d'un faisceau d'électrons de 18 keV traversant une couche de Si_3N_4 puis SiO_2 . Les lignes rouges correspondent aux trajectoires des électrons qui retournent vers la surface d'entrée par rétrodiffusion.

II.3 Présentation générale du diamant pour la détection de rayonnement

Le diamant présente de multiples propriétés qui en font un matériau stratégique pour de nombreuses applications mécaniques, thermiques, optiques et électroniques. Dans le cas de son application pour la dosimétrie, la résistance du diamant aux rayonnements dans la gamme de débits de dose et d'énergies utilisés en radiothérapie, son inertie chimique et sa biocompatibilité sont des atouts qui s'ajoutent aux propriétés générales du diamant

II.3 Présentation générale du diamant pour la détection de rayonnement

pour la détection. Ces propriétés seront détaillées dans cette partie.

Une présentation rapide du matériau semi-conducteur diamant et notamment de sa structure cristallographique sera réalisée. Nous verrons par la suite que la présence d'impuretés ou de défauts dans cette structure peut influencer la collecte de charges et donc la réponse du détecteur. Une classification de ces cristaux sera donc présentée ici, en fonction de la quantité d'impuretés qu'ils contiennent.

II.3.1 Structure cristallographique

Le faible numéro atomique du diamant ($Z=6$), proche du numéro atomique effectif de l'eau et des tissus ($Z \simeq 7,4$), est un avantage important pour la dosimétrie des mini-faisceaux qui requiert un matériau équivalent-eau. Le diamant est en effet un cristal pur de carbone, constitué de deux structures cubiques à faces centrées (CFC) décalées d'un vecteur $(a/4, a/4, a/4)$, où a est le paramètre de maille égal à $3,567 \text{ \AA}$ à 0°C (Figure II.10). Ainsi, un site tétraédrique sur deux est occupé par un atome de carbone.

Les atomes de carbone sont liés entre eux par des liaisons covalentes de type sp^3 . La plus petite longueur de ces liaisons C-C est égale au quart de la diagonale de la maille élémentaire, soit $1,54 \text{ \AA}$. Le diamant possède 8 atomes de carbone par maille et une densité de $1,76 \cdot 10^{23} \text{ atomes.cm}^{-3}$. Cette densité élevée d'atomes dans le diamant est un avantage pour la détection de rayonnement, car un grand nombre d'interactions parmi celles décrites précédemment peuvent donc se produire dans ce matériau. Le détecteur diamant a ainsi une sensibilité élevée de détection.

Enfin, en multipliant la densité atomique par la masse atomique du carbone, une densité massique théorique de $3,51 \text{ g.cm}^{-3}$ est déterminée.

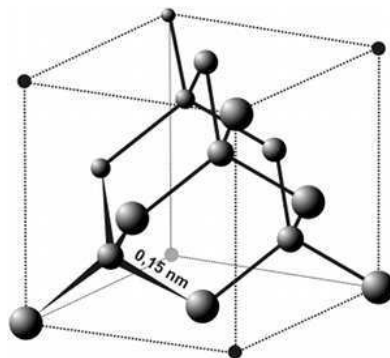


FIGURE II.10 – Maille élémentaire de la structure cristallographique du diamant.

II.3.2 Classification

Le diamant peut contenir des impuretés qui vont modifier la conductivité électrique et les phénomènes de transport de charges dans le matériau comme cela sera expliqué dans la suite de ce chapitre. Il est donc préférable d'utiliser un matériau intrinsèque avec le moins d'impuretés résiduelles possibles pour la réalisation de dosimètres en diamant.

Une classification des diamants naturels existe en fonction de la concentration d'azote qui est l'impureté prédominante dans ce matériau.

Les diamants de type I (98 % des diamants naturels) contiennent une quantité d'azote supérieure à 10^3 ppm, tandis que les diamants de type II sont plus purs et contiennent une concentration d'impuretés inférieure à quelques ppm.

Enfin, des sous-catégories sont définies en fonction du type d'incorporation de l'azote dans le matériau : les diamants sont classifiés de type *a* si les impuretés sont présentes sous forme d'agrégats et de type *b* si ces dernières sont incorporées sous forme substitutionnelle.

II.3.3 Matériau semi-conducteur à grand gap

Lorsqu'un matériau semi-conducteur comme le diamant est intrinsèque, il peut contenir des porteurs de charge libres, provenant uniquement de l'excitation thermique. En effet, à la température de 0 K, la bande de valence est saturée et la bande de conduction est vide ; il n'existe alors pas de porteurs de charge libres. Lorsque la température augmente, l'énergie d'agitation thermique peut permettre le déplacement des électrons de la bande de valence à la bande de conduction, laissant ainsi des états inoccupés dans la bande de valence appelés trous.

La neutralité électrique implique l'égalité entre les densités n_c d'électrons libres dans la bande de conduction et p_v de trous dans la bande de valence. Ces densités n_c et p_v exprimées en cm^{-3} sont décrites par la statistique de Maxwell-Boltzmann à la température T donnée, à partir des densités d'états N_c et N_v respectivement dans la bande de conduction et la bande de valence :

$$\text{Pour les électrons : } n_c = N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right) \text{ avec } N_c = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \text{ en } cm^{-3} \quad (\text{II.13})$$

$$\text{Pour les photons : } p_v = N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right) \text{ avec } N_v = 2 \left(\frac{m_h^* k_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \text{ en } cm^{-3} \quad (\text{II.14})$$

où m_e^* et m_h^* sont les masses effectives des électrons et des trous respectivement, k_B la constante de Boltzman, \hbar la constante de Planck, $(E_c - E_F)$ l'écart entre le bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi, $(E_F - E_v)$ l'écart entre le niveau de Fermi et

le haut de la bande de valence. D'après ces équations, on obtient la densité de porteurs intrinsèques n_i par la formule suivante :

$$n_i^2 = n_c \cdot p_v = N_c \cdot N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (\text{II.15})$$

où E_g est l'énergie de la bande interdite du matériau.

Le diamant est un matériau semi-conducteur avec une large bande interdite (5,5 eV). Ainsi, à température ambiante, la densité de porteurs intrinsèques dans le diamant est inférieure à 10^{-26} cm^{-3} , avec N_c et N_v de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} , $E_g = 5,5 \text{ eV}$ et $k_B T \simeq 0,025 \text{ eV}$ [88]. Par conséquent, la grande largeur de bande interdite du diamant résulte en un faible taux de génération de porteurs intrinsèques à température ambiante, ce qui implique que le détecteur diamant a un courant d'obscurité ou de fuite très faible. Cette large bande interdite lui permet également d'être très peu sensible à la lumière visible, on parle de semi-conducteur « solar-blind » [89] [90].

II.4 Principe de fonctionnement du détecteur diamant

Cette troisième partie regroupe les propriétés électroniques du diamant permettant d'expliquer le principe de fonctionnement du détecteur diamant en tant que chambre d'ionisation solide. Les mécanismes de formation du signal et de collecte des charges créées dans le détecteur sont expliqués. Les propriétés de transport des charges dans le diamant sont ensuite décrites en fonction de la présence de défauts ou d'impuretés dans le matériau.

II.4.1 Configuration sandwich

Le principe de détection du dosimètre diamant en tant que détecteur actif repose sur la création de paires électron-trou dans le matériau induite par l'interaction entre les particules ionisantes incidentes et le diamant. Une configuration type sandwich, pour laquelle deux contacts métalliques sont déposés sur les faces opposées du diamant, permet d'appliquer un champ électrique dans le matériau. Ce champ électrique permet de transporter les charges créées vers l'une des électrodes et de mesurer le courant induit par le déplacement de ces charges. La propriété du diamant en tant que semi-conducteur à grand gap entraîne le fait que dans un matériau intrinsèque pur, le courant induit par le rayonnement est facilement discriminé du courant de bruit thermique sans irradiation. Le principe de cette chambre d'ionisation solide est décrit sur la Figure II.11.

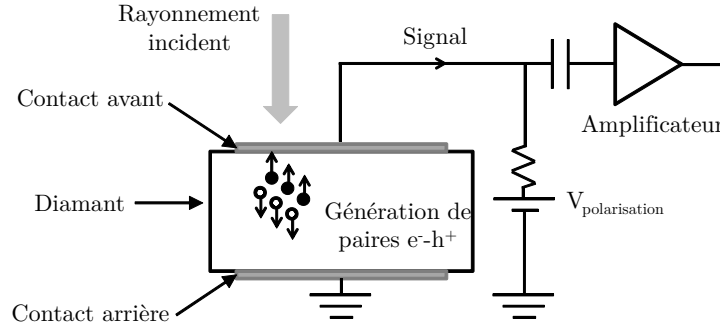


FIGURE II.11 – Schéma du principe de fonctionnement d'une chambre d'ionisation solide à partir d'un diamant dans une configuration sandwich.

II.4.2 Mobilité des porteurs

En l'absence de champ électrique dans le diamant, les porteurs libres sont mis en mouvement à cause de l'agitation thermique, ils subissent différentes collisions et leur déplacement se fait alors de façon aléatoire, de telle manière que la vitesse moyenne dans une direction donnée est nulle. Il n'y a pas de déplacement global des porteurs de charge, le courant électrique est alors négligeable.

L'application d'un champ électrique dans le diamant entraîne une augmentation de la vitesse des porteurs de charge et un déplacement effectif de ceux-ci. Les vitesses moyennes des porteurs exprimées en $cm.s^{-1}$ et nommées vitesses de dérive (v_d) dépendent alors du temps moyen entre deux collisions successives ou temps de relaxation (τ_C) :

$$\text{Pour les électrons : } v_{de} = -\frac{q \cdot \tau_{Ce}}{m_e^*} \vec{E} \quad (\text{II.16})$$

$$\text{Pour les trous : } v_{dh} = \frac{q \cdot \tau_{Ch}}{m_h^*} \vec{E} \quad (\text{II.17})$$

Les grandeurs $\frac{q \cdot \tau_{Ce}}{m_e^*}$ et $\frac{q \cdot \tau_{Ch}}{m_h^*}$ définissent respectivement la mobilité des électrons (μ_e) et des trous (μ_h), et ont la dimension d'une vitesse par unité de champ électrique ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$).

Trois types de collisions subies par les porteurs de charge sont généralement répertoriés : les collisions coulombiennes entre deux porteurs de charge (pp), les collisions entre porteurs et impuretés (pi) et les collisions entre porteurs et phonons (pph). Ces différentes collisions contribuent chacune à la mobilité globale μ des porteurs de charge :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{pp}} + \frac{1}{\mu_{pi}} + \frac{1}{\mu_{pph}} \quad (\text{II.18})$$

II.4 Principe de fonctionnement du détecteur diamant

La mobilité μ_{pp} varie en fonction de la température et de la concentration de porteurs intrinsèques n_i :

$$\mu_{pp} \propto \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_i} \quad (\text{II.19})$$

A température ambiante, la quantité de porteurs intrinsèques dans le diamant est quasiment nulle, les fluctuations de température sont donc négligeables sur cette valeur de mobilité.

Le phénomène de collisions des porteurs avec les éventuelles impuretés présentes dans le réseau dépend également de la température mais aussi de la concentration d'impuretés N_i selon la relation suivante :

$$\mu_{pi} \propto \frac{T^{\frac{3}{2}}}{N_i} \quad (\text{II.20})$$

Enfin, les collisions porteurs-phonons sont caractéristiques des interactions entre les porteurs et les vibrations des atomes du réseau cristallin. Lorsque la température augmente, les oscillations sont plus importantes impliquant une augmentation du nombre de collisions des porteurs et donc une baisse de leur mobilité :

$$\mu_{pph} \propto T^\alpha \quad (\text{II.21})$$

La valeur du paramètre α est fonction de la température. La Figure II.12 présentant des mesures de mobilités sur un diamant intrinsèque pur montre que jusqu'à 400 K, la valeur de α sera proche de -1,5 correspondant théoriquement à la diffusion par les phonons acoustiques. Au-delà de cette température, la pente de la courbe de mobilité en fonction de la température devient plus importante, avec une valeur de α proche de -3, du fait de la diffusion par les phonons optiques.

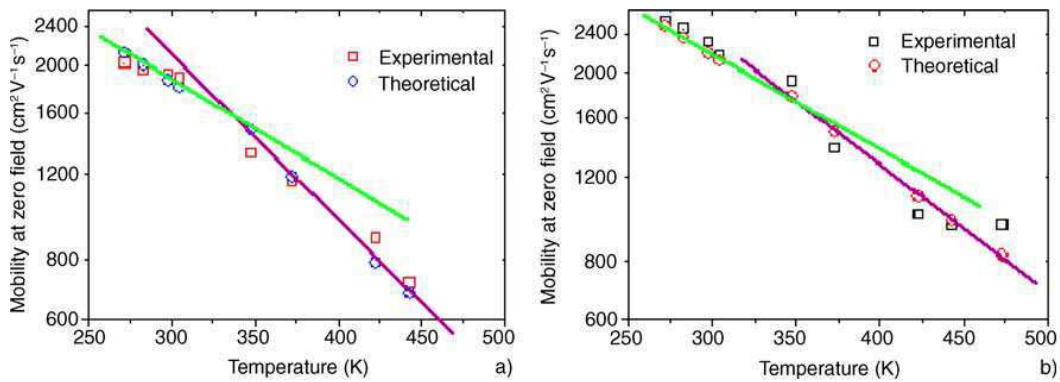


FIGURE II.12 – Variation de la mobilité avec la température pour les trous (a) et pour les électrons (b) dans un diamant monocristallin CVD présentant une faible concentration d'impuretés N_i . Dans ce cas, les collisions porteurs-phonons sont prédominantes, d'après Tranchant et al. [91].

A température fixe, la mobilité est constante pour des faibles valeurs de champ électrique et elle est notée μ_0 . En revanche, pour des champs électriques appliqués importants, la vitesse de dérive n'est plus proportionnelle à la valeur du champ, elle va tendre vers une valeur de saturation v_s car la mobilité devient fonction du champ électrique selon la loi empirique suivante :

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \frac{\mu_0 E}{v_s}} \quad (\text{II.22})$$

La Figure II.12 montre également que la mobilité des trous est différente de celle des électrons. Ceci s'explique entre autres par la différence des valeurs de masse effective m^* et de temps de relaxation τ_C pour les porteurs de charge.

II.4.3 Durée de vie des porteurs, pièges, centres de recombinaison dans le diamant

La durée de vie d'un porteur est définie comme le temps durant lequel le porteur est mobile, c'est-à-dire le temps durant lequel l'électron reste dans la bande de conduction et le trou dans la bande de valence. Cette durée de vie est influencée par la présence de niveaux d'énergie intermédiaires situés dans la bande interdite et qui capturent les porteurs de charge.

Ces niveaux discrets de pièges sont dus à la présence de défauts structuraux dans le réseau cristallin. Parmi ces défauts, il existe les lacunes ou défauts de Schottky correspondant à des atomes manquants sur un site. Les défauts interstitiels ou de Frenkel correspondent à des atomes insérés dans le cristal à un endroit inapproprié ; ces défauts interstitiels peuvent être soit des atomes du réseau, soit des impuretés. Enfin, les impuretés substitutionnelles correspondent à des atomes différents de ceux du réseau venant les remplacer sur un site. Ces défauts ponctuels, représentés sur la Figure II.13, peuvent également se trouver sous forme d'agrégats. Enfin, les défauts étendus du type dislocations peuvent également introduire des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite. Ces derniers types de défauts sont hélas très prédominants dans le diamant monocristallin CVD (Figure II.14).

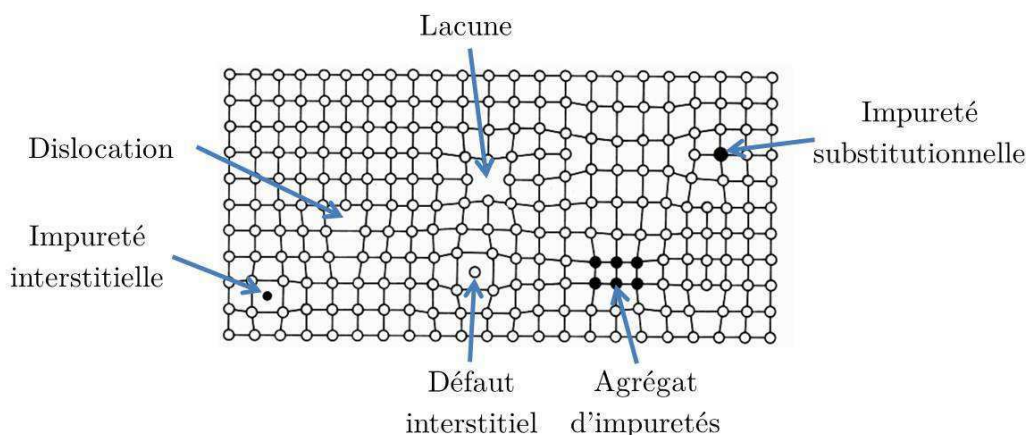


FIGURE II.13 – Défauts structurels qui modifient la périodicité du réseau cristallin introduisant des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite.

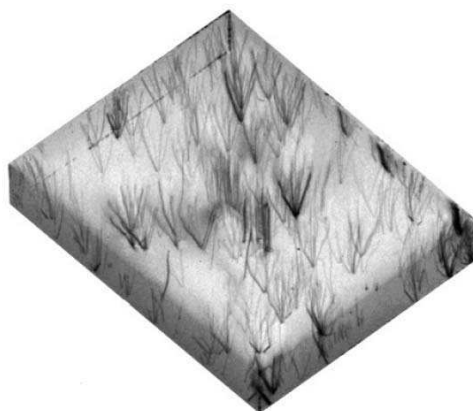


FIGURE II.14 – Image de topographie aux rayons X d'un diamant monocristallin CVD, montrant les dislocations, d'après [92].

En plus du piégeage, la durée de vie peut être influencée par deux autres mécanismes représentés sur la Figure II.15, à savoir le phénomène de recombinaison entre un électron et un trou, et le dépiégeage d'un porteur. Si le niveau d'énergie du piège est situé proche de la bande de conduction, on parle de piège à électrons. Si le niveau d'énergie du piège est situé proche de la bande de valence, on parle de piège à trous. Si le niveau d'énergie créé est loin dans la bande interdite, on parle de centre de recombinaison.

La probabilité de dépiégeage des porteurs situés sur un niveau d'énergie E_p est de la forme $\exp\left(-\frac{E_C-E_p}{k_B T}\right)$. Ainsi, à température ambiante, certains défauts dits profonds restent stables, alors que d'autres défauts moins profonds sont lentement vidés par agitation thermique. Les pièges profonds, une fois tous remplis, n'influenceront donc pas

la réponse du détecteur. Ils sont responsables du phénomène de « pompage » qui a lieu au cours de la première irradiation du diamant et qui sera étudié dans le Chapitre 3. En revanche, les pièges moins profonds sont responsables d'effets transitoires pouvant influencer davantage la réponse du détecteur [93].

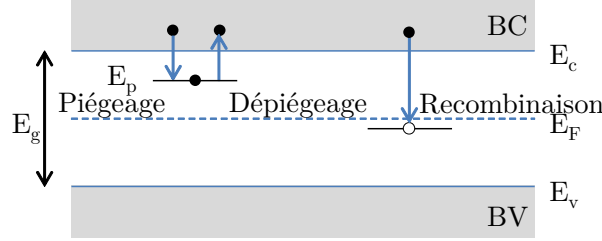


FIGURE II.15 – Modèle schématique d'un piège à électrons et d'un centre de recombinaison dans un cristal.

II.4.4 Collecte des charges créées

La formation du signal dans le détecteur se fait par la collecte de la charge Q_0 créée par les interactions du rayonnement incident avec le détecteur diamant. En présence d'un champ électrique, les électrons se dirigent vers l'anode alors que les trous se dirigent vers la cathode. Ce mouvement des porteurs de charge contribue à l'établissement d'un courant électrique aux bornes du détecteur. Dans l'hypothèse d'un champ électrique \vec{E} uniforme, le modèle de Hecht permet de définir le courant induit par la formule suivante :

$$I(t) = \frac{Q_0 E}{L} \left(\mu_e \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) + \mu_h \exp\left(-\frac{t}{\tau_h}\right) \right) \quad (\text{II.23})$$

avec L la distance inter-électrode, μ_e et μ_h les mobilités des porteurs, et τ_e et τ_h leurs durées de vie respectives. La charge totale induite sur les électrodes, correspondant à la charge totale collectée Q_{col} , est calculée en intégrant l'équation (II.23) précédente pendant le temps de transit des électrons t_{te} et des trous t_{th} qui correspond au temps nécessaire à ces porteurs pour atteindre une électrode :

$$Q_{col} = \frac{Q_0 E}{L} \left[\mu_e \tau_e \left(1 - \exp\left(-\frac{t_{te}}{\tau_e}\right) \right) + \mu_h \tau_h \left(1 - \exp\left(-\frac{t_{th}}{\tau_h}\right) \right) \right] \quad (\text{II.24})$$

Si l'on considère que la charge Q_0 est générée à une distance x de l'électrode négative, les temps de transit des électrons et des trous peuvent être calculés à l'aide de la relation suivante :

$$t_{te} = \frac{(L - x)}{\mu_e E} \text{ et } t_{th} = \frac{x}{\mu_h E} \quad (\text{II.25})$$

On définit alors l'efficacité de collecte des charges comme le rapport entre la charge collectée Q_{col} et la charge Q_0 créée par le rayonnement dans le matériau. Dans le cas

II.4 Principe de fonctionnement du détecteur diamant

considéré où la charge Q_0 est générée à une distance x de l'électrode négative, ce rapport noté CCE (Collection Charge Efficiency) s'écrit selon la formule suivante :

$$CCE = \frac{Q_{col}}{Q_0} = \frac{\mu_e \tau_e E}{L} \left(1 - \exp \left(-\frac{(L-x)}{\mu_e \tau_e E} \right) \right) + \frac{\mu_h \tau_h E}{L} \left(1 - \exp \left(-\frac{x}{\mu_h \tau_h E} \right) \right) \quad (\text{II.26})$$

Dans le cas d'une irradiation dite « surfacique », la profondeur de pénétration des rayonnements est très inférieure à l'épaisseur du détecteur, comme par exemple pour les mesures sous particules α présentées dans le Chapitre 3. L'équation (II.26) précédente, obtenue lorsque la charge Q_0 est créée vers l'électrode négative, peut alors être simplifiée en considérant d'une part x très petit devant L et d'autre part le fait que seul le déplacement des électrons, qui traversent pratiquement toute l'épaisseur du détecteur, participe à la formation du signal. Cette équation (II.26) s'écrit alors :

$$CCE = \frac{\mu_e \tau_e E}{L} \left(1 - \exp \left(-\frac{L}{\mu_e \tau_e E} \right) \right) \quad (\text{II.27})$$

Dans un matériau sans défaut, la durée de vie des porteurs est grande devant le temps de transit, et le terme $\left(\exp \left(-\frac{L}{\mu_e \tau_e E} \right) \right)$ peut alors être approximé par $\left(1 - \frac{L}{\mu_e \tau_e E} \right)$. Dans ce cas, la charge Q_{col} collectée est égale à la charge créée Q_0 et l'efficacité de collecte de charges est égale à 1. Ceci est vrai à condition que le champ électrique appliqué soit suffisamment intense pour entraîner tous les porteurs de charge vers les électrodes.

En présence de pièges et de centres de recombinaisons dans le matériau, l'efficacité de collecte de charges est modifiée par rapport à un échantillon intrinsèque pur. En effet, lorsqu'un porteur de charge se fait capturer par un centre de recombinaison, il ne participe pas au signal mesuré, diminuant ainsi l'efficacité de collecte des charges. Le temps moyen de recombinaison τ_{rec} sur un de ces centres est donné par la relation suivante :

$$\tau_{rec} = \frac{1}{n_r v_{th} \sigma_r} \quad (\text{II.28})$$

avec σ_r la section efficace de capture par le centre de recombinaison, v_{th} la vitesse thermique des porteurs de charge et n_r le nombre de centres de recombinaison vides.

Le phénomène de piégeage qui diminue également l'efficacité de collecte des charges peut en plus entraîner une modification locale du champ électrique dans le matériau. Le temps moyen de piégeage τ_{pieg} , sur un niveau d'énergie E_n défini par rapport à la bande de conduction pour les électrons et par rapport à la bande de valence pour les trous, est donné par la relation suivante :

$$\tau_{pieg} = \frac{1}{n_p v_{th} \sigma_p} \quad (\text{II.29})$$

avec σ_p la section efficace de capture de ces pièges et n_p le nombre de pièges non occupés.

Enfin, le temps moyen de dépiégeage τ_{depieg} sur ce même niveau d'énergie est donné par la relation suivante :

$$\tau_{depieg} = \frac{\exp [(E_n)/k_B T]}{N_p v_{th} \sigma_r} \quad (\text{II.30})$$

avec N_p le nombre total de pièges.

Dans le cas des mesures réalisées avec les rayonnements X, les charges sont créées dans tout le volume de détection contrairement aux particules α et une autre méthode est utilisée pour la détermination de l'efficacité de collecte de charges. Pour cela, le rapport du courant I_R mesuré avec le détecteur et du courant théorique I_P est calculé. La valeur du courant théorique en *Coulomb* est déterminée à partir de la formule suivante [45] [94] :

$$I_P = \frac{\dot{D}\rho eV}{E_{e-h}} \quad (\text{II.31})$$

avec \dot{D} le débit de dose en $Gy.s^{-1}$, ρ la masse volumique en $kg.cm^{-3}$, e la charge de l'électron de $1,6.10^{-19}$ C, V le volume de détection en cm^3 et E_{e-h} l'énergie pour créer une paire électron-trou dans le diamant exprimée en J .

Pour la réalisation d'un dosimètre, il est donc nécessaire d'utiliser un matériau très pur, dans lequel la totalité des charges créées par le rayonnement incident sera collectée, permettant la détermination précise de la quantité d'énergie déposée dans le détecteur.

II.4.5 Contact métal/semi-conducteur

La problématique des contacts électriques sur diamant est abordée au cours de cette thèse d'un point de vue dosimétrique essentiellement. Néanmoins, nous rappelons que la collecte totale des charges nécessite un bon écoulement des porteurs créés dans le matériau vers l'électrode. Plusieurs types de contacts peuvent être utilisés sur diamant et sont brièvement rappelés dans ce paragraphe.

Dans le cas du contact ohmique, les porteurs de charge peuvent passer librement à travers l'une ou l'autre électrode lorsqu'une tension de polarisation est appliquée, à cause de l'absence de barrière de potentiel. Il n'y a donc pas d'accumulation de charges au niveau des électrodes, qui aurait pour effet de modifier le champ électrique interne. Ceci présente un intérêt pour la détection de rayonnement. Avec de tels contacts, lorsque l'irradiation du détecteur s'arrête, le courant diminue avec un temps caractéristique équivalent à la durée de vie des porteurs de charge. La caractéristique courant-tension $I(V)$ pour des contacts ohmiques est symétrique et linéaire. Néanmoins, lorsqu'un des porteurs de charge est collecté au niveau d'une électrode, un porteur de même signe apparaît au niveau de l'électrode opposée afin de maintenir l'équilibre électronique dans le détecteur. Ceci implique que lorsque la durée de vie des porteurs est supérieure au temps de transit nécessaire pour traverser toute l'épaisseur du détecteur, un gain en photoconduction est observé. Dans ce cas, plusieurs porteurs sont mesurés pour un seul photoélectron créé [95] [96] [97].

Pour éviter ce gain en photoconduction, un contact bloquant ou Schottky peut être utilisé sur l'électrode opposée au contact ohmique, de manière à ne pas réinjecter de

porteurs de charge dans le diamant [98]. A l'inverse des contacts ohmiques, les contacts Schottky ne présentent pas de comportement symétrique. En fonction de la barrière de potentiel entre le métal et le semi-conducteur, le courant augmente de façon exponentielle avec la tension appliquée pour une polarité. Pour l'autre polarité, la diode Schottky ainsi formée est traversée par un faible courant qui ne dépend pas de la tension appliquée, la diode est alors bloquante.

L'état de surface du diamant influence le type de contacts obtenus [99] [100] [101] [102]. La surface du diamant peut se terminer soit par des liaisons hydrogènes soit par des liaisons oxygènes. Ces deux types de terminaison de surface entraînent des différences sur le transport des charges aux interfaces métal/diamant. Dans le cas d'une terminaison de surface hydrogénée, la surface du diamant se comporte comme une couche dopée de type p . L'exposition de l'échantillon à un plasma d'hydrogène permet d'obtenir une telle surface. Cependant, les contacts obtenus sur un diamant hydrogéné sont peu adhérents, difficilement reproductibles et la réponse du détecteur avec de tels contacts n'est pas stable [103]. La terminaison oxygénée très isolante, beaucoup plus stable et reproductible sera privilégiée au cours de cette thèse [104].

Dans le cadre de ce travail, plusieurs types de matériaux d'électrodes seront testés en suivant le cahier des charges du dosimètre diamant. Les caractéristiques $I(V)$ des différents matériaux d'électrodes seront évaluées dans le Chapitre 5 concernant l'optimisation du détecteur. Les matériaux d'électrodes déposés sur chaque face du diamant devront présenter une bonne adhésion mécanique sur le semi-conducteur. Ceci dépendra principalement de l'état de surface du diamant avant le dépôt d'électrodes. Les contacts électriques du dosimètre diamant devront permettre de collecter 100 % des charges créées par le rayonnement incident. Enfin, ce rayonnement ne devra pas modifier l'interface métal/diamant de manière à garantir une longue durée de vie du détecteur.

II.5 Etat de l'art des dosimètres diamant

Ce chapitre présente les différents travaux de la littérature sur les détecteurs en diamant monocristallin et polycristallin fonctionnant sur le mode chambre d'ionisation décrit précédemment. La bibliographie présentée ici est centrée sur l'utilisation du diamant en dosimètre.

Un premier état de l'art du dosimètre en diamant naturel commercialisé par PTW a déjà été présenté dans le Chapitre 1, évoquant les avantages et les inconvénients de celui-ci pour la mesure de dose dans les faisceaux de photons. Ce chapitre présente donc les études réalisées sur des dosimètres obtenus à partir de diamants synthétiques CVD pour une application de mesure de la dose dans les faisceaux de photons utilisés en radiothérapie. La technique CVD est une méthode de croissance privilégiée pour la dosimétrie comme

nous l'expliquerons dans le Chapitre 3.

II.5.1 Diamant polycristallin CVD

Le diamant polycristallin est historiquement le premier diamant synthétique à avoir été testé en dosimètre du fait de la maturité de la croissance par rapport au monocristallin. De 2004 à 2011, les résultats obtenus par les différentes équipes sur les diamants polycristallins CVD montrent les limitations de ce type de matériau pour la radiothérapie et particulièrement les techniques de pointe. La raison est le plus souvent un rapport signal sur bruit trop faible, une instabilité du signal sous irradiation, un temps de réponse au début ou à la fin de l'irradiation trop lent.

En 2004, Fidanzio et al. [105] ont développé et testé en champ standard dans un faisceau de photons de 6 MV un dosimètre en diamant polycristallin CVD. Le rapport signal sur bruit de 10 est très faible. La reproductibilité des mesures de 1 % est supérieure à la valeur recommandée par l'IAEA (0,5 %). Le dosimètre requiert une dose de pré-irradiation de 30 Gy avant d'atteindre la stabilité du courant sous irradiation. Cette dose de pré-irradiation est élevée en comparaison des doses requises pour les dosimètres diamant PTW comprises entre 5 et 15 Gy (voir Chapitre 1). L'efficacité de collecte de charges n'est que de 10 % pour un champ électrique appliqué élevé ($2,3 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$), à cause de la présence de défauts dans cette structure cristalline.

En 2007, De Angelis et al. [106] ont observé pour des dosimètres en diamant polycristallin CVD une stabilité du signal de 0,1 % après une dose de pré-irradiation très élevée de 150 Gy. Leurs résultats montrent les limitations de ce type de dosimètres pour les mesures en RCMI « step and shoot » où des segments d'irradiation peuvent présenter de très faibles doses. Ces dosimètres présentent un temps de montée équivalent à une chambre d'ionisation Farmer jusqu'à 90 % du signal stabilisé, mais il faut ensuite 5 à 7 secondes au diamant polycristallin pour être stable (Figure II.16). Ceci entraîne une sous-estimation de la dose mesurée pour chaque segment. Ce phénomène est compensé par le fait que le courant ne retrouve pas immédiatement sa valeur initiale de bruit lorsque le faisceau d'irradiation s'arrête entre deux segments, entraînant alors une surestimation de la dose (Figure II.17).

En 2008, Descamps et al. [107] ont développé un dosimètre à partir de diamant polycristallin CVD présentant une très bonne stabilité et une bonne reproductibilité ($< 0,5 \%$). Cependant, comme dans l'article de Fidanzio et al. [105], le rapport signal sur bruit est trop faible avec ce dosimètre, et son utilisation en RCMI n'est pas envisageable pour les segments délivrant une faible dose.

En 2009, Lansley et al. [108] confirment également ce faible rapport signal sur bruit, qui limite l'utilisation du diamant polycristallin pour la dosimétrie.

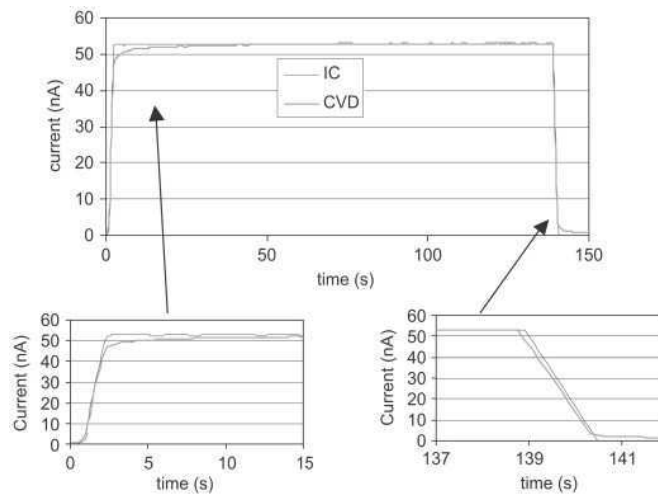


FIGURE II.16 – Courant mesuré en fonction du temps avec le diamant polycristallin CVD et une chambre d'ionisation Farmer (IC), après la pré-irradiation du diamant. Le courant mesuré par la chambre a été multiplié par un facteur permettant une meilleure comparaison des deux réponses, d'après [106].

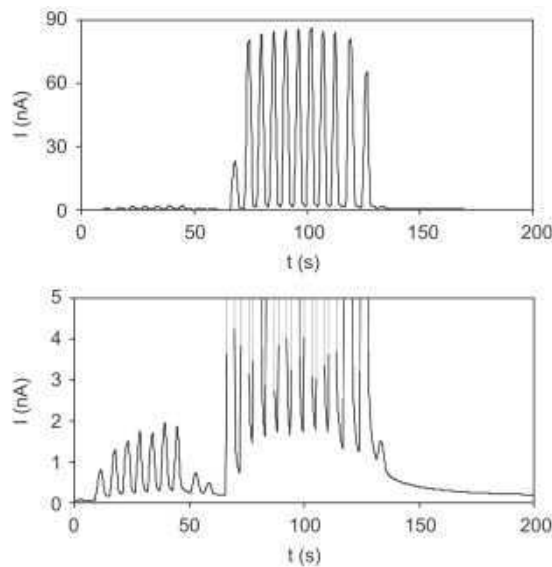


FIGURE II.17 – Courant mesuré avec le diamant polycristallin CVD au cours d'un traitement RCMI « step and shoot » avec 21 segments pour des faisceaux de photons de 10 MV. En bas : zoom indiquant que le courant n'a pas le temps de descendre à sa valeur de bruit initiale entre deux segments, entraînant une surestimation de la dose, d'après [106].

Enfin, en 2011, Bruzzi et al. [109] ont amélioré les travaux obtenus en 2007 [106]. Pour cela, un nouveau type de contacts a été déposé sur chaque face du diamant polycristallin, à savoir une couche de titane et de chrome, permettant de créer des barrières Schottky aux interfaces entre le métal et le diamant, et par conséquent un champ électrique interne. Il n'est pas nécessaire d'appliquer une tension de polarisation pour mesurer un

courant sous irradiation. Selon Bruzzi et al., le fait de ne pas polariser le dosimètre permet de réduire l'influence des pièges sur la stabilité du dosimètre et les temps de réponse. Avec ces nouveaux dosimètres fonctionnant comme des diodes, la dose de pré-irradiation nécessaire pour stabiliser leur réponse est comprise entre 8 et 20 Gy. Cependant, la sensibilité est nettement diminuée lorsque le dosimètre n'est pas polarisé (4 nC.Gy^{-1} à 0 V et $268,8 \text{ nC.Gy}^{-1}$ à 100 V pour le même échantillon). Le rapport signal sur bruit reste tout de même suffisant pour réaliser les mesures à 0 V, avec des contacts d'au moins 6 mm^2 . Les temps de réponse sont améliorés avec ce type de dosimètre et sont comparables à ceux du diamant naturel de PTW dans un faisceau de photons de 10 MV produit par un accélérateur linéaire (Figure II.18). La linéarité avec la dose a été vérifiée pour ce détecteur diamant sur une gamme de 1 UM à 1000 UM, avec une déviation maximale de 1,7 %. La dépendance de la réponse du détecteur avec le débit de dose, évaluée par la méthode de Fowler dont le principe est expliqué dans le Chapitre 1, est plus faible que lorsque le diamant était polarisé, avec des valeurs de Δ comprises entre 0,919 et 0,964. Une forte dépendance en énergie de la sensibilité est observée entre un faisceau de photons de 6 MV et de 18 MV, avec une variation de 16,8 %. Enfin, les FOC ont été mesurés pour des tailles de champs jusqu'à $2,4 \times 2,4 \text{ cm}^2$ et comparés avec une diode SFD Scanditronix et une chambre d'ionisation de type Farmer. Un écart maximum de 3 % est observé pour le plus petit champ par rapport aux détecteurs commercialisés pris comme référence. Ce dosimètre montre des caractéristiques qui répondent pour la plupart au cahier des charges de la radiothérapie conventionnelle. Ces améliorations sont attribuées d'après les auteurs au nouveau type de contacts sur le matériau, mais pourraient aussi être dues à l'amélioration du matériau lui-même de 2007 à 2011. Cependant, malgré ces améliorations, ce dosimètre ne semble pas approprié pour une mesure de dose en mini-faisceaux, à cause de son large volume de détection nécessaire pour avoir un bon rapport signal sur bruit.

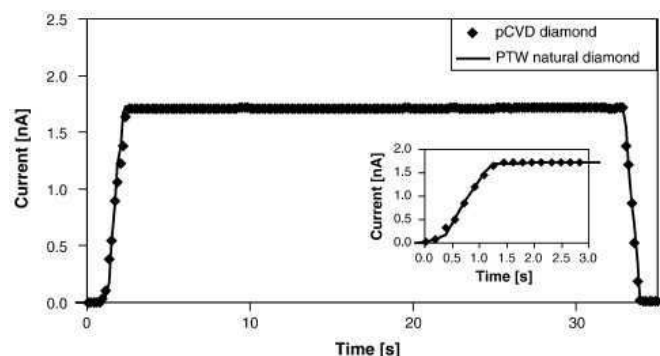


FIGURE II.18 – Courant mesuré en fonction du temps avec le diamant polycristallin CVD avec contacts Schottky et le diamant naturel PTW, dans un faisceau de photons de 10 MV, dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Un facteur a été appliqué au courant mesuré par le diamant PTW pour une meilleure comparaison [109].

II.5.2 Diamant monocristallin CVD

Le diamant monocristallin du fait de sa faible densité de défauts par rapport au polycristallin est très étudié pour la détection de rayonnement et la dosimétrie. De nombreuses équipes se sont penchées sur le développement de dosimètres en diamant monocristallin CVD.

En 2009, Tromson et al. [110] ont étudié la potentialité du diamant monocristallin CVD développé au CEA-LIST pour les traitements par RCMI avec un dosimètre présentant un petit volume actif de $0,534 \text{ mm}^3$. Les mesures en champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, dans un faisceau de photons de 6 MV, ont tout d'abord confirmé la performance du dosimètre diamant pour la radiothérapie conventionnelle. Un rapport signal sur bruit de 2600 et une sensibilité élevée de $215 \text{ nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$ ont été mesurés pour un champ électrique appliqué de $0,3 \text{ V}.\mu\text{m}^{-1}$. La stabilité et la répétabilité inférieures à 0,5 % sont en accord avec les recommandations de l'IAEA. La linéarité de la réponse du détecteur avec la dose a été vérifiée, ainsi que la faible dépendance de la réponse du dosimètre avec le débit de dose estimée avec la méthode de Fowler ($\Delta = 1,04 \pm 0,04$).

Cet article montre ensuite le bon accord entre la réponse du diamant et celle d'une chambre d'ionisation PTW Semiflex type 31002, au cours d'un faisceau RCMI composé de 10 segments (Figure II.19). Ce bon accord s'explique notamment par des temps de réponse rapides de ce détecteur diamant. Un écart de 2 % avec la dose calculée par le TPS est observé, démontrant ainsi que ce dosimètre est un candidat adapté à ce type de mesures. Cependant, le volume actif reste encore trop important pour une utilisation en mini-faisceaux et les matériaux d'encapsulation du dosimètre ne sont pas optimaux.

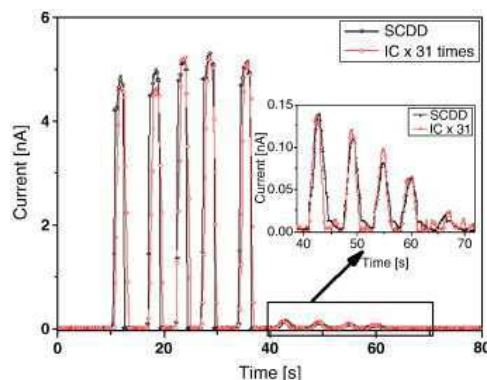


FIGURE II.19 – Courant mesuré par le diamant monocristallin CVD, à l'isocentre d'un faisceau RCMI composé de 10 segments, en accord avec la réponse de la chambre d'ionisation PTW, d'après [110].

En 2010, Schirru et al. [94] ont développé un dosimètre en diamant monocristallin CVD présentant un volume sensible de $3,5 \text{ mm}^3$, ce qui est beaucoup trop élevé pour les mini-faisceaux. Ce dosimètre présente des performances en champ standard comparables aux

dosimètres développés par Tromson et al. [110], avec une sensibilité de $165 \text{ nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$ dans un faisceau de ^{60}Co . Dans cet article, la dépendance de la réponse du dosimètre avec l'énergie du faisceau de photons a également été étudiée : une variation maximale de 0,2 % a été déterminée entre le faisceau de ^{60}Co et les faisceaux de 6 MV et 18 MV.

En 2012, Betzel et al. [111] ont étudié les performances de détecteurs réalisés à partir de diamants monocristallins CVD. Ces diamants fournis par la société Element Six présentent des dimensions de $3 \times 3 \times 0,5 \text{ mm}^3$. Des contacts en argent de diamètre 1 mm sont déposés sur chaque face du diamant permettant d'obtenir un petit volume sensible proche de $0,4 \text{ mm}^3$. Ils ont montré qu'une nouvelle dose de pré-irradiation était nécessaire avec ces dosimètres lorsqu'ils n'étaient pas irradiés pendant un certain intervalle de temps au cours d'une journée de mesures. Ainsi, pour chaque test réalisé au cours de cette étude, plusieurs mesures sont faites et la première d'entre elles n'est jamais prise en compte. En appliquant cette méthode d'exclusion de la première mesure, la répétabilité de la réponse d'un dosimètre est passée de 1,4 % à 0,3 %.

La sensibilité de ces détecteurs diamants CVD est d'environ $525 \text{ nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$ dans un faisceau de 6 MV. La méthode de Fowler appliqué à différents dosimètres a montré une légère dépendance de la réponse avec le débit de dose, avec un paramètre Δ de 0,92, sur la gamme de débits compris entre 0,39 et $1,95 \text{ Gy.min}^{-1}$. Les auteurs ont par la suite corrigé la réponse du détecteur de cette dépendance avec le débit de dose pour les mesures de rapports tissu-maximum (RTM), de profils de dose et de FOC.

Des mesures de RTM ont été réalisées dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et sont en bon accord avec celles obtenues avec une chambre d'ionisation Farmer $0,6 \text{ cm}^3$ de PTW. Les profils de dose ont été mesurés pour des champs de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Pour le champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, la pénombre 20 % - 80 % obtenue avec le détecteur diamant CVD est en accord avec celle obtenue avec une diode de référence en Silicium Scanditronix (Figure II.20.(a)). Le profil mesuré avec le diamant pour le champ de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ est présenté sur la Figure II.20.(b). Aucune comparaison avec un détecteur de référence n'a été réalisée pour cette taille de champ.

Enfin, les mesures de FOC ont été réalisées pour des tailles de champs variant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à $15 \times 15 \text{ cm}^2$ (Figure II.21). Pour les tailles de champs supérieures à $3 \times 3 \text{ cm}^2$, les FOC mesurés avec le diamant CVD sont en accord avec ceux obtenus avec une chambre d'ionisation PTW de $0,125 \text{ cm}^3$ (écart $< 1,3 \%$). Pour les tailles de champs inférieures à $3 \times 3 \text{ cm}^2$, aucune comparaison n'a été réalisée avec un détecteur du commerce, ce qui ne permet aucune validation des mesures. Ce dosimètre n'est pour le moment pas approprié pour la mesure de dose en mini-faisceaux car il contient des composants métalliques de numéro atomique élevé situés à proximité du diamant qui doivent perturber de façon significative le manque d'équilibre électronique latéral dans l'eau en mini-faisceaux.

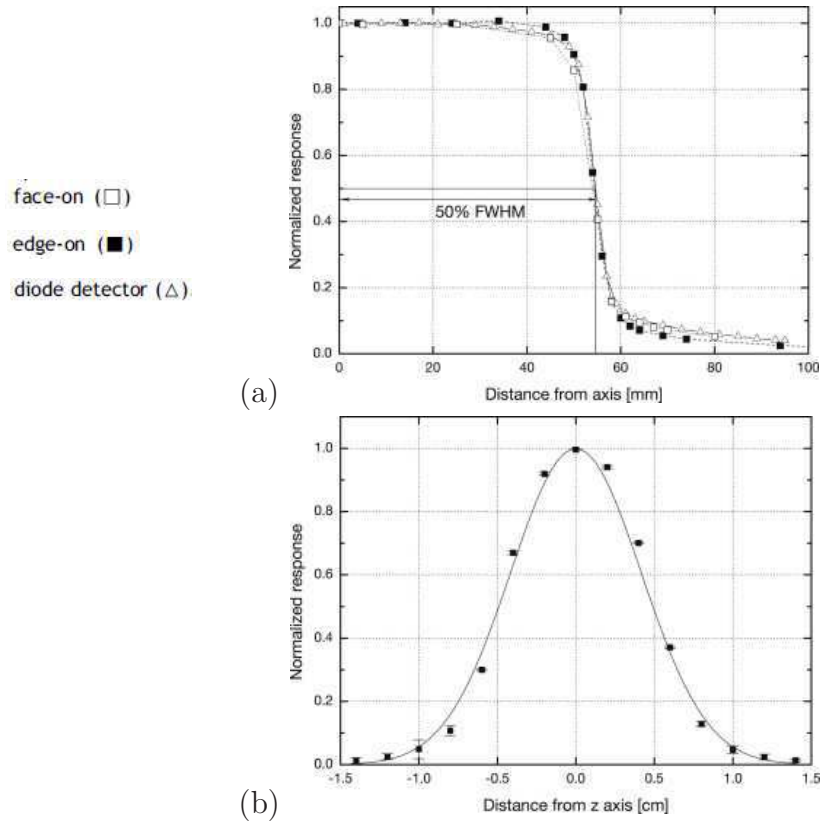


FIGURE II.20 – Profils de dose mesurés à 10 cm de profondeur dans un faisceau de photons de 6 MV, pour deux orientations du diamant dans le faisceau : « Face-on » signifie que le faisceau arrive sur une des faces du diamant et « edge-on » signifie que le faisceau arrive sur son épaisseur de $500 \mu\text{m}$. (a) : Champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Comparaison avec une diode. (b) : Champ $1 \times 1 \text{ cm}^2$. Une courbe gaussienne a permis d’ajuster ce profil [111].

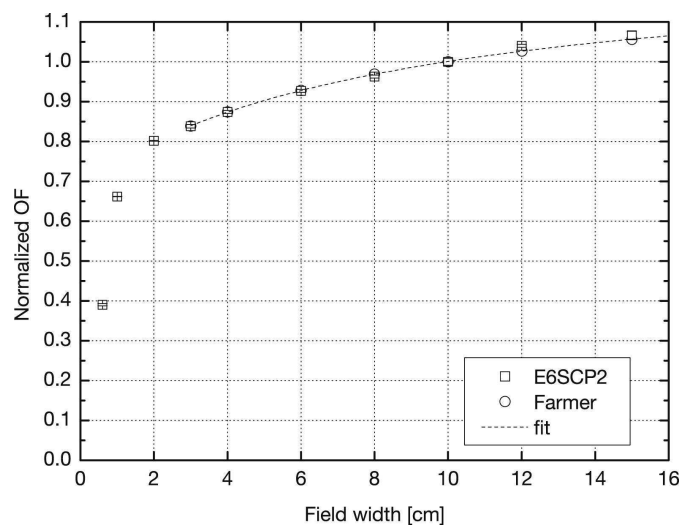


FIGURE II.21 – FOC mesurés avec le diamant CVD et comparés avec ceux obtenus avec une chambre d’ionisation Farmer jusqu’à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ [111].

En 2012, Ciancaglioni et al. [112] ont présenté une étude très complexe réalisée dans des petits champs de photons avec un détecteur en diamant monocristallin CVD. Ce dosimètre présente une structure particulière. La croissance d'une première couche de diamant dopée bore est réalisée sur un substrat HPHT de type Ib. Cette première couche de diamant synthétique conductrice joue le rôle de contact arrière. Une couche de diamant intrinsèque d'une épaisseur de $1,0 \pm 0,1 \mu\text{m}$ est ensuite déposée sur la couche de diamant dopée bore. Enfin, un contact en aluminium de 2,2 mm de diamètre est évaporé sur la couche de diamant intrinsèque et joue le rôle de contact avant. Cette structure fonctionne alors comme une diode Schottky et une tension de 0 V est appliquée à ce dosimètre pour toute cette étude. L'encapsulation du dosimètre dans du PMMA et de la résine epoxy est décrite sur la Figure II.22. Dans cette étude, le câble est toujours placé parallèlement à l'axe du faisceau d'irradiation. Les mesures sont réalisées dans un faisceau de photons de 10 MV produit par un accélérateur linéaire muni d'un MLC permettant d'obtenir des tailles de champs variant de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

L'atout de ce dosimètre est aussi un de ces inconvénients : son très petit volume sensible ($0,0038 \text{ mm}^3$) entraîne des faibles valeurs de courant mesuré de quelques dizaines de pA. La sensibilité est cependant d'environ $190 \text{ nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$.

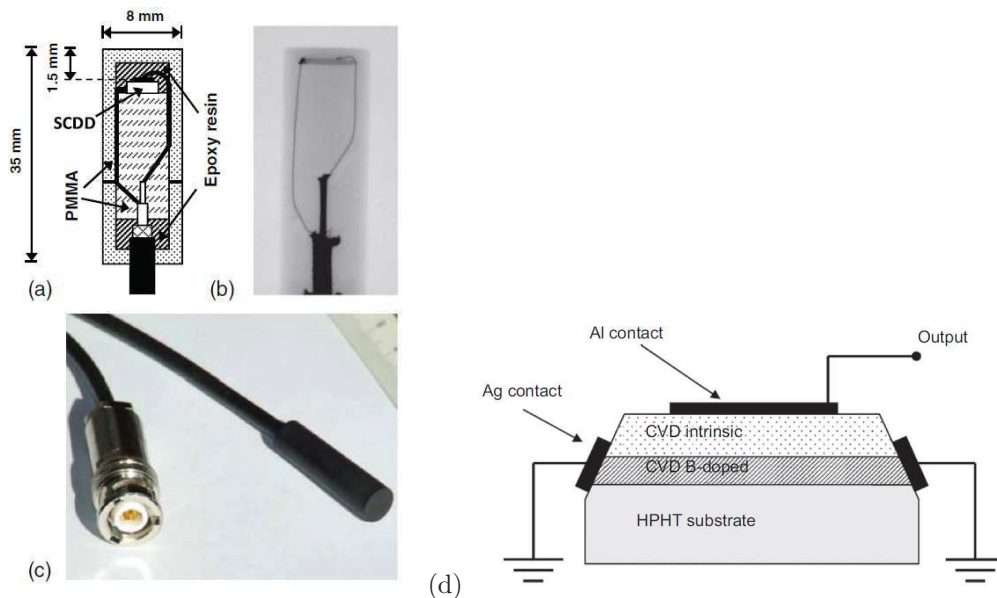


FIGURE II.22 – (a) : Schéma du détecteur diamant développé par Ciancaglioni et al. [112]. (b) : Radiographie de ce dosimètre. (c) : Photo de l'encapsulation étanche du dosimètre et son câble triaxial. (d) : Schéma de la structure de cette diode d'après [113].

La linéarité avec la dose a été vérifiée pour des valeurs de dose variant de 2 à 1000 UM, pour les champs de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et $2 \times 2 \text{ cm}^2$. La dépendance de la réponse du détecteur avec le débit de dose a été étudiée en champ standard, en comparant la charge mesurée par le dosimètre diamant pour chaque débit de dose (de 100 UM.min^{-1} à 600 UM.min^{-1}),

pour une même dose délivrée de 200 UM. Une variation inférieure à 0,5 % par rapport au débit de référence de 300 UM.min⁻¹ a été observée, ce qui est en accord avec l'IAEA.

Les rendements en profondeur et profils de dose ont été mesurés avec ce dosimètre diamant pour les champs de 1 × 1 cm² à 10 × 10 cm². Ils ont été comparés aux distributions de dose mesurées avec la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014 présentant un large volume de détection de 15 mm³. Ces mesures montrent un bon accord entre les deux détecteurs qui présentent des dimensions latérales comparables.

Enfin, des mesures de FOC ont été réalisées pour des tailles de champs variant de 1 × 1 cm² à 10 × 10 cm² (Figure II.23). Ces valeurs de FOC sont en accord avec celles obtenues avec la PinPoint (écart maximal de 1 %). D'après ce qui a été exposé dans le Chapitre 1, la PinPoint présente un volume de détection trop large pour les mesures de dose dans des tailles de champs inférieures à 3 × 3 cm² et cela entraîne une sous-estimation du FOC en mini-faisceaux. Ces résultats montrent donc les limites de ce dosimètre diamant pour la mesure de dose en mini-faisceaux. Les dimensions des contacts peuvent être difficilement réduites car le rapport signal sur bruit ne sera plus suffisant pour réaliser des mesures aux faibles doses d'irradiation.

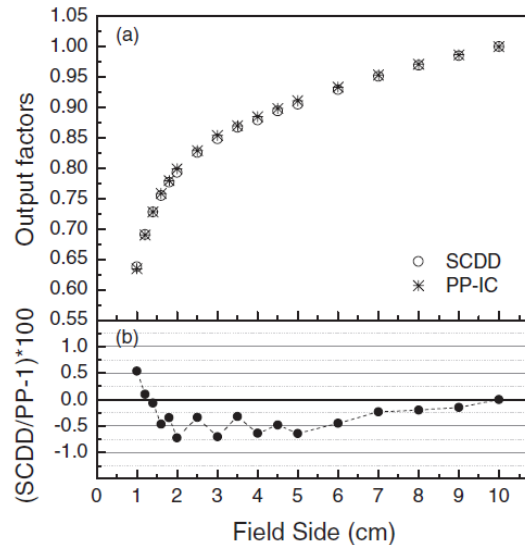


FIGURE II.23 – Facteurs Ouverture Collimateur mesurés pour des tailles de champs de 1 × 1 cm² à 10 × 10 cm² avec le diamant et la chambre d'ionisation PinPoint [112].

En 2013, Spadaro et al. [114] ont présenté un dosimètre réalisé à partir de diamant monocristallin CVD issu de la société Element Six et présentant des dimensions de 3 × 3 × 0,5 mm³. Les contacts sont constitués d'une couche de titane et d'une couche d'or, de 2 mm de diamètre. Ils sont ensuite recuits jusqu'à 500 °C selon un gradient de température particulier, entraînant la formation de contacts Schottky. Ainsi, le dosimètre diamant peut fonctionner avec une tension nulle. Cependant, les auteurs ont

montré qu'une tension de -5 V permettait d'obtenir un signal présentant une meilleure répétabilité, une meilleure stabilité, une meilleure sensibilité et des temps de réponse courts (< 1 seconde).

La sensibilité du détecteur est de l'ordre de $180 \text{ nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$, après une pré-irradiation de 10 Gy dans un faisceau de ^{60}Co . En appliquant la tension de -5 V, l'efficacité de collecte de charges est alors estimée à 70 %. Enfin, la linéarité avec la dose a été vérifiée sur une gamme de doses variant de 0,3 Gy à 10 Gy. La méthode de Fowler a été appliquée pour déterminer la dépendance de la réponse du détecteur avec le débit de dose. Une valeur de $\Delta = 0,99 \pm 0,01$ à -5 V indique une faible dépendance de la réponse avec le débit.

En conclusion de cet état de l'art, les études réalisées sur le diamant monocristallin ont démontré de bien meilleures performances pour la détection de faisceaux de photons en champ standard par rapport au diamant polycristallin CVD. Pour ces diamants monocristallins, d'après tous les auteurs, une dose de pré-irradiation est nécessaire avant d'atteindre la stabilité de la réponse. La linéarité avec la dose est toujours vérifiée avec des coefficients de régression linéaires proche de 1. La dépendance de la réponse avec le débit de dose est souvent déterminée par la méthode de Fowler. Le paramètre Δ prend des valeurs comprises entre 0,92 et 1,04 dans les études présentées, indiquant dans certains cas une dépendance avec le débit de dose, qu'il faut notamment prendre en compte dans les mesures de rendements en profondeur. La méthode consistant à mesurer la charge pour différents débits de dose, pour une même dose délivrée au détecteur, est une méthode plus directe pour étudier la dépendance de la réponse avec le débit, mais reste peu employée dans ces études.

Les sensibilités varient de $165 \text{ nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$ à $525 \text{ nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$ en fonction du type de contacts électriques (Schottky ou non bloquants) et de la tension de polarisation appliquée. Et l'efficacité de collecte de charges, quand elle est mesurée, est toujours inférieure à 100 %. Ceci montre la difficulté à établir une relation simple entre l'énergie déposée dans chacun de ces détecteurs et le courant qu'ils mesurent.

Pour les mesures en traitement RCMI, les tests réalisés montrent surtout l'intérêt d'avoir un détecteur présentant des temps de réponse extrêmement rapides et un rapport signal sur bruit suffisamment élevé pour une mesure précise dans des faibles doses. L'influence de la taille du détecteur n'a pas été étudiée pour ce type de mesure, mais elle est aussi à considérer en RCMI où certains segments présentent de petites dimensions.

Enfin, aucun détecteur en diamant CVD n'a pour l'instant présenté de résultats satisfaisants en mini-faisceaux. Pour le moment, des FOC ont été mesurés avec un dosimètre diamant CVD pour des champs inférieurs à $1 \times 1 \text{ cm}^2$ uniquement par Betzel et al. [111], mais ces mesures n'ont pas été comparées avec d'autres détecteurs du commerce, ni aux

simulations Monte Carlo.

II.6 Conclusions du chapitre

Le Chapitre 2 présente le fonctionnement du détecteur de rayonnement en diamant. Nous avons rappelés les principes de fonctionnement et les éléments les plus importants pour le développement du détecteur. Le diamant peut être utilisé comme une chambre d'ionisation solide grâce à ses propriétés électriques présentées dans ce chapitre. Lorsque le détecteur est sous irradiation, les interactions du rayonnement avec la matière créent des porteurs de charge dans ce matériau. Grâce au champ électrique appliqué, ces charges créées vont se déplacer vers les électrodes et induire alors un courant aux bornes du détecteur. L'efficacité de collecte des charges et la réponse du détecteur dépendent de la quantité de défauts ou d'impuretés dans le matériau. Les contacts électriques déposés sur le diamant qui peuvent être notamment de type Schottky ou ohmiques influencent également la réponse du détecteur. Le dosimètre diamant sera donc développé en tenant compte de ces paramètres, de manière à obtenir une efficacité de collecte de charge totale.

Les différentes études réalisées jusqu'à présent sur les dosimètres diamant ont montré les performances du monocristal de synthèse en champ standard de radiothérapie, mais aucune n'a encore abouti à un dosimètre approprié pour la mesure de la dose en mini-faisceaux.

Chapitre III

Synthèse et caractérisation du diamant monocristallin CVD

Sommaire

III.1 Méthode de synthèse par dépôt chimique en phase vapeur	85
III.1.1 Principe général de la croissance par CVD	86
III.1.2 Réacteur de croissance CVD assisté par micro-onde	87
III.1.3 Substrat de croissance homoépitaxiale	89
III.1.4 Mécanisme simplifié de croissance	89
III.1.5 Finalisation de la croissance et traitement post-dépôt	90
III.2 Caractérisation optique de la qualité cristalline	91
III.2.1 Biréfringence et imagerie par lumière polarisée croisée	91
III.2.1.1 Principe	91
III.2.1.2 Résultats expérimentaux	92
III.2.2 Microscopie électronique à balayage (MEB)	93
III.2.2.1 Principe	93
III.2.2.2 Résultats expérimentaux	94
III.2.3 Spectroscopie Raman	95
III.2.3.1 Principe	95
III.2.3.2 Résultats expérimentaux	97
III.3 Caractérisation électrique du diamant de synthèse	104
III.3.1 Préparation des échantillons	105
III.3.2 Mesures sous rayonnement α	105
III.3.2.1 Chaîne de mesure	105
III.3.2.2 Temps de vol et efficacité de collecte des charges :	
Principe de mesure	107
III.3.2.3 Résultats expérimentaux	111

III.3.3 Mesures sous rayonnement X de basse énergie	118
III.3.3.1 Tube à rayons X 50 kV	118
III.3.3.2 Micro-faisceau synchrotron X	123
III.4 Conclusions du chapitre	126

Introduction

Pour la fabrication de dosimètres, il est essentiel d'utiliser des diamants de haute pureté. Dans le cas du diamant naturel, la présence d'impuretés et de défauts cristallins varie énormément d'un diamant à l'autre modifiant fortement leurs propriétés électriques. La rareté des diamants naturels présentant peu d'impuretés et de défauts entraîne des coûts de sélection élevés qui s'ajoutent aux coûts d'extraction. En alternative au diamant naturel, le diamant synthétique motive beaucoup d'espoir. Il peut être obtenu par plusieurs méthodes de croissance dont la méthode HPHT (High Pressure High Temperature) et la méthode CVD (Chemical Vapor Deposition). Les monocristaux synthétisés par la première technique contiennent une quantité d'azote qui ne permet pas leur utilisation pour la détection de rayonnement en dosimétrie. En revanche, la technique CVD permet d'obtenir des diamants intrinsèques avec une concentration d'azote résiduelle inférieure à 5 ppb (www.e6.com). Cette technique de croissance CVD privilégiée pour la dosimétrie sera présentée dans la première partie de ce chapitre.

Des mesures de caractérisations optiques et électriques réalisées sur un certain nombre d'échantillons de diamant monocristallin CVD seront ensuite présentées. Les techniques de caractérisations optiques permettent d'évaluer la qualité cristalline ainsi que la présence d'impuretés ou de défauts dans le matériau. Les caractérisations électriques permettent d'étudier la réponse de ces diamants en tant que détecteur de rayonnement X et particules α .

III.1 Méthode de synthèse par dépôt chimique en phase vapeur

Au début du 19^{ème} siècle, la découverte de gisements de diamants a permis de comprendre que les diamants étaient produits en profondeur dans le manteau terrestre où règnent des conditions de températures et de pressions élevées. Ceci a permis de débiter l'élaboration du diagramme de phase du carbone représenté sur la Figure III.1. Le carbone peut se présenter sous différentes formes : le graphite, le diamant, le carbone liquide et le carbone gazeux, selon les conditions de pression et de température. A partir de ce diagramme, les premières croissances de diamant synthétique ont été réalisées dans les années 50, en soumettant le graphite placé dans un solvant métallique à de hautes pressions et hautes températures (technique HPHT). Cette technique s'est depuis démocratisée et est aujourd'hui la première source de diamants dans le monde. Cependant, les monocristaux synthétisés avec cette technique contiennent une quantité d'azote qui ne permet pas leur utilisation pour la dosimétrie. L'origine de cet azote résiduel est sa dissolution dans le métal utilisé pour la synthèse ainsi que dans le graphite utilisé par

cette méthode. De plus, une partie du métal utilisé comme solvant se dissout également dans le monocristal sous forme d'inclusions et nuit aussi aux propriétés électriques du diamant.

La seconde technique de croissance de diamant, par dépôt Chimique en Phase Vapeur (Chemical Vapor Deposition ou CVD), s'est présentée plus tard comme une nouvelle alternative à la synthèse par HPHT. John Angus a montré à la fin des années 1960 le principe de la synthèse par CVD réalisée à basses pressions dans des conditions métastables. La technique s'est vraiment développée à la fin des années 1980 avec l'arrivée de nouveaux réacteurs expérimentaux [115] [116]. Aujourd'hui, cette méthode permet d'obtenir des diamants avec très peu d'impuretés résiduelles, dans des conditions définies de pression, température et mélange gazeux. Le principe est décrit dans cette partie.

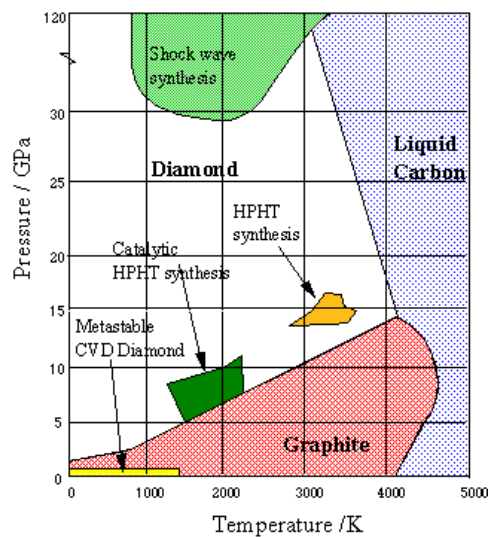


FIGURE III.1 – Diagramme de phase du diamant.

III.1.1 Principe général de la croissance par CVD

La technique de croissance CVD s'effectue dans des conditions métastables, à des températures inférieures à 1000 K et pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique, d'après le diagramme de phases ci-dessus. La faible différence d'enthalpie libre de formation du graphite et du carbone entraînera la formation simultanée de ces deux phases du carbone au cours de la croissance par CVD. La gravure préférentielle du graphite doit alors être réalisée favorisant ainsi uniquement la croissance du diamant.

Cette technique de croissance de diamant par CVD est donc basée sur l'utilisation d'un mélange gazeux contenant à la fois les espèces carbonées permettant la formation de diamant et les espèces permettant de réaliser la gravure préférentielle du graphite. Un mélange d'hydrogène et de méthane est généralement utilisé, le pourcentage de méthane

étant très faible par rapport à l'hydrogène (inférieur à 10 %). L'hydrogène atomique joue différents rôles. Tout d'abord, il se fixe préférentiellement sur les liaisons graphitiques sp^2 et laisse les liaisons sp^3 du diamant se fixer sur un site actif du réseau dans le but de favoriser la croissance du diamant. La gravure par hydrogène atomique est en effet 10 fois plus efficace pour le graphite que pour le diamant selon Vietzke et al. [117]. De plus, l'hydrogène atomique joue un rôle important lors des étapes de croissance qui sont décrites par la suite.

Un autre point important de la croissance par la méthode CVD est l'activation du mélange gazeux qui permet d'initier les réactions qui vont produire les espèces réactives. Cette activation peut se faire par décharge électrique (radiofréquence ou micro-onde) ou thermiquement par filament chaud. Les espèces chimiques alors créées vont pouvoir réagir avec la surface du substrat et conduire à la croissance du matériau diamant.

Le dépôt assisté par filament chaud consiste à dissocier le mélange hydrogène-hydrocarbure à l'aide d'un filament (tungstène, tantale) chauffé à 2000-2200 °C et placé à 5-15 mm de la surface du substrat. L'avantage de cette technique est d'obtenir des films de grandes surfaces avec des vitesses de dépôts élevées ($1 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$). Cependant, cette technique présente les inconvénients suivants : la dégradation du filament au cours du temps (sa carburation), l'uniformité du film difficile à réaliser sur de longs dépôts, et l'incorporation possible d'impuretés dans le diamant provenant de l'évaporation du filament.

Le dépôt assisté par plasma micro-onde ou radiofréquence réalisé à partir d'un mélange gazeux d'hydrogène et de méthane présente l'avantage d'une très bonne stabilité de la décharge électrique au cours du temps et d'une faible concentration d'impuretés. Cette dernière technique qui s'effectue à des températures inférieures à 1000 °C a permis de réaliser plusieurs échantillons utilisés au cours de ce travail de thèse.

III.1.2 Réacteur de croissance CVD assisté par micro-onde

Les diamants synthétiques utilisés dans cette thèse sont produits par technique CVD assistée par plasma micro-onde. Une première partie de ces échantillons sont des diamants monocristallins commercialisés par Element Six (E6). Une autre partie des diamants synthétiques présentés dans ce travail provient de la croissance réalisée au Laboratoire Capteur Diamant (LCD) du CEA-LIST, dans deux réacteurs CVD assistés par micro-onde dont le principe de fonctionnement est décrit sur la Figure III.2. Le premier est un réacteur de type ASTeX AX5400 (Applied Science and Technology, Inc.) développé vers le début des années 90. Le second réacteur nommé NABOO, développé par le laboratoire LCD depuis 2012, est basé sur le même principe de fonctionnement que le réacteur ASTeX, mais il intègre des composants et instruments de mesures supplémentaires qui ont pour but le développement d'un procédé de croissance maîtrisé et reproductible, ainsi que l'obtention d'une meilleure qualité de matériau.

III.1 Méthode de synthèse par dépôt chimique en phase vapeur

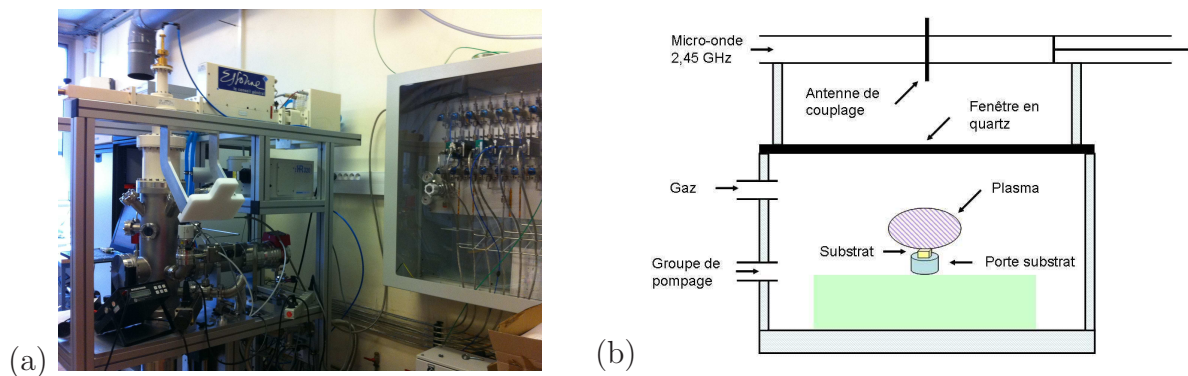


FIGURE III.2 – Réacteur de croissance par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma micro-onde. (a) : Photo du réacteur NABOO développé au LCD (CEA-LIST). (b) : Schéma du principe de fonctionnement du réacteur.

Dans la configuration des réacteurs ASTeX et NABOO, un générateur micro-onde injecte une onde à 2,45 GHz dans un guide d'onde rectangulaire. Une antenne permet d'assurer le passage du guide d'onde rectangulaire à une cavité résonante cylindrique. Une fenêtre en quartz permet de séparer cette cavité cylindrique qui se trouve à la pression atmosphérique et l'enceinte de croissance où règne un vide secondaire jusqu'à 10^{-8} mbar avant la croissance. Ce vide secondaire dans le réacteur est important pour limiter l'incorporation d'impuretés dans le matériau.

Pour les dépôts réalisés au cours de cette thèse dans ces deux réacteurs, le mélange gazeux méthane/hydrogène contient entre 2 et 4 % de CH_4 . Il est injecté dans l'enceinte avec un débit constant et une pression dans l'enceinte régulée entre 140 et 250 mbar au cours de la croissance, selon les dépôts et le réacteur. Le plasma est ensuite créé par collisions inélastiques entre les électrons accélérés par le champ électromagnétique des micro-ondes et les molécules de gaz injectées. La géométrie du réacteur est ajustée de façon à ce que le plasma se forme à la surface du substrat sur lequel sera déposé le diamant (Figure III.3). Un échauffement du mélange gazeux se produit durant ce processus, donnant lieu à des réactions chimiques qui conduisent à la formation des espèces réactives nécessaires pour la croissance de diamant.

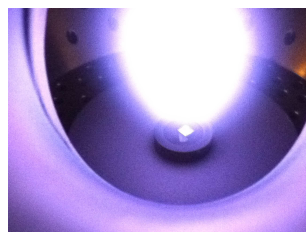


FIGURE III.3 – Plasma formé à la surface du substrat à partir du mélange gazeux H_2/CH_4 dans le réacteur NABOO.

III.1.3 Substrat de croissance homoépitaxiale

Les diamants monocristallins utilisés au cours de cette thèse sont déposés sur un substrat de diamant. On parle alors de croissance homoépitaxiale. Pour ce type de croissance, deux types de substrats en diamant sont envisageables : le diamant naturel ou celui synthétisé par la technique HPHT. Ce dernier type de substrat acheté dans le commerce est utilisé pour les échantillons de ce travail de thèse, essentiellement pour son faible coût par rapport à celui du diamant naturel. Cependant, la qualité des substrats HPHT diffère d'un échantillon à l'autre. Il est donc important de préparer l'échantillon, pour obtenir des substrats avec la même qualité et donc pour se placer dans des conditions reproductibles de croissance. La première étape de préparation du substrat consiste à réaliser un traitement chimique à l'acide : le substrat est plongé pendant 30 minutes dans un bain d'acide sulfurique contenant du nitrate de potassium et chauffé à 350 °C. Ce traitement chimique permet de s'affranchir des éventuelles contaminations extérieures, avant d'être placé dans le réacteur de croissance. Un plasma d'oxygène et d'hydrogène (typiquement 98 % H₂ et 2 % O₂) formé autour du porte-substrat permet de graver, dans les premiers microns du substrat, les défauts issus notamment du polissage mécanique. Cela permet de réduire la propagation de ces défauts dans le diamant monocristallin synthétisé [104].

III.1.4 Mécanisme simplifié de croissance

Différents mécanismes de croissance complexes ont été présentés dans la littérature [118] [119]. Le mécanisme simplifié de croissance présenté ici et représenté sur la Figure III.4, met en jeu les différentes réactions entre des espèces réactives formées dans le mélange gazeux H₂/CH₄ (l'hydrogène atomique H et le radical méthyle CH₃) et la surface de croissance. Schématiquement, la surface de croissance est constituée d'une couche d'atomes de carbone terminée par des atomes d'hydrogène. Au cours de la croissance, un atome d'hydrogène de la phase gazeuse arrache un atome d'hydrogène de la surface pour former une molécule de H₂ et ce processus d'extraction d'hydrogène laisse place à un site actif. Ce site actif peut être occupé par n'importe quelle espèce réactive. Le processus de croissance va débuter lorsqu'un radical méthyle est incorporé au réseau sur un site actif. L'hydrocarbure incorporé perd successivement ses atomes d'hydrogène par le même processus d'extraction assisté par l'hydrogène atomique. Ainsi, les atomes de carbone de la molécule peuvent se lier aux atomes de carbone voisins du réseau. Chaque atome d'hydrogène extrait laisse place à un site actif et le processus de croissance peut recommencer.

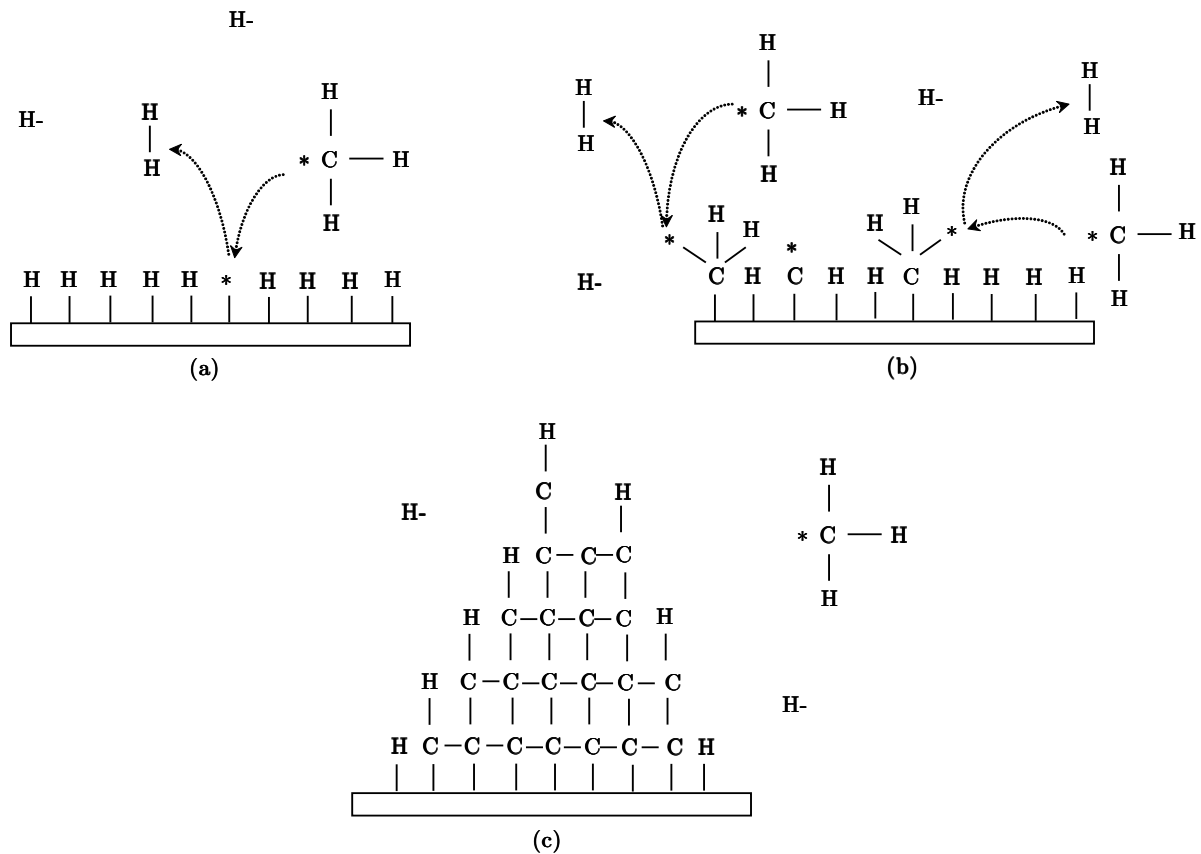


FIGURE III.4 – Principe schématique de la croissance du diamant d’après [120]. (a) : L’hydrogène atomique réagit avec la surface de croissance par un processus d’extraction de l’hydrogène pour laisser place à un site actif *. (b) : Ce site actif peut être occupé par un hydrocarbure qui perd à son tour ses hydrogènes, permettant la liaison des atomes de carbone à leur voisin pour aboutir à la formation du réseau diamant (c).

III.1.5 Finalisation de la croissance et traitement post-dépôt

Les durées de dépôt varient selon l’épaisseur des couches à réaliser. Selon les conditions de température, pression et concentration de méthane utilisées pour la croissance dans les réacteurs ASTeX et NABOO, les vitesses de dépôt sont comprises entre 2 et 6 $\mu\text{m.h}^{-1}$. Pour éviter la croissance de graphite, le dépôt de diamant se termine par un plasma d’hydrogène pur, qui permet de graver préférentiellement les liaisons sp^2 graphitiques. Cependant, ces terminaisons hydrogène sont responsables de la conductivité de surface de l’échantillon juste après la croissance. Cette conduction de surface doit nécessairement être réduite pour réaliser un détecteur de rayonnement. Cela est réalisé par des traitements chimiques décrits dans le paragraphe III.3.1 de ce chapitre, permettant d’obtenir des terminaisons oxygénées isolantes à la surface de l’échantillon.

Une découpe laser permet ensuite de séparer le substrat HPHT du diamant intrinsèque.

Un polissage mécanique du diamant monocristallin obtenu est ensuite réalisé sur les deux faces. Les échantillons obtenus dans les réacteurs ASTeX et NABOO présentent des épaisseurs comprises entre 100 et 500 μm , après découpe et polissage, et des dimensions latérales de l'ordre de $3 \times 3 \text{ mm}^2$.

III.2 Caractérisation optique de la qualité cristalline

Différentes techniques optiques non destructives permettent de caractériser le matériau diamant issu des réacteurs de croissance, après découpe laser et polissage des échantillons. La biréfringence est une technique facile et rapide pour mettre en évidence des zones de contraintes dans le matériau, telles que les dislocations. L'analyse par Microscopie à Balayage Electronique (MEB) permet de déterminer la morphologie du diamant. Enfin, l'analyse par Spectroscopie Raman permet de déterminer la qualité cristalline du diamant et la présence d'impuretés telles que l'azote. Le principe de chacune de ces techniques est décrit dans cette partie, puis illustré par des mesures réalisées sur différents échantillons de diamants monocristallins CVD :

- des diamants E6 de type « electronic grade », présentant des concentrations d'azote et de bore inférieures à 5 ppb et 1 ppb respectivement, selon les spécifications données par Element Six ;
- des diamants issus des réacteurs ASTeX et NABOO.

III.2.1 Biréfringence et imagerie par lumière polarisée croisée

Le diamant n'est généralement pas biréfringent puisque la lumière se propage de façon isotrope dans ce cristal, ce qui signifie que dans le diamant l'indice de réfraction est identique dans toutes les directions. Cependant, des contraintes dans le matériau, dues à la présence d'impuretés, de dislocations ou de contraintes induites par le polissage du diamant, introduisent une anisotropie de la propagation de la lumière et donc de la biréfringence. L'imagerie par lumière polarisée avec des filtres croisés permet de détecter cette biréfringence et ainsi de juger rapidement et efficacement de la qualité du cristal.

III.2.1.1 Principe

Le principe de l'imagerie par lumière polarisée entre deux polariseurs croisés est décrit sur la Figure III.5. Un premier polariseur permet de sélectionner un plan de vibration dans lequel les ondes de la lumière émergente vont vibrer. Le second polariseur, nommé analyseur, est placé de telle manière que son plan de vibration soit orienté à 90° par rapport au premier polariseur. De cette manière il n'y aura pas de lumière émergente du deuxième filtre. L'échantillon est placé entre ces deux polariseurs croisés. La lumière traversant un

échantillon anisotrope et/ou hétérogène rencontre au moins deux indices de réfraction. La biréfringence de ce matériau entraîne donc une rotation de l'axe de polarisation de la lumière émergente du premier polariseur. La lumière émergente du cristal présente donc une composante parallèle au plan d'onde de l'analyseur qui sera alors détectée, contrairement à un échantillon isotrope et homogène. Les zones de biréfringence apparaissent donc en brillance sur les images obtenues, tandis que les régions sans contrainte sont très sombres.

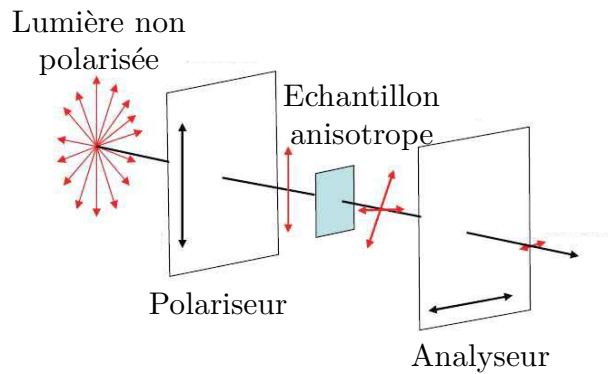


FIGURE III.5 – Principe de fonctionnement de l'imagerie par lumière polarisée croisée.

III.2.1.2 Résultats expérimentaux

La Figure III.6 présente des images de biréfringence de différents échantillons de diamant monocristallin issus des réacteurs de croissance ASTeX et NABOO du CEA-LIST ou commercialisés par Element Six. Elles sont comparées à une image d'un diamant naturel de type IIa, présentant très peu d'impuretés, et dont l'image de biréfringence est pratiquement noire. Ces images sont enregistrées avec une caméra numérique située à la sortie du système de microscopie Zeiss par lumière polarisée croisée. Les zones de brillance représentent donc des zones de contrainte dans le diamant synthétique.

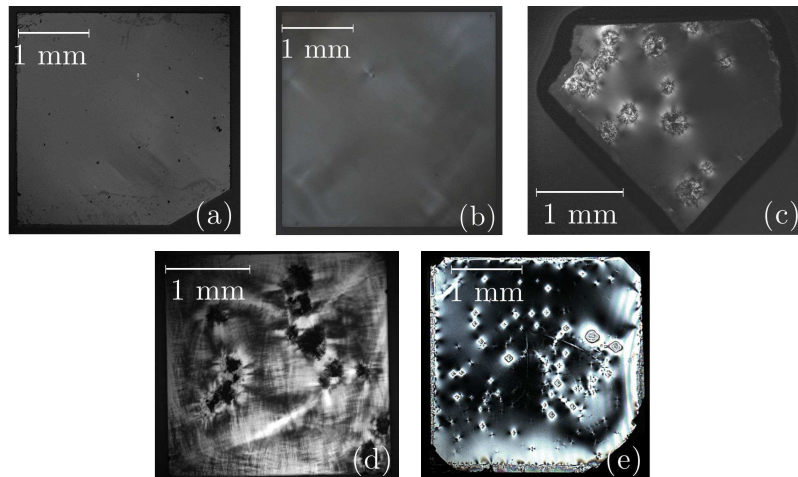


FIGURE III.6 – Images de microscopie par lumière polarisée croisée pour 5 diamants. (a) : Diamant naturel IIa. (b) : Diamant monocristallin E6. (c) : Diamant A17 issu du réacteur ASTeX. (d) : Diamant A20 issu du réacteur ASTeX. (e) : Diamant @75 issu du réacteur NABOO.

III.2.2 Microscopie électronique à balayage (MEB)

La microscopie électronique à balayage permet d'étudier l'homogénéité et la morphologie d'un échantillon de façon rapide et simple. L'échantillon à analyser n'a pas à subir de préparation particulière avant la mesure si celui-ci est conducteur. Dans le cas contraire, une fine couche conductrice doit être déposée en surface de l'échantillon afin d'éviter l'accumulation des charges. Ceci peut être réalisé en plaçant l'échantillon dans un plasma d'hydrogène.

III.2.2.1 Principe

Le principe du MEB consiste à balayer la surface d'un échantillon par un faisceau très fin d'électrons focalisés. Des interactions interviennent entre les électrons incidents et l'échantillon. Les électrons secondaires ou rétrodiffusés issus de ces interactions sont amplifiés, puis détectés et convertis en un signal électrique (Figure III.7). A chaque point d'interactions, le rendement en électrons secondaires et donc l'intensité du signal électrique dépend de la nature de l'échantillon et de sa topographie.

Le MEB se compose d'un canon à électrons permettant de générer les électrons par effet thermoélectrique en chauffant à haute température un filament en tungstène ou par effet de champ à partir d'une pointe métallique très acérée. Des lentilles magnétiques permettent ensuite de focaliser le faisceau d'électrons émis. Enfin, un système de balayage constitué de bobines de déflexion permet de balayer l'ensemble de la surface de l'échantillon.

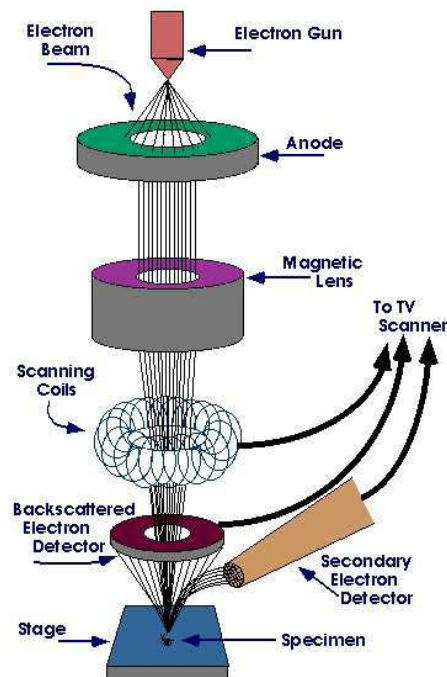


FIGURE III.7 – Principe de fonctionnement d'un Microscopie à Balayage Electronique (MEB).

III.2.2.2 Résultats expérimentaux

Le Microscopie à Balayage Electronique utilisé au cours ces travaux est un MEB de dernière génération Zeiss Supra 40, présentant une résolution spatiale de l'ordre de 5 nm. Les images MEB représentées sur la Figure III.8 sont obtenues par imagerie des électrons secondaires sur différents échantillons de diamant synthétique. Les images MEB (a) et (b) de cette Figure III.8 représentent respectivement un échantillon de diamant monocristallin issu du réacteur NABOO et un diamant E6. Ces diamants ne présentent pas de défaut de morphologie. L'image (c) montre les rayures de polissage sur un diamant monocristallin après croissance. Enfin, les images (d), (e) et (f) correspondent au diamant nommé A17, issu de réacteur ASTeX, et présentant quelques défauts de l'ordre de 300 μm de diamètre. Ces défauts qui ne sont visibles que sur une des faces de l'échantillon ont également été visualisés par analyse de la biréfringence dans le paragraphe précédent.

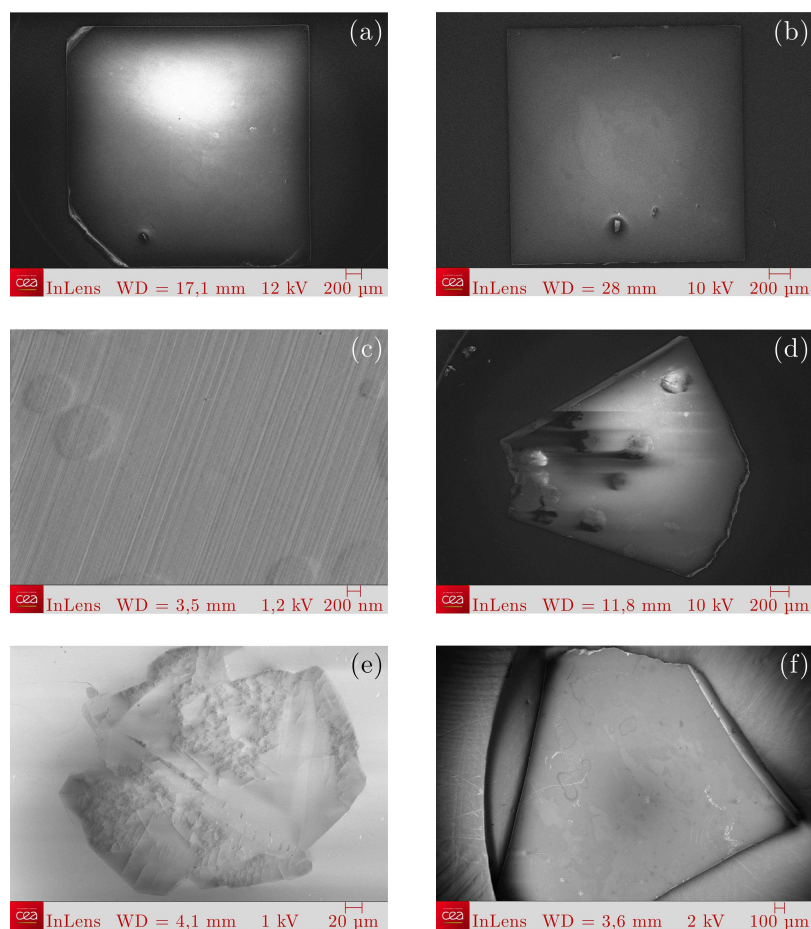


FIGURE III.8 – Images MEB de différents échantillons de diamant monocristallin. (a) : Echantillon @75 issu du réacteur de croissance NABOO. (b) : Diamant E6. (c) : Rayures de polissage visibles à la surface d'un diamant. (d) : Face 1 de l'échantillon A17 issu du réacteur ASTeX. (e) : Zoom sur un défaut de la Face 1 de l'échantillon A17 d'environ $300 \mu\text{m}$ de diamètre. (f) : Face 2 de l'échantillon A17 sur laquelle les défauts visibles en Face 1 ne sont plus observés.

III.2.3 Spectroscopie Raman

La spectroscopie Raman est une technique particulièrement bien adaptée pour la caractérisation des couches de diamant en trois dimensions. Elle permet de détecter les différents types de liaisons du carbone et donc les différentes phases de celui-ci : diamant, graphite, carbone amorphe et carbone hydrogéné. Elle est utilisée pour évaluer la qualité cristalline ainsi que les contraintes mécaniques externes et internes.

III.2.3.1 Principe

Le principe de la spectrométrie Raman consiste à exciter l'échantillon par un faisceau de lumière monochromatique de fréquence ν_0 généralement située dans le visible et pro-

duite par un laser, et à analyser ensuite la lumière diffusée par cet échantillon.

Différents types de diffusion peuvent se produire. La diffusion Rayleigh est une collision élastique entre le photon incident et une molécule de l'échantillon, ne modifiant pas l'énergie de rotation-vibration de la molécule. L'énergie du photon diffusé est alors identique à celle du photon incident ($h\nu_0$). Ce phénomène de diffusion élastique est largement prépondérant.

La diffusion Raman est considérée comme la collision inélastique entre le photon incident et la molécule. Cette diffusion s'effectue avec un changement de fréquence et donc d'énergie du photon diffusé. Lorsque l'énergie de rotation-vibration de la molécule de l'échantillon augmente, l'énergie du photon diffusé est inférieure à l'énergie du photon incident et ceci donne lieu à des raies Stokes dans le spectre Raman à la fréquence $(\nu_0 - \nu_{vib})$, où ν_{vib} est la fréquence des transitions entre différents niveaux vibrationnels. Inversement, lorsque l'énergie de rotation-vibration de la molécule diminue, l'énergie du photon diffusé est supérieure à l'énergie du photon incident et des raies anti-Stokes vont apparaître sur le spectre à la fréquence $(\nu_0 + \nu_{vib})$. Dans le cas des cristaux comme le diamant, l'effet Raman est dû à l'interaction inélastique des photons incidents avec les phonons du réseau. Les fréquences de vibration les plus fréquemment rencontrées pour le diamant CVD ainsi que leur origine sont présentées dans le Tableau III.1 suivant.

Position du pic (cm^{-1})	Largeur à mi-hauteur (cm^{-1})	Origine
1332	1,5-4,0	Pic Raman du diamant au premier ordre
1350	80-400	Pic dû au graphite (bande D)
1500	350-500	Bande du carbone amorphe présent dans les films de mauvaise qualité
1570	40-200	Pic dû au graphite (bande G)
2459	500	Pic Raman du diamant au second ordre
2930	-	Vibration des liaisons C-H

Tableau III.1 – Principaux pics et bandes observés par spectroscopie Raman sur les échantillons de diamants CVD.

Le spectre Raman associé aux liaisons diamant présente donc un pic intense à 1332 cm^{-1} . Un déplacement de ce pic indique la présence de contraintes mécaniques dans le diamant. Ce déplacement se produit vers les plus grands nombres d'onde pour un

état de contrainte en compression et vers les plus petits nombres d'onde pour un état de contrainte en tension [121] [122]. Enfin, dans le diamant CVD, la présence de joints de grains, impuretés, phases amorphes et graphitiques augmentent la largeur à mi-hauteur du pic Raman du diamant [123].

La Figure III.9 présente le principe de fonctionnement d'un microscope confocal. Il contient une lentille permettant de focaliser le flux émis par le laser d'excitation sur l'échantillon, augmentant ainsi l'intensité de l'éclairement et la collecte du rayonnement diffusé. Les photons diffusés entrent ensuite dans le spectromètre via un monochromateur. Celui-ci présente un réseau holographique pouvant aller de 600 à 3600 traits.mm⁻¹ selon les spectromètres, dispersant ainsi les photons en fonction de leur longueur d'onde. Chaque radiation est ensuite focalisée par une lentille sur le détecteur.

Les spectres Raman obtenus sont présentés en nombre d'onde (cm⁻¹) en ne considérant que le décalage entre les pics Raman et la raie excitatrice ν_0 .

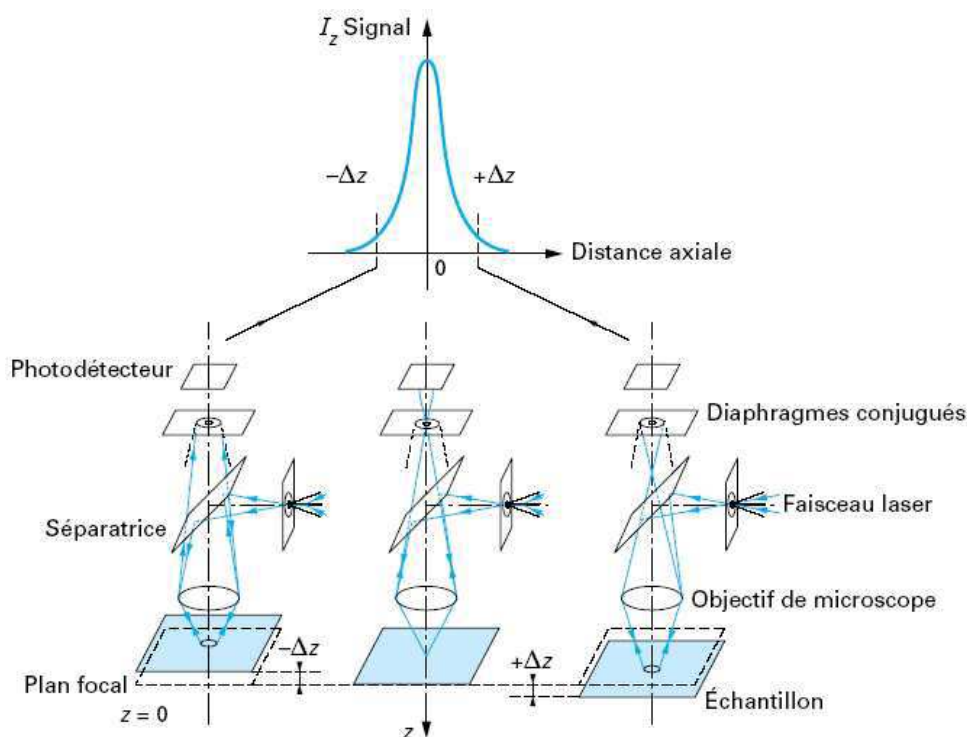


FIGURE III.9 – Schéma de principe du microscope Raman confocal, d'après la thèse de N. Tranchant [104].

III.2.3.2 Résultats expérimentaux

Dans ce travail de thèse, l'analyse par spectroscopie Raman est réalisée à l'aide de deux spectromètres : le spectromètre Raman confocal de Witec, en collaboration avec le Laboratoire de Génie Electrique de Paris (LGEF, CNRS UMR 8507) et le spectromètre

Raman confocal LabRAM HR de Horiba-Jobin-Yvon, en collaboration avec le laboratoire GEMaC (CNRS, Meudon). Les mesures de cette étude sont réalisées avec une longueur d'onde d'excitation de 514,5 nm et 532 nm respectivement pour le spectromètre Jobin-Yvon et le spectromètre Witec. Le signal émis par les échantillons est dispersé par un réseau de 1800 traits.mm⁻¹ et est ensuite enregistré par une caméra CCD. Les positions et largeurs à mi-hauteur des pics Raman du diamant sont ensuite obtenues en ajustant la courbe à l'aide d'une fonction lorentzienne et d'une fonction gaussienne.

a) Diamants Element Six

La Figure III.10 présente le spectre Raman mesuré en un point de la surface d'un diamant monocristallin E6 avec le spectromètre LabRAM HR de Jobin-Yvon, à l'aide d'un faisceau laser de 1,5 μm de diamètre. Ce spectre présente un pic unique et étroit, positionné à 1332,3 cm⁻¹, avec une largeur à mi-hauteur ou FWHM (Full Width of Half Maximum) de 1,7 cm⁻¹, indiquant la bonne qualité cristalline de cet échantillon E6 de type « electronic grade ».

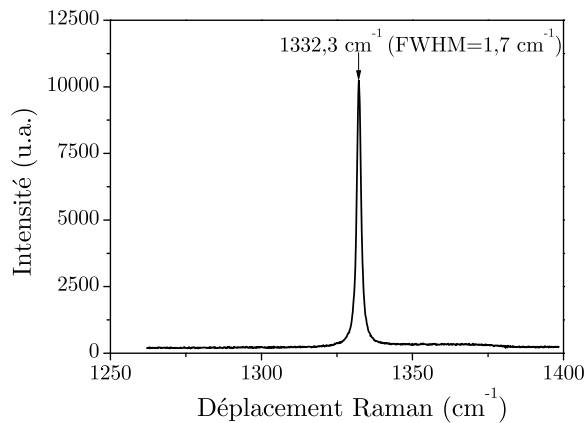


FIGURE III.10 – Spectre Raman mesuré sur la surface d'un échantillon monocristallin E6, obtenu avec le spectromètre LabRAM HR de Jobin-Yvon, avec une excitatrice à 514,5 nm.

b) Diamants issus du réacteur NABOO

La Figure III.11 présente le spectre Raman d'un échantillon issu du réacteur de croissance NABOO (@75), obtenu avec le spectromètre LabRAM HR de Jobin-Yvon, à l'aide d'un faisceau laser de 1,5 μm de diamètre. Ce spectre mesuré sur la surface de croissance de l'échantillon présente le pic Raman du diamant du premier ordre situé à 1333,3 cm⁻¹ avec une largeur à mi-hauteur de 2,2 cm⁻¹. Le pic du second ordre est également visible, ce qui reflète la bonne qualité cristalline de l'échantillon.

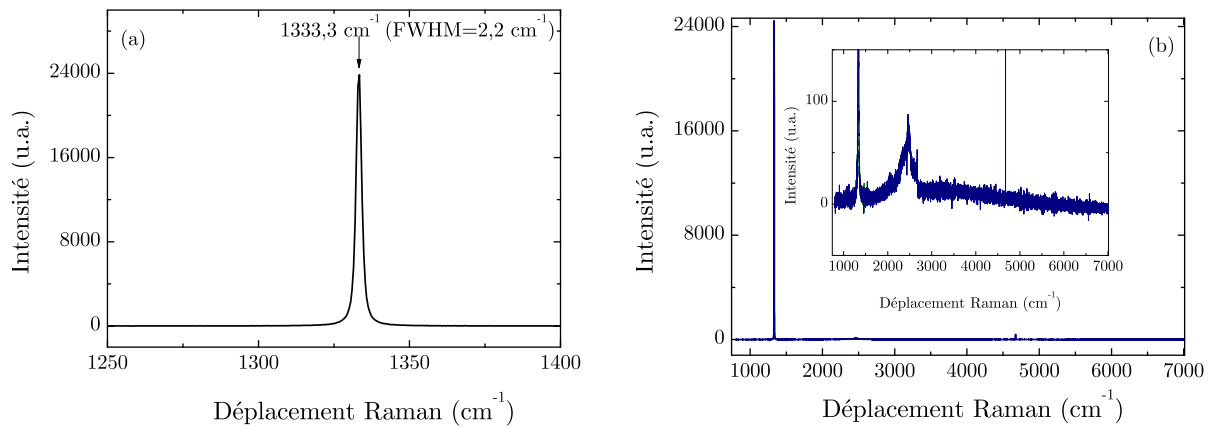


FIGURE III.11 – Spectre Raman mesuré sur la surface de croissance de l'échantillon @75 issu du réacteur NABOO. (a) : Acquisition de 10 secondes autour du pic Raman du diamant. (b) : Acquisition de 3 secondes sur une large gamme de nombres d'onde pour voir le second ordre du diamant (insert).

La Figure III.12 présente un spectre Raman mesuré sur un second échantillon du réacteur NABOO (@62) à différentes profondeurs dans le diamant. Ces mesures sont réalisées avec le spectromètre Witec pour des acquisitions de 2 secondes sur un domaine de longueurs d'onde étendu. Ces spectres présentent le pic du diamant autour de 1332 cm^{-1} , mais également deux des pics de luminescence associés à l'azote : un pic à 575 nm associé au défaut NV^0 (un atome d'azote substitutionnel lié à une lacune dans un état de charge neutre) et un pic à 637 nm associé au défaut NV^- (un atome d'azote substitutionnel lié à une lacune remplie par un électron). Ces pics permettent donc d'avoir une indication qualitative sur la présence d'azote dans le réacteur au cours de la croissance.

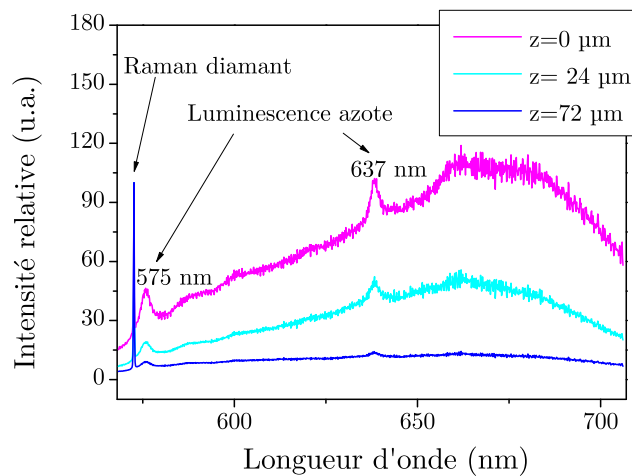


FIGURE III.12 – Spectres Raman d'un échantillon issu du réacteur NABOO (@62) mesurés à différentes profondeurs. Normalisation des spectres à 1332 cm^{-1} .

c) Diamants issus du réacteur ASTeX

Une étude par spectroscopie Raman est réalisée sur le diamant A17, dont l'analyse MEB et l'imagerie par lumière polarisée croisée ont montré la présence d'une zone dite propre où aucun défaut n'est visible et d'une zone de défauts (Figure III.6.(c) et Figure III.8.(d), (e) et (f)). Pour cela, une surface de $80 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ de l'échantillon contenant ces deux zones est scannée avec le faisceau laser de $5 \mu\text{m}$ de diamètre issu du spectromètre Witec. La Figure III.13 montre l'étendue de la surface scannée ainsi qu'un spectre Raman mesuré en un point sur chacune de ces zones. La position du pic Raman à $1332,5 \text{ cm}^{-1}$ sur la zone propre ainsi que la largeur à mi-hauteur de $3,9 \text{ cm}^{-1}$ confirment la bonne qualité cristalline du diamant dans cette région. Le spectre mesuré sur la zone de défauts visibles en microscopie montre un élargissement de ce pic avec une largeur à mi-hauteur de $6,2 \text{ cm}^{-1}$ et une augmentation du bruit de fond, les deux phénomènes étant associés à la diminution de la qualité cristalline de l'échantillon.

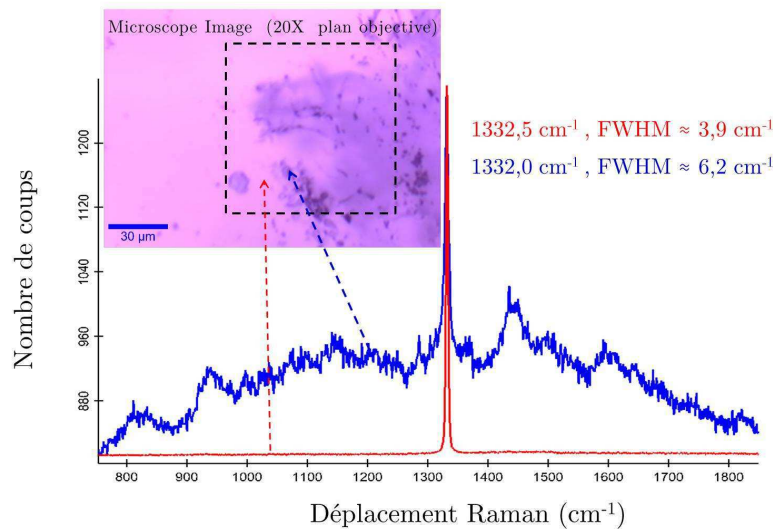


FIGURE III.13 – Spectres Raman mesurés sur la zone propre (spectre rouge) et sur la zone de défauts (spectre bleu) de l'échantillon A17 par le LGEP.

Un décalage de la position du pic Raman du diamant sur la zone de défauts est observé sur la cartographie 2D représentée sur la Figure III.14.(d). La position du pic du diamant varie de 1331 à 1333 cm^{-1} dans le diamant, indiquant à la fois des contraintes en compression et en tension. Ces cartographies 2D de la Figure III.14 montrent la diminution de la qualité cristalline dans cette zone de défauts.

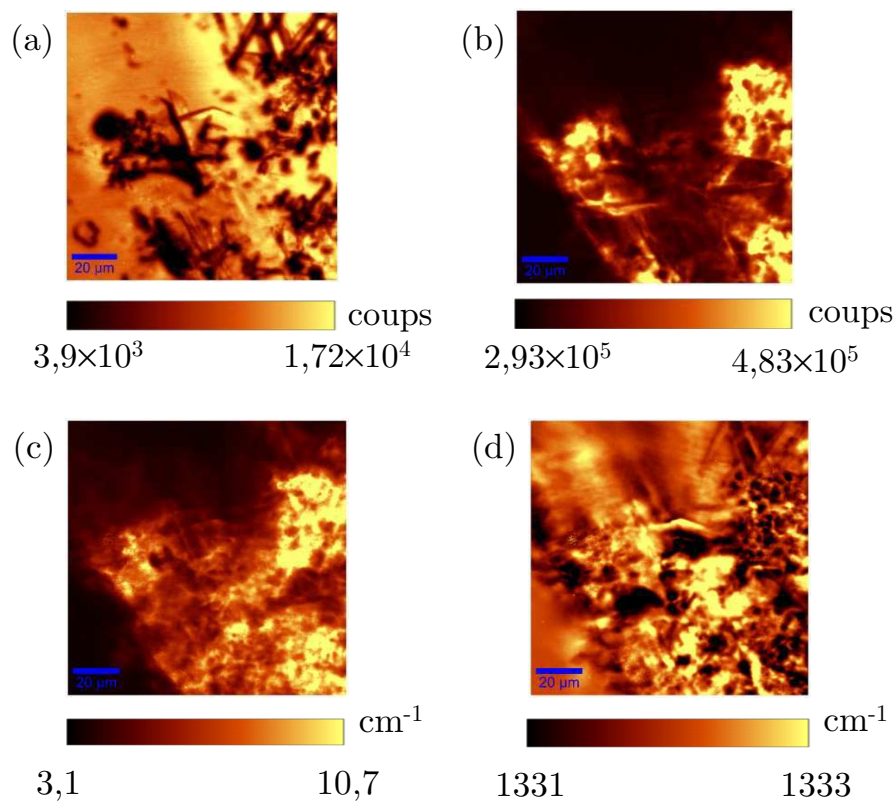


FIGURE III.14 – Cartographie 2D réalisée par spectroscopie confocal Raman sur l'échantillon A17 par le LGEP. (a) : Image obtenue en calculant l'intégrale du pic Raman du diamant. (b) : Image obtenue en calculant l'intégrale de la courbe du bruit de fond. (c) : Image obtenue à partir de la largeur à mi-hauteur du pic du diamant. (d) : Image obtenue à partir de la position du pic du diamant.

Enfin, une cartographie 2D est réalisée sur cet échantillon A17 à travers son épaisseur. Cette analyse par spectroscopie Raman permet de scanner l'épaisseur de l'échantillon d'environ $150 \mu\text{m}$, sur une largeur de $80 \mu\text{m}$. Les résultats sont présentés sur la Figure III.15 et confirment le fait que les défauts ne sont pas présents sur toute l'épaisseur du diamant monocristallin, comme cela a été observé sur les images MEB précédentes (Figure III.8.(d) et (f)). Cette étude Raman réalisée en profondeur n'est cependant pas simple à analyser, étant donné que l'intensité de la lumière excitatrice et donc l'intensité du pic Raman sont atténuées en profondeur dans le matériau, notamment par les défauts. La cartographie obtenue à partir de l'intégrale du pic Raman n'est donc pas à prendre en compte pour l'analyse des défauts en profondeur.

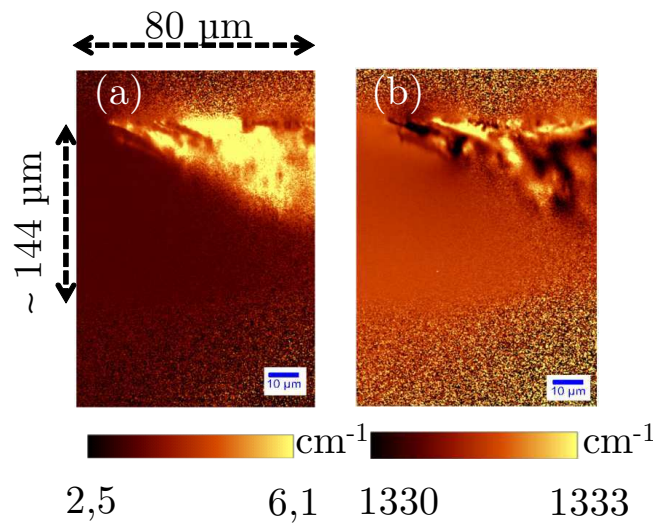


FIGURE III.15 – Cartographie 2D réalisée par spectroscopie Raman sur le diamant A17, permettant de visualiser les défauts en profondeur. (a) : Image obtenue à partir de la largeur à mi-hauteur du pic du diamant. (b) : Image obtenue à partir de la position du pic du diamant.

La spectroscopie Raman permet ensuite d'étudier la qualité cristalline d'un second diamant issu du réacteur ASTeX (diamant A20), à l'aide du spectromètre LabRAM HR de Jobin-Yvon. Deux spectres sont enregistrés sur chacune des faces de l'échantillon (Figure III.16) : un premier spectre sur une zone dite propre ne présentant pas de défaut visible en microscopie et un second sur une zone de défauts déjà observés précédemment en biréfringence (Figure III.6.(d)).

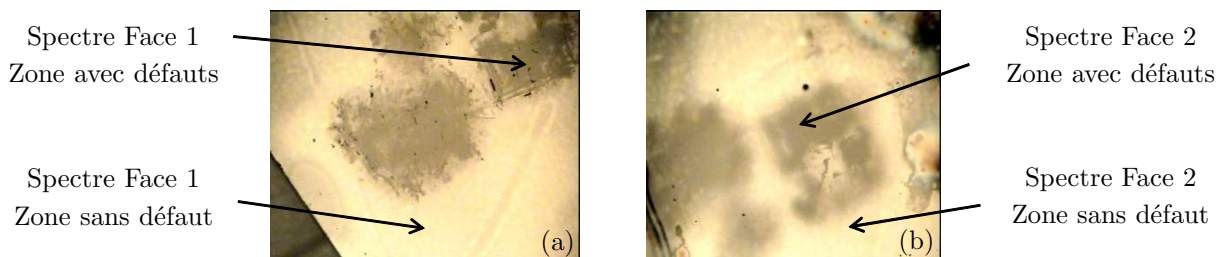


FIGURE III.16 – Images de microscopie objectif $\times 100$ réalisées avant la spectroscopie Raman. (a) Face 1 : présence de défauts. (b) Face 2 : projection des défauts de la Face 1 qui semblent ne pas traverser toute l'épaisseur de l'échantillon.

Dans le cas de la zone a priori exempte de défauts, la position du pic Raman du diamant à environ 1332 cm^{-1} ainsi que la faible largeur à mi-hauteur de ce pic confirment la bonne qualité cristalline de cette zone aussi bien sur la Face 1 que sur la Face 2. Les valeurs précises de la position du pic et de la largeur à mi-hauteur sont indiquées sur la Figure III.17.

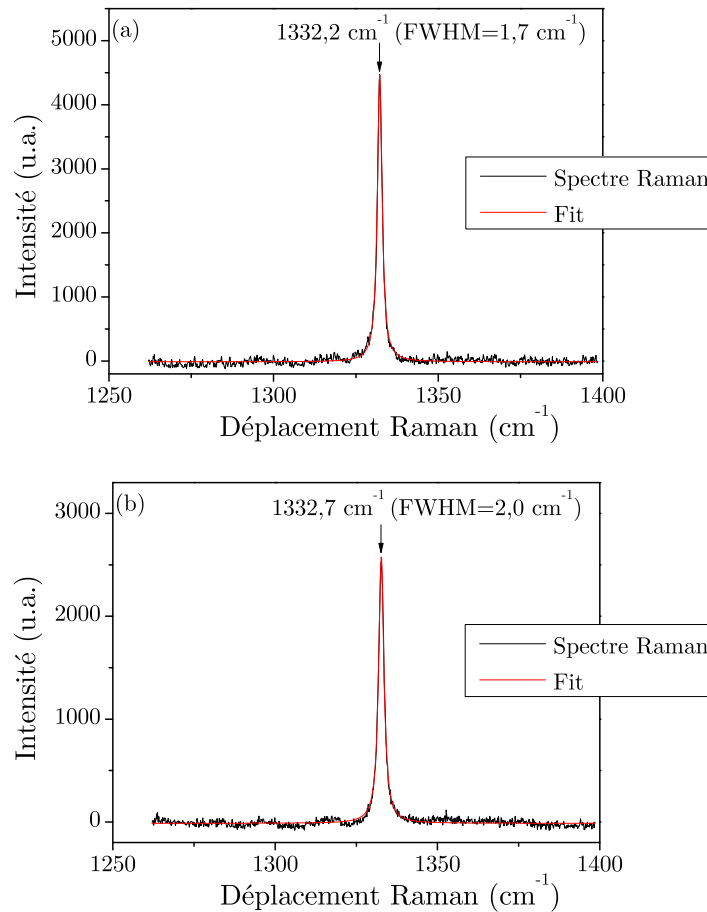


FIGURE III.17 – Spectres Raman obtenus sur une zone propre de la Face 1 (a) et de la Face 2 (b) de l'échantillon A20, présentant une bonne qualité cristalline.

Le spectre enregistré sur la zone de la Face 1 présentant a priori des défauts (Figure III.18.a) présente un décalage du pic Raman du diamant et également un détriplement de celui-ci en 3 pics positionnés à $1334,0\text{ cm}^{-1}$, $1335,1\text{ cm}^{-1}$ et $1337,8\text{ cm}^{-1}$ confirmant une zone de contraintes et de défauts importants dans l'échantillon [124] [125] [126]. En revanche, le spectre de la Face 2 enregistré sur la zone présentant des défauts visibles en projection (Figure III.18.b) confirme que ceux-ci ne sont pas présents sur cette face et donc qu'ils ne traversent pas toute l'épaisseur de l'échantillon, comme pour le diamant A17 étudié précédemment. En effet, le pic Raman du diamant est présent à $1332,6\text{ cm}^{-1}$ avec une faible largeur à mi-hauteur de $2,0\text{ cm}^{-1}$.

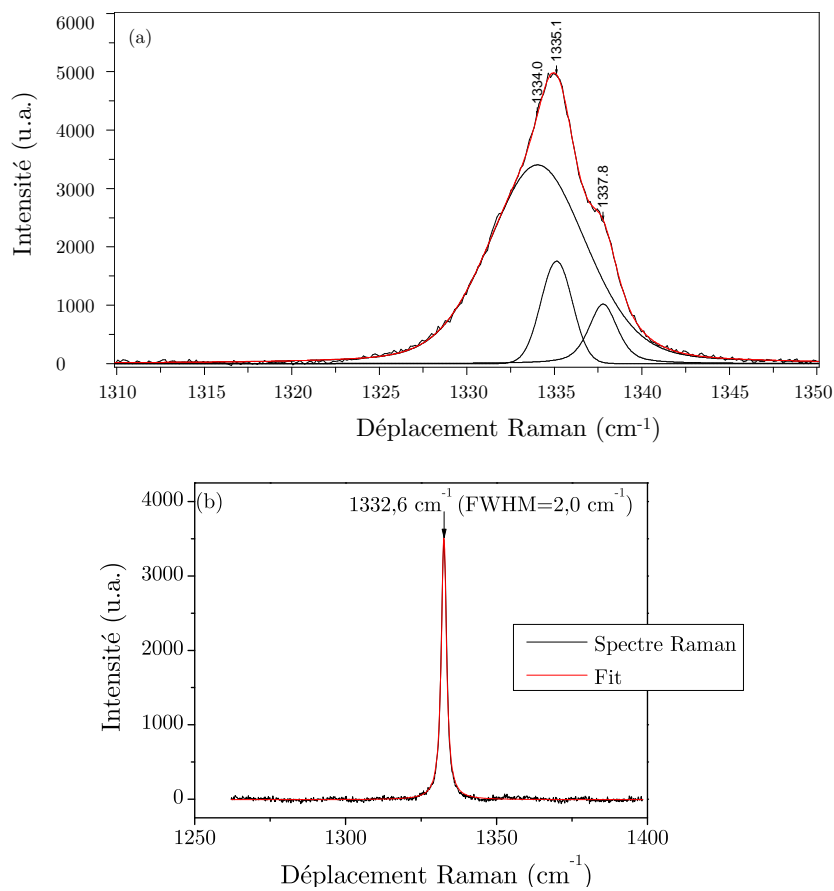


FIGURE III.18 – (a) : Spectre Raman obtenu sur des défauts visibles sur la Face 1. La courbe en rouge correspond à l’ajustement de ce spectre avec 3 courbes gaussiennes-lorentziennes. (b) : Spectre Raman de la Face 2 sur la zone de défauts indiquant que ceux-ci ne traversent pas toute l’épaisseur de l’échantillon et ne sont présents que sur la Face 1.

III.3 Caractérisation électrique du diamant de synthèse

Comme cela a été expliqué dans le Chapitre 2, la présence de défauts ou d’impuretés joue le rôle de pièges pour les porteurs de charge photo-induits et influence ainsi la réponse du dosimètre. Des mesures de détection des charges photo-induites dans le dosimètre diamant vont ainsi permettre de remonter aux propriétés de transport dans le détecteur, telles que la mobilité des porteurs de charge et l’efficacité de collecte de charges. Deux types de rayonnements sont utilisés pour réaliser ces caractérisations électriques de diamants synthétiques monocristallins : les particules α et le rayonnement X de basse énergie. Cette étude permet de sélectionner les échantillons de diamants synthétiques présentant une bonne réponse sous rayonnement et donc une haute pureté, afin de développer ensuite le dosimètre mini-faisceaux.

III.3.1 Préparation des échantillons

Pour réaliser ces caractérisations électriques, le diamant doit être tout d'abord nettoyé avant de déposer les électrodes sur chacune de ses faces. Ce nettoyage a pour but d'éliminer les phases graphitiques qui peuvent apparaître lors de la découpe laser séparant le diamant intrinsèque de son substrat. Il permet également d'éliminer toute contamination de la surface du diamant et d'obtenir une terminaison de surface oxygénée. Pour cela, le diamant est plongé dans un bain d'acide sulfurique et de nitrate de potassium porté à 350 °C. Après 30 minutes dans ce bain d'acide bouillant, le mélange est laissé à refroidir. Puis il est rincé à l'eau distillée plusieurs fois, dans un bain à ultrasons, avant d'être séché à l'aide d'une soufflette d'azote.

Le dépôt d'électrodes peut alors être réalisé. Deux méthodes de dépôt sont employées dans cette étude : le dépôt physique en phase vapeur (Physical Vapor Deposition ou PVD) et l'évaporation par bombardement électronique (EVAP). La méthode de photolithographie ou l'utilisation de masques métalliques permettent de réaliser des contacts circulaires de différents diamètres, comme ceux représentés sur la Figure III.19.



FIGURE III.19 – Image de biréfringence d'un diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ présentant des contacts en aluminium de 2 mm de diamètre déposés sur chacune de ses faces.

III.3.2 Mesures sous rayonnement α

La méthode du temps de vol (Time of Flight ou TOF) sous particules α est utilisée dans cette partie pour déterminer notamment la mobilité des porteurs de charge dans des films de diamant monocristallin synthétique, ainsi que l'efficacité de collecte des charges (Collection Charge Efficiency ou CCE). Après avoir décrit la chaîne de mesure et le principe de cette méthode, des résultats de caractérisations électriques seront présentés pour différents échantillons de diamant.

III.3.2.1 Chaîne de mesure

Le diamant métallisé est placé entre deux circuits imprimés présentant chacun un trou de 1 mm de diamètre pour collimater la source et permettre aux particules α d'atteindre le diamant. Ces deux circuits imprimés permettent de connecter les électrodes du diamant

III.3 Caractérisation électrique du diamant de synthèse

à un connecteur coaxial extérieur. Ce connecteur est utilisé à la fois pour appliquer une tension de polarisation au détecteur diamant et pour récupérer le signal créé au cours des interactions des particules α avec le diamant. Pour diminuer le bruit au cours de la mesure, l'ensemble regroupant les circuits imprimés et le diamant est placé dans une boîte en aluminium reliée à la masse, présentant une ouverture sur le dessus et sur le dessous pour laisser passer les particules α sur les deux électrodes alternativement (Figure III.20).

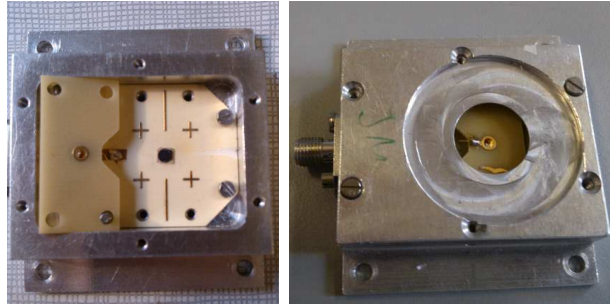


FIGURE III.20 – Photos du boîtier permettant de faire des mesures de temps de vol.

La source utilisée est une source d'Américium-241 d'activité $8,25 \cdot 10^3$ Bq, émettant des particules α de 5,486 MeV, placée à une distance inférieure à 10 mm d'air de la surface du diamant. Les particules α traversent l'air avec une perte d'énergie de $0,856 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$ avant d'atteindre le diamant (www.nist.gov). L'énergie E_α des particules α à l'entrée de l'échantillon est donc facilement déterminée en fonction de la distance entre la source et l'échantillon. Les paires électron-trou générées par l'interaction des particules α dans le diamant sont créées à proximité de l'électrode exposée et sont arrêtées dans les 15 premiers microns, selon le pic de Bragg. La charge Q_0 en *Coulomb* créée dans le diamant peut être déterminée par la relation suivante :

$$Q_0 = \frac{E_\alpha}{E_{e-h}} \cdot e \quad (\text{III.1})$$

avec E_{e-h} l'énergie pour créer une paire électron-trou dans le diamant et e la valeur de la charge élémentaire ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C). Une valeur de 13 eV a été utilisée dans ce travail pour E_{e-h} . Cette valeur varie de 13,0 à 13,6 eV selon les auteurs [127] [128], ce qui ajoute une incertitude sur la détermination de Q_0 . Ainsi, si l'on considère par exemple que la source est placée à 10 mm de la surface du diamant, la charge créée dans l'échantillon est égale à $57,0 \text{ fC} \pm 2,7 \text{ fC}$, en considérant la perte d'énergie des particules α dans l'air.

Le système d'acquisition présenté sur la Figure III.21 se compose d'un té de polarisation, d'un amplificateur de courant présentant une impédance de 50Ω et une largeur de bande de 2 GHz (CIVIDEC Broadband Amplifier) et d'un oscilloscope Lecroy WP7300A (échantillonnage de 3 GHz). L'oscilloscope enregistre un signal $U(t)$ en tension correspondant au transport des porteurs de charge dans le diamant. Pour obtenir le courant induit

par les particules α , la mesure en tension du signal doit être convertie à l'aide de la formule suivante :

$$I(t) = \frac{U(t)}{R_{50} \cdot A} \quad (\text{III.2})$$

où A est le gain de l'amplificateur CIVIDEC (135 après calibration avec un générateur de pulses) et R_{50} est l'impédance de 50Ω du système. Cependant, le système d'acquisition modifie quelque peu la forme du signal notamment au niveau des temps de montée et de descente du signal en tension, du fait de la présence d'une capacité dans le circuit complet. Le courant calculé à partir de la formule précédente inclut donc ces erreurs dues aux limitations de l'électronique.

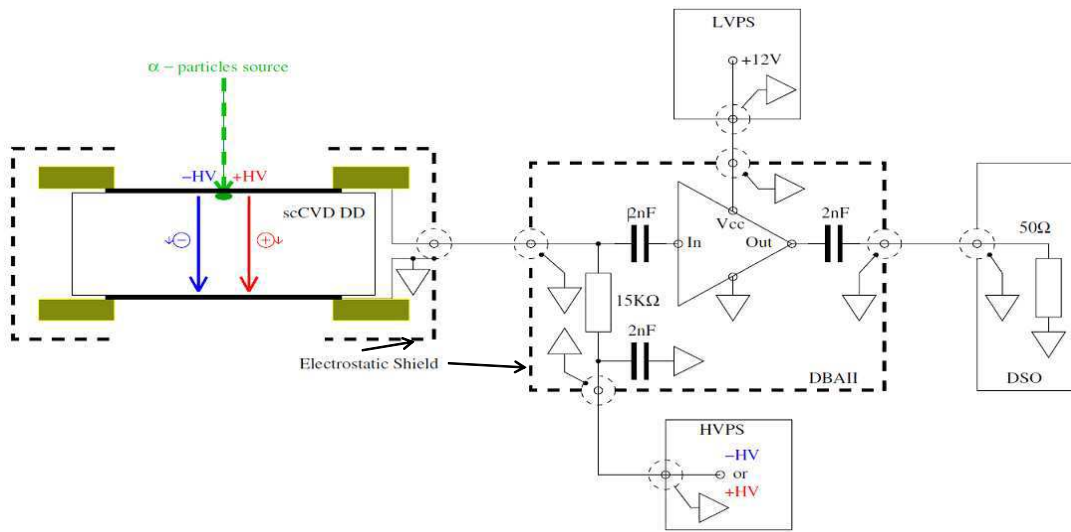


FIGURE III.21 – Schéma électronique du système d'acquisition pour les mesures de temps de vol utilisé dans le travail de thèse de M. Pomorski [129].

III.3.2.2 Temps de vol et efficacité de collecte des charges : Principe de mesure

Les paires électron-trou sont générées dans le diamant à une distance x d'environ $15 \mu\text{m}$ de la face exposée. Sous l'effet du champ électrique appliqué, les porteurs vont se déplacer vers l'une ou l'autre électrode en fonction du signe de la polarisation appliquée et du type de porteurs de charge. Considérons un diamant ayant une distance inter-électrodes L . Une partie des porteurs n'aura que $15 \mu\text{m}$ à parcourir avant d'être collectée, tandis que les autres types de porteurs vont traverser une distance $(L - x)$ à une vitesse moyenne v_{dr} avant d'être collectés par l'électrode opposée, après un temps de transit t_{tr} .

Le signal se forme instantanément suite à la formation de paires électron-trou et correspond au déplacement des deux types de charges sous un champ électrique \vec{E} . Cependant, si l'on considère le cas des porteurs de charge créés à $15 \mu\text{m}$ de la cathode, le temps de

transit des trous n'excédera pas 150 ps pour une vitesse de déplacement de 10^7 cm.s^{-1} dans le diamant [104]. Le signal induit par ces charges ne sera alors pas détecté par le système d'acquisition décrit précédemment. Seul le déplacement des électrons participera à la formation du signal dans le cas considéré et la Formule (II.23) du Chapitre 2 s'écrit alors :

$$I(t) = \frac{Q_0 \cdot \mu_e \cdot E}{L} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_e}\right) \quad (\text{III.3})$$

avec Q_0 la charge créée dans le diamant par les particules α , μ_e la mobilité des électrons dans le diamant et τ_e la durée de vie des électrons. Pour un diamant de haute qualité présentant peu d'impuretés et de défauts, la durée de vie des porteurs de charge est grande devant leur temps de transit, le courant total mesuré est alors constant et la forme du pulse présentée sur la Figure III.22 est carrée :

$$I(t)[A] = \frac{Q_0[C] \cdot v_{dr}[m.s^{-1}]}{L[m]} \text{ pour } 0 < t < t_{tr} \quad (\text{III.4})$$

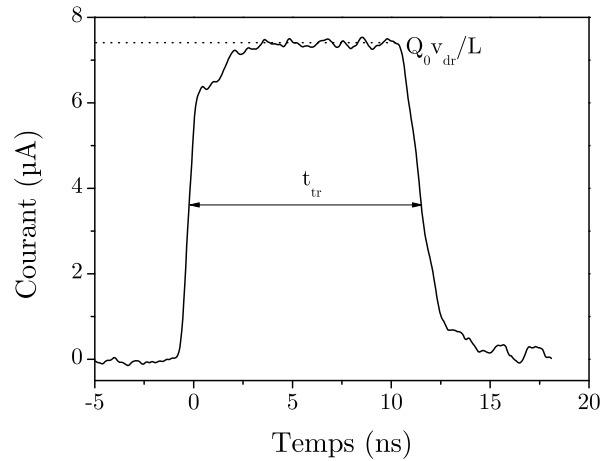


FIGURE III.22 – Signal de courant de forme carrée obtenu dans un diamant de haute pureté.

La montée du courant mesuré correspond au début du déplacement des charges créées par les particules α près d'une électrode. La descente correspond à l'arrivée des charges sur l'électrode opposée. La présence de pièges ou de centres de recombinaison dans des diamants de faible qualité modifie la forme carrée du signal, aussi bien l'amplitude que la durée du signal, selon l'exponentielle de la Formule (III.3), comme cela est représenté sur la Figure III.23. En effet, lorsque les porteurs sont piégés ou recombinés, ils ne participent plus à la formation du signal électrique. Les porteurs piégés peuvent également introduire une zone de charge d'espace, ce qui entraîne une modification du champ électrique dans le diamant qui n'est plus homogène et la forme du signal mesuré n'est alors plus carrée [128] [130] (Figure III.24).

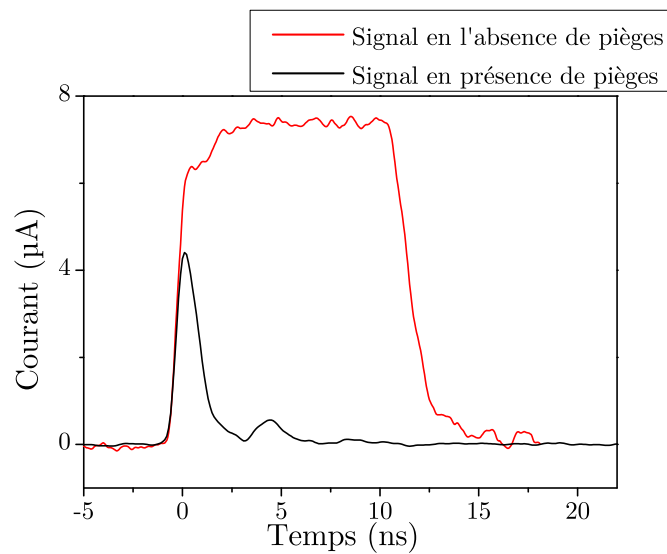


FIGURE III.23 – Modification de la forme du pulse induit par les particules α en présence de défauts ou de centres de recombinaison dans le diamant, en comparaison d'un diamant intrinsèque pur.

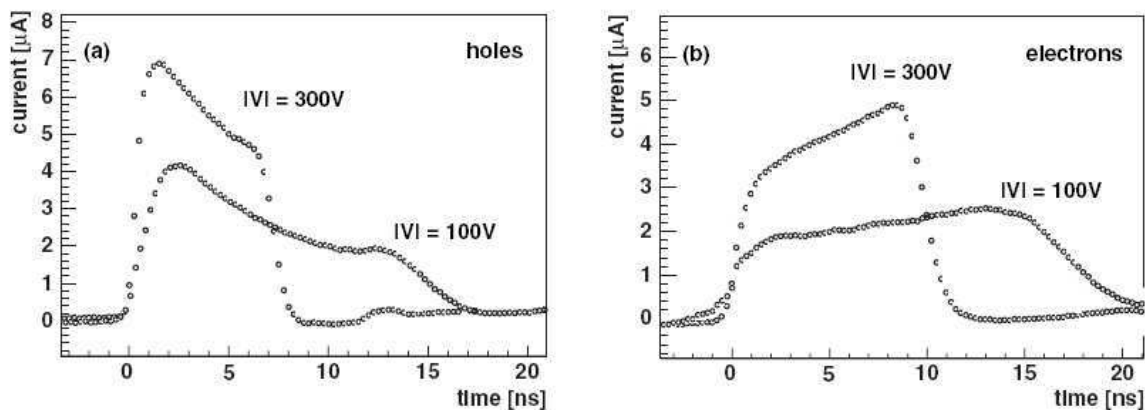


FIGURE III.24 – Exemple de pulses induits par les particules α en présence d'une charge d'espace négative dans un diamant monocristallin CVD, d'après Pernegger et al. [130]. Signaux correspondant au transport des trous à gauche (a) et au transport des électrons à droite (b).

Pour le montage utilisé au cours de cette étude, la tension de polarisation est appliquée sur l'électrode de la face avant du diamant que nous appellerons Face 1 (Figure III.25). Dans un premier cas, lorsque la source α est placée sur la Face 1, si la tension est positive, le signal mesuré correspond au transport des trous, et inversement si la tension de polarisation est négative, le signal mesuré correspond au transport des électrons. Dans le cas où la source α est placée sur la Face 2 qui est la face arrière du diamant, le signal mesuré pour une tension positive correspond au déplacement des électrons et celui mesuré pour une tension négative correspond au transport des trous.

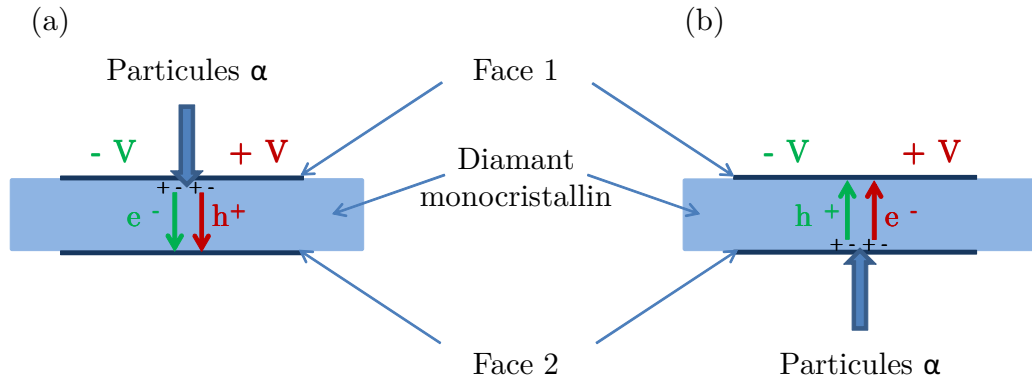


FIGURE III.25 – Schéma représentant le déplacement des porteurs lorsque la source α est placée sur la Face 1 (a) ou sur la Face 2 (b), en fonction du signe de polarité de la tension appliquée.

Pour une tension de polarisation donnée V , un nombre de pulses supérieur à 200 est enregistré. L'oscilloscope Lecroy permet de déterminer les largeurs à mi-hauteur (ou FWHM) de chaque pulse. Le temps de transit t_{tr} , qui correspond au temps mis par une particule chargée pour traverser la distance $(L - x)$, est alors égal à la moyenne des FWHM pour cette tension de polarisation. Dans le cas où le champ électrique interne est constant, ce qui est caractéristique d'un signal de forme carrée, la vitesse de déplacement des charges v_{dr} , exprimée en pratique en $cm.s^{-1}$, peut être calculée simplement par la formule suivante :

$$v_{dr} = \frac{L - x}{t_{tr}} \quad (III.5)$$

avec L et x exprimés en cm et t_{tr} en s .

La mobilité des porteurs, exprimée en pratique en $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$, est ensuite déduite à partir de la valeur du temps de transit des charges, à l'aide de la formule suivante pour chaque tension de polarisation V :

$$\mu = \frac{v_{dr}}{E} = \frac{(L - x)/t_{tr}}{V/L} \quad (III.6)$$

Dans cette équation, L et x sont exprimés en cm , la tension en V et t_{tr} en s . Pour les diamants de cette étude présentant une épaisseur de 300-500 μm grande devant le parcours x des particules α dans le diamant, cette formule peut s'écrire :

$$\mu = \frac{L^2}{V.t_{tr}} \quad (III.7)$$

On obtient alors un tracé de la mobilité et de la vitesse de déplacement des charges en fonction du champ électrique appliqué pour chaque type de porteurs. Comme cela a été expliqué dans le Chapitre 2, la courbe de vitesse de déplacement des charges augmente avec le champ électrique, mais s'éloigne rapidement de la linéarité et les vitesses commencent à

saturer à cause de la diffusion sur les phonons optiques. Inversement, la mobilité diminue lorsque le champ électrique appliqué augmente.

Les incertitudes sur la mesure de vitesse de déplacement des porteurs sont évaluées en prenant en compte l'écart-type des mesures de temps de transit sur tous les pulses enregistrés, ainsi que l'incertitude sur l'épaisseur du diamant ($\pm 10 \mu\text{m}$). A cela s'ajoute l'incertitude sur la tension appliquée au détecteur ($\pm 2 \text{ V}$) pour déterminer les incertitudes de mesures de la mobilité.

A partir du graphe représentant la mobilité en fonction du champ électrique appliqué, il est possible d'extraire la valeur de mobilité à champ nul μ_0 en $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ainsi que la vitesse de saturation des porteurs v_s en $\text{cm}.\text{s}^{-1}$, grâce à la méthode des moindres carrés qui permet d'ajuster ces paramètres dans la Formule (II.22) du Chapitre 2 rappelée ici :

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \frac{\mu_0 \cdot E}{v_s}} \quad (\text{III.8})$$

Enfin, les mesures de CCE sont obtenues en calculant le rapport entre la charge collectée Q_{col} et la charge créée Q_0 , pour différentes tensions de polarisation V . Pour une valeur de champ électrique donnée, l'oscilloscope Lecroy calcule l'aire sous chaque pulse de tension enregistré, soit $\int U(t).dt$. La charge collectée q au cours de ce signal en tension est ensuite déterminée de la manière suivante :

$$q = \int I(t).dt = \frac{\int U(t).dt}{R_{50}.A} \quad (\text{III.9})$$

Pour une tension de polarisation V donnée, la charge collectée Q_{col} correspond à la moyenne des valeurs de charge q sur tous les pulses enregistrés. L'incertitude sur l'efficacité de collecte de charges est alors calculée à partir de l'écart-type sur les mesures de charges q et l'incertitude sur la charge créée Q_0 .

III.3.2.3 Résultats expérimentaux

a) Diamants Element Six

Mesures de mobilité

Des mesures de temps de vol sont réalisées sur différents échantillons de diamant monocristallin CVD E6 présentant des épaisseurs d'environ $500 \mu\text{m}$ et des dimensions latérales variant de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ à $4 \times 4 \text{ mm}^2$ environ. Des contacts en aluminium de diamètre supérieur ou égal à 2 mm et de 100 nm d'épaisseur sont tout d'abord déposés sur chacune des faces des échantillons.

La Figure III.26 présente un exemple de signaux moyens induits par les particules α dans un diamant nommé E6 #1, pour un champ électrique appliqué de $1 \text{ V}.\mu\text{m}^{-1}$. Ces

III.3 Caractérisation électrique du diamant de synthèse

signaux correspondent au transport des électrons et des trous lorsque la source α est placée sur la Face 1 ou sur la Face 2. La différence d'amplitude du pulse de courant entre la Face 1 et la Face 2 est due au fait que le boîtier utilisé pour ces mesures n'est pas symétrique et la distance entre la source α et le diamant n'est pas la même pour les deux faces. Les valeurs de la charge créée dans le diamant ne sont donc pas identiques.

Cette Figure III.26 montre que les temps de transit pour chaque type de porteurs sont équivalents quelle que soit la face sur laquelle ils sont créés. Ceci est confirmé pour différentes valeurs de champ électrique appliqué, pour lesquelles les vitesses de déplacement des charges et les mobilités sont tracées sur la Figure III.27, pour la Face 1 et la Face 2. La mobilité à champ nul μ_0 ainsi que la vitesse de saturation des porteurs v_s sont déterminées à l'aide de la Formule (III.8). Ces valeurs sont présentées dans le Tableau III.2 pour cet échantillon E6 #1 et ne montrent pas de différences significatives entre les deux faces. Ces mesures de temps de vol ont montré des résultats similaires pour deux autres échantillons de diamant monocristallins E6 (E6 #2 et E6 #3), dont les valeurs de μ_0 et v_s mesurées sur une seule face sont répertoriées dans le Tableau III.2.

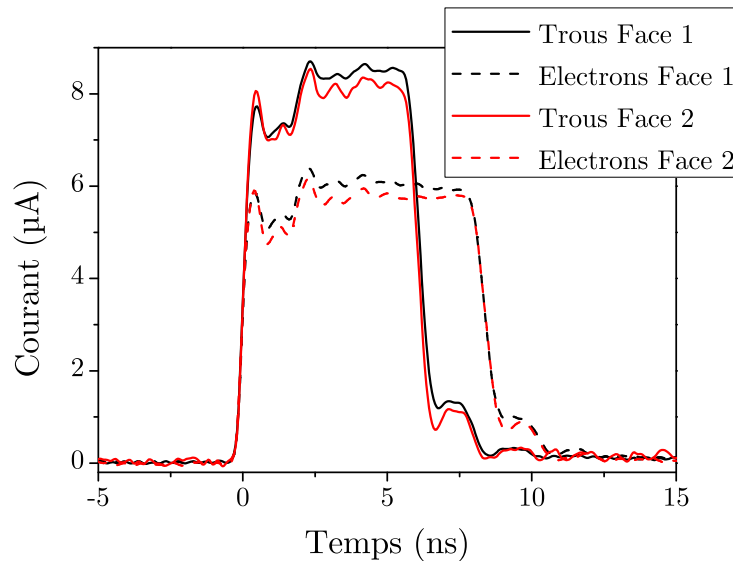


FIGURE III.26 – Pulses moyens de courant induit par les particules α incidentes sur la Face 1 ou la Face 2 d'un diamant E6. Signaux mesurés pour les trous et pour les électrons avec un champ électrique appliqué de l'ordre de $1 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$.

Le Tableau III.2 présente des valeurs de mobilité des trous supérieures à celles des électrons. Ces valeurs de mobilité sont en accord avec celles déterminées par Pernegger et al. [128] sur un diamant monocristallin CVD commercialisé par Element Six : $2064 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les trous et $1714 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les électrons. Isberg et al. [131] ont également mesuré des valeurs de mobilité plus élevées pour les trous que pour les

électrons pour du diamant monocristallin synthétique : $4500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $3800 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ respectivement. Ces dernières valeurs élevées de mobilité sont controversées dans la littérature [132], du fait qu'elles soient nettement plus élevées que celles obtenues avec du diamant naturel IIa présentant très peu d'impuretés [133] [134]. A l'inverse, Tranchant et al. [98] ont déterminé des valeurs de mobilité plus faibles pour les trous ($2500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) que pour les électrons ($3200 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) pour du diamant CVD monocristallin. Enfin, pour le diamant CVD polycristallin, la mobilité est en général plus faible car des phénomènes de diffusion sur les défauts présents dans ce matériau (dislocations, lacunes, joints de grains) s'ajoutent aux différents mécanismes de collisions rencontrés dans un cristal pur [117].

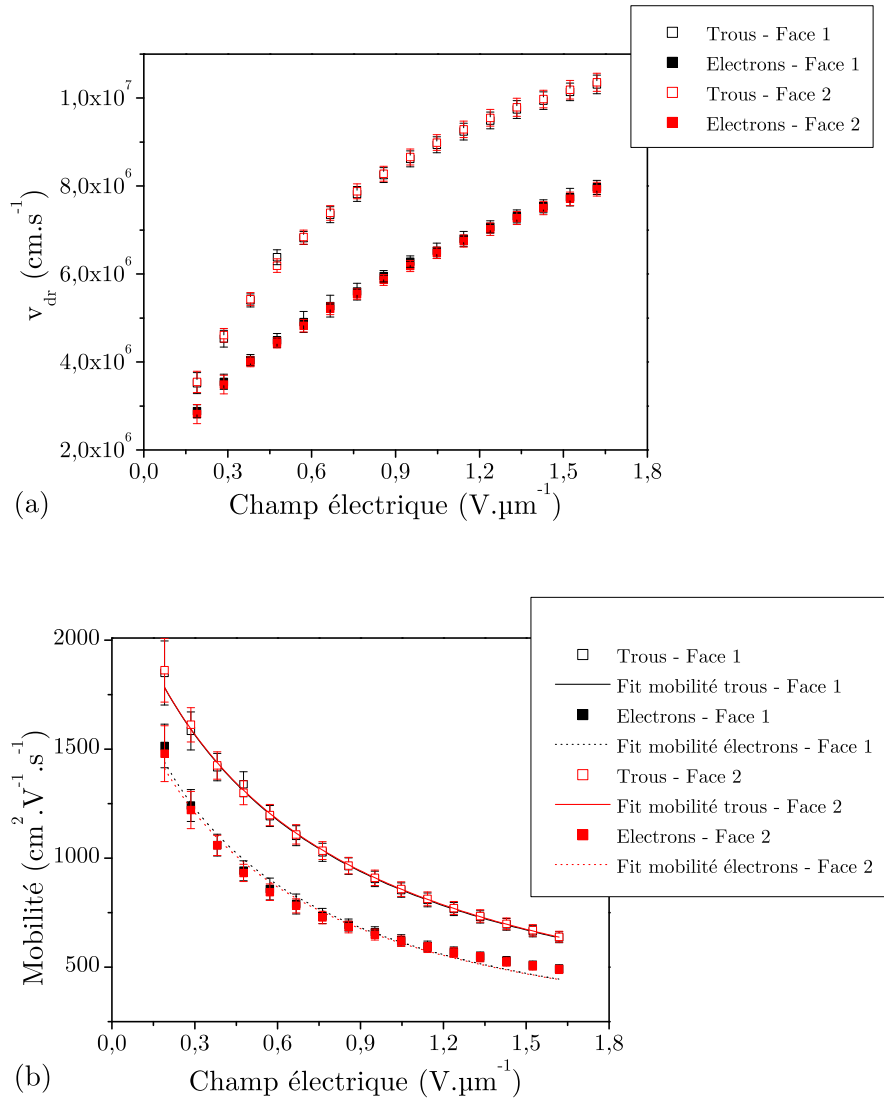


FIGURE III.27 – Vitesse de déplacement (a) et mobilité (b) des porteurs de charge en fonction du champ électrique appliqué pour le diamant monocristallin CVD E6 #1 avec des électrodes en aluminium.

III.3 Caractérisation électrique du diamant de synthèse

Echantillon E6		$\mu_0^h(\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1})$	$v_s^h(\text{cm}.\text{s}^{-1})$	$\mu_0^e(\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1})$	$v_s^e(\text{cm}.\text{s}^{-1})$
#1	Face 1	2349 ± 28	$1,41.10^7 \pm 3.10^5$	2053 ± 87	$9,2.10^6 \pm 8.10^5$
	Face 2	2345 ± 23	$1,42.10^7 \pm 3.10^5$	1993 ± 80	$9,2.10^6 \pm 8.10^5$
#2		1959 ± 37	$1,29.10^7 \pm 6.10^5$	1730 ± 51	$8,5.10^6 \pm 6.10^5$
#3		2269 ± 12	$1,53.10^7 \pm 2.10^5$	2017 ± 81	$9,8.10^6 \pm 8.10^5$

Tableau III.2 – Mobilité à champ nul μ_0 ainsi que vitesse de saturation v_s des porteurs pour différents échantillons de diamant monocristallins E6, avec des contacts en aluminium.

Enfin, les propriétés de transport des particules dans les échantillons E6 sont également étudiées avec un autre type de contacts, à savoir de l'ITO (Indium Tin Oxyde), car ce matériau va être utilisé par la suite pour des mesures d'efficacité de collecte de charges. Nous voulons vérifier que la forme du signal n'est pas modifiée en présence d'ITO et donc que les mobilités et les vitesses de déplacement des porteurs qui en découlent sont identiques à celles mesurées avec les électrodes en aluminium. Le matériau ITO est déposé par PVD sur chaque face du diamant avec une épaisseur de 100 nm, comme pour les électrodes en aluminium étudiées précédemment. Des mesures de temps de vol sont réalisées sur l'échantillon E6 #3 avec les contacts ITO. La Figure III.28 compare les vitesses de déplacement des porteurs v_{dr} et leur mobilité μ dans ce diamant avec des contacts aluminium et des contacts ITO, et ne montre pas de différence entre les deux types d'électrodes.

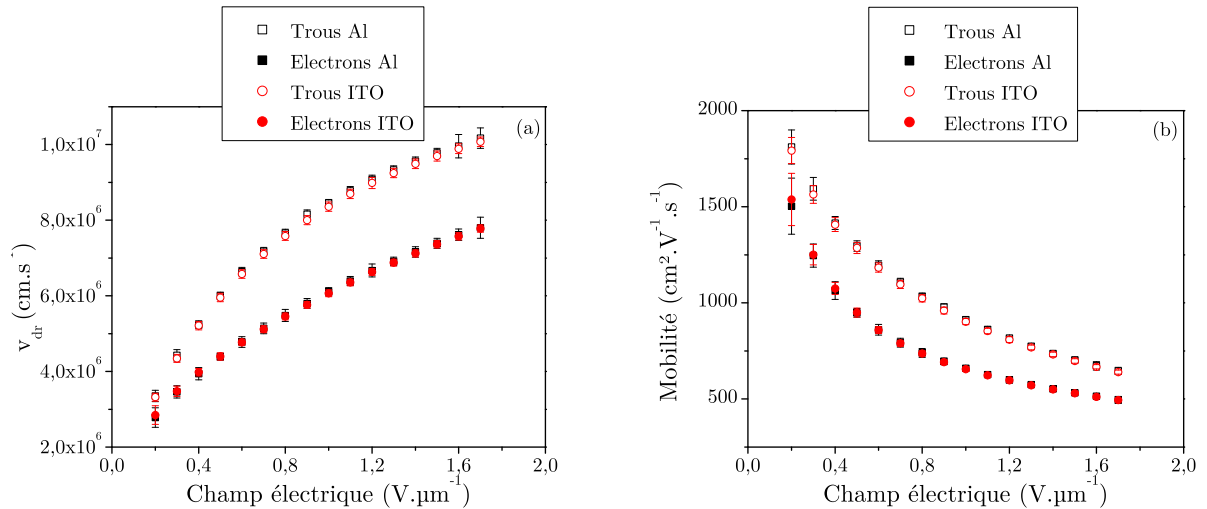


FIGURE III.28 – Vitesse de déplacement (a) et mobilité (b) des porteurs de charge en fonction du champ électrique appliqué pour un diamant monocristallin CVD E6, avec des contacts aluminium ou ITO.

Mesures d'efficacité de collecte des charges

La Figure III.29 représente les mesures de CCE pour la Face 1 de l'échantillon E6 #1 présentant des électrodes en aluminium, en fonction du champ électrique appliqué. La Figure III.29 montre que l'efficacité de collecte des charges est maximale ($\simeq 94\%$) pour des champs électriques supérieurs à $1\text{ V}\cdot\mu\text{m}^{-1}$, aussi bien pour les électrons que pour les trous.

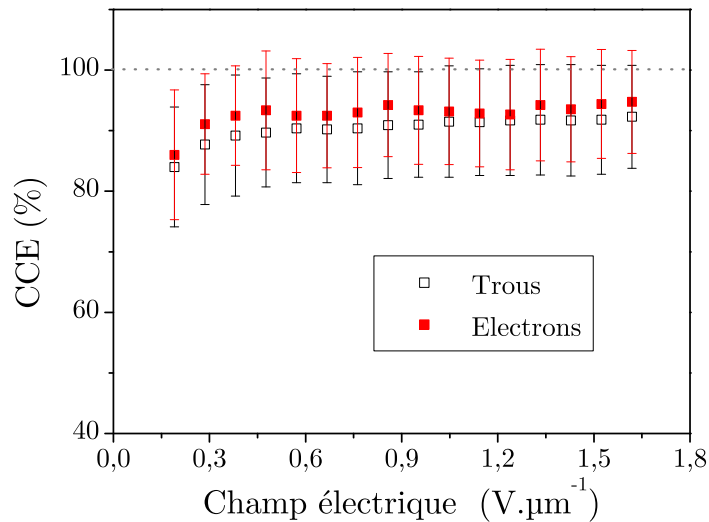


FIGURE III.29 – Efficacité de collecte des charges dans le diamant E6 #1 pour différentes valeurs de champ électrique appliqué au détecteur, avec des incertitudes de mesures comprises entre 8 et 11 %.

La Figure III.30 est une autre représentation des mesures d'efficacité de collecte des charges obtenues pour les 3 échantillons E6 précédents dans un champ électrique de $1\text{ V}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ et qui permet de visualiser la dispersion des mesures sur tous les pulses enregistrés pour chaque échantillon.

Ces résultats nous montrent que les diamants E6 présentent une efficacité de collecte des charges créées par les particules α de l'ordre de 100 %, pour des champs appliqués supérieurs à $1\text{ V}\cdot\mu\text{m}^{-1}$.

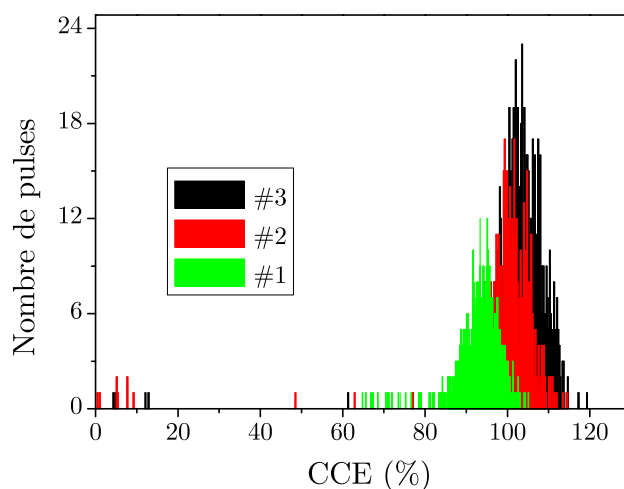


FIGURE III.30 – Efficacité de collecte des charges créées par les particules α dans les échantillons de diamant E6 #1, #2 et #3, dans un champ électrique de $1 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$.

b) Diamant issu du réacteur ASTeX

L'échantillon A17 est choisi pour la présence de défauts localisés de larges dimensions ($\simeq 0,3 \text{ mm}$ de diamètre), observés en biréfringence, en MEB et en spectrométrie Raman. Des mesures locales de CCE sont réalisées sur ce diamant à l'aide d'un collimateur de $0,5 \text{ mm}$ de diamètre placé entre la source α et le diamant pour réduire la zone irradiée. Des contacts ITO de 100 nm d'épaisseur sont déposés par PVD sur chaque face du diamant à l'aide de masques métalliques. Nous avons vu précédemment que ce type de contact ne modifie pas la réponse du détecteur sous particules α . Du fait de la transparence de ces électrodes ITO, le petit collimateur peut être positionné sur une zone précise du diamant observée au microscope et correspondant à une zone avec ou sans défauts structuraux visibles. Des caractérisations électriques sont ensuite réalisées avec les particules α sur une zone dite « propre » ainsi que sur une zone comportant des défauts (Figure III.31).

Les résultats des mesures de CCE effectuées sur le diamant A17 sont présentées sur la Figure III.32 pour un champ électrique appliqué d'environ $1,3 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. La position du collimateur est vérifiée par des images de biréfringence comme celles présentées sur la Figure III.31. Ces résultats montrent que les défauts qui ont été caractérisés optiquement au début de ce chapitre diminuent l'efficacité de collecte des charges (jusqu'à une valeur de 30%). Enfin, la zone propre qui présentait une bonne qualité cristalline visible notamment par les mesures de spectrométrie Raman, possède une CCE proche de 100% .

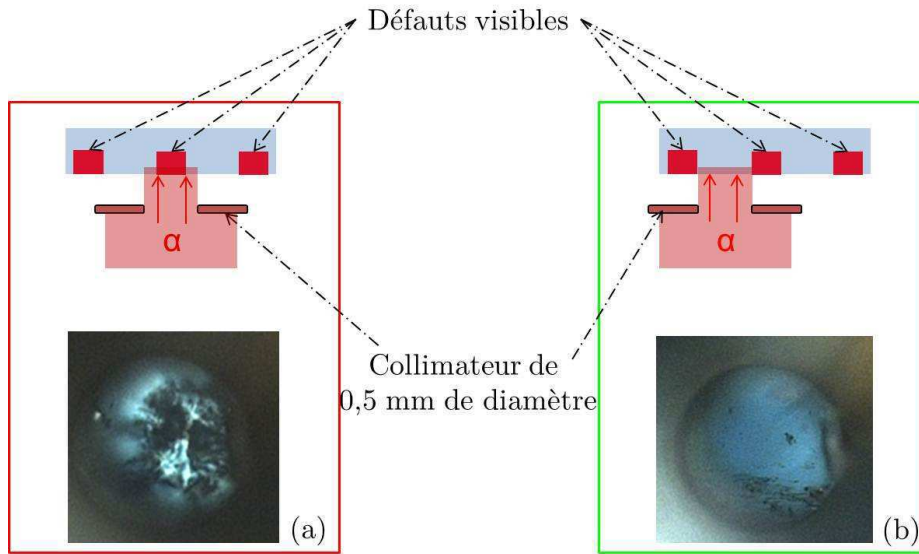


FIGURE III.31 – Présentation des deux zones de caractérisation électrique sur le diamant A17. (a) : Zone avec un défaut dont les dimensions sont proches de celles du collimateur de la source α . (b) : Zone propre, sans défaut visible en biréfringence à travers les contacts ITO.

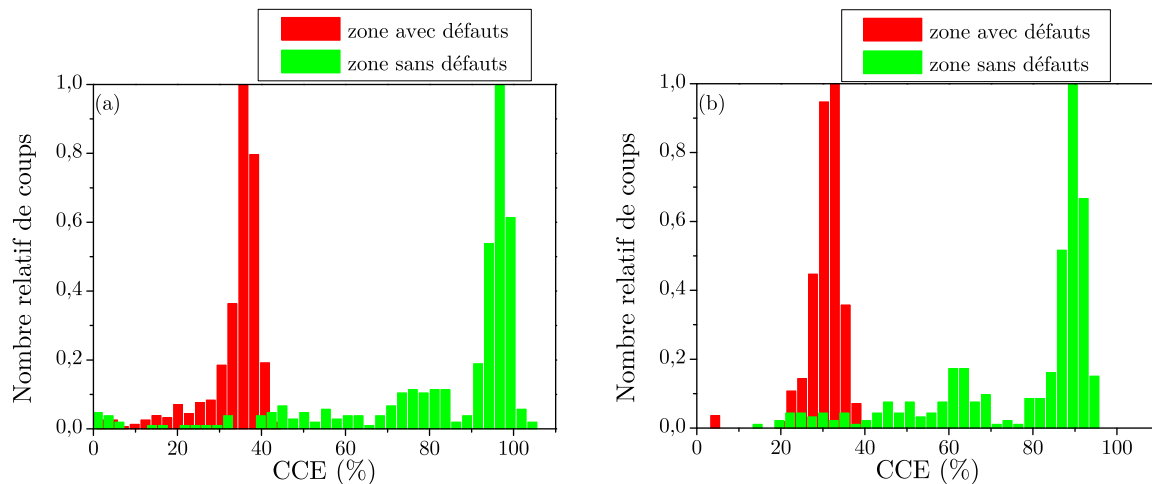


FIGURE III.32 – Mesures locales de CCE sur le diamant A17 avec des contacts ITO, sur une zone avec défauts (en rouge) et une zone sans défauts (en vert), pour une tension appliquée de - 200 V (a) correspondant au transport des trous, et une tension de + 200 V (b) correspondant au transport des électrons.

D'après ces résultats, l'observation des défauts avec des méthodes rapides qui ne nécessitent pas de préparation spécifique de l'échantillon, telles que la biréfringence et la spectrométrie Raman, permet d'effectuer une première sélection des diamants pour la dosimétrie, avant de réaliser le montage en détecteur pour des caractérisations électriques plus exigeantes.

III.3.3 Mesures sous rayonnement X de basse énergie

Les mesures sous rayonnement X de basse énergie présentées dans cette partie sont réalisées sur deux installations différentes :

- un tube à rayons X du CEA, fonctionnant avec une tension de 50 kV et un courant de 0,5 mA ;
- un micro-faisceau de photons d'une énergie de 11,5 keV, issu d'un rayonnement synchrotron.

III.3.3.1 Tube à rayons X 50 kV

a) Dispositif expérimental

Avant de réaliser le montage des détecteurs diamant pour la mesure de dose en mini-faisceaux, des premiers tests sont effectués au LCD sous un faisceau de photons de basse énergie (< 50 keV), permettant d'irradier le dosimètre avec un débit d'environ $60 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$. Ceci a pour objectif d'étudier la stabilité de la réponse des diamants CVD sous rayonnement ainsi que de leur temps de réponse.



FIGURE III.33 – Tube RX permettant de faire des tests préliminaires des détecteurs diamant sous un faisceau de photons avec une énergie maximale de 50 keV et un débit de $60 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$.

Pour cette étude, des électrodes en aluminium de 100 nm d'épaisseur et de diamètre supérieur ou égal à 1 mm sont déposées sur chacune des faces du diamant. Le diamant est ensuite monté en chambre d'ionisation solide. Différents montages sont réalisés pour ces mesures sous rayons X :

- Le boîtier en aluminium décrit dans le Paragraphe III.3.2 (Figure III.20) est utilisé pour une première étude concernant l'effet de pompage ;
- Pour la détermination de la stabilité du détecteur et des temps de réponse, les diamants sont montés en dosimètre selon le dispositif qui sera présenté dans le Chapitre 4.

Le détecteur est ensuite connecté via un câble triaxial à un électromètre Keithley 6517A, lui-même relié à un système d'acquisition développé pour cette application sous Labview. Ce programme Labview permet d'enregistrer le courant mesuré toutes les 100 ms et donc de suivre la réponse $I(t)$ du dosimètre sous rayonnement, pour une tension de polarisation donnée.

b) Résultats expérimentaux

Effet de pompage

Comme nous l'avons vu dans les Chapitres 1 et 2, les diamants nécessitent une dose de pré-irradiation pour atteindre un signal stable. Lors de la première irradiation, le courant augmente jusqu'à stabilisation du signal. Cet effet nommé « pompage » est dû à la présence de défauts profonds dans le diamant [120] [88]. Au cours de la première irradiation, une partie des charges créées par l'irradiation du matériau peut être piégée dans les niveaux d'énergie situés dans la bande interdite induits par la présence de défauts. Ainsi, au fur et à mesure que ces pièges profonds se remplissent, le nombre de porteurs participant au signal augmente jusqu'à ce que tous ces pièges soient remplis, ce qui entraîne alors une stabilisation du signal. La durée de la pré-irradiation dépendra donc de la quantité de défauts profonds présents dans le diamant. Ces pièges profonds sont caractérisés par exemple par thermoluminescence (TL) : la température requise pour dépiéger les charges est située au-delà de 200 °C et donc tant que le système reste à température ambiante, ces charges restent piégées et ne contribuent pas au signal [93].

Une étude concernant ce phénomène de pompage est réalisée sur un diamant monocristallin CVD E6 sous faisceau de rayons X de basse énergie avec le dispositif expérimental décrit précédemment. Les mesures décrites jusqu'à présent n'ont pas montré la présence de défauts visibles dans les diamants E6 avec les techniques de caractérisation optique employées ou de défauts influant fortement sur les propriétés de transport des porteurs de charge sous particules α .

Pour les mesures réalisées dans ce paragraphe, le détecteur est polarisé avec une tension de + 500 V, soit environ $1 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. Il est tout d'abord pré-irradié pendant 15 minutes avec cette tension de polarisation. La Figure III.34 présente la courbe $I(t)$ en noir mesurée au cours de cette pré-irradiation et montre la présence de pièges dans le matériau puisque la stabilisation du signal n'est pas immédiate. De nouvelles irradiations sont effectuées à différents instants après cette pré-irradiation (1 min, 20 min, 1 h 30 et 3 h) et la courbe $I(t)$ est enregistrée pour chacune d'elles. Ces différentes courbes $I(t)$ sont également présentées sur la Figure III.34. On observe que le phénomène de pompage réapparaît lorsque le dosimètre n'est pas utilisé pendant un certain temps et qu'il est alors nécessaire de le

pré-irradier à nouveau. Ceci est en accord avec Betzel et al. [111] qui ne prenaient jamais en compte la première mesure obtenue avec leur dosimètre diamant pour s'affranchir de ce problème. Ainsi, pour toutes les mesures réalisées avec les dosimètres diamant au cours de ce travail de thèse, une nouvelle pré-irradiation est réalisée dans le cas où le diamant n'est pas utilisé pendant plus de 20 minutes. Ces résultats signifient que les porteurs sont dépiégés rapidement à température ambiante, ce qui indique la présence de pièges peu profonds dans le diamant E6. Ces pièges peu profonds sont responsables, comme les pièges profonds, d'effets transitoires du signal mesuré avec le détecteur diamant. Dans la littérature, on trouve différentes courbes de TL indiquant la présence de pièges profonds et peu profonds dans le matériau diamant [135] [136] [137].

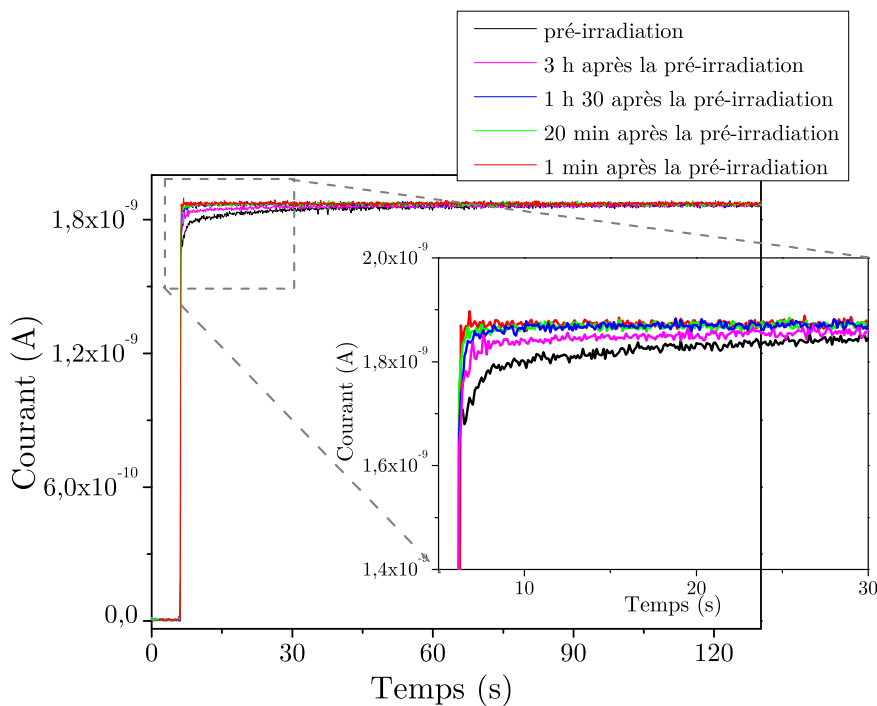


FIGURE III.34 – Evolution de l'effet de pompage dans le temps après une pré-irradiation de 15 minutes sous rayons X de basse énergie.

Stabilité et temps de réponse

Les mesures de courant en fonction du temps sous irradiation de photons X de basse énergie sont ensuite réalisées sur le tube X de 50 kV pour 2 échantillons de diamant monocristallin montés en dosimètre : un diamant E6 et le diamant A17 présentant une forte inhomogénéité d'après les études précédentes. Des électrodes en aluminium de 1 mm de diamètre sont déposées sur chacune des faces de ces deux diamants, en évitant au maximum les zones de défauts visibles pour le diamant A17. La Figure III.35 montre la

zone où sont déposées les électrodes sur cet échantillon. Les diamants E6 et A17 présentent respectivement une épaisseur d'environ $500 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$.

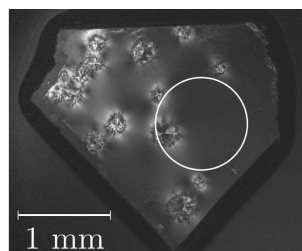


FIGURE III.35 – Image de biréfringence sur laquelle sont tracés les contours des électrodes de 1 mm de diamètre déposées sur le diamant A17.

La Figure III.36 présente le tracé $I(t)$ obtenu après une pré-irradiation de plus de 60 Gy, pour ces deux dosimètres polarisés avec des champs électriques de l'ordre de $0,3 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$.

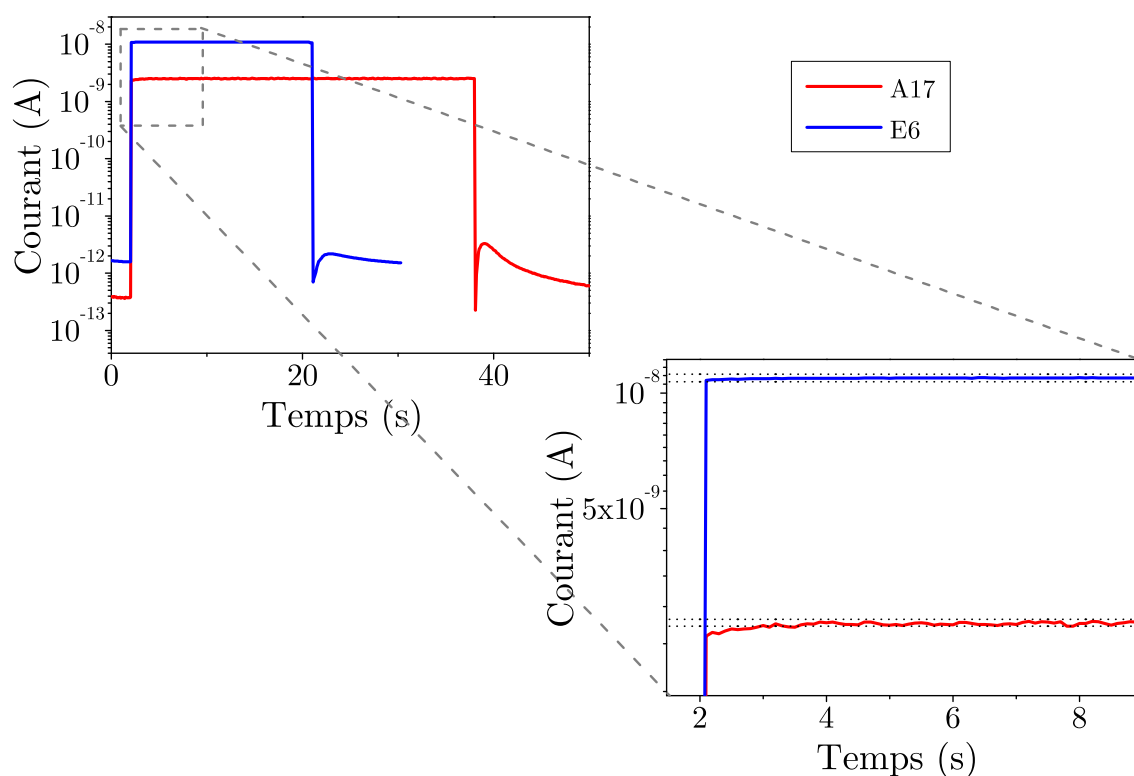


FIGURE III.36 – Courbes $I(t)$ pour 2 dosimètres diamant mesurés sous rayonnement X de basse énergie, avec un zoom sur le début de l'irradiation.

Lorsque l'irradiation débute, le signal de chaque dosimètre augmente rapidement d'un facteur proche de 7000. Le rapport signal sur bruit pour ces deux détecteurs respecte donc

les critères de DIADOMI pour la dosimétrie (rapport signal sur bruit > 1000). On définit le temps de montée comme le temps requis par le détecteur pour atteindre la stabilité du courant $\pm 2\%$. La valeur de 2% est choisie de manière à éviter les fluctuations du signal. Pour le diamant E6, ce temps de montée est inférieur ou égal à 100 ms qui correspond au temps entre deux points de mesures du courant. Pour le diamant A17, ce temps de réponse est plus lent : 1 seconde.

Le courant mesuré avec le diamant E6 est supérieur à celui mesuré avec l'échantillon A17. Ceci est dû notamment aux différences de volume de détection entre ces deux dosimètres, mais peut également être dû à la différence de qualité cristalline entre ces deux diamants.

La stabilité des détecteurs est ensuite évaluée sur une même durée d'irradiation (15 dernières secondes) d'après la Formule (IV.5) donnée dans le Chapitre 1, c'est-à-dire en faisant le rapport de l'écart-type et de la valeur moyenne du courant mesuré. Le diamant E6 présente une très bonne stabilité de $0,1\%$ respectant ainsi les critères du projet DIADOMI (stabilité $\leq 0,5\%$). La stabilité du diamant A17 de $0,8\%$ est moins satisfaisante, selon ces mêmes critères. Différents montages en dosimètre de ce diamant A17 ont été testés et des valeurs de stabilité comprises entre $0,6\%$ et $0,9\%$ permettent de conclure que ce résultat est dû au matériau et non au montage.

Après l'irradiation, pour chaque dosimètre, le courant diminue en dessous de sa valeur de bruit initial en un point de mesure soit 100 ms, puis augmente légèrement avant de retourner lentement vers son état d'équilibre. Ainsi, le retour du signal vers sa valeur de bruit initiale à $\pm 2\%$ est réalisé pour des durées supérieures à 7 secondes. Ce phénomène observé après l'irradiation est lié aux changements automatiques de calibre de l'électromètre. Ce mode automatique est réglé dans ces mesures pour étudier la stabilité du dosimètre sous irradiation, mais n'est pas adapté pour étudier le retour à l'équilibre du dosimètre.

Le temps de descente du signal ne peut donc être précisément évalué par ces mesures, mais pour un dosimètre, le paramètre important à prendre en compte pour le temps de réponse après l'irradiation n'est pas nécessairement le temps qu'il faut pour que le courant retourne à sa valeur de bruit initiale. Le fait de pouvoir discriminer rapidement le signal sous irradiation du bruit est essentiel. Pour cela, le temps nécessaire pour que la valeur de courant soit diminuée d'un facteur 1000 doit être le plus court possible, 1000 étant la valeur minimale du rapport signal sur bruit recommandée par DIADOMI. Selon ce critère, même avec les réglages présents, le temps de descente des deux dosimètres étudiés est très satisfaisant car il est inférieur à 100 ms.

Les deux détecteurs présentent des réponses similaires sous rayonnement X de basse énergie. Le temps de réponse du détecteur au début de l'irradiation ainsi que la stabilité sont cependant moins satisfaisants pour le diamant A17 que pour le diamant E6. Ceci peut s'expliquer par la présence d'une zone de défauts dans le volume sensible, comme cela est visible sur la Figure III.35.

III.3.3.2 Micro-faisceau synchrotron X

a) Dispositif expérimental

Les mesures présentées dans cette partie sont réalisées sur la ligne de lumière DIFFABS du synchrotron SOLEIL (Saint-Aubin, France). L'objectif est de mesurer le courant induit par un micro-faisceau de $7 \times 10 \mu\text{m}^2$ dans un détecteur diamant E6. Une large zone du diamant est scannée par ce micro-faisceau, dans le but de vérifier l'homogénéité de l'échantillon. L'énergie de ce faisceau de photons est de 11,5 keV.

Les Figures III.37 et III.38 présentent le dispositif expérimental. Pour réaliser ces mesures, une électrode en aluminium de 100 nm d'épaisseur et de 1,2 mm de diamètre est déposée sur la face avant d'un diamant E6. La face arrière est recouverte par une électrode en aluminium plus large qui est ensuite collée avec de la laque d'argent conductrice sur une piste en or déposée sur un support en céramique. L'électrode arrière plus large permet de ne pas mettre la colle conductrice en argent derrière le volume sensible délimité par l'électrode avant de 1,2 mm de diamètre. Cela permet d'éviter la rétrodiffusion des particules sur la colle en argent qui pourrait entraîner une augmentation du courant dans le volume sensible du détecteur. La céramique est percée au centre avec un trou de 1 mm de diamètre. Le diamant est positionné sur la céramique en alignant le centre du contact de 1,2 mm de diamètre avec le centre du trou de la céramique. Cela permet d'éviter les éventuels problèmes de rétrodiffusion sur la céramique. 4 fils micro-soudés à chacune de leurs extrémités permettent de relier le contact avant à une seconde piste en or de la céramique (Figure III.38). La haute tension est appliquée sur le contact avant du diamant, tandis que le contact arrière est relié à la masse. La mesure du courant est réalisée avec le système d'acquisition de la ligne DIFFABS.

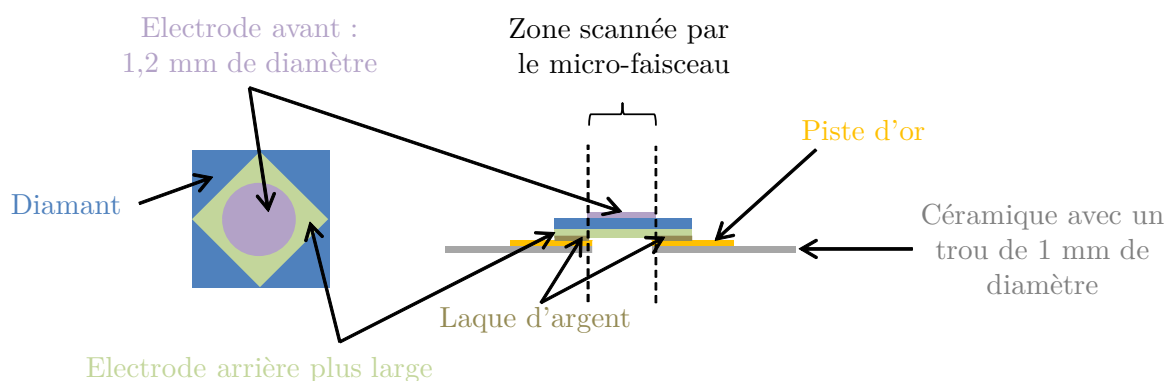


FIGURE III.37 – Représentation du diamant avec ces deux électrodes en aluminium, collé sur un support en céramique avec de la laque d'argent.

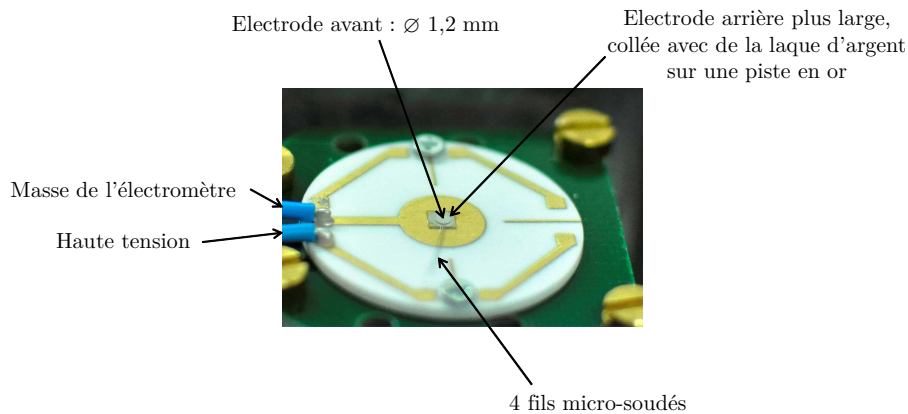


FIGURE III.38 – Montage du diamant pour la mesure de courant induit par un micro-faisceau de photons.

La céramique est ensuite placée dans un boîtier en aluminium ouvert par l'avant pour l'arrivée du faisceau. Le boîtier est ensuite placé verticalement sur un goniomètre permettant l'orientation du diamant, pour que le micro-faisceau arrive perpendiculairement sur la face avant de celui-ci (Figure III.39).

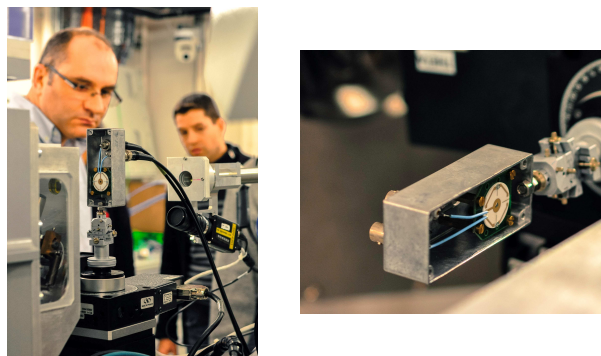


FIGURE III.39 – Boîtier en aluminium contenant le détecteur diamant, placé sur un goniomètre face au micro-faisceau.

b) Résultats expérimentaux

Une première cartographie 2D du courant induit par le micro-faisceau est obtenue en scannant le volume sensible par pas de $40 \mu\text{m}$. Pour cette première cartographie présentée sur la Figure III.40, le détecteur est polarisé avec une tension de $+10 \text{ V}$. Le courant mesuré semble homogène sur tout le volume sensible, délimité par l'électrode de la face avant de $1,2 \text{ mm}$ de diamètre. Les 4 zones représentées en jaune sur le côté droit de la zone scannée correspondent aux 4 fils micro-soudés sur le contact avant. Pour caractériser l'homogénéité dans ce détecteur, le rapport de l'écart-type (σ) et de la moyenne (M) de

l'intensité des pixels est calculé dans une région d'intérêt donnée. Cette région d'intérêt représentée sur la Figure III.40 est choisie loin des bords du volume sensible pour éviter de prendre en compte les éventuels effets de la céramique et de la laque d'argent sur le courant, qui sont notamment visibles sur la deuxième cartographie présentée ci-dessous. Un rapport σ/M de 0,8 % confirme la bonne homogénéité du diamant E6.

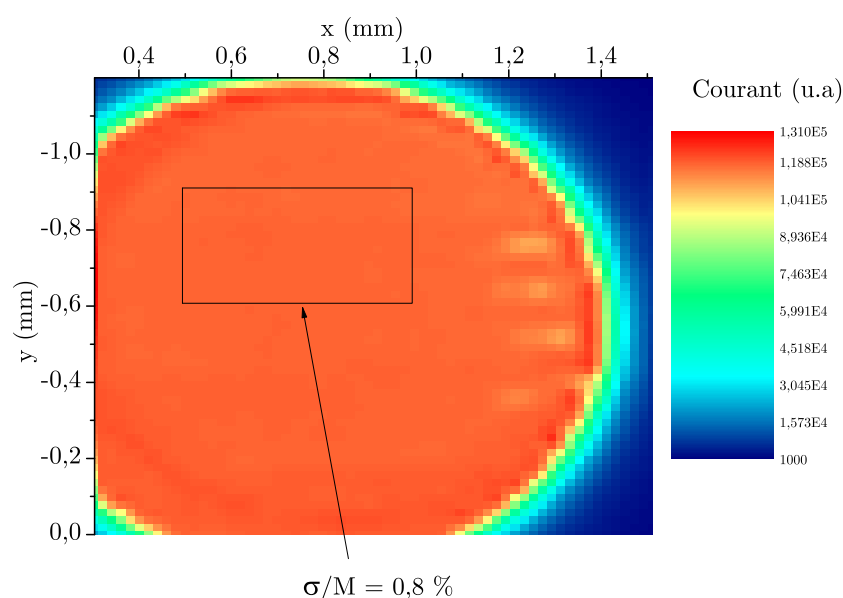


FIGURE III.40 – Cartographie 2D du courant induit par le micro-faisceau synchrotron X. Mesures de courant réalisées avec des pas de $40 \mu\text{m}$ et une tension de polarisation de +10 V

Les mêmes mesures sont réalisées avec une tension de polarisation de + 100 V, pour augmenter l'efficacité de collecte des charges et atteindre 100 %. La cartographie 2D réalisée à + 100 V est présentée sur la Figure III.41. Le rapport σ/M est calculé dans la même région d'intérêt que précédemment. Une valeur de 0,2 % montre qu'à cette tension le courant mesuré dans ce détecteur présente une meilleure homogénéité.

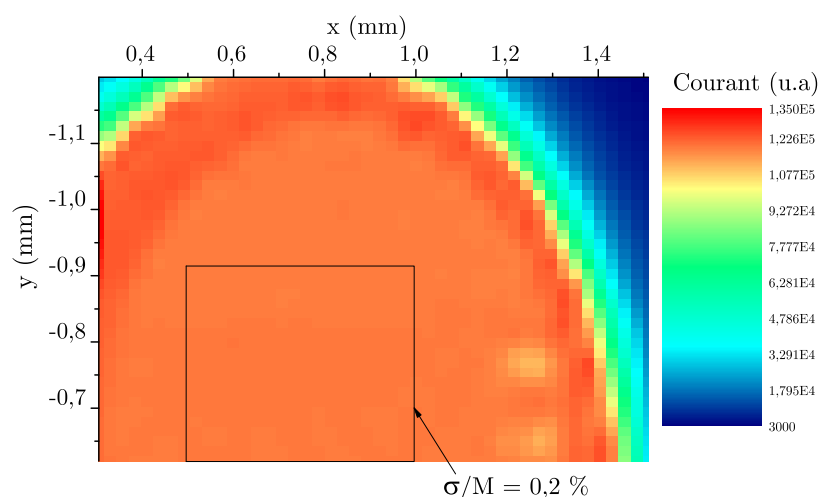


FIGURE III.41 – Cartographie 2D du courant induit par le micro-faisceau synchrotron X. Mesures de courant réalisées avec des pas de $40 \mu\text{m}$ et une tension de polarisation de $+100 \text{ V}$.

III.4 Conclusions du chapitre

En conclusion, les études de caractérisations optiques permettent de déterminer rapidement et sans destruction de l'échantillon la présence ou non de défauts et d'impuretés dans le diamant et de faire une pré-sélection de l'échantillon. Ces techniques associées aux mesures de détection sous rayonnement ont permis de montrer que les diamants commercialisés par Element Six présentent une qualité cristalline élevée, homogène et reproductible permettant des réponses rapides et stables du dosimètre sous irradiation.

La caractérisation électrique de ces diamants E6 sous rayons X de basse énergie a tout de même montré la présence de défauts responsables de phénomènes transitoires de la réponse du détecteur diamant. Une pré-irradiation du dosimètre est alors indispensable pour stabiliser le courant sous irradiation. Cette pré-irradiation est nécessaire sur ces diamants E6 chaque fois que le détecteur n'est pas utilisé pendant une durée minimale de 20 minutes.

Le diamant A17 issu du réacteur ASTeX a été sélectionné par les techniques de caractérisation optique pour montrer l'influence de défauts sur les mesures de détection. Cela a permis de montrer que les niveaux de pièges introduits par ces défauts diminuent l'efficacité de collecte des charges créées par le rayonnement incident. Il est donc important d'éviter de déposer les électrodes sur les zones de défauts dans le montage du dosimètre, de manière à obtenir des temps de réponse rapides du détecteur ainsi qu'une bonne stabilité du courant sous irradiation.

Chapitre IV

Développement d'un premier prototype de dosimètre diamant pour mini-faisceaux

Sommaire

IV.1 Simulations Monte Carlo pour le transport des particules . . .	129
IV.1.1 Principe général	129
IV.1.2 Transport des photons	130
IV.1.3 Transport des électrons et positrons	131
IV.1.4 Code PENELOPE	131
IV.1.4.1 Description du code	131
IV.1.4.2 Paramètres de simulation	132
IV.1.4.3 Réduction de variance : <i>FORCED</i>	134
IV.1.5 Génération de fichiers d'espace des phases (PSF)	134
IV.1.5.1 Géométrie de l'accélérateur Saturne 43	134
IV.1.5.2 Spectres en énergie d'un faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$	135
IV.1.6 Matériau diamant dans le code PENELOPE	136
IV.2 Choix des matériaux du détecteur diamant	137
IV.2.1 Présentation des différents éléments du détecteur	137
IV.2.2 Matériaux des électrodes	139
IV.2.3 Résine conductrice	141
IV.2.4 Soudures	142
IV.2.5 Câble triaxial	143
IV.2.6 Matériaux d'encapsulation	144
IV.2.7 Présentation du premier prototype	146

IV.3 Tests en conditions cliniques	147
IV.3.1 Comportement du dosimètre en champ standard	149
IV.3.1.1 Caractéristiques I(V) et I(t)	149
IV.3.1.2 Répétabilité et sensibilité	153
IV.3.1.3 Dépendance de la réponse avec la dose, le débit et l'énergie	154
IV.3.2 Comportement du dosimètre en mini-faisceaux	158
IV.3.2.1 Détecteurs du commerce utilisés pour cette étude	158
IV.3.2.2 Mesures de distribution de dose en mini-faisceaux	160
IV.3.2.3 Facteurs Ouverture Collimateur	166
IV.4 Conclusions du chapitre	170

Introduction

Dans ce chapitre est présenté un premier prototype de dosimètre diamant pour mini-faisceaux développé à partir des diamants monocristallins CVD caractérisés optiquement et électriquement dans le chapitre précédent. Ce premier prototype est développé de manière à respecter les critères principaux de la dosimétrie des mini-faisceaux, à savoir un très petit volume de détection et des matériaux équivalents-eau.

Les outils de simulations Monte Carlo seront utilisés pour le choix des matériaux qui le constituent, dans le but d'obtenir un détecteur qui perturbe le moins possible les interactions des particules dans l'eau qui est le milieu de mesure. La technique Monte Carlo et plus précisément le code PENELOPE utilisé au cours de cette thèse sera présenté dans ce chapitre.

Les résultats de simulations vont permettre d'aboutir à un premier prototype qui sera ensuite testé en conditions cliniques, en champs standards et en mini-faisceaux. Ces différentes mesures seront également présentées dans ce chapitre.

IV.1 Simulations Monte Carlo pour le transport des particules

IV.1.1 Principe général

Les simulations Monte Carlo (MC) pour le transport des particules reposent sur la physique des interactions entre le rayonnement et la matière. Le choix de chaque interaction est le résultat d'un processus aléatoire qui peut être décrit par une fonction de densité de probabilité. A chaque étape du transport des particules, le code MC sélectionne, selon ces lois probabilistes, la distance parcourue par la particule avant la prochaine interaction, le type d'interaction qu'elle va subir, ainsi que son énergie et sa direction après cette interaction. Les fonctions de densité de probabilité sont basées sur les sections efficaces d'interactions des particules, c'est-à-dire sur la probabilité d'occurrence des interactions en fonction de la nature et de l'énergie de la particule considérée, ainsi que de la nature du matériau avec lequel elle interagit.

Le transport de chaque particule est réalisé jusqu'à ce que celle-ci sorte du volume d'intérêt ou que son énergie devienne inférieure à une énergie seuil prédéterminée par l'utilisateur. Une « histoire » correspond au suivi d'une particule primaire et des particules secondaires créées par celle-ci, depuis sa création jusqu'à son absorption dans le milieu. Il est nécessaire de simuler un grand nombre d'histoires pour pouvoir estimer la dose dans un volume avec une faible incertitude statistique et un bon degré de précision. Le résultat d'une simulation MC est une estimation de la dose moyenne \bar{X} calculée sur un nombre

d'histoires N :

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \quad (\text{IV.1})$$

L'incertitude statistique qui lui est associée est définie par l'écart-type de cette moyenne :

$$\sigma_{\bar{X}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i^2 - \bar{X}^2 \right)} \quad (\text{IV.2})$$

Dans ce travail de thèse, toutes les incertitudes statistiques associées aux calculs MC sont des incertitudes à 2σ , correspondant à un intervalle de confiance de 95 %, recommandé par les organismes européens de métrologie.

IV.1.2 Transport des photons

Le transport des photons est réalisé interaction par interaction car le nombre d'événements intervenant sur leur parcours est faible.

La densité de probabilité définissant la distance s parcourue par un photon avant sa prochaine interaction suit la loi exponentielle suivante :

$$p(s)ds = e^{-\mu s} \cdot \mu \cdot ds \quad (\text{IV.3})$$

où μ est le coefficient d'atténuation linéique des photons dans le milieu, exprimé en cm^{-1} . L'échantillonnage de la distance s est donné par la relation suivante :

$$s = -\frac{1}{\mu} \ln(A_1) \quad (\text{IV.4})$$

où A_1 est un nombre aléatoire tiré entre 0 et 1. s est alors réparti selon la densité de probabilité $p(s)$.

Après avoir transporté le photon sur la distance s , on tire au sort le type d'interaction suivante. Pour cela, on utilise les sections efficaces des interactions principales : effet photoélectrique (τ), diffusion Compton (σ) et création de paires (Π). On définit σ_{tot} comme étant la somme de ces trois sections efficaces : $\sigma_{tot} = \tau + \sigma + \Pi$. On tire un second nombre aléatoire A_2 entre 0 et 1 avec une densité de probabilité uniforme. Si A_2 est compris entre 0 et $\frac{\tau}{\sigma_{tot}}$, alors l'interaction sera de type photoélectrique. Si A_2 est compris entre $\frac{\tau}{\sigma_{tot}}$ et $\frac{\tau+\sigma}{\sigma_{tot}}$, alors l'interaction sera de type Compton. Enfin, si A_2 est supérieur à $\frac{\tau+\sigma}{\sigma_{tot}}$, il s'agira d'une création de paires.

De la même manière, l'échantillonnage de l'énergie et de la direction de la particule après l'interaction est ensuite réalisé selon des lois physiques qui dépendent du type d'interaction choisi. Ce processus se poursuit à chaque interaction jusqu'à l'absorption du photon dans la matière.

IV.1.3 Transport des électrons et positrons

Le transport des électrons et positrons est plus complexe à cause du très grand nombre d'interactions sur leur trajectoire. Ce sont principalement des diffusions élastiques, entraînant des modifications de direction et des pertes d'énergie souvent faibles. Pour éviter des temps de calculs extrêmement longs, une technique dite d'histoires condensées a été mise en place par Berger en 1963 [138]. Cette méthode consiste à regrouper un certain nombre de collisions et à calculer la perte d'énergie et la déflexion angulaire associées. L'histoire de l'électron est alors découpée en plusieurs segments, appelés « pas », correspondant à ces regroupements.

Il existe alors deux classes d'histoires condensées utilisées par les différents codes MC :

- classe I où toutes les interactions subies par l'électron sont regroupées. La perte d'énergie de l'électron primaire peut alors être définie par le modèle de perte continue de l'énergie le long de la trajectoire (Continuous Slowing Down Approximation ou CSDA). Le dépôt d'énergie pour chaque pas est alors calculé à partir du pouvoir de ralentissement des électrons.
- classe II où seules les interactions dites « soft » présentant une faible perte d'énergie et une faible déviation sont regroupées. Les interactions dites « hard », pour lesquelles la perte d'énergie et la déviation sont importantes, seront suivies interaction par interaction comme pour les photons. On parle de simulation mixte.

IV.1.4 Code PENELOPE

Différents codes MC sont utilisés dans le domaine de la physique médicale, les principaux étant EGSnrc, PENELOPE, MCNPX et GEANT4 [139]. Nous avons réalisé ce travail de thèse en utilisant le code PENELOPE, grâce à l'expertise du Laboratoire Modélisation et Simulation des Systèmes (LM2S, CEA-LIST) [140] [141] [142] [143]. Cette équipe a en effet entrepris de nombreux développements sur le code PENELOPE depuis plusieurs années tels que l'amélioration des techniques de réduction de variance et la parallélisation du code permettant d'utiliser la puissance de calcul d'un cluster dédié.

IV.1.4.1 Description du code

Le code PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) a été développé en 1995 à l'université de Barcelone par F. Salvat, J.M. Fernandez-Varea et J. Sempau, initialement pour le transport des électrons et positrons. Le transport des photons a été implémenté plus tard. La version utilisée pour la thèse est la version 2006 parallélisée [144] [145] qui permet le transport des photons et des électrons pour des énergies variant de 100 eV à 1 GeV.

Le code PENELOPE est construit à partir d'un programme principal *penmain.f* faisant appel à deux bibliothèques :

- *pengeom.f* dont les fonctions permettent la modélisation de géométries complexes ;
- *penelope.f* qui contient les algorithmes d'interactions des particules. Ces algorithmes utilisent des bases de données contenant les sections efficaces des interactions des photons, des électrons et des positrons.

Le programme principal lance les simulations à partir de trois fichiers d'entrée écrits par l'utilisateur :

- un fichier *.in* qui contient les paramètres de simulation décrits dans le paragraphe suivant, ceux de la source de particules ainsi que ceux concernant les techniques de réduction de variance utilisées ;
- un fichier *.geo* qui contient la définition de la géométrie du système étudié ;
- un fichier *.mat* contenant les données utiles à la simulation pour chaque matériau présent dans la géométrie.

Enfin, différents fichiers de données sont créés par le code après la simulation, indiquant par exemple l'énergie déposée dans chacun des volumes définis dans le fichier *.geo* ou l'énergie déposée dans des voxels dont la taille est définie dans le fichier *.in*. Il est également possible d'obtenir des spectres en énergie de chaque type de particules pénétrant dans un volume défini. Les incertitudes associées à ces données et définies selon la Formule IV.2 précédente sont également indiquées dans ces fichiers de sortie.

IV.1.4.2 Paramètres de simulation

Le code PENELOPE utilise la méthode de simulation mixte pour le transport des électrons et positrons. Un certain nombre de paramètres doivent être renseignés dans le fichier *.in* pour chaque matériau défini et chaque type de particules (électrons, positrons et photons). Ces paramètres sont détaillés ci-dessous :

- $EABS(KPAR,M)$ est l'énergie cinétique de coupure en dessous de laquelle la particule de type KPAR est absorbée dans le matériau M. La valeur de ce paramètre doit être choisie de manière à ce que la particule ayant une énergie $EABS(KPAR,M)$ parcourt une distance inférieure aux dimensions du volume d'intérêt dans lequel on calcule la dose. Une faible valeur de $EABS(KPAR,M)$ permet d'obtenir une meilleure précision sur les distributions de dose mais entraîne des temps de calcul plus longs ;
- $C1(M)$ permet de déterminer le libre parcours moyen et la déflexion angulaire moyenne des électrons et positrons entre deux événements élastiques « hard » dans le matériau M. Ce paramètre peut prendre des valeurs comprises entre 0 (simulation purement détaillée, interaction par interaction) et 0,2 (simulation plus rapide mais avec moins de précision) ;
- $C2(M)$ est lié à la perte d'énergie moyenne maximale entre deux collisions élastiques

- « hard ». De la même façon, $C2(M)$ peut varier de 0 à 0,2 ;
- $WCC(M)$ correspond à la perte maximale d'énergie en eV pour les collisions inélastiques « hard » dans le matériau M ;
 - $WCR(M)$ correspond à la perte maximale d'énergie en eV pour les interactions « hard » avec émission de rayonnement de freinage.
- Des faibles valeurs de $WCC(M)$ et $WCR(M)$ permettent d'augmenter la précision mais nécessitent de longs temps de calculs.

Au cours de ce travail de thèse, différentes régions sont définies autour du volume d'intérêt qu'est le volume sensible du détecteur diamant, comme cela a été fait dans le travail de Gorka et al. [146]. Pour la région centrale constituée principalement du diamant et des électrodes, les paramètres sont fixés de manière à avoir une précision élevée : $C1=C2=0,01$, $WCC=WCR=0,05$ eV, et $EABS=0,5$ keV pour tout type de particules. Plus on s'éloigne de la zone d'intérêt et plus les paramètres augmentent car le niveau de précision nécessaire n'est plus aussi élevé en dehors du détecteur. Le Tableau IV.1 est un exemple de régions définies autour du diamant avec les différents paramètres associés, dans le cas de l'étude de l'influence des électrodes sur la dose déposée dans le diamant, les simulations étant réalisées dans une cuve à eau.

Enfin, le paramètre $DSMAX$ défini pour chaque volume correspond à la distance maximale que peuvent parcourir les électrons dans ce volume. Ce paramètre est particulièrement important pour des petits volumes à l'intérieur desquels le nombre de pas ne serait pas suffisant pour que le résultat soit statistiquement fiable. Ainsi, il est recommandé d'utiliser une valeur de $DSMAX$ équivalente à un dixième de la taille du volume traversé [144]. C'est ce qui est appliqué au cours des simulations de cette thèse.

Région	EABS (keV)		C1, C2	WCC, WCR (keV)
	Electrons, positrons	Photons		
1 (Diamant + électrodes)	0,5	0,5	0,01	$0,05 \cdot 10^{-3}$
2 (0,1 cm d'eau autour de la région 1)	1	1	0,05	1
3 (1 cm d'eau autour de la région 2)	100	5	0,1	10
4 (Reste de l'eau de la cuve)	500	5	0,2	10

Tableau IV.1 – Exemple de paramètres de simulation MC utilisés au cours de ce travail de thèse.

IV.1.4.3 Réduction de variance : *FORCED*

Dans les petits objets tels que le volume sensible ou les électrodes du détecteur diamant rencontrés au cours de cette thèse, la probabilité d'interaction des particules est faible et il faut un grand nombre de particules primaires simulées pour obtenir une statistique suffisante.

La technique de réduction de variance *FORCED* a été développée par le laboratoire LM2S du CEA-LIST [147]. Elle permet d'améliorer l'incertitude statistique sur l'énergie déposée dans des petits volumes sans augmenter le nombre de particules primaires simulées et donc le temps de calcul. Elle force la particule primaire à interagir au moins une fois dans le volume d'intérêt. Deux particules sont en fait créées à l'entrée de ce volume : l'une suit sa trajectoire initiale et l'autre va subir une interaction choisie parmi celles qui lui sont permises en fonction des sections efficaces d'interaction. Le poids attribué à chacune des particules représente la probabilité réelle pour que ces événements se produisent, afin de ne pas biaiser le résultat.

IV.1.5 Génération de fichiers d'espace des phases (PSF)

Un fichier d'espace des phases (Phase Space File ou PSF) peut être enregistré dans n'importe quelle surface définie par l'utilisateur. Il contient toutes les informations relatives à chaque particule nécessaires pour les simulations Monte Carlo : type de particule, position, direction et énergie. Dans notre étude, des PSF sont enregistrés dans un plan situé à la sortie d'un modèle d'accélérateur. Ainsi, la simulation dans la tête de l'accélérateur n'est réalisée qu'une seule fois. Le calcul du transport des particules et du dépôt de dose dans les différents objets placés en sortie de l'accélérateur, tels que le dosimètre diamant modélisé, peut alors être relancé directement à partir de ce fichier, ce qui permet de diminuer les temps de calculs.

IV.1.5.1 Géométrie de l'accélérateur Saturne 43

La géométrie de l'accélérateur linéaire GE Saturne 43 du LNHB est utilisée au cours de cette thèse (Figure IV.1). Cet accélérateur permet de produire notamment des faisceaux de photons de 6 MV et 12 MV, pour des champs variant de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$ [28]. Le positionnement précis des mâchoires pour le champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ n'est cependant pas garanti par le constructeur. La modélisation de cette géométrie a été validée précédemment dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour un faisceau de 12 MV [148]. Un travail similaire a été réalisé au cours de la thèse de I. Bessières pour un faisceau de 6 MV et un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ [149].

Un PSF est enregistré à la sortie de l'accélérateur pour un faisceau de photons de 6 MV et pour la plus petite taille de champ disponible à la sortie du Saturne 43, à savoir

un faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour notre étude en mini-faisceaux. Ceci est réalisé en modifiant uniquement l'ouverture des mâchoires de l'accélérateur à partir du modèle validé. Ce PSF contient les particules traversant une surface de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ située à 90 cm de la source, dans l'air. Ce PSF n'est pas validé expérimentalement car l'objectif est d'utiliser un spectre caractéristique d'un mini-faisceau pour ensuite réaliser une étude sur le choix des matériaux constituant le dosimètre diamant.

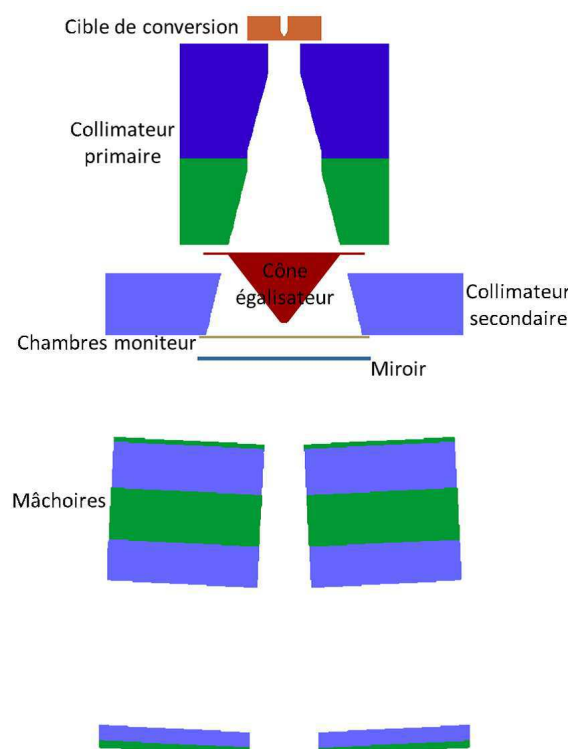


FIGURE IV.1 – Géométrie de l'accélérateur GE Saturne 43 modélisé pour le code PENELOPE, avec une ouverture de mâchoires permettant d'obtenir un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à 100 cm de la source, d'après la thèse de I. Bessières [149].

IV.1.5.2 Spectres en énergie d'un faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$

Le spectre en énergie des photons contenus dans le PSF créé pour le champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ est représenté sur la Figure IV.2, en comparaison de celui obtenu pour le champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les énergies moyennes de ces deux faisceaux de photons sont données dans le Tableau IV.2. Lorsque la taille de champ augmente, la proportion de photons diffusés dans la tête de l'accélérateur est plus importante. Ces photons diffusés présentent des énergies plus faibles que les photons primaires, ainsi la proportion de photons de basse énergie est plus importante en grands champs. L'énergie moyenne des faisceaux de photons augmente donc lorsque la taille de champ diminue.

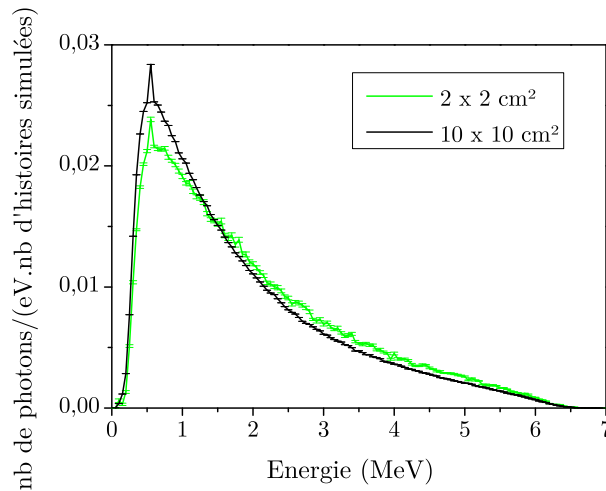


FIGURE IV.2 – Spectres en énergie des photons dans un plan à 90 cm de la source pour des tailles de champs de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pour des faisceaux de 6 MV issus de l’accélérateur Saturne 43. Normalisation des spectres par le nombre total de photons. Pas des spectres : 50 keV.

Taille de champ (cm^2)	Energie moyenne des photons (MeV)
2×2	1,98
10×10	1,82

Tableau IV.2 – Energie moyenne des photons calculée dans l’air à 90 cm de la source de l’accélérateur Saturne 43, pour des faisceaux de 6 MV de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

IV.1.6 Matériau diamant dans le code PENELOPE

Le code PENELOPE requiert un certain nombre d’informations physiques sur chaque matériau présent dans la géométrie, telles que les sections efficaces d’interactions. Un fichier de données est créé pour chaque matériau grâce au programme *MATERIAL*. Ce programme donne le choix à l’utilisateur de définir ses propres compositions ou d’utiliser celles de la base de données issue du programme ESTAR [150], présente dans le fichier *PDCOMPOS*. Ce fichier contient en effet les données pour 280 matériaux incluant les éléments chimiques dont le numéro atomique varie de 1 à 99 et également un ensemble de matériaux utilisés en physique médicale tels que le PMMA, les os ou les poumons.

Ce fichier *PDCOMPOS* ne présente aucune donnée pour le diamant. Le fichier de données concernant ce matériau est alors créé en indiquant qu’il s’agit d’un matériau carbone, présentant une densité de 3,51 et un potentiel moyen d’ionisation I de 87,6 eV [146] [151]. La Figure IV.3 présente le pouvoir de ralentissement massique des électrons, ainsi que le coefficient massique d’atténuation des photons pour le diamant,

générés par le programme *MATERIAL* à partir de ces données. Cette figure confirme que pour les énergies utilisées en radiothérapie, les interactions des photons dans le diamant sont dominées par l'effet Compton et la perte d'énergie des électrons se fait principalement par collisions.

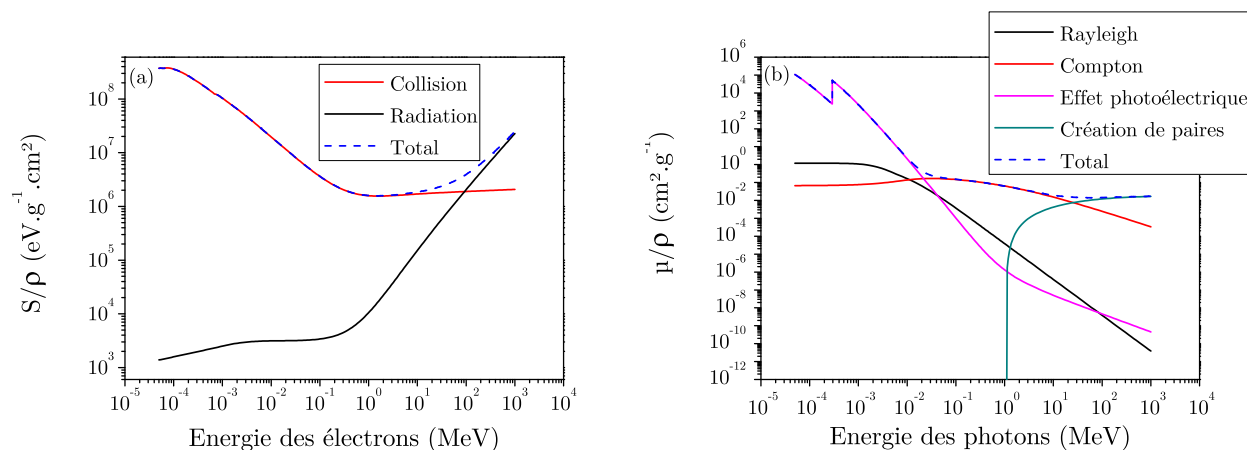


FIGURE IV.3 – Pouvoir de ralentissement massique des électrons et coefficient massique d'atténuation des photons pour le diamant, générés par le programme *MATERIAL*.

IV.2 Choix des matériaux du détecteur diamant

IV.2.1 Présentation des différents éléments du détecteur

Cette étude a pour objectif de vérifier que chaque élément constituant le détecteur ne perturbe pas la dose absorbée dans le volume sensible du diamant. Une première géométrie est définie pour le dosimètre en suivant le cahier des charges de DIADOMI. Le détecteur diamant est monté en configuration sandwich, c'est-à-dire avec une électrode déposée sur chaque face du diamant. Une géométrie circulaire d'électrodes présentant une meilleure isotropie de la réponse du détecteur, ainsi qu'un diamètre de 1 mm sont choisis pour les électrodes. L'une de ces électrodes est ensuite connectée à la masse d'un câble triaxial et l'autre électrode au fil de haute tension du câble, ce qui permet d'appliquer un champ électrique dans le volume de détection et de collecter les charges créées par le rayonnement. Des fils conducteurs de petits diamètres sont utilisés pour faire la connexion entre les électrodes et le câble triaxial. Des soudures à l'étain permettent de connecter ces fils au câble. Du côté du diamant, des micro-soudures ou l'utilisation d'une colle conductrice permettent d'assurer la connexion entre les fils et les électrodes. L'ensemble est ensuite encapsulé pour protéger le détecteur et pour assurer son étanchéité.

Deux orientations du diamant dans le faisceau sont possibles (Figure IV.4) :

IV.2 Choix des matériaux du détecteur diamant

- le diamant est irradié par une de ses faces, il est donc perpendiculaire à l'axe du faisceau, dans une position horizontale ;
- le diamant est irradié par le côté, c'est-à-dire son épaisseur, il est donc parallèle à l'axe du faisceau, dans une position verticale.

La seconde orientation est choisie pour notre dosimètre. Ceci permet de diminuer la surface d'entrée du volume de détection pour les mesures de FOC, en comparaison de la première orientation, et d'améliorer également la résolution spatiale pour les mesures de profils de dose.

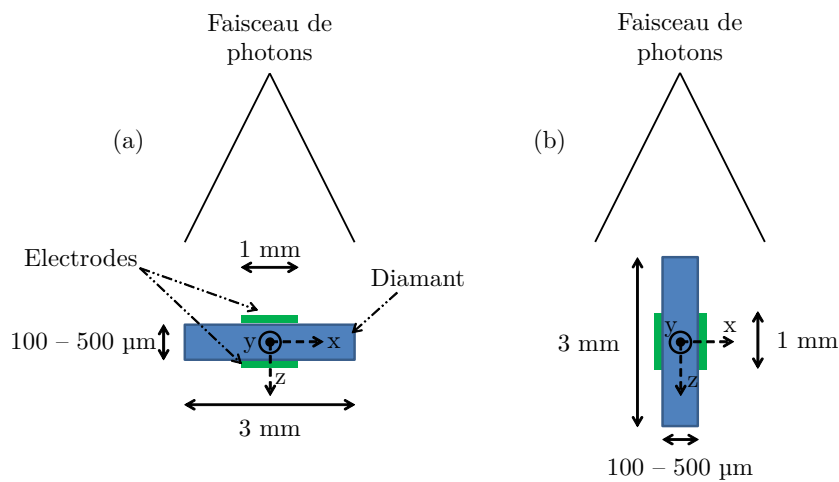


FIGURE IV.4 – Deux orientations possibles du diamant dans le faisceau : perpendiculaire (a) ou parallèle (b) à l'axe du faisceau. L'orientation (b) est choisie pour notre dosimètre.

Pour réaliser cette étude, les simulations MC permettent de calculer la dose absorbée dans le volume sensible du diamant. Celui-ci est défini comme le volume de diamant délimité par les électrodes circulaires et l'épaisseur du diamant (Figure IV.5). Dans les simulations, le diamant est modélisé avec des dimensions latérales de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ qui sont approximativement celles des diamants issus des réacteurs ASTeX et NABOO. Les épaisseurs peuvent varier de 100 à 500 μm . Le volume sensible du diamant est placé à 5 cm de profondeur dans une cuve à eau, à 100 cm de la source de photons. Cette cuve à eau présente des dimensions de $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$. La Figure IV.6 représente de façon schématique la géométrie de ces simulations. Pour chaque élément du détecteur, le rapport de la dose D absorbée dans le volume sensible en présence de cet élément et de la dose D_0 en l'absence de cet élément est calculé, l'objectif étant d'obtenir $\frac{D}{D_0} = 1$. Cette étude est réalisée à partir du PSF créé à la sortie de l'accélérateur Saturne 43 pour le mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et une énergie de 6 MV.

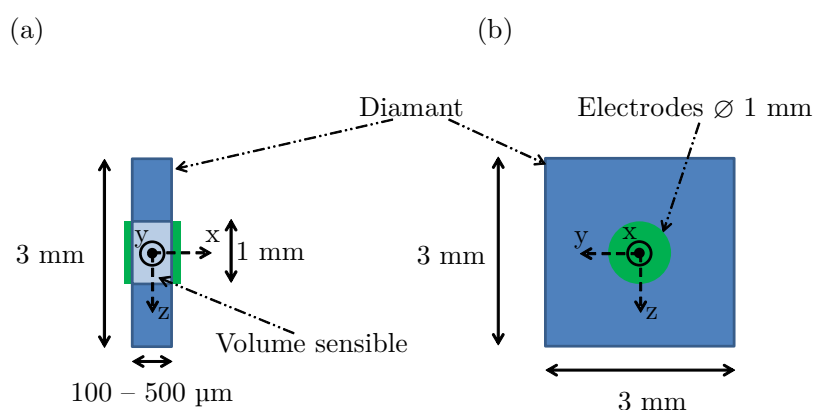


FIGURE IV.5 – Représentation du volume sensible du diamant délimité par les deux électrodes circulaires.

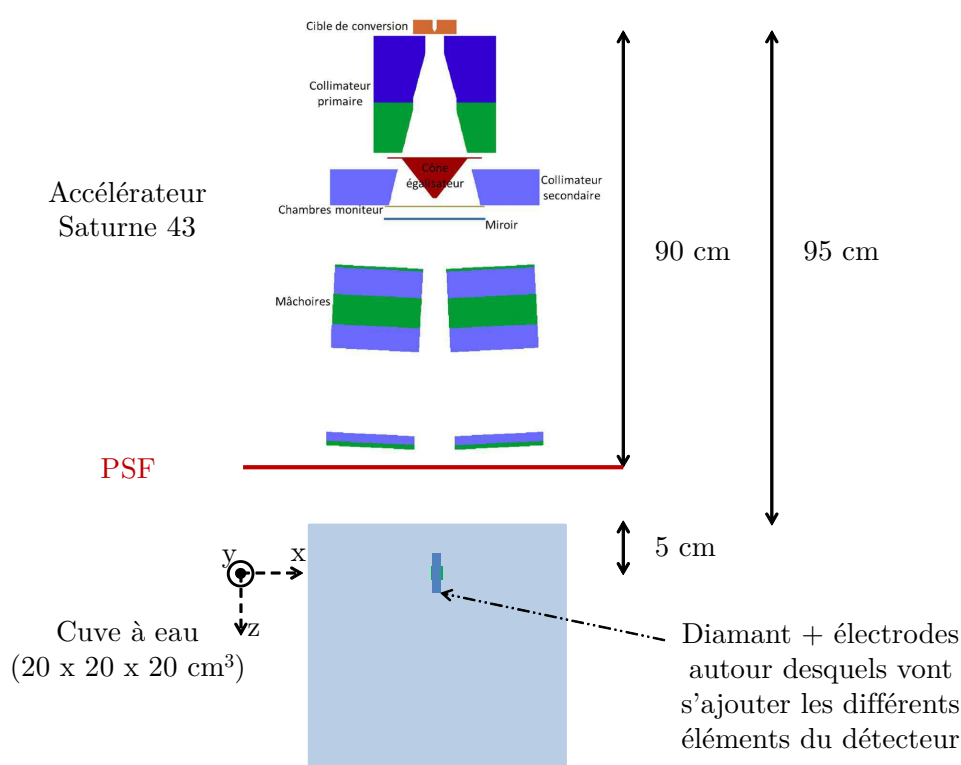


FIGURE IV.6 – Représentation schématique de la géométrie modélisée pour l'étude de l'influence des éléments du détecteur sur la dose absorbée dans le volume sensible du diamant.

IV.2.2 Matériaux des électrodes

Les matériaux d'électrodes impliquant l'utilisation de métaux sont les premiers éléments étudiés dans cette partie. En effet, leur numéro atomique élevé peut influencer la mesure de dose en mini-faisceaux.

IV.2 Choix des matériaux du détecteur diamant

Des électrodes circulaires présentant une couche d'or ($Z=79$) sur une face du diamant et une couche de nickel ($Z=28$) sur l'autre face ont été utilisées précédemment au LCD pour le montage de dosimètres en diamant monocristallin CVD. Ces détecteurs présentaient de très bons résultats en champs standards de radiothérapie [98] [110]. Mais l'effet de ces matériaux à Z élevé sur la mesure de dose en mini-faisceaux n'avait pas été étudié. Ce travail est réalisé dans cette partie. Des électrodes en aluminium de Z plus faible ($Z=13$) sont aussi envisagées pour le développement du dosimètre pour les mini-faisceaux. L'influence de ces électrodes en aluminium sur la dose déposée dans le diamant est également présentée ici.

Cette étude est réalisée par simulations MC, pour différentes épaisseurs d'électrodes (de $0,1 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$) et différents matériaux, mais aussi pour différentes épaisseurs de diamant (de $100 \mu\text{m}$ à $500 \mu\text{m}$). La dose D absorbée dans le volume sensible du diamant en présence d'électrodes est comparée à la dose D_0 absorbée dans ce même volume en l'absence d'électrodes. L'incertitude statistique sur l'énergie totale déposée dans les électrodes doit être inférieure à 2 % pour cette étude, de manière à garantir une bonne précision des résultats.

La Figure IV.7 présente les résultats de ces simulations et montre que les électrodes en aluminium n'influencent pas la dose absorbée dans le volume sensible, quelles que soient les épaisseurs des électrodes et du diamant. En revanche, les électrodes en or-nickel de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur augmentent la dose absorbée dans le diamant de façon significative. Cela peut s'expliquer d'une part par l'augmentation du nombre d'électrons créés dans les électrodes par effet photoélectrique car la section efficace de ce type d'interaction est proportionnelle à Z^3 . De plus, l'angle de diffusion des électrons augmente avec le numéro atomique du matériau traversé. Ces électrons diffusés dans les électrodes peuvent alors déposer leur énergie dans le diamant et l'eau autour des électrodes, et ainsi augmenter la dose dans ces régions. Pour montrer l'effet de ces électrodes or-nickel sur la dose absorbée dans le diamant, un profil de dose calculé pour des électrodes de $100 \mu\text{m}$ et un diamant de $200 \mu\text{m}$ est représenté sur la Figure IV.8. L'augmentation de dose est plus importante au voisinage de l'électrode d'or que celle de nickel. Cette asymétrie du profil en présence des électrodes est due au numéro atomique plus élevé pour l'or que le nickel.

Les électrodes en aluminium sont donc choisies pour le développement du détecteur diamant. En pratique, l'épaisseur de ces électrodes est de 100 nm . Dans la suite de ce travail de simulations MC, le diamant est toujours modélisé avec ces électrodes en aluminium de 100 nm d'épaisseur et de 1 mm de diamètre. La géométrie du diamant choisie présente des dimensions de $3 \times 3 \times 0,5 \text{ mm}^3$, proches de celles des diamants monocristallins CVD issus des réacteurs ASTeX et NABOO, avec une épaisseur maximale permettant d'avoir un rapport signal sur bruit élevé.

Développement d'un premier prototype de dosimètre diamant pour mini-faisceaux

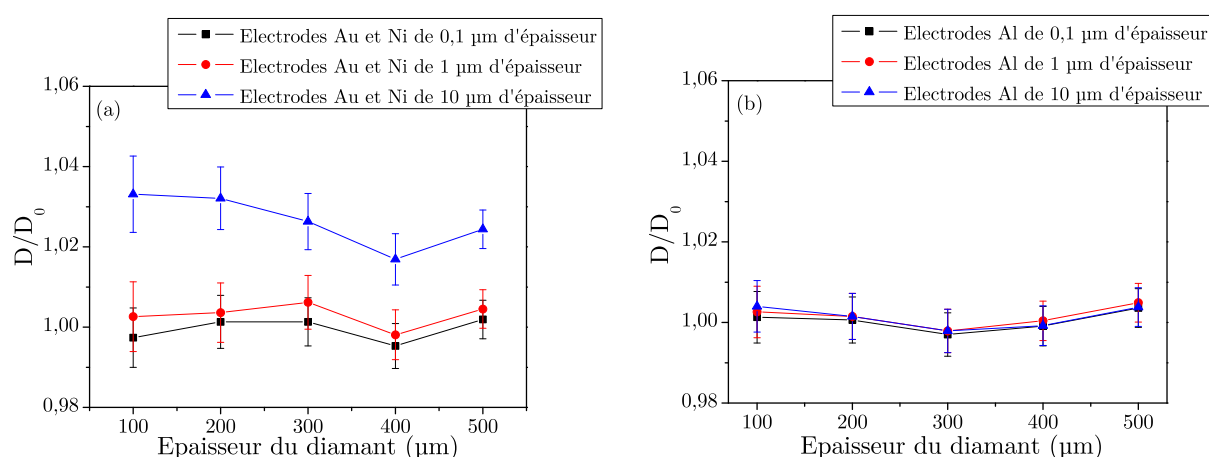


FIGURE IV.7 – Influence des électrodes or-nickel (a) ou aluminium (b), pour différentes épaisseurs de diamant et différentes épaisseurs d'électrodes. Calculs MC réalisés dans un champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour des photons de 6 MV.

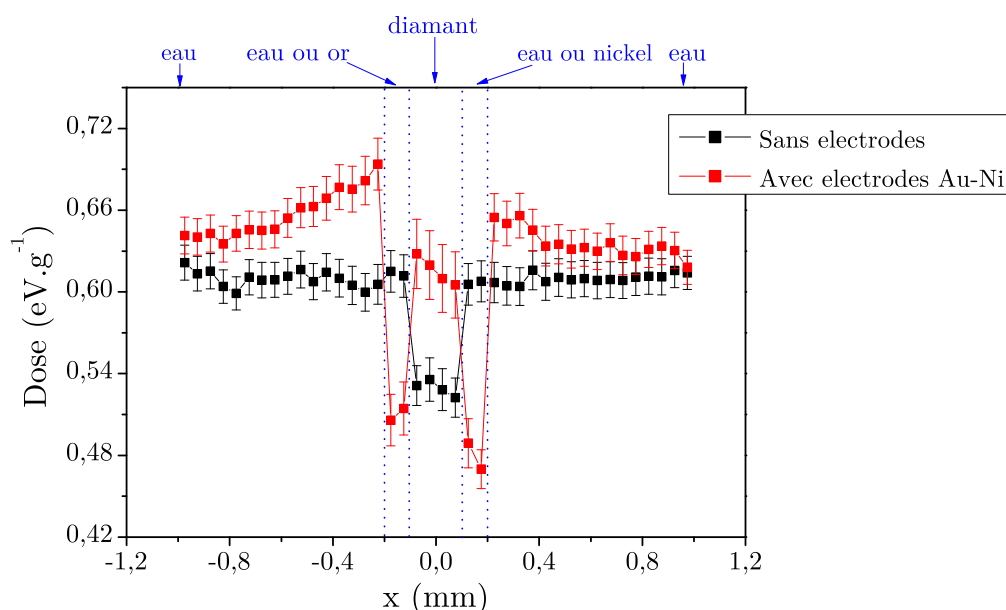


FIGURE IV.8 – Influence des électrodes or-nickel de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur la dose absorbée dans le volume sensible d'un diamant de $0,2 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$. Profil de dose calculé par MC selon l'axe x , en présence ou en l'absence des électrodes, dans des voxels de $0,05 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$.

IV.2.3 Résine conductrice

Le contact entre les électrodes du diamant et les fils électriques reliés au câble tri-axial peut se faire par des micro-soudures ou à l'aide d'une résine conductrice. Dans la cas où les micro-soudures sont utilisées, aucun matériau n'est ajouté sur les électrodes. Cependant, la difficulté de réaliser les micro-soudures peut parfois entraîner l'utilisation

IV.2 Choix des matériaux du détecteur diamant

d'une résine conductrice qui augmente l'épaisseur réelle des contacts sur le diamant. Il est donc important de choisir une résine qui ne perturbe pas la dose absorbée dans le diamant. L'effet de la résine est étudiée en modélisant un cylindre de diamètre 1 mm et d'épaisseur 250 μm (Figure IV.9). En pratique, le diamètre du point de résine déposée sur les électrodes n'est pas si élevé, mais les simulations MC sont réalisées dans la situation la plus défavorable où la résine s'étend sur toute la surface de l'électrode.

Le Tableau IV.3 présente les valeurs du rapport $\frac{D}{D_0}$ pour une résine conductrice en argent et une autre en graphite. D représente la dose absorbée dans le volume sensible d'un diamant de $3 \times 3 \times 0,5 \text{ mm}^3$ en présence de résine sur chaque électrode en aluminium et D_0 représente la dose absorbée dans ce même volume en l'absence de résine. Le numéro atomique de l'argent est responsable de la forte augmentation de dose dans le volume sensible du diamant. La résine graphite est donc choisie pour le montage du dosimètre diamant.

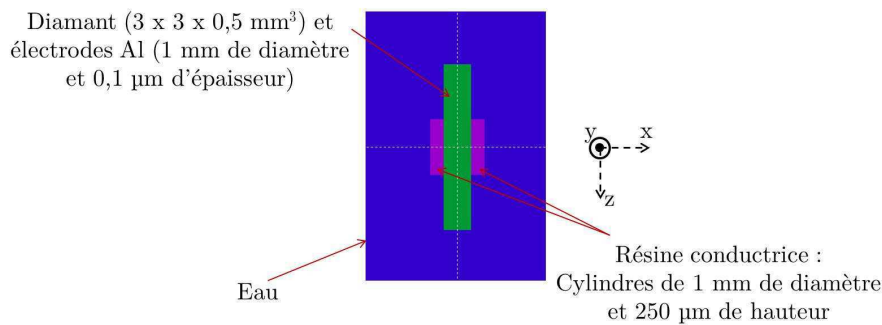


FIGURE IV.9 – Géométrie pour l'étude de l'influence de la résine conductrice déposée sur les électrodes de chaque côté du diamant.

Matériau de résine	$\frac{D}{D_0}$
Argent	$1,115 \pm 0,010$
Graphite	$0,996 \pm 0,008$

Tableau IV.3 – Rapport $\frac{D}{D_0}$ calculé pour étudier l'influence de deux résines conductrices (graphite et argent) sur la dose absorbée dans le volume sensible du diamant, dans le cas d'un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

IV.2.4 Soudures

Après avoir connecté les fils sur les deux électrodes, il faut les connecter au câble triaxial par des soudures à l'étain. Le rapport $\frac{D}{D_0}$ est calculé par MC, où D représente la dose absorbée dans le volume sensible d'un diamant de $3 \times 3 \times 0,5 \text{ mm}^3$ en présence

des deux soudures à l'étain et D_0 est la dose absorbée dans ce même volume en l'absence de soudures. Ce rapport est calculé pour différentes distances séparant le diamant et les soudures (de 0 à 3 cm), dans un faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Les soudures sont modélisées par deux cylindres en étain de 2 mm de diamètre et de 4 mm de hauteur (Figure IV.10)

Le Tableau IV.4 présente les résultats de ces simulations. Une augmentation de la dose absorbée dans le volume sensible du diamant est observée lorsque les soudures sont le plus proche du diamant. Au-delà de 1 cm, les soudures à l'étain n'ont pas d'influence sur la dose absorbée dans le diamant.

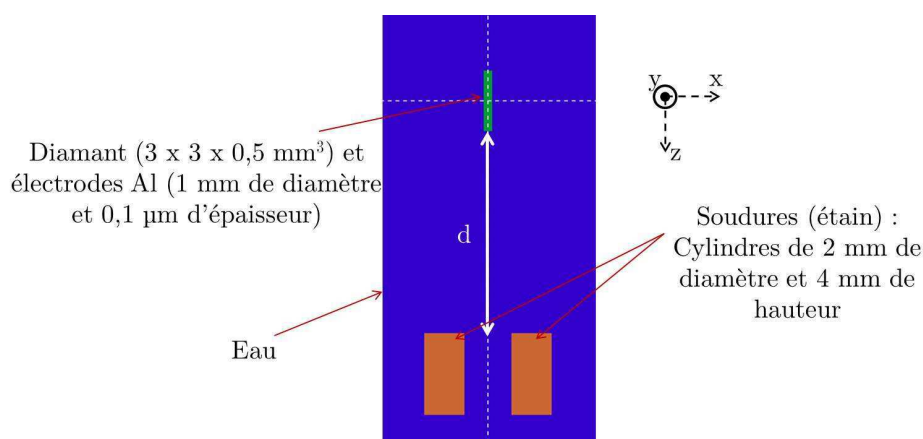


FIGURE IV.10 – Géométrie pour l'étude de l'influence des soudures à l'étain, en fonction de la distance d les séparant du diamant.

Distance d (cm)	$\frac{D}{D_0}$
0	$1,017 \pm 0,006$
1	$0,999 \pm 0,006$
2	$0,995 \pm 0,006$
3	$0,996 \pm 0,006$

Tableau IV.4 – Rapport $\frac{D}{D_0}$ calculé en fonction de la distance d séparant les soudures du diamant, dans le cas d'un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

IV.2.5 Câble triaxial

La connexion entre les électrodes et le câble triaxial est donc réalisée grâce à des soudures à l'étain qui placées au-delà de 1 cm du diamant ne perturbent pas la dose absorbée dans le volume sensible du détecteur. Cependant, il faut vérifier désormais que le câble triaxial ne perturbe pas non plus la dose dans le diamant. Le rapport $\frac{D}{D_0}$ est

IV.2 Choix des matériaux du détecteur diamant

calculé par MC, où D représente la dose absorbée dans le volume sensible d'un diamant de $3 \times 3 \times 0,5 \text{ mm}^3$ en présence du câble triaxial et D_0 est la dose absorbée dans ce même volume en l'absence du câble. Ce rapport est calculé pour différentes distances séparant le diamant et le câble (de 0 à 3 cm), dans un faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Le câble triaxial choisi pour cette application est un câble bas bruit Keithley SC-22 (7025-10). Il est modélisé à partir des informations données par le constructeur (Figure IV.11) et contient du cuivre, du chlorure de polyvinyle et du polyéthylène.

Le Tableau IV.5 présente les résultats de ces simulations. Une augmentation de l'ordre de 3 % de la dose absorbée dans le volume sensible du diamant est observée lorsque la distance séparant le diamant du câble est nulle. Au-delà de 1 cm, le câble triaxial n'a plus d'influence sur la dose dans le diamant.

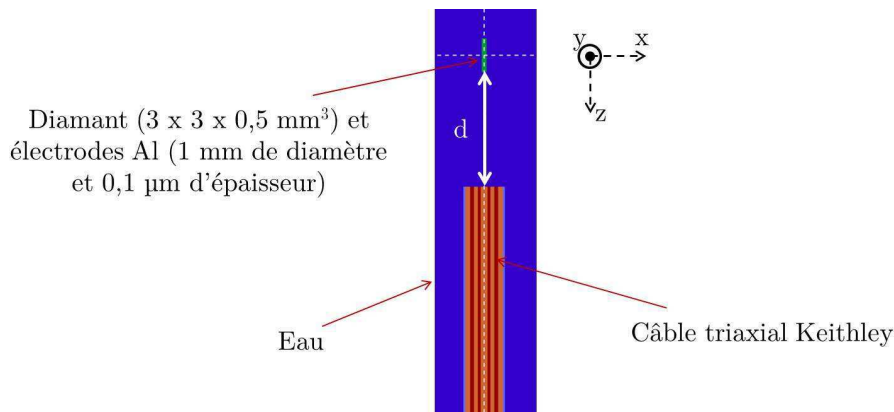


FIGURE IV.11 – Géométrie pour l'étude de l'influence du câble triaxial, en fonction de la distance d le séparant du diamant.

Distance d (cm)	$\frac{D}{D_0}$
0	$1,028 \pm 0,008$
1	$1,003 \pm 0,007$
2	$1,001 \pm 0,007$
3	$1,005 \pm 0,007$

Tableau IV.5 – Rapport $\frac{D}{D_0}$ calculé en fonction de la distance d séparant le câble triaxial du diamant, dans le cas d'un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

IV.2.6 Matériaux d'encapsulation

L'encapsulation du dosimètre doit être réalisée dans un matériau équivalent-eau qui résiste très bien aux rayonnements. Deux polymères présentant une composition chimique

et une densité proches de celles de l'eau sont disponibles pour réaliser cette encapsulation : le Polydiméthylsiloxane (PDMS) et le Polyméthacrylate de Méthyle (PMMA). Le PMMA est un matériau très utilisé en radiothérapie, connu pour sa résistance aux rayonnements et son équivalence à l'eau. Mais en pratique, l'encapsulation du détecteur avec ce matériau s'avère difficile au niveau des contacts avec le diamant. En effet, la polymérisation du méthacrylate de méthyle est exothermique et difficilement contrôlable. Elle détériore les contacts entre les fils et le diamant réalisés avec les résines conductrices. L'encapsulation avec du PDMS est facilement réalisable et ne détériore pas les contacts du détecteur, en revanche, nous ne connaissons pas sa résistance aux rayonnements ni son équivalence à l'eau. L'encapsulation du diamant est donc testée avec un troisième matériau qui présente les propriétés chimiques et physiques proches de celles du PMMA ; il s'agit du Polyméthacrylate de Benzyle (PBnMA). Sa polymérisation qui se fait sous rayons UV ne détériore pas les contacts électriques du diamant. Il peut donc être une bonne alternative du PMMA. Les formules chimiques et densités de ces différents matériaux sont présentées dans le Tableau IV.6.

Matériau d'encapsulation	PDMS	PMMA	PBnMA
Formule chimique	$(C_2H_6OSi)_n$	$(C_5H_8O_2)_n$	$(C_{11}H_{12}O_2)_n$
Densité	0,96	1,19	1,38

Tableau IV.6 – Formules chimiques et densités de différents matériaux d'encapsulation du détecteur diamant.

L'influence de chacun de ces matériaux sur la dose absorbée dans le diamant est étudiée en modélisant l'encapsulation du dosimètre par un cylindre de diamètre 6 mm et de hauteur 5 mm, centré sur le diamant de $3 \times 3 \times 0,5 \text{ mm}^3$, comme présenté sur la Figure IV.12. Le rapport $\frac{D}{D_0}$ est calculé par MC, où D représente la dose absorbée dans le volume sensible du diamant encapsulé et D_0 est la dose absorbée dans ce même volume sans encapsulation. Les résultats de ces simulations réalisées dans un faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ sont présentées dans le Tableau IV.7. Le PDMS entraîne une augmentation de la dose absorbée dans le diamant de l'ordre de 2 % qui s'explique par le numéro atomique élevé du silicium qu'il contient. Le PBnMA, qui n'entraîne pas de variation significative de dose dans le volume sensible, est donc choisi pour l'encapsulation du diamant au niveau des contacts électriques ; le reste de l'encapsulation sera réalisé avec le PMMA.

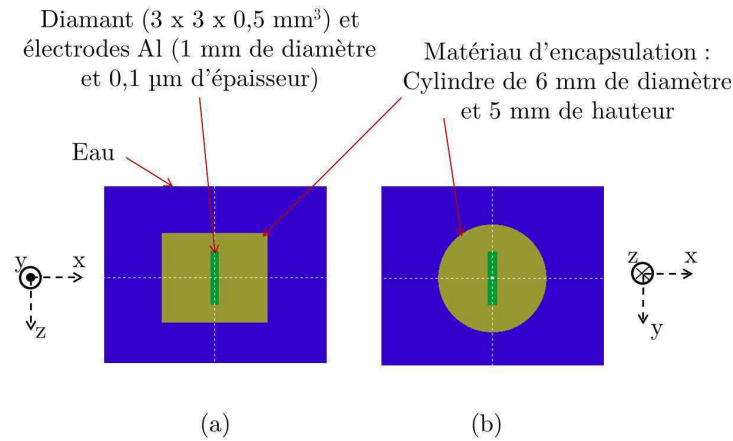


FIGURE IV.12 – Géométrie pour l'étude de l'influence du matériau d'encapsulation. (a) Vue de face. (b) Vue de dessus.

Matériau d'encapsulation	$\frac{D}{D_0}$
PDMS	$1,023 \pm 0,005$
PMMA	$1,001 \pm 0,005$
PBnMA	$0,995 \pm 0,005$

Tableau IV.7 – Rapport $\frac{D}{D_0}$ calculé pour différents matériaux d'encapsulation, dans le cas d'un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

IV.2.7 Présentation du premier prototype

Le travail de simulations MC précédent a permis de choisir un à un les différents matériaux qui constituent le dosimètre diamant, de manière à ne pas perturber la dose absorbée dans le volume sensible du détecteur dans un mini-faisceau de photons de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ [152]. Un travail de simulations MC incluant la géométrie complète du détecteur sera réalisé dans le Chapitre 5, avec un faisceau de plus petites dimensions.

Le premier prototype issu de ces résultats est présenté ci-dessous sur la Figure IV.13. Ce détecteur est nommé SCDDo, signifiant *Single Crystal Diamond Dosimeter*.

Deux électrodes en aluminium d'épaisseur 100 nm et de diamètre 1 mm sont déposées sur chaque face du diamant monocristallin. Ce diamant est ensuite placé verticalement dans la fente d'un support en PMMA, de 6 mm de diamètre et de 4,5 cm de hauteur. Ce support en PMMA contient deux fils conducteurs en aluminium de 100 μm de diamètre, ainsi que les soudures qui les relient au câble triaxial. Ces deux fils en aluminium sortent du support en PMMA et sont ensuite connectés aux électrodes du diamant. Les microsoudures étant difficilement réalisables sur le diamant placé ainsi dans la fente du support,

une résine conductrice en graphite permet de connecter les deux fils en aluminium aux électrodes. Les soudures à l'étain et le câble triaxial se situent à plus de 2 cm du diamant. Le diamant et ses contacts électriques sont ensuite encapsulés dans du PBnMA. Le dosimètre complet est ensuite recouvert de graphite conducteur qui est en contact avec la masse du câble triaxial de manière à créer une cage de Faraday autour du détecteur et ainsi réduire le bruit.

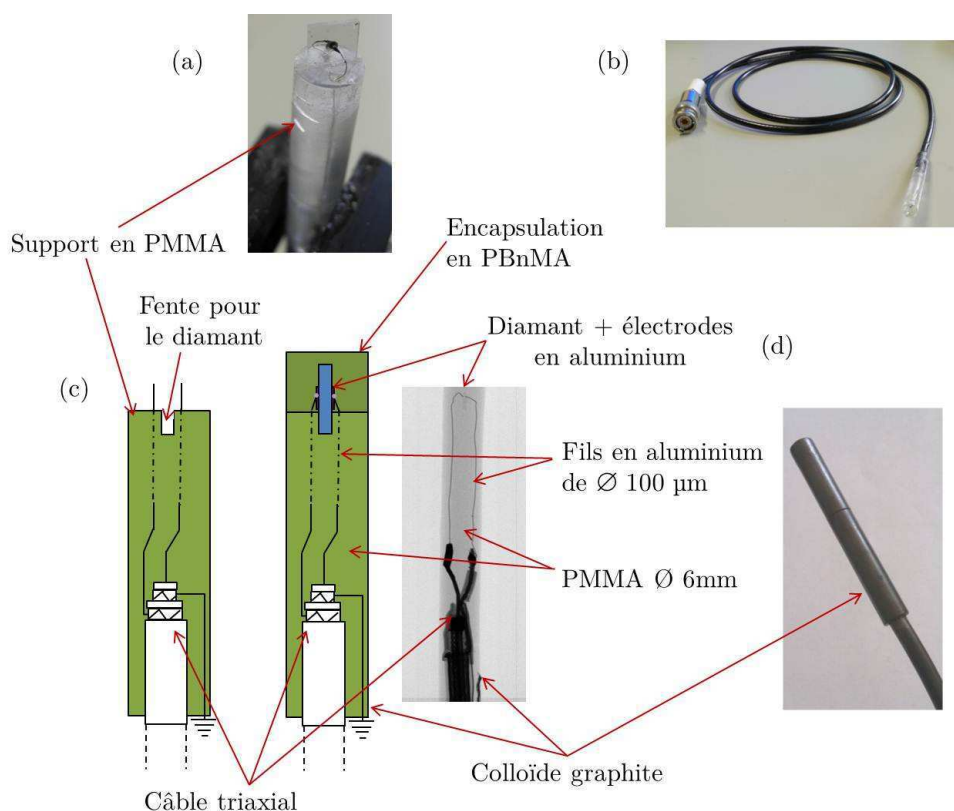


FIGURE IV.13 – Présentation du premier prototype de dosimètre en diamant monocristallin CVD. (a) : Photo du diamant avec des électrodes en aluminium de 1 mm de diamètre, reliées à deux fils conducteurs en aluminium grâce à la résine en graphite. Le diamant est placé dans la fente du support en PMMA. (b) : Photo du même diamant après encapsulation dans du PBnMA. (c) : Schéma du support en PMMA et du dosimètre complet, ainsi qu'une radiographie de celui-ci. (d) : Photo du prototype après l'avoir recouvert de graphite conducteur.

IV.3 Tests en conditions cliniques

Différents diamants synthétiques E6 et différents échantillons issus du réacteur ASTeX sont utilisés pour développer les premiers dosimètres selon le montage décrit dans la partie précédente. Les dimensions de ces différents diamants sont présentées dans le Tableau IV.8. Pour les deux diamants issus du réacteur ASTeX, les dimensions sont typiquement celles obtenues après croissance, c'est-à-dire de l'ordre de $3 \times 3 \times 0,2 \text{ mm}^3$. Les diamants

E6 de cette étude permettent d'étudier la réponse de détecteurs pour différentes dimensions latérales et différentes épaisseurs. Une épaisseur minimale de 140 μm est choisie pour obtenir un rapport signal sur bruit suffisant. Enfin, le diamant E6 présentant des dimensions de $2,19 \times 2,19 \times 0,14 \text{ mm}^3$ est monté deux fois en dosimètre, SCDDo-D puis SCDDo-I, du fait d'un problème rencontré avec le premier détecteur au niveau des soudures avec le câble triaxial et qui entraîne une instabilité de sa réponse sous rayonnement.

Nom du dosimètre	Origine du diamant	Dimensions du diamant (mm^3)
SCDDo-A20	diamant ASTeX	$2,63 \times 2,62 \times 0,27$
SCDDo-A30	diamant ASTeX	$2,62 \times 2,61 \times 0,18$
SCDDo-B	diamant E6	$2,28 \times 2,26 \times 0,50$
SCDDo-D	diamant E6	$2,19 \times 2,19 \times 0,14$
SCDDo-I	diamant E6	$2,19 \times 2,19 \times 0,14$
SCDDo-L	diamant E6	$4,14 \times 4,13 \times 0,55$

Tableau IV.8 – Premiers prototypes de dosimètre diamant réalisés à partir de différents diamants synthétiques.

Ces dosimètres sont ensuite testés en conditions cliniques sur deux installations partenaires de DIADOMI :

- L'accélérateur Varian Clinac 2100 C muni du mMLC m3 de Brainlab de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière, à Paris ;
- Le CyberKnife de l'ICL Alexis Vautrin, à Nancy.

Plusieurs campagnes de mesures sont nécessaires pour réaliser la totalité des caractérisations de ces 6 détecteurs diamant, à la fois en champ standard et en mini-faisceaux. Elles sont réalisées selon les disponibilités des hôpitaux, en dehors des horaires réservés pour le traitement des patients et nécessitent souvent un travail de nuit.

Tout d'abord, la réponse des dosimètres est caractérisée en champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sur l'accélérateur Varian. Les mesures de dose relative en mini-faisceaux sont ensuite effectuées sur les deux machines décrites précédemment.

Comme cela est demandé dans le cahier des charges de DIADOMI, le dosimètre est positionné avec son câble parallèle à l'axe du faisceau pour toutes les mesures réalisées dans ce travail de thèse, de manière à irradier toujours la même proportion de câble. Ceci ne serait pas le cas si le dosimètre était positionné avec son câble perpendiculaire à l'axe du faisceau. En effet, dans ce cas, la proportion du câble irradié varie avec le diamètre

du champ : dans un mini-faisceau de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, seul le volume sensible est irradié, alors que dans un faisceau de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, une certaine longueur du câble est irradiée. Cela pourrait entraîner des erreurs sur les mesures de FOC, comme c'est le cas pour les chambres PinPoint [27].

IV.3.1 Comportement du dosimètre en champ standard

Les mesures de ce paragraphe sont réalisées dans l'eau, pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ créé par les lames du mMLC de l'accélérateur Varian (Figure IV.14). Le détecteur est placé à 10 cm de profondeur dans l'eau, DSP 100 cm, avec son câble parallèle à l'axe du faisceau.



FIGURE IV.14 – Mise en place de la cuve à eau PTW sous l'accélérateur Varian 2100C muni du mMLC m3 pour réaliser les mesures dans l'eau avec les premiers prototypes de dosimètre diamant.

IV.3.1.1 Caractéristiques $I(V)$ et $I(t)$

Pour réaliser ces mesures de courant en fonction de la tension appliquée au dosimètre et en fonction du temps, le détecteur est connecté à un électromètre Keithley 6517A, relié au même système d'acquisition sous Labview que celui présenté dans le Chapitre 3 pour les mesures sous rayons X de basse énergie. Le détecteur est irradié par un faisceau de photons de 6 MV, avec un débit de 400 UM.min^{-1} .

Le Figure IV.15 présente des exemples de courbes $I(V)$ obtenues avec les dosimètres SCDDo-I et SCDDo-L. Pour un même champ électrique appliqué, la valeur de courant est plus élevée pour SCDDo-L du fait de son volume de détection plus important que celui de SCDDo-I. Ces deux courbes indiquent qu'il ne s'agit pas de contacts Schottky puisque ces contacts permettent le passage des charges entre le diamant et les électrodes pour les tensions négatives et positives de façon symétrique. En revanche, il ne s'agit pas de contacts ohmiques parfaits, puisque le courant n'augmente pas de façon linéaire avec

la tension appliquée.

Les courbes $I(t)$ sont enregistrées après une pré-irradiation d'environ 10 Gy, avec une mesure de courant toutes les 100 ms. La Figure IV.16 présente les résultats pour SCDDo-I polarisé avec une tension de + 50 V et SCDDo-L polarisé avec une tension de + 150 V, soit un champ électrique d'environ $0,3 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ pour ces deux dosimètres. L'overshoot présent au début de chaque irradiation correspond à l'augmentation du débit de la machine qui ne se stabilise pas immédiatement à $400 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$, mais peut atteindre $420 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$ au cours des premières secondes d'irradiation. Pour vérifier ceci, la réponse de la diode PTW 60017 a été enregistrée ultérieurement dans les mêmes conditions de mesures que précédemment, mais dans un fantôme constitué de plaques équivalentes-eau pour plus de facilité. Les mesures ont également été réalisées avec un dosimètre SCDDo dans ce fantôme de plaques. Cependant, une maintenance de l'accélérateur a été effectuée juste avant ces mesures avec la diode et le dosimètre SCDDo, et le débit ne dépasse alors plus $410 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$ au début de l'irradiation. La Figure IV.17 montre que le courant ne se stabilise pas immédiatement pour la diode et pour le détecteur diamant, malgré un overshoot moins important que pour les mesures avec SCDDo-I et SCDDo-L. Ceci confirme bien le fait que l'overshoot présent au début de l'irradiation des dosimètres SCDDo est dû au fonctionnement de l'accélérateur.

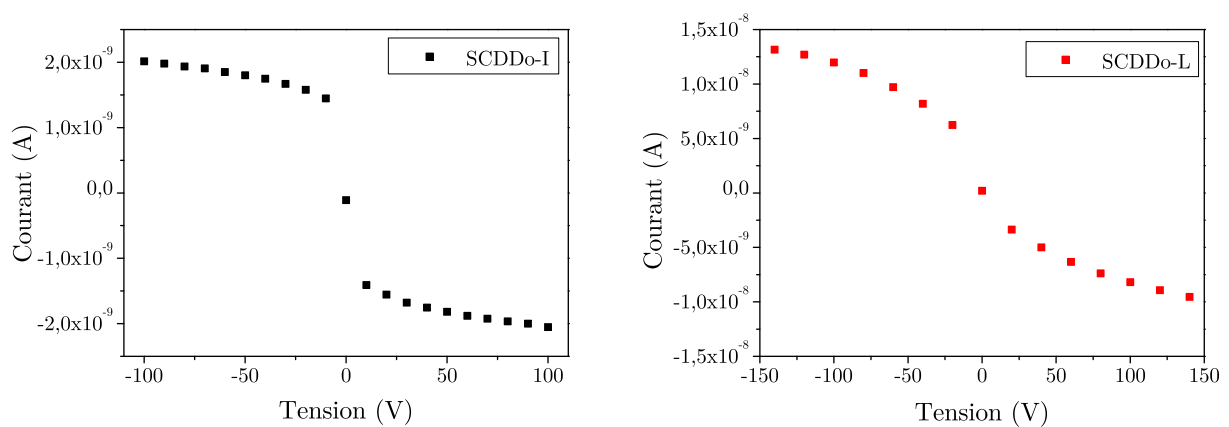


FIGURE IV.15 – Courbes $I(V)$ mesurées pour SCDDo-I et SCDDo-L dans un faisceau de photons de 6 MV, dans un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, à 10 cm de profondeur dans l'eau.

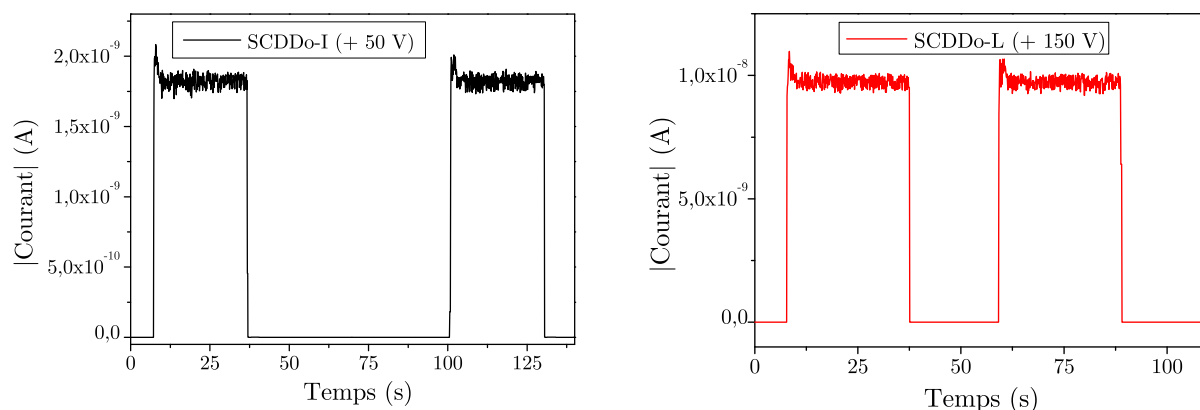


FIGURE IV.16 – Courbes $I(t)$ mesurées pour SCDDo-I à +50V et SCDDo-L à +150 V, dans un faisceau de photons de 6 MV, dans un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, à 10 cm de profondeur dans l'eau. Mesures du courant toutes les 100 ms.

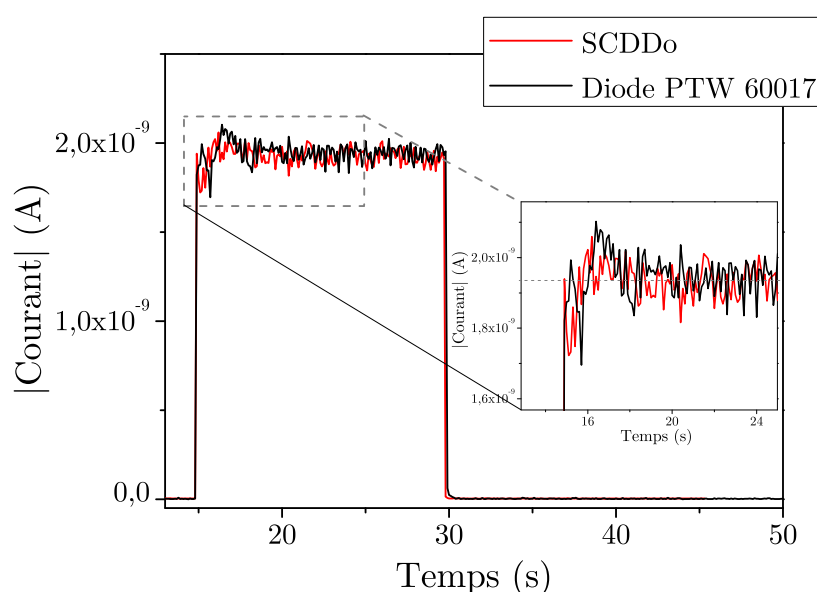


FIGURE IV.17 – Courbes $I(t)$ mesurées avec la diode PTW 60017 et avec un dosimètre SCDDo, dans un faisceau de photons de 6 MV, dans un champ $10 \times 10 \text{ cm}^2$, à 10 cm de profondeur dans un fantôme constitué de plaques équivalentes-eau. Mesures du courant toutes les 100 ms. Le courant de la diode a été multiplié par un facteur 5,1 pour pouvoir être comparé plus facilement avec celui mesuré avec SCDDo.

Une mesure de stabilité est effectuée sur la première irradiation de chacun de ces dosimètres en faisant le rapport de l'écart-type du courant et de la moyenne de celui-ci, après stabilisation du débit de la machine, c'est-à-dire après l'overshoot :

$$stabilité = \frac{\sigma_{courant}}{M_{courant}} \quad (IV.5)$$

Une stabilité de 2,3 % est calculée pour les deux dosimètres. Elle ne respecte pas les recommandations de DIADOMI, à savoir une stabilité inférieure à 0,5 % selon cette définition. Cependant, même avec des détecteurs commerciaux comme la diode PTW 60017, les mesures faites sous accélérateur présentent un courant bruité qui détériore la valeur de stabilité (Figure IV.17). Dans ce cas, le calcul réalisé à partir de l'écart-type n'est pas représentatif de la stabilité réelle du dosimètre.

Pour pallier ce problème, une autre définition de la stabilité est envisagée permettant de vérifier que le courant ne dérive pas sur une période donnée d'irradiation. La moyenne I_i du courant sur les 10 premiers points de mesures de l'irradiation est calculée après l'overshoot. Elle est comparée à la moyenne I_f calculée sur les 10 derniers points de mesures de l'irradiation de la manière suivante :

$$\text{dérive} = \frac{I_i}{I_f} - 1 \quad (\text{IV.6})$$

Dans ce cas, la dérive du signal mesuré avec SCDDo-I ne dépasse pas + 0,2 % sur 25 secondes, tandis que le courant mesuré par SCDDo-L n'est pas suffisamment stable avec une dérive maximale de -1,5 % sur une même période de 25 secondes. Ce dernier dosimètre nécessite peut-être une dose de pré-irradiation supplémentaire pour stabiliser davantage le courant.

Enfin, après l'irradiation, le signal mesuré par chacun de ces dosimètres est diminué d'un facteur supérieur à 1000 en un point de mesure, soit 100 ms, ce qui permet de discriminer rapidement le courant photo-induit du bruit sans irradiation.

A partir de ces mesures de $I(V)$ et $I(t)$ réalisées pour chaque dosimètre diamant, une tension de polarisation peut alors être choisie pour la suite des mesures. Cependant, nous avons observé que le courant mesuré augmentait fortement et devenait très instable lorsque la tension de polarisation était supérieure à une certaine tension seuil. Cette dérive du courant n'apparaissant pas toujours dès la première irradiation, ceci nous a permis de réaliser des mesures de courbes $I(V)$ comme celles présentées précédemment, sans dérive. Le choix de la tension de polarisation est donc fait de manière à ne pas dépasser cette tension seuil et avoir une réponse stable, tout en ayant une efficacité de collecte des charges maximale. Ceci explique le fait que des tensions parfois très faibles sont appliquées, comme pour les dosimètres SCDDo-A20 et SCDDo-A30 qui dérivent au-delà de + 20 V. Parfois, une tension négative est choisie présentant une meilleure stabilité que les tensions positives. Le Tableau IV.9 regroupe les différentes tensions de polarisation appliquées pour ces premiers prototypes.

Les problèmes de dérive du signal seront détaillés dans le Chapitre 5, en proposant une solution à partir de l'optimisation des contacts électriques.

Dosimètre	Tension de polarisation
SCDDo-A20	+ 20 V
SCDDo-A30	+ 20 V
SCDDo-B	+ 100 V
SCDDo-D	+ 100 V
SCDDo-I	+ 50 V
SCDDo-L	- 150 V

Tableau IV.9 – Tension de polarisation appliquée sur les différents détecteurs SCDDo pour les mesures en champ standard et en mini-faisceaux.

IV.3.1.2 Répétabilité et sensibilité

La répétabilité de la réponse des détecteurs est évaluée à partir de 10 mesures consécutives de charge, avec une dose délivrée de 100 UM, dans un faisceau de 6 MV et un débit de 400 UM.min⁻¹ :

$$\text{répétabilité} = \frac{\sigma_{charge}}{M_{charge}} \quad (\text{IV.7})$$

La sensibilité du détecteur donnée en $nC.Gy^{-1}.mm^{-3}$ est calculée à partir de la moyenne sur ces 10 mesures de charge que l'on divise par la dose D en Gy et par le volume de détection V en mm^3 . La dose en Gy est déterminée par la chambre d'étalonnage de l'hôpital (PTW 31003) et son électromètre associé.

$$\text{sensibilité} = \frac{M_{charge}}{D.V} \quad (\text{IV.8})$$

Le Tableau IV.10 regroupe les valeurs de répétabilité et de sensibilité des différents prototypes de dosimètre diamant.

Dosimètre	Répétabilité (%) ($\frac{\sigma}{M}$)	Sensibilité (nC.Gy ⁻¹ .mm ⁻³)
SCDDo-A20	0,21	15 ± 1
SCDDo-A30	0,13	21 ± 1
SCDDo-B	0,46	2074 ± 59
SCDDo-D	0,99	324 ± 21
SCDDo-I	0,05	415 ± 27
SCDDo-L	0,12	523 ± 14

Tableau IV.10 – Mesures de répétabilité et de sensibilité réalisées dans un champ de 10 × 10 cm² à 10 cm de profondeur dans l'eau, pour un faisceau de photons de 6 MV, avec un débit de 400 UM.min⁻¹.

Ces résultats montrent une très bonne répétabilité de chacun des dosimètres, respectant ainsi le critère de 0,5 % recommandé par DIADOMI, à l'exception du détecteur SCDDo-D. Des défauts au niveau des soudures avec le câble triaxial obtenus lors de la fabrication de ce dernier expliquent l'instabilité du courant mesuré avec ce détecteur et donc le coefficient de variation élevé. Ceci est confirmé par le fait que le dosimètre SCDDo-I, réalisé avec le même diamant que SCDDo-D, présente une très bonne répétabilité du détecteur. Par la suite, les résultats obtenus avec le dosimètre SCDDo-D ne seront pas présentés.

Concernant les sensibilités de détection, celles obtenues avec les dosimètres SCDDo-A20 et SCDDo-A30 sont trop faibles par rapport à celles des autres détecteurs. Ceci peut s'expliquer par le fait que le champ électrique appliqué était approximativement de $0,1 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, certainement trop faible pour collecter toutes les charges créées par le rayonnement. De plus, les mesures de caractérisations optiques et électriques réalisées dans le Chapitre 3 montrent la présence de pièges dans le diamant A20, entraînant une baisse de l'efficacité de collecte des charges.

Au contraire, le détecteur SCDDo-B présente une très forte sensibilité de détection par rapport aux autres dosimètres. Cette valeur est jugée trop élevée par comparaison avec les diamants naturels de PTW sélectionnés pour leur qualité de détection. En effet, nous avons évalué la sensibilité d'un dosimètre diamant PTW 60003 dans les mêmes conditions de mesures et une valeur de $318 \text{ nC} \cdot \text{Gy}^{-1}$ est obtenue. Le volume sensible étant compris entre 1 et 6 mm^3 , la sensibilité maximale de ce détecteur est de $318 \text{ nC} \cdot \text{Gy}^{-1} \cdot \text{mm}^{-3}$. La sensibilité élevée du dosimètre SCDDo-B est peut-être due au fait que la tension de polarisation est trop élevée et que le courant mesuré est peut-être affecté par un gain en photoconduction [97].

IV.3.1.3 Dépendance de la réponse avec la dose, le débit et l'énergie

La dépendance de la réponse du détecteur diamant avec la dose, le débit et l'énergie est testée sur 4 dosimètres représentatifs des différentes dimensions et provenances de matériaux, à savoir les détecteurs SCDDo-A20, SCDDo-B, SCDDo-I et SCDDo-L.

a) Dose

Cette étude est réalisée sur une gamme de doses variant de 10 UM à 800 UM, dans un faisceau de photons de 6 MV et un débit de $400 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$. La charge est mesurée plusieurs fois pour chaque valeur de dose à l'aide d'un électromètre PTW UNIDOS, avant de calculer la moyenne de ces mesures. 2 mesures de charge sont effectuées pour les doses supérieures à 30 UM du fait de la bonne répétabilité de ces mesures et 10 mesures de charge sont effectuées pour les doses inférieures ou égales à 30 UM.

La courbe de la charge moyenne mesurée en fonction de la dose est présentée sur la Figure IV.18 pour chaque dosimètre, en comparaison de la chambre d'ionisation de référence PTW 31003. Ces résultats sont présentés sur deux graphiques différents pour plus de lisibilité, car les valeurs de charge mesurée sont très différentes d'un détecteur à l'autre. Cette figure montre que malgré leur petit volume de détection, tous les détecteurs diamant à l'exception du dosimètre SCDDo-A20 présentent une sensibilité nettement supérieure à celle d'une chambre d'ionisation. Pour chacun de ces dosimètres, la courbe de la charge mesurée en fonction de la dose présente un coefficient de régression linéaire proche de 1, avec un minimum de 0,99995 pour SCDDo-A20. Ceci indique une bonne linéarité de la réponse de chaque détecteur avec la dose sur la gamme de doses étudiée.

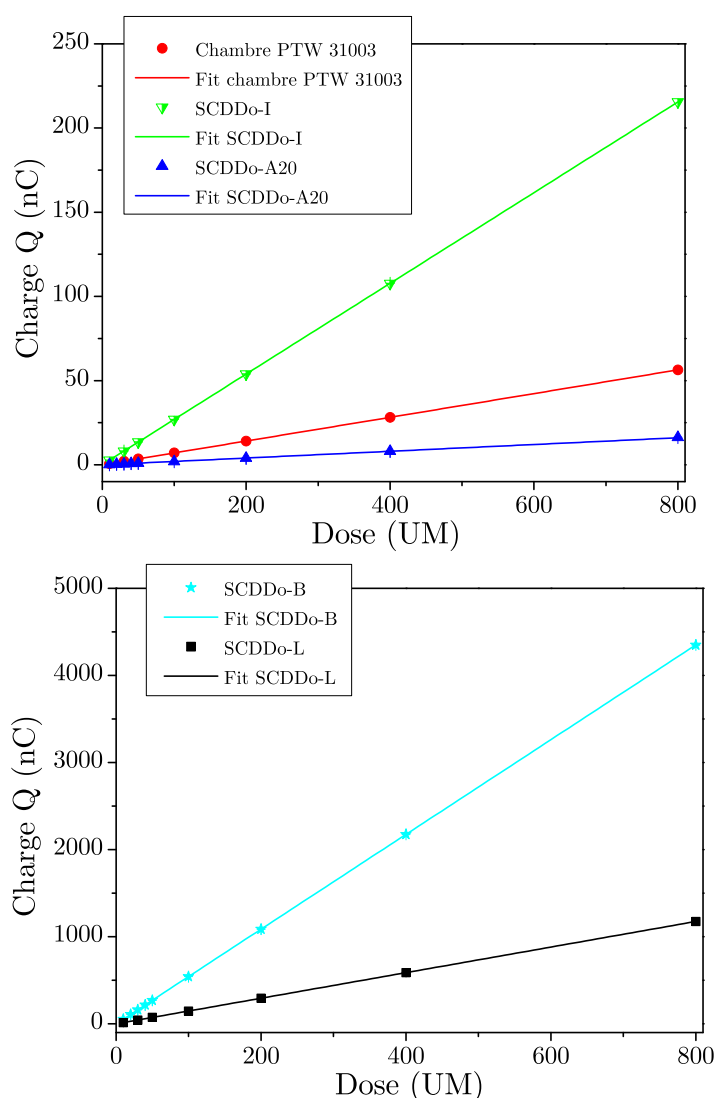


FIGURE IV.18 – Charge mesurée par 4 premiers prototypes de dosimètre diamant pour mini-faisceaux et une chambre d'ionisation PTW 31003, en fonction de la dose délivrée.

b) Débit de dose

Pour cette étude, les dosimètres sont irradiés avec une dose constante de 200 UM mais avec des débits de dose différents, dans un faisceau de photons de 6 MV. Pour chaque valeur de débit, 2 mesures de charge sont réalisées avec chaque détecteur à l'aide d'un électromètre PTW UNIDOS, avant de calculer la charge moyenne sur ces 2 mesures.

Dans un premier temps, la variation de débit est obtenue en faisant varier le nombre d'UM.min⁻¹ sur la machine. Les débits disponibles sur cet accélérateur Varian varient de 80 UM.min⁻¹ à 400 UM.min⁻¹. La Figure IV.19 présente les résultats de ces mesures normalisées par rapport au débit de 400 UM.min⁻¹ qui est celui utilisé pour les traitements de stéréotaxie, en comparaison de la chambre de référence PTW 31003. Ces premiers résultats montrent que la réponse des dosimètres diamant augmente lorsque le nombre d'UM.min⁻¹ de la machine diminue. Les variations maximales de réponse observées pour chaque détecteur diamant varient entre 1,7 % et 6,1 %, tandis que la réponse de la chambre d'ionisation ne varie que de 0,6 % sur la gamme de débits de dose étudiée.

Pour le dosimètre SCDDo-I, le débit de dose est également modifié en faisant varier la DSP. Des mesures de dose absolue avec la chambre de référence sont réalisées pour déterminer le nombre d'UM à délivrer au détecteur diamant pour qu'il reçoive la même dose à chaque DSP. La Figure IV.20 présente la variation de la réponse du détecteur en fonction du débit de dose, en faisant varier la DSP et le nombre d'UM.min⁻¹. Cette figure confirme la forte dépendance de la réponse de ce détecteur avec le débit de dose, ce qui doit entraîner des erreurs sur les mesures de rendements en profondeur.

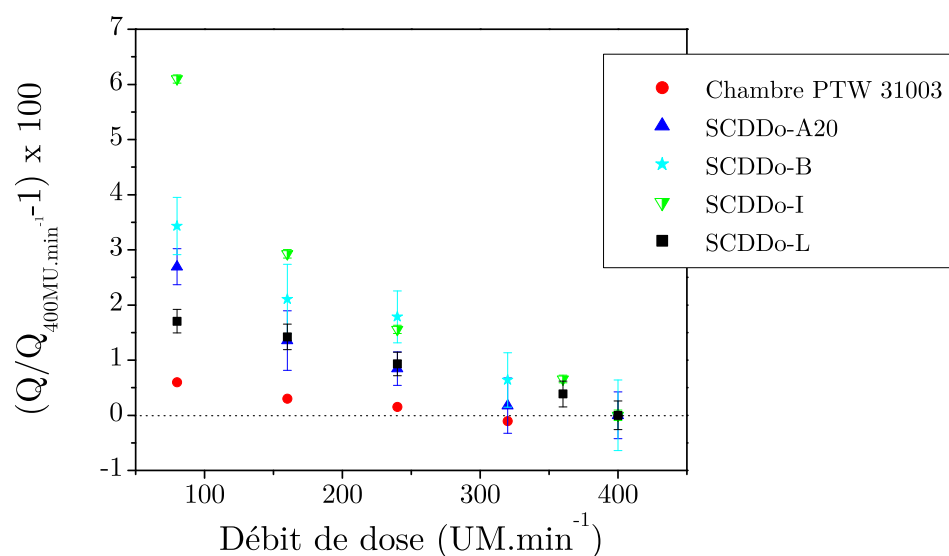


FIGURE IV.19 – Variation de la charge mesurée avec le nombre d'UM.min⁻¹ pour 4 premiers prototypes de dosimètre diamant pour mini-faisceaux et la chambre PTW 31003. Normalisation à 400 UM.min⁻¹.

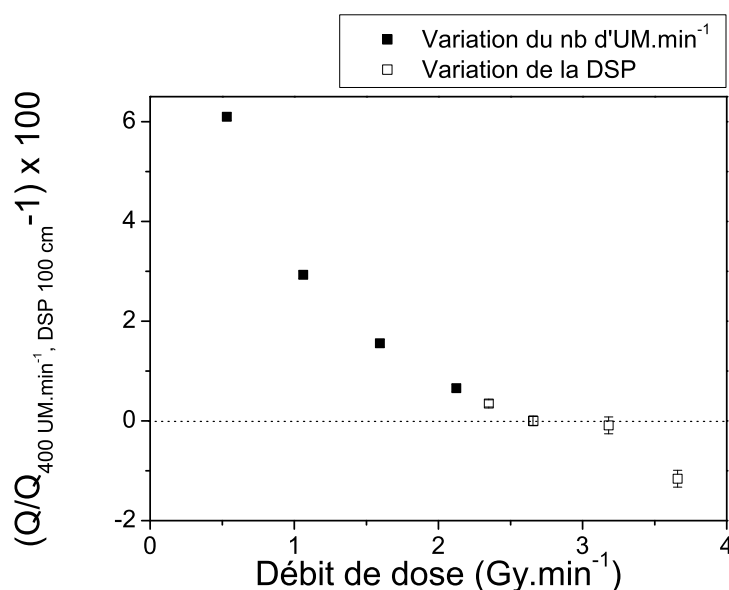


FIGURE IV.20 – Variation de la charge mesurée avec le débit de dose pour SCDDo-I. Variation du débit de dose en modifiant le nombre d'UM.min⁻¹ ou la DSP. Normalisation à 400 UM.min⁻¹ et DSP 100 cm. Débit de dose déterminé en Gy.min⁻¹ avec la chambre de référence.

c) Energie

La dépendance de la réponse des détecteurs diamant avec l'énergie est étudiée en délivrant au dosimètre une même dose pour des énergies de photons différentes. Les énergies de 6 MV et 18 MV sont disponibles sur l'accélérateur Varian. Ces mesures sont réalisées avec le débit de 400 UM.min⁻¹ avec un électromètre PTW UNIDOS. Des mesures de dose absolue avec la chambre de référence permettent de déterminer le nombre d'UM à délivrer en 6 MV et en 18 MV pour obtenir la même dose au point de mesure. 10 mesures de charge sont réalisées par énergie pour chaque dosimètre et la moyenne de ces 10 mesures est ensuite calculée.

Le Tableau IV.11 présente les variations de la charge moyenne mesurée dans le faisceau de 18 MV par rapport au faisceau de 6 MV, pour les différents dosimètres diamant de cette étude. Ces résultats montrent des dépendances en énergie qui peuvent être importantes (- 6,7 % pour SCDDo-B) entre un faisceau de 6 MV et un faisceau de 18 MV, la charge étant plus faible lorsque l'énergie augmente.

Dosimètre	$\frac{Q_{18MV}}{Q_{6MV}} - 1$ (%)
SCDDo-A20	$-4,2 \pm 1,3$
SCDDo-B	$-6,7 \pm 0,3$
SCDDo-I	$-2,2 \pm 0,1$
SCDDo-L	$-2,6 \pm 0,3$

Tableau IV.11 – Variation de la charge mesurée dans un faisceau de 18 MV par rapport à la charge mesurée dans un faisceau de 6 MV, pour 4 premiers prototypes de dosimètre diamant pour mini-faisceaux.

En conclusion de ces premières mesures réalisées en champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, la réponse des premiers détecteurs diamant présente une répétabilité, une stabilité après pré-irradiation et une linéarité avec la dose en accord avec le cahier des charges de DIADOMI. Elle présente cependant une dépendance avec l'énergie entre un faisceau de photons de 6 MV et de 18 MV, mais qui peut être facilement corrigée en appliquant des facteurs correctifs pour chaque énergie de faisceau. Enfin, elle présente une dépendance avec le débit de dose non négligeable qui est susceptible d'entraîner des erreurs sur les mesures de rendements en profondeur. Une certaine variabilité des résultats est observée avec ces premiers prototypes, notamment dans le cas de la sensibilité, de la dépendance avec le débit et avec l'énergie. Ceci peut s'expliquer par la différence des cristaux de diamant et également par les contacts électriques sur diamant qui ne sont pas encore maîtrisés à ce stade de la thèse.

IV.3.2 Comportement du dosimètre en mini-faisceaux

Les différents paramètres permettant de caractériser un mini-faisceau, à savoir les distributions de dose et les FOC, sont mesurés au moins une fois avec un des dosimètres SCDDo, en fonction de la disponibilité des installations.

IV.3.2.1 Détecteurs du commerce utilisés pour cette étude

Des mesures de dose relative en mini-faisceaux sont réalisées avec les prototypes de dosimètre diamant présentés précédemment, sur l'accélérateur Varian de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière à Paris, ainsi que sur le CyberKnife de l'ICL Alexis Vautrin à Nancy. Ces mesures sont comparées à celles réalisées avec différents dosimètres du commerce, actifs et passifs, qui sont décrits ci-dessous et dont les principales caractéristiques ont été présentées dans le Chapitre 1 :

- Deux détecteurs en diamant naturel PTW 60003 : le diamant n° 1 utilisé par l'IRSN et le diamant n°2 utilisé par le CEA. Ces dosimètres fonctionnent avec une tension

de polarisation de + 100 V. Le volume sensible est compris entre 1 et 6 mm³ et il est positionné à 1 mm de la surface du détecteur. Dans ce travail de thèse, ces détecteurs sont utilisés en positionnant leur câble parallèlement à l'axe du faisceau, comme le recommande PTW. Les mesures réalisées en mini-faisceaux avec ces deux dosimètres en diamant naturel PTW seront comparées dans le Chapitre 6.

- Deux diodes PTW non blindées 60017 : la diode n°1 utilisée par l'IRSN et la diode n°2 utilisée par le CEA. Ces diodes qui fonctionnent à 0 V présentent un très petit volume sensible en forme de disque, de 30 μm d'épaisseur et de 0,6 mm de diamètre. Ce disque est positionné perpendiculairement à l'axe du détecteur, à 0,77 mm de la surface du dosimètre. Pour toutes les mesures réalisées au cours de cette thèse avec ces diodes, leur câble est positionné parallèlement à l'axe du faisceau, comme le recommande PTW. Les mesures réalisées en mini-faisceaux avec ces deux diodes PTW 60017 seront comparées dans le Chapitre 6.
- Deux chambres d'ionisation PinPoint PTW 31014 : la chambre n°1 utilisée par l'IRSN et la chambre n°2 utilisée par le CEA. Ces chambres polarisées à + 400 V présentent un large volume de détection de 15 mm³, en forme de cylindre de diamètre 2 mm et de longueur 5 mm. Dans ce travail de thèse, pour les mesures de profils et de FOC, ces chambres sont utilisées avec le câble parallèle à l'axe du faisceau, permettant d'avoir le cylindre d'air dans sa position verticale. Ainsi, le volume sensible présente ses plus petites dimensions selon les axes x et y représentés sur la Figure IV.4.
- Une diode EDGE de SunNuclear, utilisée par l'IRSN. Cette diode blindée qui fonctionne à 0 V présente un volume sensible d'une surface de 0,64 mm² et d'épaisseur 30 μm. Ce disque est positionné parallèlement à l'axe du détecteur, contrairement aux diodes PTW 60017. Dans cette thèse, cette diode est utilisée uniquement pour les mesures de FOC, avec son câble perpendiculaire à l'axe du faisceau comme le recommande le constructeur.
- Des films Gafchromic EBT2, utilisés par l'IRSN pour les mesures de FOC.
- Des micro-cubes (1 × 1 × 1 mm³) thermoluminescents de fluorure de lithium ⁷LiF:Mg,Ti (TLD-100 Harshaw), notés par la suite μLiF, également utilisés par l'IRSN pour les mesures de FOC.

Les mesures de FOC en mini-faisceaux réalisées par l'IRSN avec ces différents détecteurs actifs et passifs ont été présentées dans *Medical Physics* [79]. Cet article présente notamment les résultats obtenus sur l'accélérateur Varian Clinac muni du mMLC de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière et sur l'accélérateur Novalis de l'ICO René Gauducheau à Nantes. Dans la cadre du projet DIADOMI, ces résultats ainsi que ceux obtenus sur le CyberKnife de l'ICL de Nancy et sur l'accélérateur Elekta muni du MLC Agility du CLB de Lyon sont utilisés dans cette thèse. D'après le travail réalisé par cette équipe de l'IRSN [79]

et comme cela a été expliqué dans le Paragraphe I.4.3.1, les dosimètres passifs (μLiF et films EBT2) sont en accord à 2 % près pour les mesures de FOC en mini-faisceaux et sont considérés comme les dosimètres de référence pour ce type de mesures. Ces détecteurs présentent en effet l'avantage d'avoir des petites dimensions et d'être équivalents-eau, mais ce sont des dosimètres passifs qui nécessitent une mise en place d'un protocole très rigoureux avant leur utilisation en routine clinique [65] [51]. L'incertitude associée aux FOC mesurés avec les μLiF (0,8 % à 1σ) étant bien inférieure à celle associée aux FOC mesurés avec les films radiochromiques EBT2 (1,8 % à 1σ), seules les valeurs de FOC obtenues avec les μLiF sont prises comme valeurs de référence dans le projet DIADOMI et dans cette thèse.

Enfin, d'après la littérature présentée dans le Chapitre 1, les diodes PTW 60017 sont considérées comme de très bons dosimètres de référence pour les mesures de rendements en profondeur et de profils de dose, et ce sont donc les dosimètres de référence pour ce type de mesures réalisées dans cette thèse [32] [26] [153] [154].

IV.3.2.2 Mesures de distribution de dose en mini-faisceaux

Les mesures de distribution de dose sont réalisées à l'aide d'un électromètre PTW Tandem Dual Channel associé à la cuve à eau PTW ainsi que du logiciel Mephysto, pour différents détecteurs à l'exception du dosimètre SCDDo-A20. Pour celui-ci, les profils de dose sont mesurés en intégrant la charge point par point avec un électromètre PTW UNIDOS qui permet d'appliquer une tension de 20 V au détecteur, car l'électromètre PTW Tandem Dual Channel permet d'appliquer uniquement des tensions avec un pas de 50 V.

a) Profils de dose

Les mesures de profil de dose sont réalisées dans deux directions orthogonales, x et y . Au cours de ce travail de thèse, dans la configuration d'un accélérateur linéaire classique, l'axe des x désigne la direction droite-gauche du patient, perpendiculaire à l'axe de rotation de la machine. L'axe des y désigne la direction tête-pied, parallèle à l'axe de rotation de la machine. En revanche, avec le CyberKnife qui ne présente pas qu'un seul axe de rotation, les directions x et y sont définies comme sur la Figure IV.21 par rapport aux déplacements du détecteur dans la cuve à eau.

Pour les mesures de ce chapitre réalisées à la fois sur le mMLC et sur le CyberKnife, les détecteurs diamant sont positionnés de manière à avoir toujours l'épaisseur du diamant selon la direction x .

Un premier centrage du détecteur sur l'axe du faisceau est réalisé à l'aide de la projection du champ lumineux et d'un croisillon symbolisant l'axe du faisceau. Ce centrage

étant peu précis pour les mini-faisceaux, des premiers profils de dose sont mesurés selon les axes x et y , pour le plus petit faisceau disponible sur la machine, à deux profondeurs dans l'eau. Des déplacements du détecteur sont alors effectués jusqu'à ce que tous les profils mesurés soient centrés.

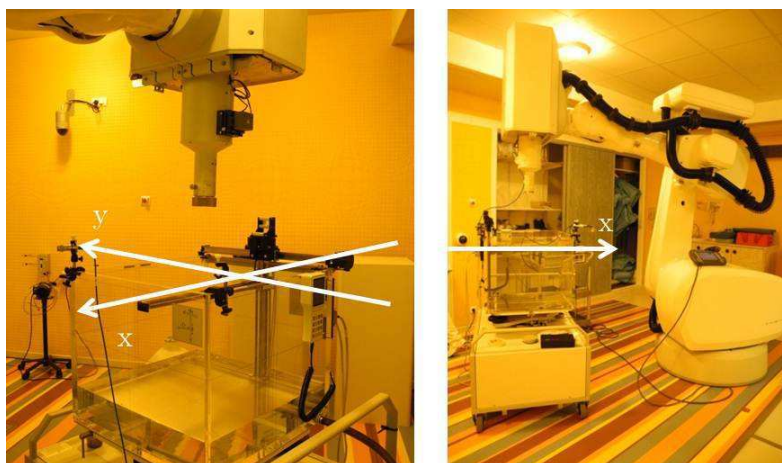


FIGURE IV.21 – CyberKnife du Centre Alexis Vautrin à Nancy, avec la cuve à eau PTW permettant de réaliser les mesures dans l'eau, selon les axes x et y .

Des profils de dose sont tout d'abord mesurés avec SCDDO-I, en comparaison du diamant PTW 60003, à 10 cm de profondeur, à DSP 100 cm, dans un mini-faisceau de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ produit par l'accélérateur Varian muni du mMLC. Ces profils mesurés dans les deux directions x et y , après centrage des détecteurs, sont présentés sur la Figure IV.22. Ils sont normalisés à 100 % sur l'axe du faisceau. Dans la direction x , les pénombres 20 % - 80% correspondent aux effets sur le bord des lames du mMLC, tandis que les pénombres dans la direction y sont dues à la géométrie du bout des lames. Le bout et le bord d'une lame ne présentant pas la même géométrie, les profils de dose sont différents dans les deux directions. Le dosimètre SCDDo-I et le diamant PTW montrent tous les deux une augmentation de la taille de champ dans la direction y , la taille de champ étant définie comme la largeur du faisceau à 50 % de la dose sur l'axe. Enfin, les pénombres des profils mesurés avec le diamant PTW sont beaucoup plus larges que celles obtenues avec le dosimètre SCDDo-I, du fait du large volume de détection du dosimètre PTW.

La Figure IV.23 présente les profils de dose selon l'axe x mesurés dans les mêmes conditions avec différents dosimètres SCDDo et avec différents détecteurs du commerce. Pour mieux visualiser les zones de pénombre, seule la moitié des profils est représentée sur cette figure. Ces résultats montrent que les pénombres 20 % - 80 % sont plus larges pour le dosimètre diamant PTW et la chambre d'ionisation PinPoint, du fait de leur large volume de détection. Les valeurs de pénombre pour les profils mesurés selon x sont reportées dans le Tableau IV.12 et montrent que les dosimètres SCDDo présentent

les pénombres les plus étroites, en comparaison des autres détecteurs, y compris ceux présentant une excellente résolution spatiale tels que les films EBT2 et la diode PTW 60017. La plus importante différence de pénombre entre la diode et les détecteurs SCDDo est observée pour SCDDo-L, avec un écart de 0,34 mm.

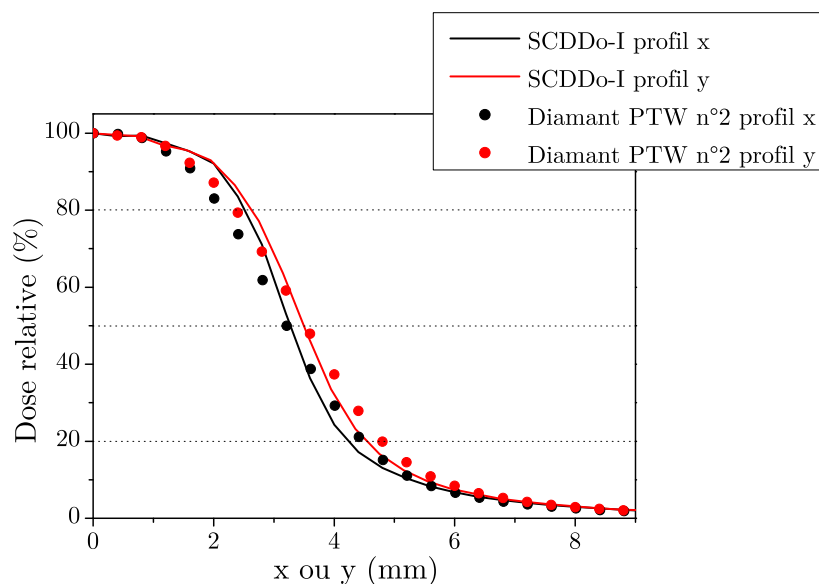


FIGURE IV.22 – Profils de dose mesurés en x et en y avec SCDDo-I et le diamant naturel de PTW, dans un champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ sur l'accélérateur Varian muni du mMLC m3.

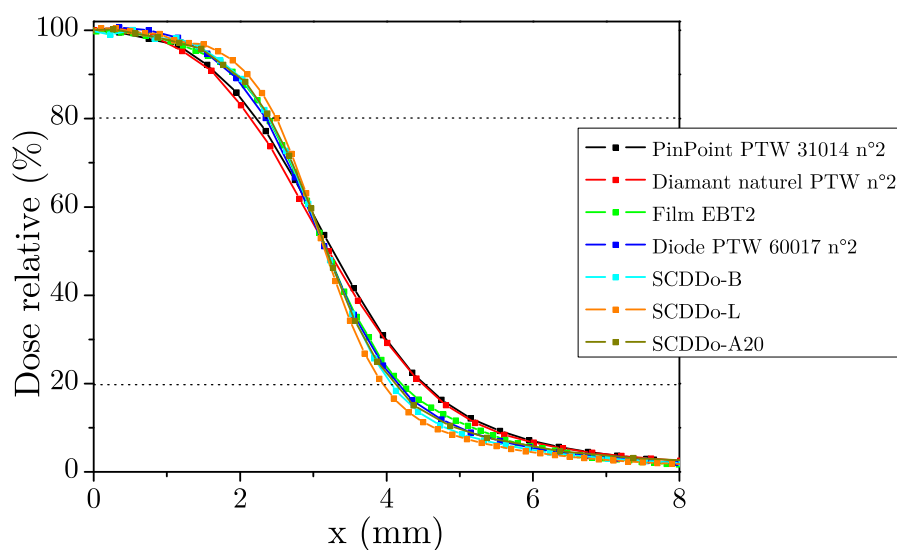


FIGURE IV.23 – Profils de dose mesurés dans le champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ avec différents détecteurs SCDDo en comparaison de différents dosimètres du commerce. Mesures réalisées à 10 cm de profondeur dans l'eau, DSP 100 cm, dans un faisceau de photons de 6 MV, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC.

Développement d'un premier prototype de dosimètre diamant pour mini-faisceaux

Dosimètre	Pénombre 20 %-80 % (mm)
Chambre PinPoint PTW 31014	2,30
Diamant naturel PTW 60003	2,34
Film Gafchromic EBT2	2,11
Diode PTW 60017	1,79
SCDDo-A20	1,68
SCDDo-B	1,66
SCDDo-I	1,72
SCDDo-L	1,45

Tableau IV.12 – Pénombres moyennes (gauche et droite) calculées à partir des profils de dose mesurés selon x avec différents détecteurs SCDDo et différents dosimètres du commerce, pour un champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC.

Les profils de dose mesurés sur le CyberKnife sont réalisés à 1,5 cm de profondeur dans l'eau, à DSD 80 cm, qui sont les conditions de mesures de référence selon les constructeurs. Le profil mesuré avec SCDDo-L pour le plus petit champ de diamètre 5 mm, selon l'axe x , est présenté sur la Figure IV.24, en comparaison de celui obtenu avec la diode PTW 60017. Le Tableau IV.13 regroupe les valeurs de pénombres 20 % - 80 % de ces deux profils et confirme le fait que les profils mesurés avec les détecteurs SCDDo et notamment SCDDo-L présentent des largeurs de pénombre inférieures à celles obtenues avec la diode.

Dosimètre	Pénombre 20 % - 80 % (mm)
Diode PTW 60017	2,09
SCDDo-L	1,84

Tableau IV.13 – Pénombres moyennes (gauche et droite) calculées sur les profils mesurés avec SCDDo-L et la diode PTW 60017 n°2, pour le collimateur de diamètre 5 mm du CyberKnife, selon l'axe x .

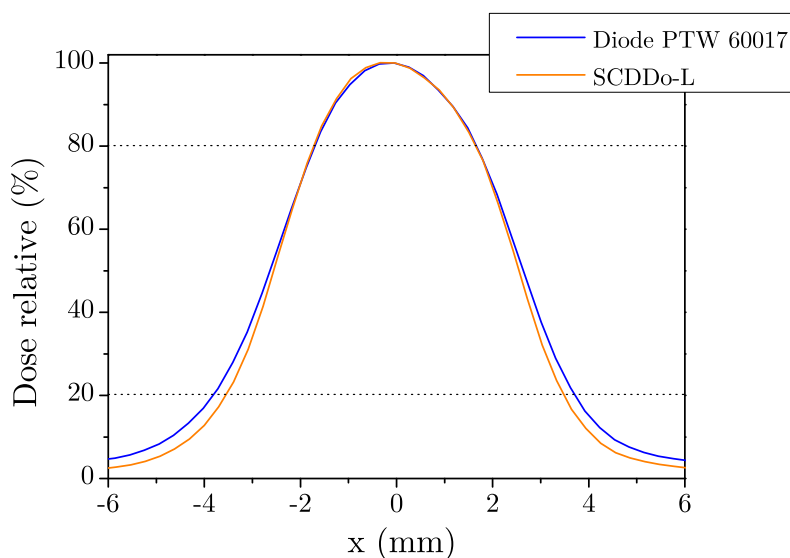


FIGURE IV.24 – Profils mesurés selon x avec SCDDo-L et la diode PTW 60017 n°2, pour le collimateur de diamètre 5 mm du CyberKnife.

b) Rendements en profondeur

Après avoir vérifié le centrage du détecteur dans le champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ à l'aide des profils en x et en y à deux profondeurs différentes, les rendements en profondeur peuvent alors être mesurés. La Figure IV.25 présente le rendement en profondeur obtenu avec SCDDo-I pour le petit champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, à DSP 100 cm, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. Ce rendement est comparé à ceux obtenus avec la diode PTW 60017 et le détecteur diamant PTW 60003. Ces distributions de dose sont normalisées à 100 % à la profondeur du maximum de dose (z_{max}). Les valeurs de la dose à l'entrée (D_e), de la profondeur du maximum de dose (z_{max}) et des pourcentages de dose à 10 cm (D_{10}) et 20 cm (D_{20}) de profondeur dans l'eau sont indiquées dans le Tableau IV.14 pour chacun de ces détecteurs.

Les trois détecteurs présentent des profondeurs du maximum de dose z_{max} relativement proches. En revanche, la dose à l'entrée est très différente entre chaque dosimètre ; SCDDo-I est celui pour lequel la valeur de D_e est la plus élevée. Ceci est dû à la géométrie des détecteurs. Le volume sensible de SCDDo-I est situé à 2,5 mm de la surface du détecteur lorsqu'il est orienté avec son câble parallèle à l'axe du faisceau. Celui de la diode est situé uniquement à 0,77 mm de sa surface, tandis que celui du diamant PTW est placé à 1 mm de sa surface. Lorsque le centre du volume sensible du détecteur SCDDo-I est placé à la surface de l'eau pour la mesure de la dose à l'entrée, l'équilibre électronique longitudinal commence à s'établir dès l'entrée des particules dans le détecteur, soit 2,5 mm

en amont de la surface de l'eau (Figure IV.26). De ce fait, la dose dans le volume sensible est plus élevée que la valeur attendue. Cette dose à l'entrée peut être diminuée en réduisant la hauteur de l'encapsulation du dosimètre, et cette encapsulation sera d'autant plus réduite que les dimensions latérales du diamant seront petites. Ainsi pour un diamant d'environ $4 \times 4 \text{ mm}^2$ comme pour SCDDo-L, les électrodes étant déposées au centre du diamant, le centre du volume sensible est placé à une distance minimale de $4 \text{ mm}/2$ soit 2 mm de la surface de l'encapsulation. De ce fait, la dose à l'entrée est toujours surestimée avec un tel diamant.

Enfin, la dose mesurée avec SCDDo-I est plus élevée en profondeur que celle obtenue avec la diode et le diamant PTW. Cela est certainement dû à la forte dépendance avec le débit de dose évaluée pour SCDDo-I dans les paragraphes précédents, qui entraîne une augmentation de la réponse du détecteur lorsque le débit diminue.

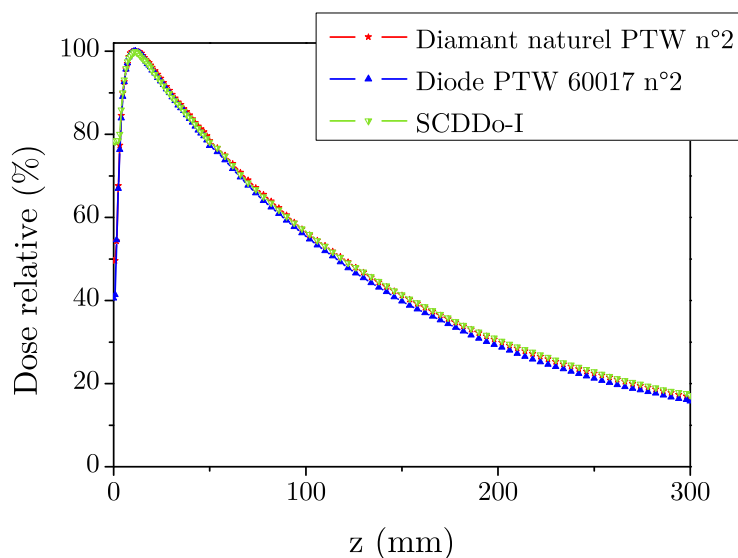


FIGURE IV.25 – Rendements en profondeur mesurés avec SCDDo-I, la diode PTW 60017 et le diamant naturel PTW 60003, dans un champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC.

Dosimètre	D_e (%)	z_{\max} (mm)	D_{10} (%)	D_{20} (%)
Diode PTW 60017	40,5	11,2	55,5	29,1
Diamant PTW 60003	49,3	10,4	56,5	30,3
SCDDo-I	78,4	11,2	56,7	30,7

Tableau IV.14 – Dose à l'entrée (D_e), profondeur du maximum de dose (z_{\max}) et pourcentages de dose à 10 cm (D_{10}) et 20 cm (D_{20}) de profondeur dans l'eau, pour les rendements en profondeur mesurés dans un champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ avec différents détecteurs.

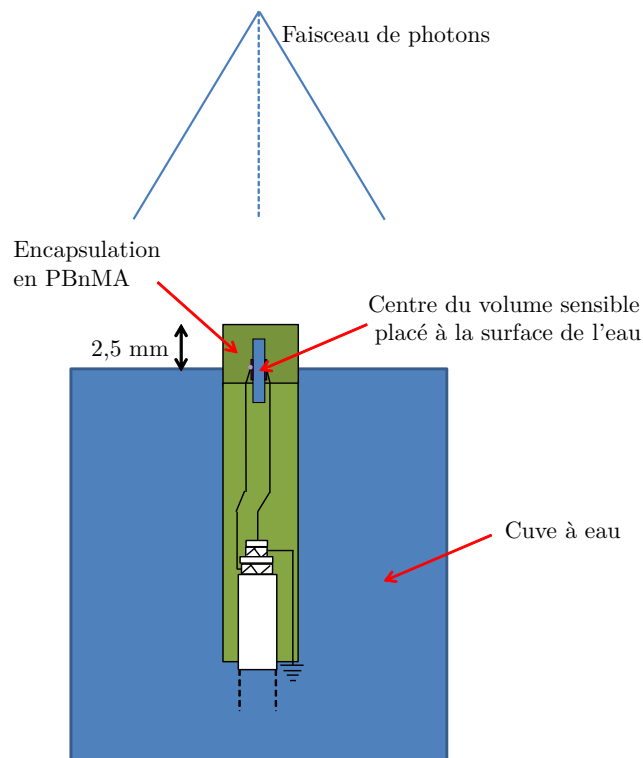


FIGURE IV.26 – Schéma du dosimètre SCDDo-I dont le centre du volume sensible est placé à la surface de l'eau pour la mesure de la dose à l'entrée du fantôme d'eau.

IV.3.2.3 Facteurs Ouverture Collimateur

Les conditions de mesures des FOC sont celles recommandées par les constructeurs des différentes machines (Figure IV.27). En ce qui concerne l'accélérateur Varian muni du mMLC, Brainlab recommande de réaliser les mesures à 10 cm de profondeur dans l'eau, DSP 100 cm. Les tailles de champs définies par les mâchoires et le mMLC recommandées pour ces mesures sont indiquées dans le Tableau IV.15. Le champ de référence est le champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$.

Pour le CyberKnife, Accuray recommande de mesurer les FOC pour les différents collimateurs circulaires de 5 à 60 mm de diamètre, en plaçant le détecteur à 80 cm de la source et à 1,5 cm de profondeur dans l'eau. Le champ de référence est le champ circulaire de 60 mm de diamètre.

Les mesures de FOC sont réalisées avec 5 mesures de charge par taille de champ, grâce à un électromètre PTW UNIDOS, puis la moyenne de ces 5 mesures est calculée. Dans ce chapitre, les incertitudes sur ces mesures de FOC ne sont pas représentées sur les graphiques pour plus de lisibilité. En revanche, elles seront présentées dans le Chapitre 6 avec le prototype de dosimètre diamant optimisé.

Développement d'un premier prototype de dosimètre diamant pour mini-faisceaux

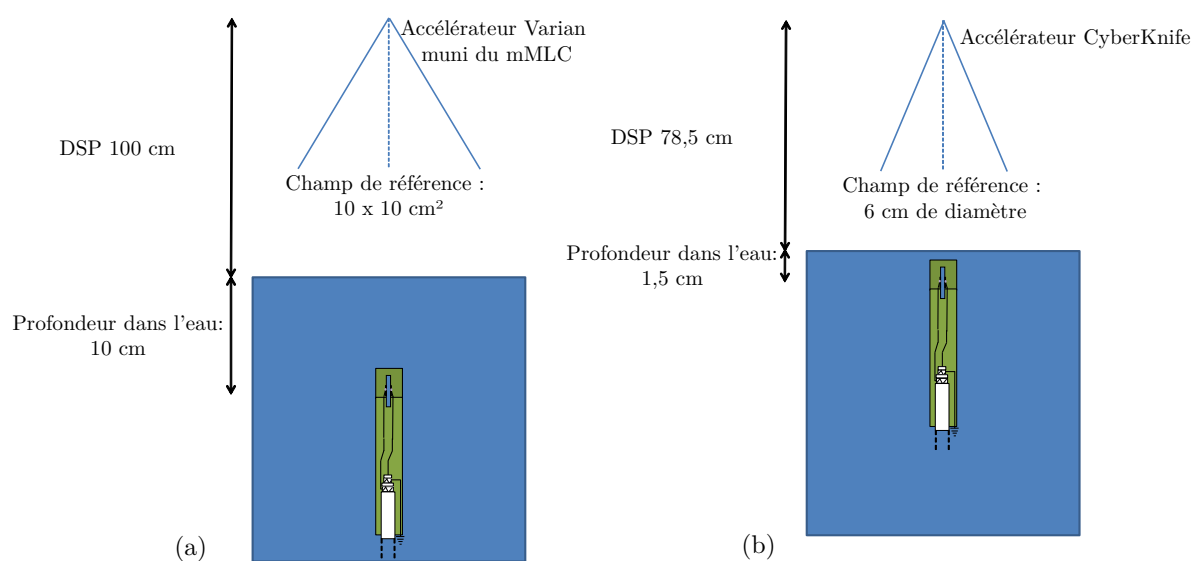


FIGURE IV.27 – Conditions de mesures des FOC sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (a) et sur le CyberKnife (b).

Ouverture mMLC (mm ²)	Ouverture mâchoires (mm ²)
100 × 100	98 × 98
80 × 80	80 × 80
60 × 60	60 × 60
42 × 42	44 × 44
36 × 36	44 × 44
30 × 30	44 × 44
24 × 24	44 × 44
18 × 18	20 × 20
12 × 12	14 × 14
6 × 6	8 × 8

Tableau IV.15 – Ouvertures du mMLC et des mâchoires recommandées par Brainlab pour les mesures de FOC.

La Figure IV.28 présente les mesures de FOC réalisées sur le mMLC avec différents dosimètres SCDDo, comparées à celles effectuées par l'IRSN avec quelques détecteurs du commerce, à savoir la diode EDGE blindée, la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014 et les dosimètres passifs (μLiF et films EBT2). Tous les dosimètres diamants SCDDo sont en accord à 0,6 % près avec la chambre PinPoint pour les tailles de champs variant de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ à $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Cette chambre d'ionisation étant considérée comme un dosimètre de référence pour ces tailles de champs [22] [25] [26], les résultats obtenus avec les dosimètres SCDDo au-delà de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ sont très satisfaisants.

Pour les tailles de champs inférieures à $30 \times 30 \text{ mm}^2$, les valeurs de FOC obtenues avec les détecteurs SCDDo sont supérieures aux FOC obtenus la chambre PinPoint : le dosimètre SCDDo-B présente un écart maximal de 16,2 % avec cette chambre d'ionisation pour le champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Cette chambre PinPoint est connue pour sous-estimer le FOC en mini-faisceaux du fait de son large volume de détection et de la présence d'air qui augmente le défaut d'équilibre électronique latéral [22] [23] [24]. Il apparaît donc satisfaisant que le FOC mesuré en mini-faisceaux avec les dosimètres diamant de petit volume sensible soit supérieur à celui de la chambre.

Cependant, les FOC obtenus avec les diamants sont équivalents ou supérieurs aux FOC mesurés avec la diode EDGE pour les plus petites tailles de champs. Mais cette diode est une diode en silicium avec un blindage métallique qui entraîne une surestimation du FOC en mini-faisceaux [32] [75] [66]. Les résultats obtenus avec les détecteurs SCDDo ne semblent donc pas convenir pour ces petites tailles de champs.

Enfin, pour le plus petit champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, un écart compris entre 5,4 % et 10,8 % entre le FOC mesuré avec les différents détecteurs SCDDo et le FOC de référence obtenu avec les μLiF confirme les résultats insatisfaisants des premiers prototypes pour la mesure de la dose en mini-faisceaux. En revanche, les FOC mesurés avec les détecteurs SCDDo et les μLiF sont en accord à 2 % près pour les tailles de champs supérieures à $30 \times 30 \text{ mm}^2$, ce qui confirme les bons résultats obtenus avec les premiers prototypes dans les faisceaux où règne l'équilibre électronique latéral.

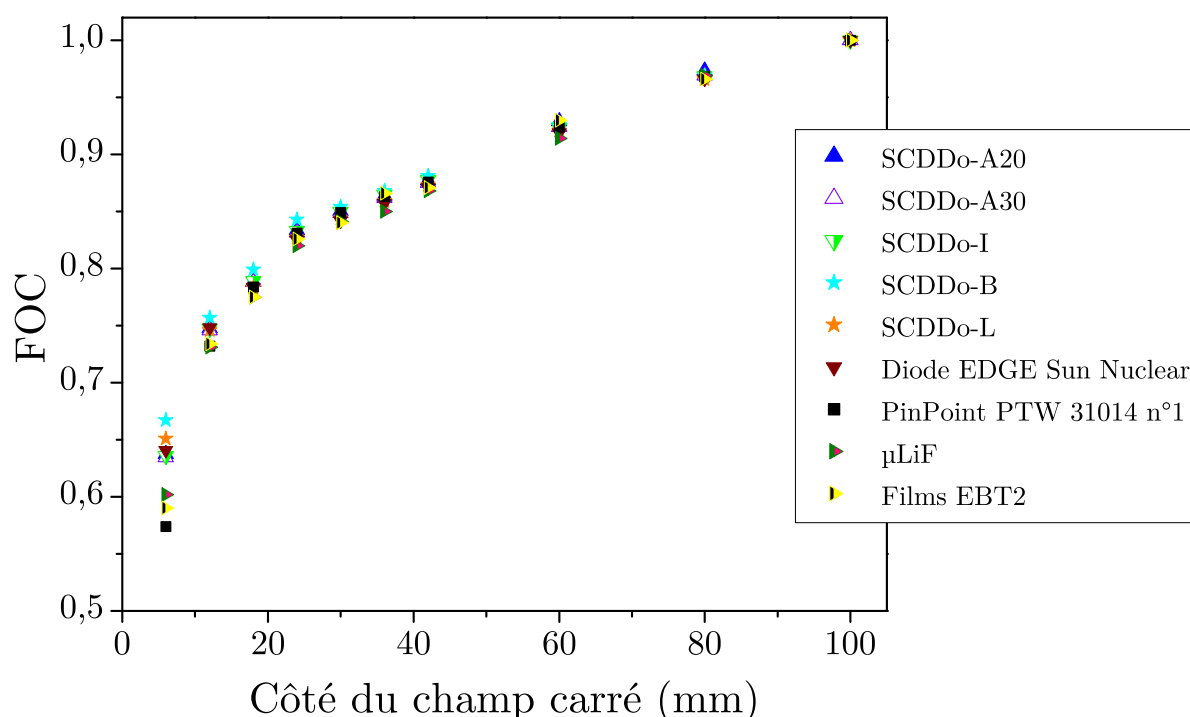


FIGURE IV.28 – Courbes de FOC mesurées avec différents détecteurs SCDDo et des dosimètres passifs et actifs du commerce. Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC m3.

Des résultats similaires sont observés sur le CyberKnife comme le montre la Figure IV.29. Sur cette figure, les FOC pour les champs de 12,5 et 15 mm de diamètre ne sont présentés que pour les détecteurs SCDDo, car ils n'ont pas été mesurés avec les autres détecteurs de l'IRSN. Le dosimètre diamant PTW présente une valeur de FOC inférieure à celle obtenue avec les dosimètres passifs pour le plus petit champ de 5 mm de diamètre, du fait de son large volume de détection qui varie de 1 à 6 mm³ selon PTW. Les mesures obtenues avec SCDDo-I et SCDDo-L sont là encore supérieures aux FOC mesurés avec les μ LiF et les films EBT2, mais également à la diode en silicium PTW 60017. Ces premiers prototypes entraînent donc une surestimation du FOC pour les tailles de champs inférieures à 15 mm, malgré un petit volume de détection et l'utilisation de matériaux proches de l'équivalence-eau pour encapsuler le diamant.

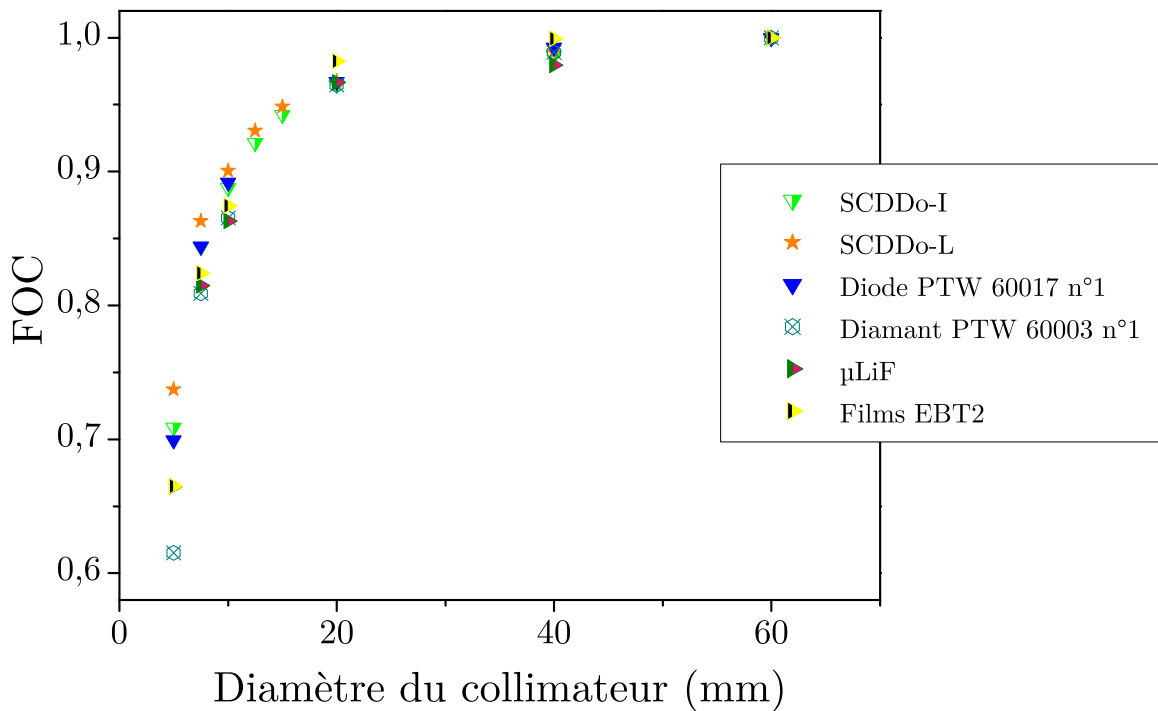


FIGURE IV.29 – Courbes de FOC mesurées avec différents détecteurs SCDDo et des dosimètres passifs et actifs du commerce. Mesures réalisées sur le CyberKnife.

IV.4 Conclusions du chapitre

Les simulations Monte Carlo ont été utilisées afin de choisir les matériaux des différents éléments qui constituent le dosimètre diamant. Ce choix a été fait de manière à ce que la présence de chaque matériau n'entraîne pas de perturbation de la dose absorbée dans le volume sensible, dans un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Ces calculs Monte Carlo ont abouti à un dosimètre SCDDo ne contenant que des matériaux à Z faible (aluminium, graphite, PMMA, PBnMA et diamant) et présentant un petit volume de détection délimité par des électrodes de 1 mm de diamètre.

Dans un premier temps, des mesures en champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ont permis de caractériser la réponse de ces premiers prototypes sous un faisceau de photons de 6 MV. De fortes dérives du courant ont été observées pour des tensions appliquées supérieures à un certain seuil et seront présentées en détails dans le Chapitre 5. De ce fait, dans le cas du diamant A20 et A30, nous avons travaillé avec des champs électriques faibles de l'ordre de $0,1 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, qui devaient être insuffisants pour collecter la totalité des charges créées dans le volume sensible. Dans le régime de stabilité du courant, la répétabilité

et la linéarité de la réponse des détecteurs avec la dose ont été vérifiées pour chaque détecteur. En revanche, des dépendances de la réponse de ces dosimètres avec le débit de dose pouvant atteindre 6 % ont été observées. Ceci a entraîné des erreurs sur les mesures de rendement en profondeur.

Les profils de dose mesurés en mini-faisceaux avec ces dosimètres présentent des pénombres plus étroites que celles obtenues avec les films Gafchromic EBT2 et une diode en silicium présentant pourtant une très bonne résolution spatiale. Enfin, les FOC mesurés avec ces détecteurs SCDDo sont systématiquement surestimés pour des tailles de champs inférieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$, tandis qu'ils sont en bon accord avec la chambre PinPoint et les μLiF pour les champs variant de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

L'utilisation des simulations MC incluant cette fois-ci la géométrie complète du détecteur permettra dans le chapitre suivant de comprendre ces différents résultats et d'optimiser le détecteur SCDDo.

Chapitre V

Optimisation du dosimètre diamant

Sommaire

V.1	Création de nouveaux fichiers d'espace des phases (PSF)	175
V.1.1	Spectres en énergie dans l'air	175
V.1.2	Spectres en énergie dans l'eau	177
V.2	Etude des dimensions du diamant	179
V.2.1	Cas d'une géométrie simple : sphère de diamant	179
V.2.1.1	Influence de la densité du diamant	179
V.2.1.2	Théorie de Bragg-Gray appliquée au diamant	181
V.2.2	Etude de la géométrie réelle du diamant	186
V.2.2.1	Influence sur la mesure de FOC en mini-faisceaux	186
V.2.2.2	Influence sur la mesure de profil de dose	190
V.2.2.3	Influence sur la mesure de dose en profondeur	193
V.2.2.4	Influence sur la dépendance en énergie	193
V.3	Etude des dimensions de l'encapsulation	194
V.3.1	Influence sur la mesure de FOC	195
V.3.2	Influence sur la mesure de rendement en profondeur	198
V.3.3	Influence sur la dépendance en énergie	200
V.4	Etude des contacts électriques	201
V.4.1	Optimisation des dimensions des électrodes	201
V.4.1.1	Influence des contacts électriques sur la courbe I(V)	201
V.4.1.2	Influence des contacts électriques sur la dépendance avec le débit de dose	206
V.4.2	Optimisation du matériau des électrodes	208
V.4.2.1	Problèmes rencontrés avec les électrodes en aluminium	208
V.4.2.2	Etude de la réponse du détecteur pour différents matériaux d'électrodes	211

V.5 Conclusions du chapitre	218
--	------------

Introduction

Les premiers prototypes de dosimètre diamant testés en conditions cliniques ont montré notamment des dépendances de leur réponse avec le débit de dose et une surestimation des valeurs de FOC en mini-faisceaux. Ces deux points vont pouvoir être améliorés grâce à une optimisation de la géométrie du diamant, des dimensions de l'encapsulation et des contacts électriques.

L'optimisation du dosimètre diamant sera réalisée sur des diamants E6, étant donné que les caractérisations optiques et électroniques de ces échantillons présentées dans le Chapitre 3 ont montré une bonne qualité cristalline, reproductible et appropriée pour la détection de rayonnement.

V.1 Création de nouveaux fichiers d'espace des phases (PSF)

Pour optimiser le détecteur et notamment la géométrie du diamant et de son encapsulation, de nouveaux PSF sont créés à partir du modèle de l'accélérateur GE Saturne 43. Les PSF utilisés pour cette étude sont les suivants :

- Champs de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, $2 \times 2 \text{ cm}^2$, $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pour des faisceaux de photons de 6 MV. Ils permettront d'étudier des courbes de FOC pour différentes tailles de champs incluant des mini-faisceaux.
- Champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ pour un faisceau de photons de 12 MV, dans le but d'étudier la dépendance en énergie des détecteurs.

V.1.1 Spectres en énergie dans l'air

Les spectres en énergie des photons contenus dans les PSF de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ et $5 \times 5 \text{ cm}^2$, pour une énergie de 6 MV, sont représentés sur la Figure V.1. Ces PSF s'ajoutent à ceux calculés dans le Chapitre 4 pour les champs de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Les énergies moyennes calculées à partir de ces spectres sont données dans le Tableau V.1 et confirment le fait que l'énergie moyenne des faisceaux de photons augmente donc lorsque la taille de champ diminue.

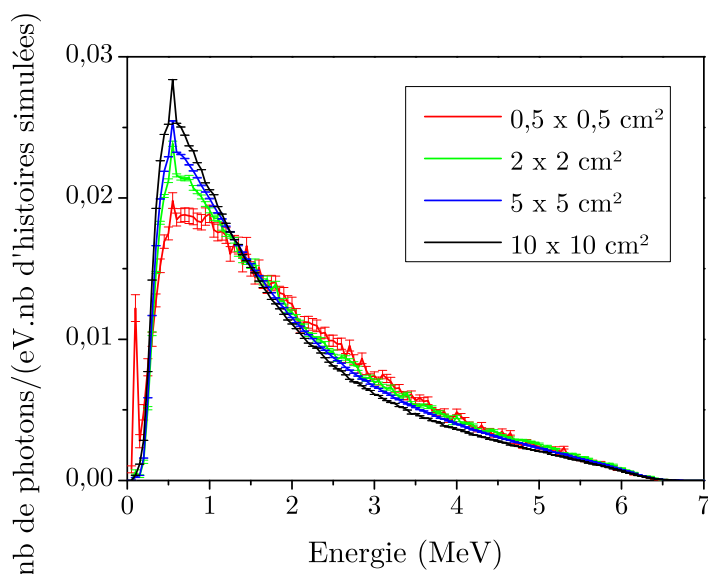


FIGURE V.1 – Spectres en énergie des photons calculés dans l'air, dans un plan à 90 cm de la source pour différentes tailles de champs, pour des faisceaux de 6 MV issus de l'accélérateur Saturne 43. Normalisation des spectres par le nombre total de photons. Pas des spectres : 50 keV.

Taille de champ (cm ²)	Energie moyenne des photons (MeV)
0,5 × 0,5	2,00
2 × 2	1,98
5 × 5	1,91
10 × 10	1,82

Tableau V.1 – Energie moyenne des photons calculée dans l'air à 90 cm de la source de l'accélérateur Saturne 43, pour des faisceaux de photons de 6 MV de différentes tailles de champs.

La Figure V.2 montre la différence entre les spectres des photons de 6 MV et de 12 MV pour le faisceau de 2 × 2 cm². Le Tableau V.2 confirme que l'énergie moyenne du faisceau de photons de 12 MV est supérieure à celle du faisceau de 6 MV.

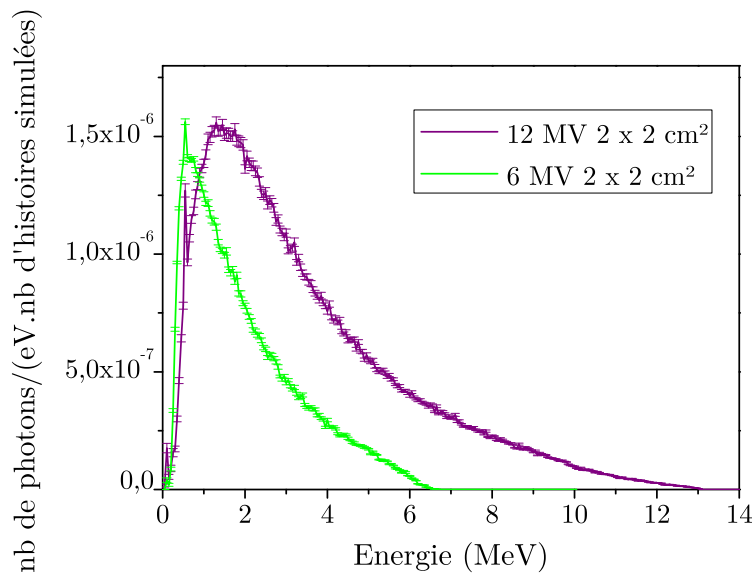


FIGURE V.2 – Spectres en énergie des photons calculés dans l'air à 90 cm de la source de l'accélérateur Saturne 43, pour des faisceaux de photons de 6 MV et de 12 MV, pour un champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Pas des spectres : 50 keV.

Energie du faisceau	Energie moyenne des photons (MeV)
6 MV	1,98
12 MV	3,51

Tableau V.2 – Energie moyenne des photons calculée dans l'air à 90 cm de la source de l'accélérateur Saturne 43, pour des faisceaux de photons de 6 MV et de 12 MV, pour un champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Sur chacun des spectres présentés dans ce paragraphe, on observe un pic à 511 keV dû à l'annihilation des positrons issus de la création de paires. Pour une même taille de champ, ce pic est plus élevé pour le faisceau de 12 MV que pour celui de 6 MV, car la section efficace de création de paires est plus importante à haute énergie. Un second pic apparaît également aux basses énergies (autour de 100 keV), pour les tailles de champs inférieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Ce pic doit correspondre aux raies K du tungstène présent notamment dans les mâchoires.

V.1.2 Spectres en énergie dans l'eau

En mini-faisceaux, le manque d'équilibre électronique latéral est à l'origine d'une modification du spectre en énergie des électrons sur l'axe du faisceau, comme cela a été expliqué dans le Chapitre 1. Pour vérifier ceci avec les PSF enregistrés à la sortie de l'accélérateur

V.1 Création de nouveaux fichiers d'espace des phases (PSF)

Saturne 43, le spectre en énergie des électrons est calculé sur l'axe du mini-faisceau de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, à 5 cm de profondeur dans l'eau. Pour cela, une sphère de 2 mm de diamètre correspondant au diamètre d'une chambre d'ionisation de type PinPoint est créée dans le fichier *.geo*. Cette sphère d'eau est placée sur l'axe du faisceau à 5 cm de profondeur dans une cuve à eau de $20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ et à 100 cm de la source de photons. Le spectre en énergie des électrons qui pénètrent dans cette sphère est comparé à celui obtenu pour le faisceau de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ dans les mêmes conditions. On observe sur la Figure V.3 un décalage du spectre vers les plus hautes énergies pour la plus petite taille de champ. Le Tableau V.3 présente l'énergie moyenne des électrons calculée à partir de ces spectres pour les champs de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ et $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Ces résultats confirment le fait qu'en mini-faisceau il manque sur l'axe du faisceau les électrons ayant un parcours proche du parcours maximal, c'est-à-dire ceux de plus basse énergie, à cause du manque d'équilibre électronique latéral (Figure V.4 du Chapitre 1, rappelée ci-dessous).

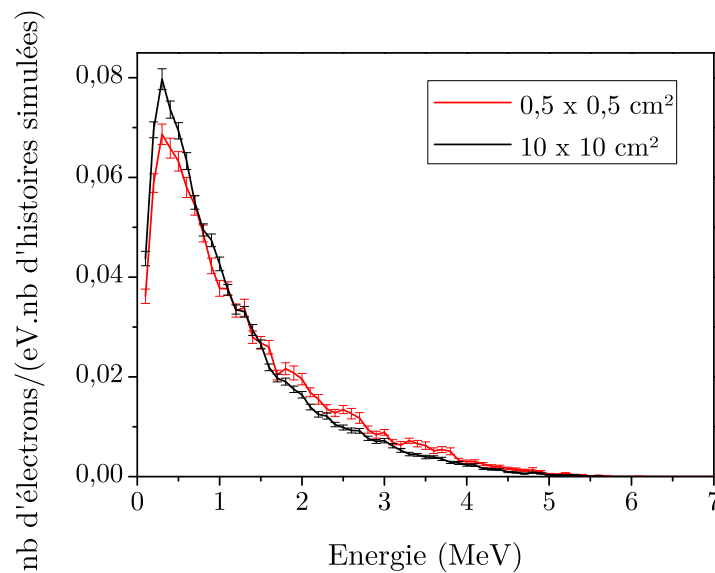


FIGURE V.3 – Spectres en énergie des électrons calculés sur l'axe d'un faisceau de 6 MV pour différentes tailles de champs, à 5 cm de profondeur dans l'eau. Normalisation des spectres par le nombre total de photons. Pas des spectres : 100 keV.

Taille de champ (cm^2)	Energie moyenne des électrons (MeV)
$0,5 \times 0,5$	1,27
10×10	1,13

Tableau V.3 – Energie moyenne des électrons calculée sur l'axe d'un mini-faisceau de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ et d'un champ large de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pour des photons de 6 MV, à 5 cm de profondeur dans l'eau.

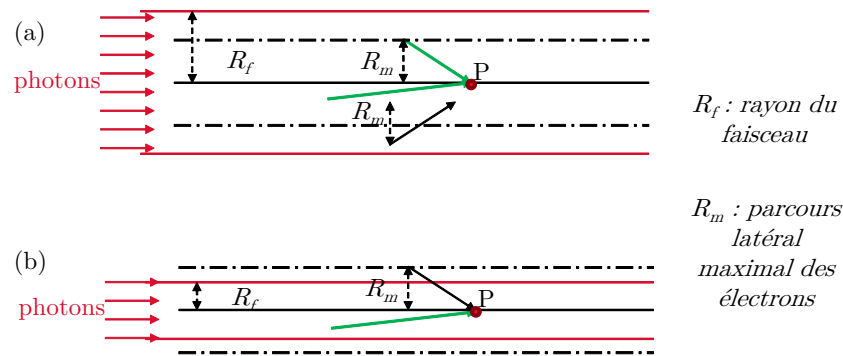


FIGURE V.4 – Schéma de l'équilibre électronique latéral en un point P sur l'axe du faisceau de photons.(a) : Equilibre atteint lorsque $R_f > R_m$. (b) : Manque d'équilibre électronique latéral lorsque $R_f < R_m$; par rapport à la situation (a), il manque en P des électrons issus du cylindre de rayon R_m , ce qui modifie le spectre des électrons au point P.

V.2 Etude des dimensions du diamant

Les premiers prototypes ont été réalisés avec des diamants monocristallins dont les dimensions latérales variaient approximativement de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ à $4 \times 4 \text{ mm}^2$, avec des épaisseurs de 140 à 550 μm . Le volume sensible était défini par des électrodes de diamètre 1 mm, quelles que soient les dimensions du diamant, car l'objectif était d'avoir un petit volume de détection pour la mesure en mini-faisceaux. L'influence des dimensions du diamant en dehors du volume sensible sur les mesures de dose vont être étudiées dans cette partie.

V.2.1 Cas d'une géométrie simple : sphère de diamant

V.2.1.1 Influence de la densité du diamant

Les simulations MC sont utilisées pour étudier l'influence du matériau diamant sur la mesure de dose en mini-faisceaux. Pour cela, une sphère de diamant de différents diamètres, positionnée sur l'axe d'un faisceau de photons de 6 MV, à 5 cm de profondeur dans une cuve à eau et à 100 cm de la source de photons est modélisée. Les FOC sont calculés dans cette sphère pour différentes tailles de champs, à partir des PSF décrits précédemment, en prenant le champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ comme champ de référence.

La Figure V.5 présente les courbes de FOC calculées avec le code PENELOPE pour différents diamètres de sphère : 0,5 mm, 1 mm et 2 mm. Ces FOC sont comparés à ceux obtenus en remplaçant le volume de diamant par de l'eau. Les FOC calculés dans le diamant sont en accord avec les FOC dans l'eau pour des tailles de champs supérieures ou égales à

$2 \times 2 \text{ cm}^2$, quel que soit le diamètre des sphères modélisées. En revanche, pour le mini-faisceau de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, le FOC calculé dans la sphère de diamant devient supérieur au FOC calculé dans la sphère d'eau pour les diamètres de 1 mm et 2 mm, avec un écart d'autant plus important que le diamètre de la sphère augmente. Cependant, le FOC calculé dans la sphère de diamant de 0,5 mm de diamètre est en accord avec le FOC dans l'eau, quelle que soit la taille de champ.

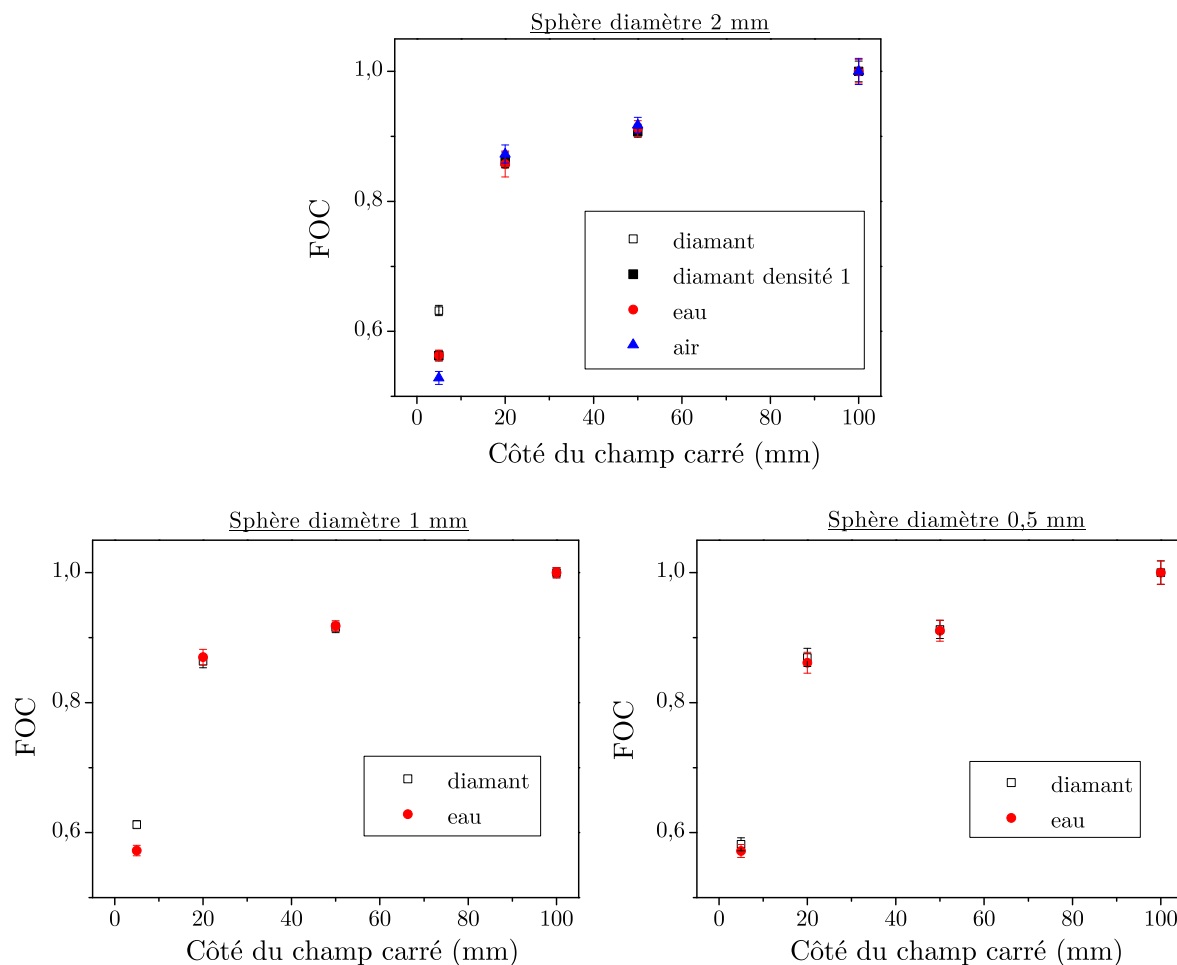


FIGURE V.5 – Courbes de FOC calculées par simulations MC dans des sphères de différents matériaux (diamant, « diamant » avec une densité de 1, eau et air), pour différentes tailles de champs et différents diamètres de sphère.

Dans le cas d'une sphère de 2 mm de diamètre, correspondant au diamètre de la chambre d'ionisation de type PinPoint, la sphère de diamant est également remplacée par de l'air. Les valeurs de FOC calculées dans cette sphère d'air sont présentées sur la Figure V.5 et permettent de montrer que la dose en mini-faisceaux est sous-estimée avec une chambre d'ionisation, notamment à cause de la présence d'air qui augmente le manque d'équilibre électronique latéral. L'effet du large volume de détection de la chambre

d'ionisation sur la mesure de dose en mini-faisceaux n'est pas visible dans cette étude, car le FOC dans l'air est comparé au FOC dans l'eau dans une sphère de même diamètre. Mais cet effet de volume augmenterait l'écart entre le FOC dans la sphère d'air et le FOC dans l'eau en un point que l'on cherche à déterminer.

La sphère de diamant de 2 mm de diamètre est ensuite remplacée par une sphère contenant le même matériau carbone, avec le même potentiel moyen d'ionisation de 87,6 eV, mais présentant une densité de 1 comme l'eau. Les résultats des FOC mesurés dans cette sphère sont également présentés sur la Figure V.5 et montrent un très bon accord avec le FOC calculé dans l'eau pour toutes les tailles de champs. L'augmentation du FOC dans le diamant en mini-faisceaux serait donc due à la densité du matériau différente de celle de l'eau, comme l'ont évoqué Scott et al. [155] dans le cas du silicium des diodes et Fenwick et al. [156] dans le cas du diamant.

En conclusion de cette étude, le FOC calculé dans une sphère de diamant de 0,5 mm de diamètre est en accord avec le FOC calculé dans la sphère d'eau de même diamètre pour toutes les tailles de champs variant de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

V.2.1.2 Théorie de Bragg-Gray appliquée au diamant

Pour les faisceaux de photons de haute énergie, la théorie de Bragg-Gray [157] permet de déterminer la dose dans l'eau à partir de la dose dans l'air mesurée avec une chambre d'ionisation, par l'intermédiaire du rapport des pouvoirs de ralentissement massiques moyens par collisions de l'eau et de l'air :

$$D_{eau} = D_{air} \left(\frac{\overline{S_{col}}}{\rho} \right)_{air}^{eau} \quad (\text{V.1})$$

La condition principale que doit respecter la cavité d'air est qu'elle ne doit pas perturber la fluence des électrons, ni leur distribution en énergie. Cette condition est vérifiée dans le cas d'une petite cavité, lorsque les dimensions de celle-ci sont très petites devant le parcours des électrons dans la cavité.

Pour calculer le rapport des pouvoirs de ralentissement massiques moyens par collisions, on utilise la fluence différentielle en énergie des électrons primaires dans l'eau Φ_E selon l'équation suivante :

$$\left(\frac{\overline{S_{col}}}{\rho} \right)_{air}^{eau} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{eau} dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{air} dE} \quad (\text{V.2})$$

La théorie de Bragg-Gray ignore l'effet des électrons secondaires δ . La théorie de Spencer-Attix est une modification de cette première théorie qui prend en compte cette fois-ci les électrons secondaires [158]. Dans ce cas, le rapport des pouvoirs de ralentissements massiques moyens par collisions est défini par la formule suivante et prendra la

notation de $\left(\frac{\bar{L}_\Delta}{\rho}\right)_{air}^{eau}$:

$$\left(\frac{\bar{L}_\Delta}{\rho}\right)_{air}^{eau} = \frac{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{L_\Delta}{\rho}(E)\right)_{eau} dE + [\Phi_\Delta \left(\frac{S_{col}}{\rho}(\Delta)\right) \Delta]_{eau}}{\int_0^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{L_\Delta}{\rho}(E)\right)_{air} dE + [\Phi_\Delta \left(\frac{S_{col}}{\rho}(\Delta)\right) \Delta]_{air}} \quad (V.3)$$

Dans ce cas, Φ_E est la fluence de tous les électrons, primaires et secondaires. $\frac{L_\Delta}{\rho}$ est le pouvoir de ralentissement massique par collisions restreint, défini comme étant la perte d'énergie par unité de longueur uniquement pour les collisions dans lesquelles le transfert d'énergie est inférieur à une énergie Δ . La valeur de Δ est choisie de manière à ce qu'un électron possédant cette énergie parcourt une distance proche des dimensions de la cavité. Ces valeurs de $\frac{L_\Delta}{\rho}$ sont données dans le rapport ICRU n°37 [159], pour certains matériaux, pour des valeurs de $\Delta = 100$ keV, 10 keV et 1 keV. La théorie de Spencer-Attix s'écrit alors :

$$D_{eau} = D_{air} \left(\frac{\bar{L}_\Delta}{\rho}\right)_{air}^{eau} \quad (V.4)$$

La condition de Bragg-Gray stipulant que la cavité d'air ne doit pas perturber la fluence des électrons est encore nécessaire pour la théorie de Spencer-Attix.

Dans cette étude, nous utilisons la théorie de Spencer-Attix, étant donné que les fichiers de sortie du code PENELOPE nous donnent la fluence en énergie de tous les électrons, primaires et secondaires. Le but de ce travail est de vérifier l'application de cette théorie dans le cas d'une sphère de diamant. Pour cela, les rapports $F_{eau,diam} = \frac{D_{eau}}{D_{diam}}$ sont calculés, avec D_{diam} la dose absorbée dans la sphère de diamant et D_{eau} la dose absorbée dans la sphère d'eau de même diamètre. Ces doses dans l'eau et dans le diamant ont été calculées dans le paragraphe précédent pour différentes tailles de champs et différents diamètres de sphère. Les rapports $F_{eau,diam}$ vont ensuite être comparés à $\left(\frac{\bar{L}_\Delta}{\rho}\right)_{diam}^{eau}$.

Les rapports $F_{eau,diam}$ sont représentés sur la Figure V.6 pour différentes tailles de champs et pour les différents diamètres de sphère étudiés précédemment. Ces résultats sont également indiqués dans le Tableau V.4 et montrent que le rapport $F_{eau,diam}$ est constant avec la taille du faisceau pour des champs supérieurs à 2×2 cm². En dessous de cette taille de champ, la valeur de $F_{eau,diam}$ diminue rapidement avec la taille de champ, et ceci d'autant plus rapidement que le diamètre de la sphère est élevé. Ce résultat est comparable à celui obtenu par Fenwick et al. [156] pour un diamant de géométrie cylindrique, de 0,26 mm d'épaisseur et de 2,3 mm de diamètre. En effet, pour ce diamant placé à 5 cm de profondeur dans l'eau, dans un faisceau de 15 MV, Fenwick et al. [156] ont trouvé $F_{eau,diam}$ de l'ordre de 1,06 pour un champ de $0,5 \times 0,5$ cm² et de 1,15 pour un champ de 10×10 cm².

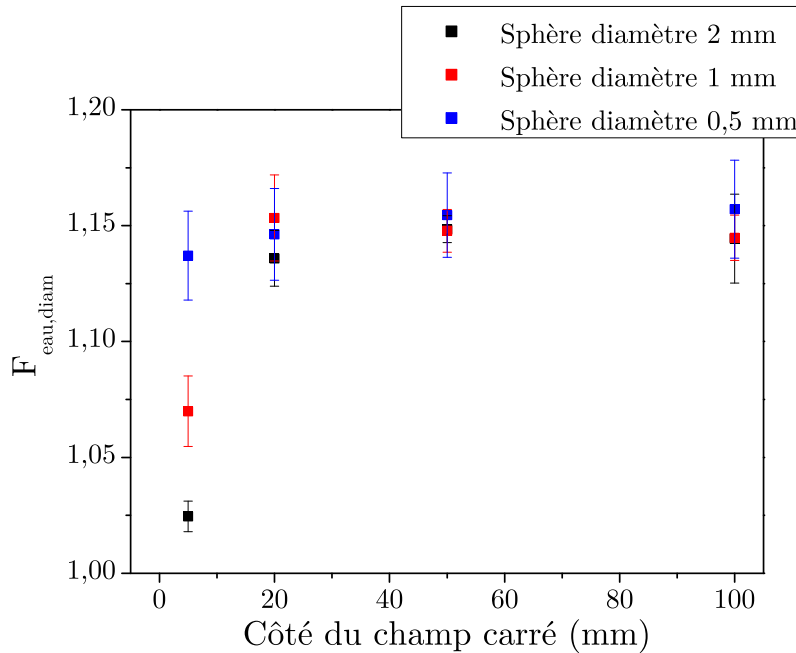


FIGURE V.6 – Rapport $F_{eau,diam} = \frac{D_{eau}}{D_{diam}}$ calculé par MC pour différentes tailles de champs et différents diamètres de sphère.

Taille de champ (cm ²)	$F_{eau,diam} = \frac{D_{eau}}{D_{diam}}$		
	Sphère diamètre 2 mm	Sphère diamètre 1 mm	Sphère diamètre 0,5 mm
0,5 × 0,5	1,025 ± 0,007	1,070 ± 0,015	1,137 ± 0,019
2 × 2	1,136 ± 0,012	1,153 ± 0,019	1,146 ± 0,020
5 × 5	1,149 ± 0,006	1,148 ± 0,009	1,155 ± 0,018
10 × 10	1,144 ± 0,019	1,145 ± 0,010	1,157 ± 0,021

Tableau V.4 – Valeurs du rapport $F_{eau,diam} = \frac{D_{eau}}{D_{diam}}$ calculé par MC pour différentes tailles de champs et différents diamètres de sphère.

Le rapport $\left(\frac{L_{\Delta}}{\rho}\right)_{diam}^{eau}$ de la théorie de Spencer-Attix est ensuite déterminé en appliquant la Formule (V.3). Cette formule nécessite dans un premier temps le calcul des spectres en énergie des électrons traversant la sphère. Ceci est réalisé à l'aide du code PENELOPE. Dans un second temps, il faut également connaître les pouvoirs de ralentissements massiques restreints du diamant et de l'eau. Le rapport ICRU n°37 fournit les valeurs de $\frac{L_{\Delta}}{\rho}$ de différents matériaux pour des valeurs maximales de $\Delta = 100$ keV, ce qui restreint l'étude à la sphère de 0,5 mm de diamètre. En effet, les électrons ayant une énergie de 100 keV ont un parcours dans le diamant de l'ordre de 0,5 mm. Pour les

sphères de 1 mm et 2 mm de diamètre, des valeurs de $\frac{L_{\Delta}}{\rho}$ pour $\Delta = 140$ keV et 215 keV respectivement seraient nécessaires.

Ensuite, le rapport ICRU n°37 ne fournit aucune donnée pour le diamant mais uniquement les valeurs de $\frac{L_{\Delta}}{\rho}$ pour le graphite. La Figure V.7 présente les pouvoirs de ralentissement massiques par collisions des électrons $\frac{S_{col}}{\rho}$ pour le diamant et le graphite, ainsi que les valeurs de $\frac{L_{\Delta}}{\rho}$ pour le graphite issus du rapport ICRU n°37 pour $\Delta = 100$ keV, en fonction de l'énergie des électrons. Ce dernier est différent du pouvoir de ralentissement non restreint du graphite uniquement sur une gamme d'énergie où $\frac{S_{col}}{\rho}$ du diamant et du graphite sont équivalents. Ainsi, les données du rapport ICRU n°37 pour le graphite peuvent être appliquées au matériau diamant pour le calcul de $\frac{L_{\Delta}}{\rho}$ du diamant.

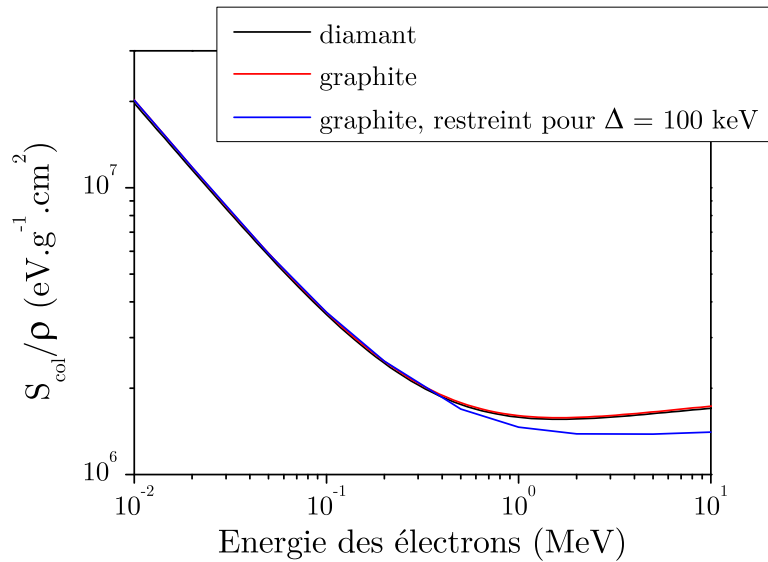


FIGURE V.7 – Comparaison des pouvoirs de ralentissement massiques par collisions des électrons pour le diamant et le graphite (données du code PENELOPE), ainsi que les valeurs de $\frac{L_{\Delta}}{\rho}$ pour le graphite issues du rapport ICRU n°37 pour $\Delta = 100$ keV.

Le Tableau V.5 présente les valeurs de $\left(\frac{\bar{L}_{\Delta}}{\rho}\right)_{diam}^{eau}$ et de $F_{eau,diam}$ calculées par MC pour différentes tailles de champs, dans le cas de la sphère de 0,5 mm de diamètre. Ce tableau permet de montrer que la théorie de Spencer-Attix est valable pour cette petite sphère de diamant aux incertitudes statistiques près, pour les tailles de champs variant de $0,5 \times 0,5$ cm² à 10×10 cm².

Taille de champ (cm ²)	$\left(\frac{\bar{L}_\Delta}{\rho}\right)_{\text{diam}}^{\text{eau}}$	$F_{\text{eau,diam}} = \frac{D_{\text{eau}}}{D_{\text{diam}}}$
0,5 × 0,5	1,157	1,137 ± 0,019
2 × 2	1,156	1,146 ± 0,020
5 × 5	1,156	1,155 ± 0,018
10 × 10	1,155	1,157 ± 0,021

Tableau V.5 – Vérification de la théorie de Spencer-Attix dans le cas d’une sphère de diamant de 0,5 mm de diamètre, pour différentes tailles de champs, à l’aide des simulations MC.

Fenwick et al. [156] ont observé avec un diamant de 0,26 mm d’épaisseur et de 2,3 mm de diamètre, un écart à cette théorie de Spencer-Attix dans le cas des mini-faisceaux. Ils ont alors modifié cette théorie pour les conditions de manque d’équilibre électronique latéral. Pour cela, ils ont introduit des facteurs correctifs F_p et F_{fl} pour prendre en compte respectivement l’effet de la densité et la différence de fluence des électrons dans la sphère de diamant et la sphère d’eau. La théorie de la cavité s’écrit alors de la manière suivante :

$$\frac{D_{\text{eau}}}{D_{\text{air}}} = P_p \cdot P_{fl} \cdot \left(\frac{\bar{L}_\Delta}{\rho}\right)_{\text{air}}^{\text{eau}} \quad (\text{V.5})$$

Ces facteurs évalués par MC sont proches de 1 pour des tailles de champs supérieures à 2 × 2 cm², d’après le travail de Fenwick et al. [156] ; on retrouve alors la théorie de Spencer-Attix. Dans le cas du diamant, P_{fl} reste proche de 1 pour les tailles de champs inférieures à 2 × 2 cm², alors que P_p peut atteindre une valeur proche de 0,90 pour un champ de 0,5 × 0,5 cm² dans le cas de la géométrie du diamant modélisée par ces auteurs (cylindre de 0,26 mm d’épaisseur et de 2,3 mm de diamètre). Pour obtenir une valeur de P_p proche de 1, Fenwick et al. indiquent qu’il faut diminuer les dimensions du diamant. Dans notre étude, le volume du diamant est diminuée par rapport à celui de leur travail, ce qui permet d’avoir une influence de la densité du diamant sur la dose plus faible et donc cela permet de vérifier la théorie de Spencer-Attix.

Ces résultats montrent également que le rapport $\left(\frac{\bar{L}_\Delta}{\rho}\right)_{\text{diam}}^{\text{eau}}$ ne varie pratiquement pas avec la taille de champ, comme l’ont montré Fenwick et al. [156]. Ainsi, l’approximation faite dans les protocoles de dosimétrie, qui consiste à ne pas prendre en compte ces rapports pour les mesures de FOC (paragraphe 1.4.3.1 du Chapitre 1), peut être appliquée avec le dosimètre diamant à condition de vérifier la théorie de Spencer-Attix pour toutes les tailles de champs et donc de présenter un petit volume de détection.

V.2.2 Etude de la géométrie réelle du diamant

Les paragraphes précédents ont montré qu'une sphère de diamant de 0,5 mm de diamètre permettait à la fois de ne pas surestimer le FOC en mini-faisceaux et de ne pas s'éloigner de la théorie de la cavité. Cependant, le volume réel n'est pas défini par une sphère. Une étude à partir des simulations MC est donc réalisée pour déterminer l'influence des dimensions réelles du diamant sur les mesures de FOC, de distributions de dose et sur la dépendance en énergie de la réponse du détecteur. La dépendance de la réponse avec le débit de dose n'est pas étudiée dans cette partie, étant donné que les simulations MC ne permettent pas d'accéder à cette information.

Dans cette partie, les dimensions latérales et l'épaisseur du diamant sont modifiées mais les dimensions des électrodes qui délimitent le volume sensible sont toujours de 1 mm de côté comme le recommande DIADOMI. Pour les simulations MC, l'orientation du diamant dans le faisceau est celle choisie dans le Chapitre 4, c'est-à-dire verticale avec son épaisseur orientée dans la direction x . De plus, seule la géométrie du diamant est modélisée dans cette partie, aucun autre élément du dosimètre n'est pris en compte dans ces simulations.

V.2.2.1 Influence sur la mesure de FOC en mini-faisceaux

La dose absorbée dans le volume sensible du diamant est calculée par simulations MC pour différentes dimensions latérales (de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ à $4 \times 4 \text{ mm}^2$) et différentes épaisseurs de diamant (de $150 \mu\text{m}$ à $550 \mu\text{m}$). Une épaisseur minimale de $150 \mu\text{m}$ est choisie pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant.

Ces calculs MC sont réalisés pour chaque PSF décrit au début de ce chapitre, dans le but de déterminer les FOC en prenant le champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ comme champ de référence. Pour cette étude, le centre du volume sensible est placé à 5 cm de profondeur dans une cuve à eau et à 100 cm de la source. Les électrodes délimitant le volume sensible sont circulaires avec un diamètre de 1 mm pour les diamants de dimensions supérieures ou égales à $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Cette géométrie correspond aux premiers prototypes SCDDo. En revanche, pour les diamants présentant des dimensions latérales de $1 \times 1 \text{ mm}^2$, les électrodes sont modélisées avec une géométrie carrée de 1 mm de côté. Ceci permet de garder pour les mesures un petit volume de détection, qui est dans ce cas égal au volume du diamant. Cette géométrie d'électrodes est également choisie car pour les mesures, le procédé de dépôt d'électrodes sur toute la surface du diamant est plus simple ; il ne nécessite plus d'étape de photolithographie plus coûteuse en temps.

La Figure V.8 et le Tableau V.6 présentent les résultats des FOC calculés pour ces différentes géométries de diamant, en comparaison du FOC calculé dans un voxel d'eau de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$. Pour les tailles de champs supérieures ou égales à $2 \times 2 \text{ cm}^2$, le FOC calculé dans le diamant est en accord avec celui calculé dans l'eau, quelles que soient

les dimensions du diamant. En revanche, pour le plus petit champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, le FOC calculé dans le diamant est en accord avec celui calculé dans l'eau seulement pour les diamants de dimensions latérales $1 \times 1 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur inférieure à $300 \mu\text{m}$. Plus l'épaisseur et les dimensions latérales du diamant augmentent, plus le FOC calculé dans le diamant est surestimé pour le champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ avec un écart maximal de 10,9 % pour le diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$.

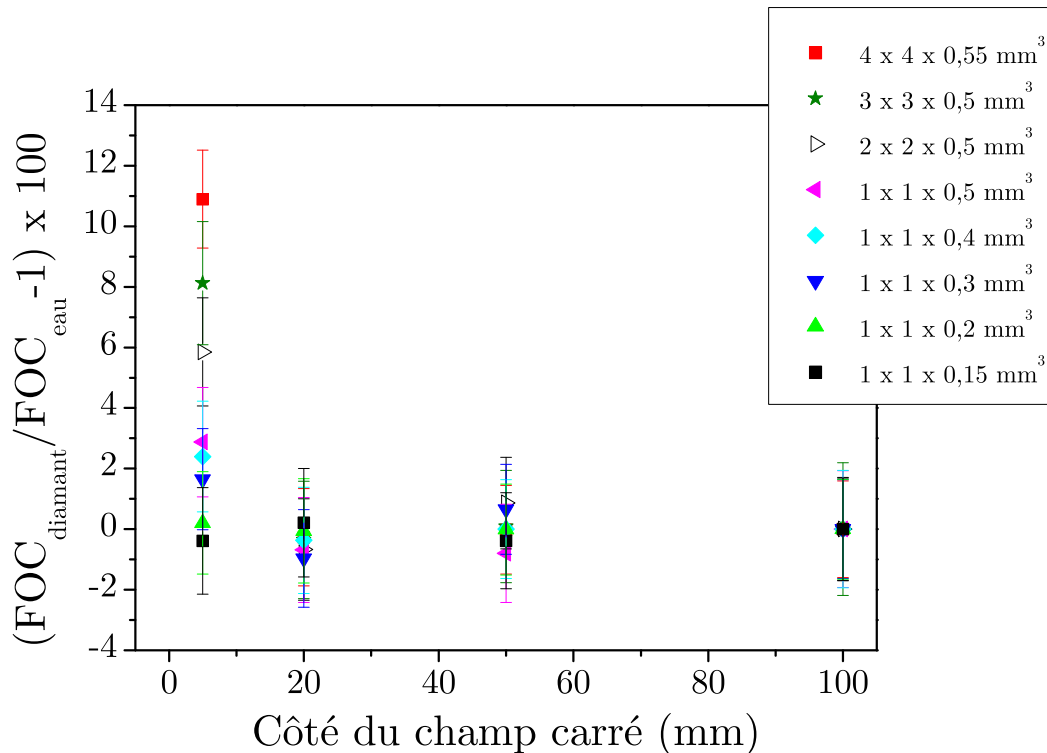


FIGURE V.8 – FOC calculés par simulations MC pour différentes géométries de diamant. Le volume sensible dans lequel est calculée la dose est délimité par des électrodes circulaires de 1 mm de diamètre pour les diamants avec des dimensions latérales supérieures ou égales à $2 \times 2 \text{ mm}^2$, et des électrodes carrées de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ pour les diamants de dimensions latérales $1 \times 1 \text{ mm}^2$.

V.2 Etude des dimensions du diamant

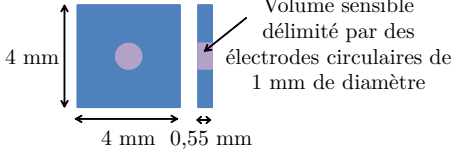
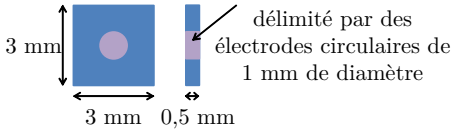
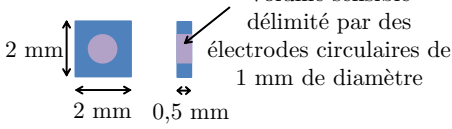
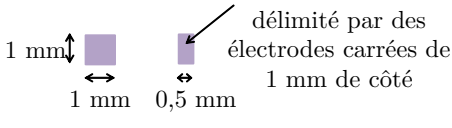
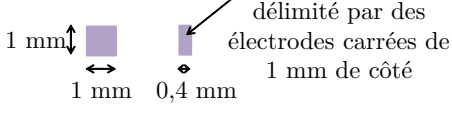
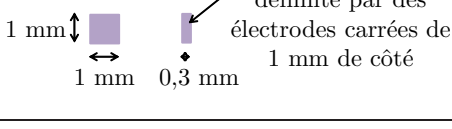
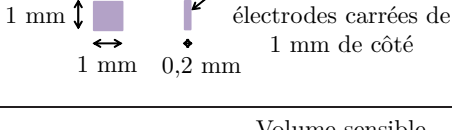
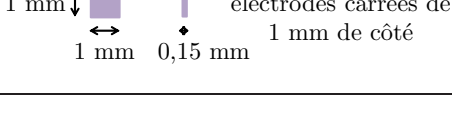
Géométrie	FOC			
	$0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$	$2 \times 2 \text{ cm}^2$	$5 \times 5 \text{ cm}^2$	$10 \times 10 \text{ cm}^2$
 <p>4 mm 4 mm 0,55 mm Volume sensible délimité par des électrodes circulaires de 1 mm de diamètre</p>	$0,652 \pm 0,006$	$0,859 \pm 0,008$	$0,916 \pm 0,008$	$1 \pm 0,009$
 <p>3 mm 3 mm 0,5 mm Volume sensible délimité par des électrodes circulaires de 1 mm de diamètre</p>	$0,636 \pm 0,010$	$0,858 \pm 0,013$	$0,917 \pm 0,013$	$1 \pm 0,017$
 <p>2 mm 2 mm 0,5 mm Volume sensible délimité par des électrodes circulaires de 1 mm de diamètre</p>	$0,623 \pm 0,007$	$0,856 \pm 0,009$	$0,924 \pm 0,008$	$1 \pm 0,011$
 <p>1 mm 1 mm 0,5 mm Volume sensible délimité par des électrodes carrées de 1 mm de côté</p>	$0,605 \pm 0,007$	$0,856 \pm 0,010$	$0,909 \pm 0,010$	$1 \pm 0,014$
 <p>1 mm 1 mm 0,4 mm Volume sensible délimité par des électrodes carrées de 1 mm de côté</p>	$0,602 \pm 0,007$	$0,858 \pm 0,010$	$0,916 \pm 0,010$	$1 \pm 0,014$
 <p>1 mm 1 mm 0,3 mm Volume sensible délimité par des électrodes carrées de 1 mm de côté</p>	$0,598 \pm 0,006$	$0,853 \pm 0,009$	$0,922 \pm 0,008$	$1 \pm 0,010$
 <p>1 mm 1 mm 0,2 mm Volume sensible délimité par des électrodes carrées de 1 mm de côté</p>	$0,589 \pm 0,006$	$0,861 \pm 0,010$	$0,916 \pm 0,008$	$1 \pm 0,010$
 <p>1 mm 1 mm 0,15 mm Volume sensible délimité par des électrodes carrées de 1 mm de côté</p>	$0,586 \pm 0,007$	$0,863 \pm 0,011$	$0,912 \pm 0,010$	$1 \pm 0,011$
Voxel d'eau de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$	$0,588 \pm 0,008$	$0,861 \pm 0,011$	$0,916 \pm 0,011$	$1 \pm 0,013$

Tableau V.6 – FOC calculés par simulations MC dans le volume sensible du diamant, pour différentes géométries de diamant, en comparaison des FOC calculés dans un voxel d'eau de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$.

Ces résultats de simulations sont ensuite vérifiés expérimentalement, avec les deux dosimètres suivants :

- le dosimètre SCDDo-L présenté dans le Chapitre 4 et réalisé à partir d'un diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et des électrodes circulaires en aluminium de 1 mm de diamètre et 100 nm d'épaisseur ;
- un nouveau détecteur nommé SCDDo-K, monté avec un diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$ sur lequel sont déposées des électrodes en aluminium de 100 nm d'épaisseur et recouvrant totalement la surface du diamant.

Les mesures de FOC sont effectuées avec ces deux détecteurs sur l'accélérateur Varian muni du mMLC de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière et sur le CyberKnife de Nancy. Pour ces mesures, le diamant est positionné verticalement dans le faisceau comme pour les simulations MC, avec son épaisseur orientée dans la direction x définie dans le Chapitre 4. Les conditions de mesures de FOC sur ces deux machines sont les mêmes que celles décrites dans le chapitre précédent. Pour les mesures réalisées sur l'accélérateur Varian, le détecteur est placé à 5 cm de profondeur dans l'eau et à DSP 100 cm. Le champ de référence est le champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Pour les mesures réalisées sur le CyberKnife, le détecteur est placé à 1,5 cm de profondeur et à DSP 78,5 cm. Le champ de référence est celui de 60 mm de diamètre. Le FOC est déterminé à partir de 5 mesures de charge par taille de champ.

La Figure V.9 présente les FOC mesurés avec ces deux dosimètres diamant en comparaison des FOC de référence obtenus avec les μLiF . Ces résultats confirment le fait que, pour les tailles de champs inférieures à 2 cm de côté ou de diamètre, les FOC mesurés avec un diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$, présentant des électrodes de 1 mm de diamètre, sont fortement surestimés par rapport aux μLiF . Cette surestimation est beaucoup plus faible pour le diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$, mais elle n'est pas nulle contrairement à ce qui était annoncé avec les résultats de simulations MC précédents. Cependant, les simulations ont été réalisées en considérant uniquement la géométrie du diamant et aucun autre élément du dosimètre. D'autres paramètres sont à prendre en compte comme nous le verrons dans le paragraphe V.3.

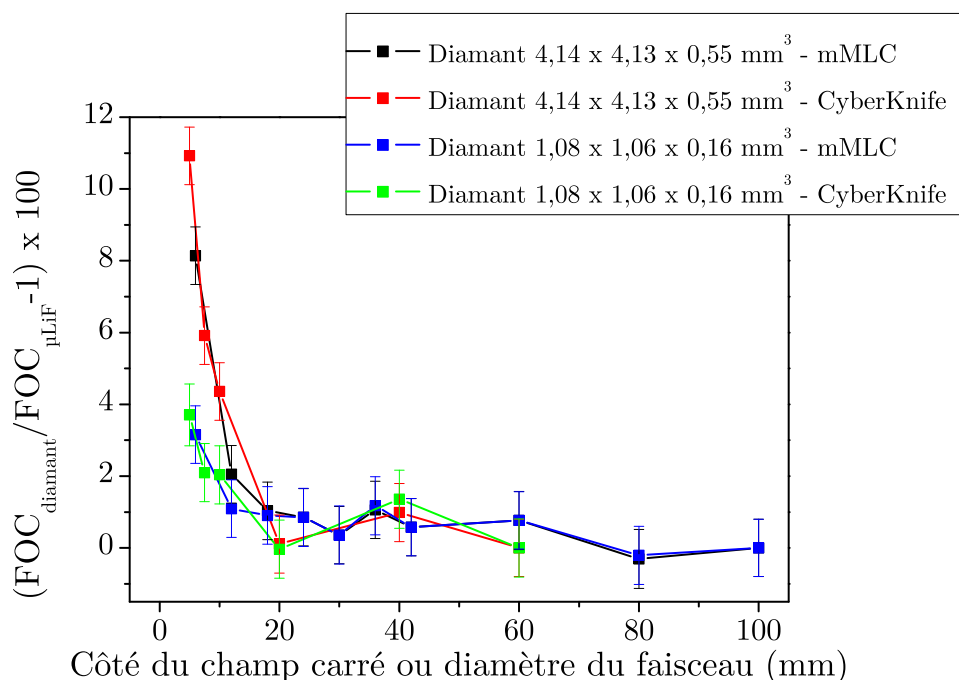


FIGURE V.9 – Ecart entre les valeurs de FOC mesurées avec SCDDo-L (diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$) et SCDDo-K ($1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$) par rapport aux FOC de référence obtenus avec les μLiF . Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC et sur le CyberKnife.

La suite de l'étude de l'influence des dimensions du diamant sur la dose absorbée sera réalisée sur les deux géométries suivantes, pour lesquelles les écarts entre les valeurs de FOC sont les plus importants :

- un large diamant d'environ $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$, avec des contacts circulaires de 1 mm de diamètre définissant le volume sensible ;
- un petit diamant d'environ $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, avec des contacts carrés de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ tel que le volume sensible est égal au volume du diamant.

V.2.2.2 Influence sur la mesure de profil de dose

Dans ce paragraphe, les profils de dose sont calculés par simulations MC dans le champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, pour les diamants de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ placés à 5 cm de profondeur dans une cuve à eau et à 100 cm de la source de photons. Les diamants sont toujours orientés verticalement dans le faisceau, avec leur épaisseur dans la direction x . Ces profils déterminés selon l'axe x et normalisés à 100 % sur l'axe du faisceau sont comparés à celui calculé en remplaçant le diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ par de l'eau. La Figure V.10 présente les différentes géométries modélisées de cette étude. Les résultats de ces simulations MC sont représentés sur la Figure V.11. D'après cette figure, la dose dans le diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ est sous-estimée en bordure de champ et la zone de pénombre est plus étroite, tandis que le profil de dose pour le diamant

de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ est en accord avec celui calculé dans l'eau. Pour vérifier que cela n'est pas dû aux dimensions du volume sensible plus élevées pour le diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ du fait de son épaisseur, le profil de dose est également calculé dans un volume d'eau équivalent au volume sensible du diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ m}^3$ (Figure V.10.(d)). Ce dernier profil de dose, présenté également sur la Figure V.11, est en effet en bon accord avec celui calculé dans le voxel d'eau de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$. Ainsi, la diminution des zones de pénombres avec le diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ est due au volume de diamant présent en dehors du volume sensible.

Ces résultats de simulations MC sont également vérifiés expérimentalement, en comparant les profils de dose mesurés avec le dosimètre SCDDo-K (diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$ et électrodes pleine face) et ceux obtenus avec le dosimètre SCDDo-L (diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et électrodes de 1 mm de diamètre). Pour ces mesures, le diamant est positionné verticalement dans le faisceau comme pour les simulations MC, avec son épaisseur dans la direction x . Les conditions de mesures des profils sont identiques à celles décrites dans le Chapitre 4 : mesures à 1,5 cm de profondeur et DSP 78,5 cm sur le CyberKnife, et à 10 cm de profondeur et DSP 100 cm pour l'accélérateur Varian équipé du mMLC. Les résultats sont présentés sur la Figure V.12 pour les plus petits champs de chaque machine et confirment le fait que les pénombres sont plus étroites avec le large diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$. D'après l'étude MC ci-dessus, ces profils de dose plus étroits ne correspondent pas aux profils dans l'eau que l'on cherche à déterminer.

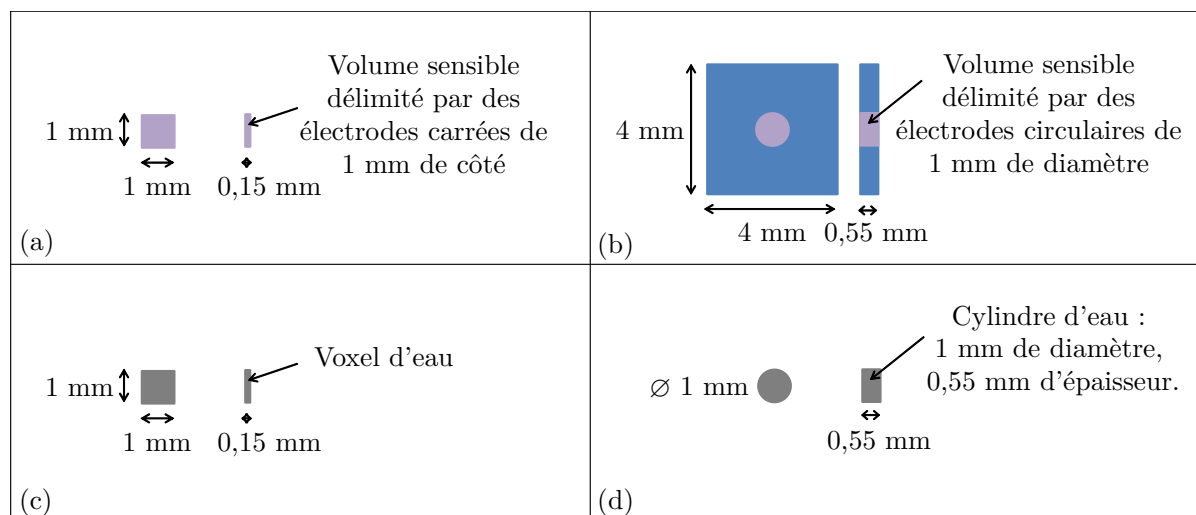


FIGURE V.10 – Différentes géométries pour le calcul du profil de dose, dans un mini-faisceau de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$. (a) : Diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, volume sensible équivalent au volume du diamant. (b) : Diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$, volume sensible cylindrique de 1 mm de diamètre et 0,55 mm d'épaisseur. (c) Volume d'eau équivalent au volume sensible du diamant (a). (d) Volume d'eau équivalent au volume sensible du diamant (b).

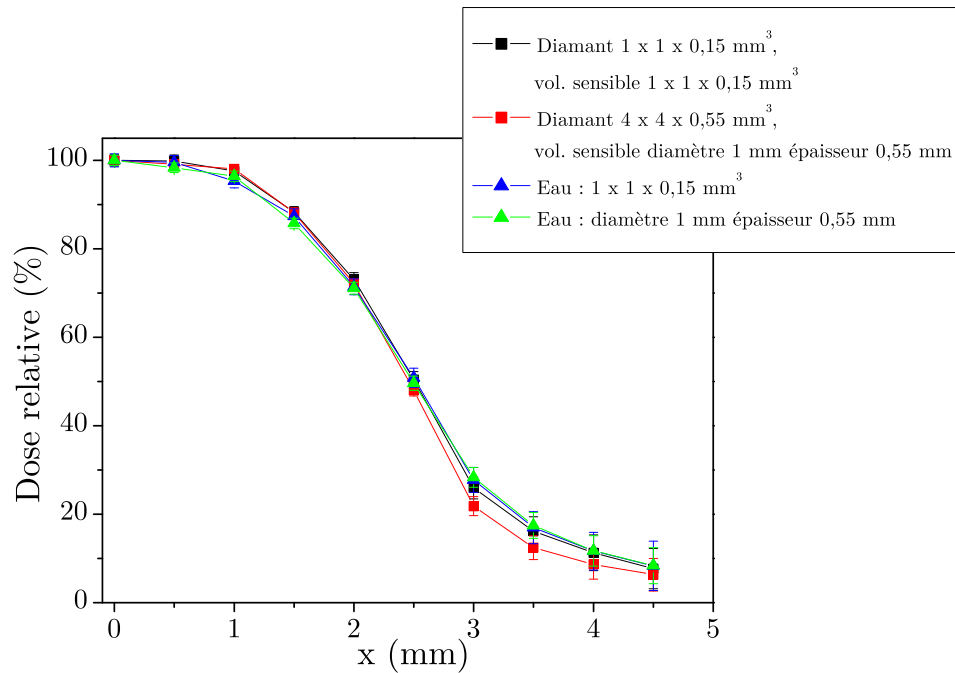


FIGURE V.11 – Profils de dose calculés par simulations MC pour le champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, pour des diamants de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, en comparaison des profils calculés dans un volume d'eau de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ ou de diamètre 1 mm et d'épaisseur 0,55 mm. Profils calculés selon x , direction selon laquelle est orientée l'épaisseur des diamants ou des volumes d'eau. Le centre de chaque volume sensible est placé à 5 cm de profondeur dans l'eau, DSP 95 cm.

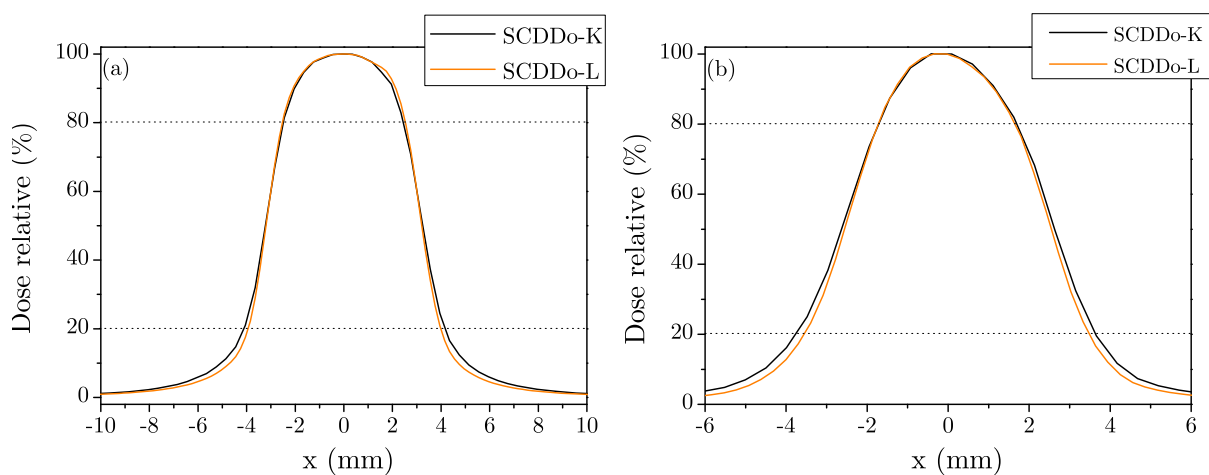


FIGURE V.12 – Profils de dose mesurés avec un diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$ (SCDDo-L) et un diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$ (SCDDo-K), pour le champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (a) et pour le champ de 5 mm de diamètre sur le CyberKnife (b). Profils mesurés selon x , direction selon laquelle est orientée l'épaisseur des diamants.

V.2.2.3 Influence sur la mesure de dose en profondeur

Les simulations Monte Carlo sont utilisées dans ce paragraphe pour calculer les doses absorbées dans le volume sensible d'un diamant placé à 10 cm de profondeur (D_{10}) et à 20 cm de profondeur (D_{20}) dans la cuve à eau, DSP 95 cm. Le rapport $\frac{D_{20}}{D_{10}}$ est ensuite calculé pour les diamants de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, puis comparé à celui calculé en remplaçant le diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ par de l'eau. Les géométries modélisées correspondent aux cas (a), (b) et (c) de la Figure V.10 précédente.

Le Tableau V.7 présente les résultats de ces simulations Monte Carlo pour le mini-faisceau de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$. Il permet de montrer qu'il n'y a pas de différence de rapport $\frac{D_{20}}{D_{10}}$ entre les différentes géométries de diamant et l'eau, aux incertitudes statistiques près. Ces résultats montrent que la géométrie du diamant n'a pas d'influence sur la mesure de rendement en profondeur, mais ceci n'est vrai que si la géométrie du diamant n'a pas non plus d'effet sur la dépendance de la réponse du détecteur avec le débit de dose. Cette dépendance avec le débit de dose n'est pas prise en compte dans les calculs MC, car il s'agit d'un phénomène physique indépendant des interactions rayonnement-matière. Nous étudierons par la suite l'effet de la géométrie du diamant sur la dépendance avec le débit de dose et donc sur les rendements en profondeur, grâce à différentes mesures.

Géométrie	$\frac{D_{20}}{D_{10}}$
Diamant $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$	$0,526 \pm 0,010$
Diamant $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$	$0,524 \pm 0,010$
Voxel d'eau $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$	$0,534 \pm 0,011$

Tableau V.7 – Comparaison des rapports $\frac{D_{20}}{D_{10}}$ calculés pour les diamants de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, dans un mini-faisceau de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$, pour des faisceaux de photons de 6 MV.

V.2.2.4 Influence sur la dépendance en énergie

Dans ce paragraphe, les simulations MC permettent de calculer la dose dans le volume sensible des diamants de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, pour différentes énergies de photons. Ces calculs sont réalisés à partir des PSF générés pour des faisceaux de 6 MV et 12 MV, dans un champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Pour cela, les diamants sont placés à 5 cm de profondeur dans la cuve à eau et à 100 cm de la source de photons. Les mêmes simulations sont réalisées en remplaçant le volume de diamant par de l'eau. Les géométries modélisées correspondent là encore aux cas (a), (b) et (c) de la Figure V.10 précédente.

Le rapport de la dose dans le diamant D_{diam} et de la dose dans l'eau D_{eau} est calculé pour les deux énergies de photons et ne varie pas entre le faisceau de 6 MV et celui de 12 MV, comme cela est indiqué dans le Tableau V.8. Cela montre que les dimensions du

diamant n'ont pas d'influence sur la dépendance en énergie entre un faisceau de 6 MV et un faisceau de 12 MV.

Géométrie	$\left(\frac{(D_{\text{diam}})/(D_{\text{eau}})(6\text{MV})}{(D_{\text{diam}})/(D_{\text{eau}})(12\text{MV})} - 1 \right) 100$
Diamant $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$	$0,24 \pm 0,88$
Diamant $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$	$0,87 \pm 1,15$

Tableau V.8 – Comparaison des rapports $\frac{D_{\text{diam}}}{D_{\text{eau}}}$ calculés pour les faisceaux de 6 MV et de 12 MV, dans le cas d'un diamant de $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$ et $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, dans un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

En conclusion de cette partie, les simulations et les résultats de mesures montrent que les dimensions du diamant influencent la dose absorbée en mini-faisceaux. Malgré le fait que le volume sensible soit délimité par des électrodes de petites dimensions inférieures au mm^2 , les premiers prototypes ont montré des valeurs élevées du FOC en mini-faisceaux, ainsi que des pénombres étroites dans les mesures de profils de dose. Les simulations Monte Carlo ont montré que cela était dû à la présence du volume de diamant situé à l'extérieur du volume sensible et notamment à la densité de ce matériau qui modifierait les interactions rayonnement-matière dans les mini-faisceaux. Il a également été montré par simulations MC que les dimensions du diamant n'ont cependant aucun effet sur les mesures de dose en profondeur, si l'on ne prend pas en compte la dépendance avec le débit de dose. Enfin, la géométrie du diamant n'a également aucun effet sur la dépendance de la réponse du détecteur avec l'énergie entre un faisceau de 6 MV et de 12 MV.

D'après cette étude, les nouveaux prototypes doivent être réalisés à partir d'échantillons de diamants monocristallins présentant des dimensions de l'ordre de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, de manière à diminuer l'effet de la densité du matériau, tout en gardant un volume sensible suffisant pour un rapport signal sur bruit répondant au cahier des charges de DIADOMI.

V.3 Etude des dimensions de l'encapsulation

L'influence de la densité du diamant sur la dose absorbée dans le volume sensible a été mise en avant dans la partie précédente pour les mini-faisceaux de dimensions inférieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$. L'influence des matériaux qui constituent le détecteur a été étudiée uniquement dans un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ dans le Chapitre 4, mais il apparaît indispensable de regarder à présent l'influence de l'encapsulation complète du détecteur pour les tailles de champs inférieures, pour lesquelles la densité du PBnMA pourrait entraîner des erreurs sur les mesures de dose.

Dans cette partie, la géométrie complète du détecteur est modélisée pour les simulations MC avec le code PENELOPE. Cependant, les éléments placés à plus de 2 cm

du diamant telles que les soudures et le câble triaxial et qui n'ont pas d'influence sur la dose dans le diamant d'après l'étude présentée dans le Chapitre 4, ne sont pas pris en compte de manière à réduire les temps de calculs [160]. Le modèle du dosimètre diamant est placé verticalement dans la cuve à eau, avec le centre du volume sensible situé à 5 cm de profondeur dans l'eau et à 100 cm de la source de photons. On définit H la hauteur de PBnMA et d le diamètre de l'encapsulation comme cela est décrit sur la Figure V.13.

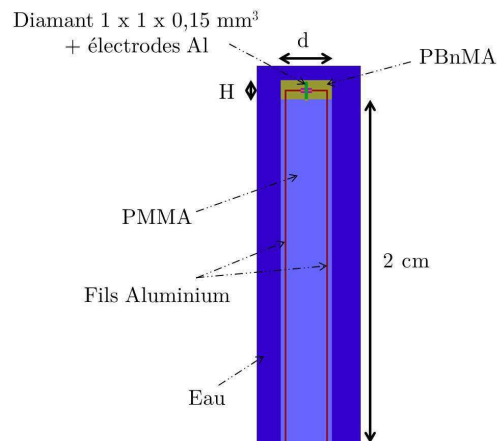


FIGURE V.13 – Géométrie du dosimètre diamant pour étudier par simulations MC l'influence de l'encapsulation sur la dose absorbée dans le diamant.

V.3.1 Influence sur la mesure de FOC

Cette étude est réalisée avec un diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ qui, d'après les résultats de simulations MC précédentes, permet d'obtenir des valeurs de FOC équivalentes à celles dans l'eau, lorsqu'il n'est pas encapsulé. Les FOC sont désormais calculés pour ce dosimètre complet avec différentes hauteurs H de PBnMA et différents diamètres d d'encapsulation, à partir des PSF générés en sortie de l'accélérateur Saturne 43 pour des faisceaux de photons de 6 MV.

Les valeurs de H varient de 1,1 mm à 7 mm, la valeur de 1,1 mm étant la hauteur minimale de PBnMA permettant d'encapsuler entièrement le diamant de 1 mm de côté. En effet, pour ces dimensions de diamant, celui-ci est placé verticalement comme les autres diamants, mais il n'est pas positionné dans la fente du support en PMMA pour des raisons pratiques. Il faut donc une hauteur de PBnMA équivalente à la hauteur du diamant soit environ 1,1 mm pour couvrir entièrement le diamant.

Le diamètre d est au départ fixé à une valeur de 6 mm, permettant de réaliser le montage facilement. Cependant, le calcul est également réalisé pour un diamètre de 3 mm. La Figure V.14 présente les différentes géométries modélisées dans cette étude.

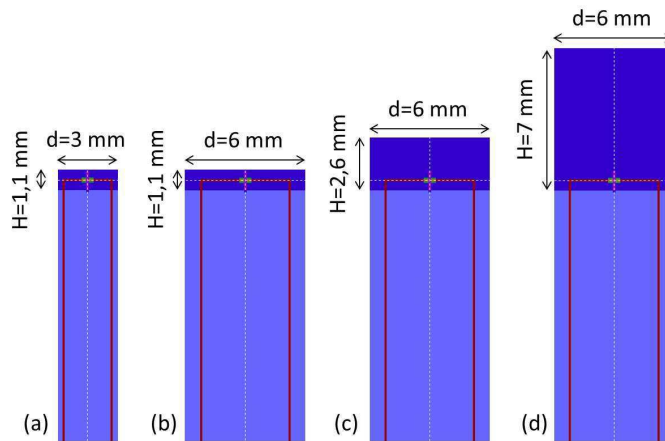


FIGURE V.14 – Différentes géométries du dosimètre diamant modélisées pour l'étude de l'influence de l'encapsulation sur la dose absorbée dans le diamant.

La Figure V.15 présente l'écart entre le FOC calculé dans le diamant et le FOC calculé dans un voxel d'eau de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, pour les différentes géométries d'encapsulation testées. Ces résultats montrent que l'encapsulation entraîne une surestimation du FOC uniquement pour le champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$. Cette surestimation est de l'ordre de 3 % pour un diamètre d'encapsulation de 6 mm et une hauteur minimale de PBnMA de 1,1 mm. L'écart entre le FOC calculé dans le diamant et le FOC dans l'eau pour le champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ devient inférieur à 2 % pour une encapsulation en PBnMA avec un diamètre de 3 mm et une hauteur de 1,1 mm.

Ces résultats de simulations MC sont ensuite vérifiés expérimentalement avec le dosimètre SCDDo-K, présentant une hauteur de PBnMA proche de 1,1 mm puis une hauteur proche de 7 mm, avec toujours un diamètre d'encapsulation de 6 mm. Le montage est le même entre ces deux géométries d'encapsulation qui ont été testées, seule la hauteur de PBnMA est modifiée. Les mesures de FOC sont réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC dans un faisceau de photons de 6 MV. Les conditions de mesures de ces FOC sont les mêmes que précédemment : mesures à 10 cm de profondeur dans l'eau, DSP 100 cm. La Figure V.16 présente les résultats de ces mesures par rapport aux μLiF , indiquant qu'il y a une augmentation du FOC obtenu avec ces deux dosimètres pour le plus petit champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Cette augmentation est plus importante pour le dosimètre présentant la hauteur d'encapsulation de 7 mm, comme l'ont montré les résultats de simulations MC.

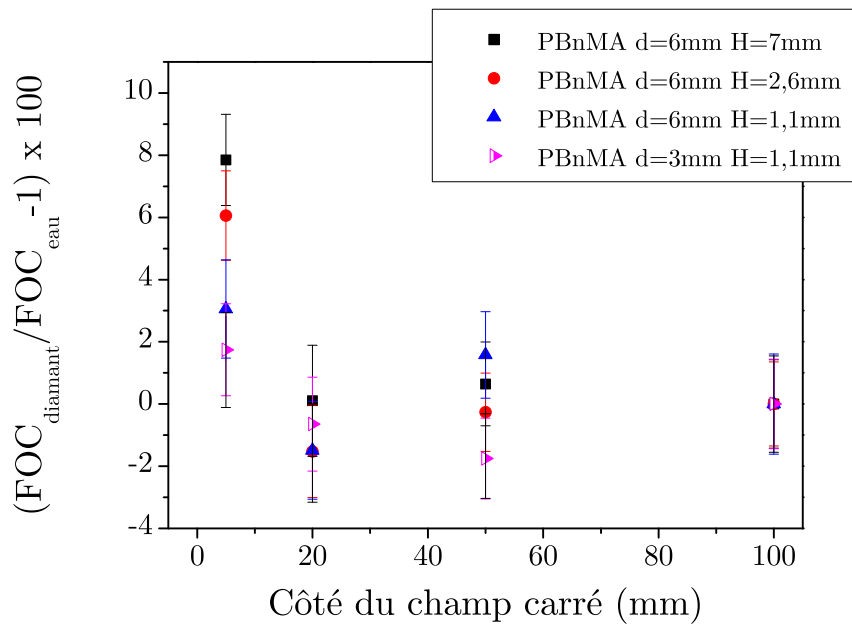


FIGURE V.15 – FOC calculés par simulations MC dans un diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ encapsulé en dosimètre, pour différentes hauteurs H de PBnMA et différents diamètres d d'encapsulation, en comparaison des FOC calculés dans l'eau.

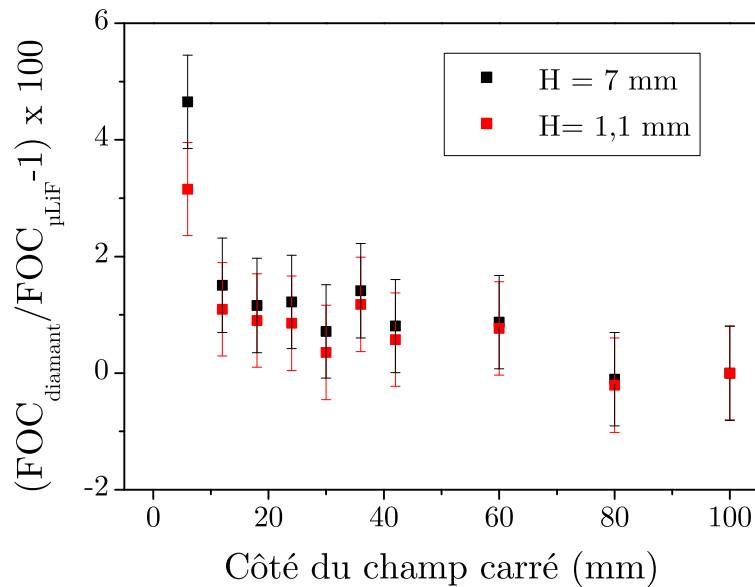


FIGURE V.16 – Ecart entre les FOC mesurés avec le dosimètre SCDDo-K (diamant $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$) présentant une hauteur de PBnMA de 7 mm et 1,1 mm, avec un diamètre d'encapsulation de 6 mm, par rapport aux mesures de référence réalisées avec les μLiF . Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC.

Pour la suite de l'étude, le diamètre de l'encapsulation sera toujours de 6 mm, car seul ce diamètre a pu être testé au cours de cette thèse, d'une part à cause des contraintes technologiques rencontrées au cours du montage et d'autre part à cause de contraintes extérieures à la réalisation technique du projet.

V.3.2 Influence sur la mesure de rendement en profondeur

Comme cela a été évoqué dans le Chapitre 4 avec les premiers prototypes de dosimètre diamant placés parallèlement à l'axe du faisceau, la dose à l'entrée est surestimée à cause du volume de PBnMA situé au-dessus du volume sensible. En effet, celui-ci entraîne la mise en équilibre électronique longitudinale avant l'entrée effective dans l'eau, ce qui augmente la dose absorbée dans le volume sensible placé à la surface de l'eau. Des mesures de rendement en profondeur sont réalisées avec le diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$ présentant des électrodes de 1 mm de diamètre et encapsulé avec deux hauteurs de PBnMA : le centre du volume sensible est placé à 5,5 mm ou 2,5 mm de la surface du détecteur. Ces courbes de rendement en profondeur sont comparées à celle obtenue avec le détecteur SCDDo-K présentant un diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$ et une hauteur totale de PBnMA de 1,1 mm tel que le centre du volume sensible soit situé le plus proche possible de la surface du détecteur, soit environ 0,5 mm. Pour ces trois détecteurs, le diamètre de l'encapsulation est de 6 mm. Les rendements sont normalisés à 100 % à la profondeur du maximum de dose. Ces mesures sont réalisées sur le CyberKnife, dans les mêmes conditions que pour les premiers prototypes, à savoir à DSP 78,5 cm, pour le plus petit champ de 5 mm de diamètre. Seules les valeurs de dose à l'entrée sont comparées dans ce paragraphe, car la suite de la courbe de rendement en profondeur dépend également de la réponse du détecteur avec l'énergie et avec le débit de dose, dont il n'est pas question ici. Le Tableau V.9 montre que la dose à l'entrée est en effet réduite lorsque la hauteur d'encapsulation diminue. Cette hauteur est d'autant plus faible que les dimensions du diamant autour du volume sensible sont petites (Figure V.17). Ainsi, le diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$ présente une dose à l'entrée 1,6 fois plus petite que celle obtenue avec le diamant de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$ dont le volume sensible est situé à 5,5 mm de la surface du détecteur.

Géométrie du détecteur	Dose à l'entrée (%)
Diamant $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$, $H = 7 \text{ mm}$ Centre du volume sensible à 5,5 mm de la surface	98,2
Diamant $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$, $H = 4 \text{ mm}$ Centre du volume sensible à 3,5 mm de la surface	88,5
Diamant $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$, $H = 1,1 \text{ mm}$ Centre du volume sensible à 0,5 mm de la surface	60,1

Tableau V.9 – Dose à l'entrée mesurée avec différents dosimètres présentant des hauteurs totales de PBnMA différentes. Mesures réalisées pour le champ de 5 mm de diamètre du CyberKnife.

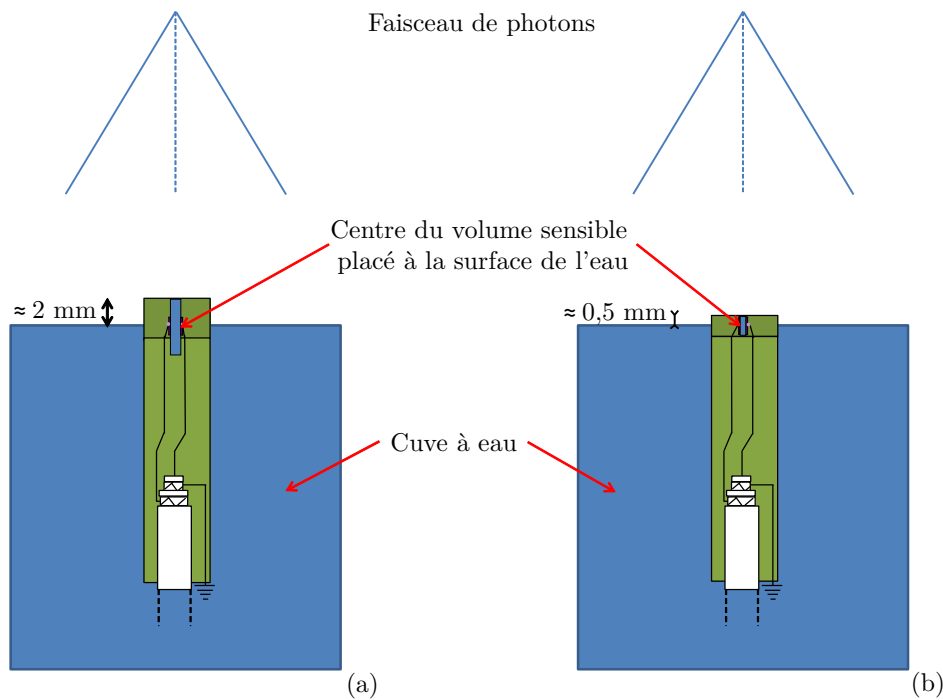


FIGURE V.17 – Schéma du dosimètre positionné sur l'axe du faisceau pour la mesure de la dose à l'entrée. Le centre du volume sensible est placé à la surface de l'eau. (a) : Diamant d'environ $4 \times 4 \times 0,55 \text{ mm}^3$, avec une hauteur d'encapsulation minimale. Volume sensible délimité par des électrodes de 1 mm de diamètre, dont le centre est situé à environ 2 mm de la surface du détecteur. (b) : Diamant d'environ $1 \times 1 \times 0,16 \text{ mm}^3$, avec une hauteur d'encapsulation minimale. Volume sensible délimité par des électrodes de 1 mm de côté, dont le centre est situé à environ 0,5 mm de la surface du détecteur. La dose à l'entrée sera plus faible avec le détecteur (b) car l'épaisseur de matériau traversé en amont du volume sensible est plus faible.

V.3.3 Influence sur la dépendance en énergie

L'étude de l'influence des dimensions de l'encapsulation sur la dépendance de la réponse du détecteur est réalisée par simulations MC, à partir des PSF générés pour les faisceaux de photons de 6 MV et 12 MV dans un champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. La géométrie du dosimètre avec un diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ est utilisée. La dose absorbée dans le diamant est calculée pour une hauteur H de PBnMA de 7 mm puis de 1,1 mm comme défini sur la Figure V.13, pour les deux énergies de photons. Les mêmes simulations sont réalisées en remplaçant le dosimètre par de l'eau. Les rapports $\frac{D_{diam}}{D_{eau}}$ sont ensuite comparés entre le faisceau de 6 MV et celui de 12 MV. Les résultats sont présentés dans le Tableau V.10 et ne montrent pas de variation du rapport $\frac{D_{diam}}{D_{eau}}$ pour les deux hauteurs d'encapsulation étudiées, aux incertitudes de calcul près.

Hauteur de PBnMA (mm)	$\left(\frac{(D_{diam})/(D_{eau})(6MV)}{(D_{diam})/(D_{eau})(12MV)} - 1 \right) 100$
7 mm	$0,98 \pm 1,63$
1,1 mm	$0,18 \pm 1,29$

Tableau V.10 – Comparaison des rapports $\frac{D_{diam}}{D_{eau}}$ calculés pour les faisceaux de 6 MV et de 12 MV, dans le cas d'un diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ encapsulé en dosimètre avec une hauteur de PBnMA de 7 mm ou 1,1 mm, dans un mini-faisceau de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

En conclusion de cette partie, la hauteur de PBnMA doit être réduite au maximum de manière à ne pas surestimer la dose à l'entrée dans les mesures de rendements en profondeur et pour être sûr de ne pas avoir de dépendance en énergie de la réponse du détecteur, même si aucune dépendance avec ce dernier paramètre n'a été observée avec les simulations MC. De la même manière, le diamètre de PBnMA doit être aussi diminué au maximum pour éviter la surestimation des valeurs de FOC en mini-faisceaux.

V.4 Etude des contacts électriques

V.4.1 Optimisation des dimensions des électrodes

L'étude concernant les dimensions des électrodes est réalisée sur un diamant E6 de $2,19 \times 2,19 \times 0,14 \text{ mm}^3$, sur lequel sont déposées deux géométries d'électrodes en aluminium d'épaisseur 100 nm (Figure V.18) :

- soit des électrodes de géométrie circulaire avec un diamètre de 1 mm, comme pour les premiers prototypes ;
- soit des électrodes qui recouvrent entièrement les deux faces du diamant, donc de dimensions $2,19 \times 2,19 \text{ mm}^2$.

Pour chaque géométrie d'électrodes, le diamant est ensuite monté en dosimètre avec le montage décrit dans le Chapitre 4. Différentes mesures sont effectuées avec ces dosimètres sur l'accélérateur Varian muni du mMLC de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière et sont décrites dans les paragraphes suivants.

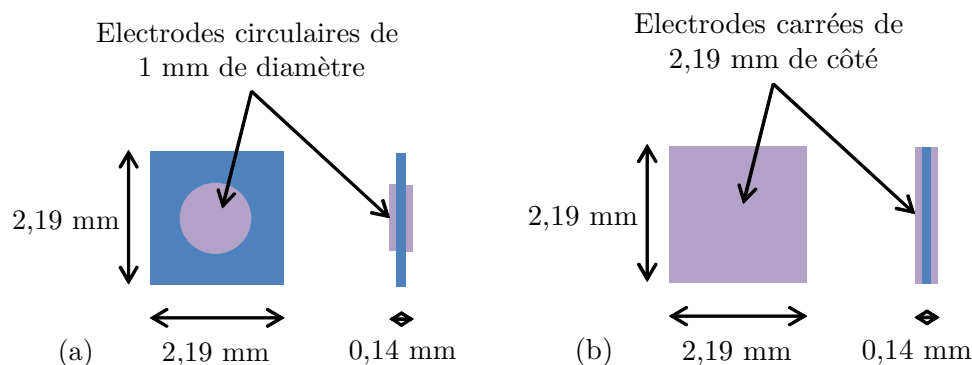


FIGURE V.18 – Diamant de $2,19 \times 2,19 \times 0,14 \text{ mm}^3$, avec soit des électrodes de géométrie circulaire de 1 mm de diamètre (a), soit des électrodes pleine face de 2,19 mm de côté (b), pour l'étude des contacts électriques.

V.4.1.1 Influence des contacts électriques sur la courbe I(V)

Les courbes caractéristiques I(V) sont mesurées pour les deux types de contacts décrits précédemment sur le tube X de basse énergie du LCD (50 kV, 0,5 mA) en connectant chaque détecteur sur l'électromètre Keithley 6517A. Ces mesures sont présentées sur la Figure V.19. Dans le cas des contacts circulaires de 1 mm de diamètre, la courbe I(V) est symétrique et elle est équivalente à celles rencontrées avec les premiers prototypes. En effet, le courant augmente avec la tension, alors que pour les électrodes dites pleine face, le courant atteint très rapidement une valeur de saturation.

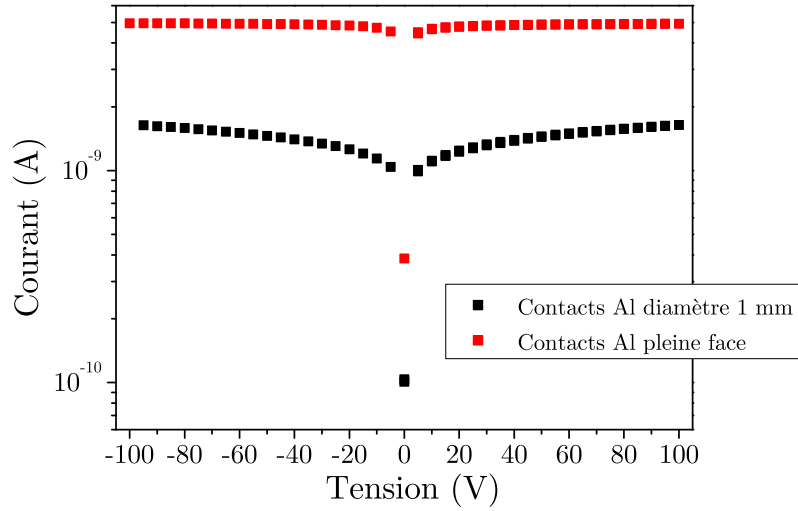


FIGURE V.19 – Courbes caractéristiques I(V) mesurées pour deux géométries d'électrodes en aluminium qui ont été déposées sur un même diamant de $2,19 \times 2,19 \times 0,14 \text{ mm}^3$. Mesures réalisées sur le tube X de basse énergie (50 kV, 0,5 mA).

Nous voulons vérifier que la saturation du courant observée dans le cas des contacts pleine face correspond à une collecte totale des charges créées dans le diamant. Pour cela, nous utilisons la méthode décrite dans le Chapitre 2 qui consiste à calculer le rapport entre le courant mesuré I_R et le courant théorique I_P . La valeur de courant I_R est déterminée dans un faisceau de photons de 6 MV, un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ défini par le mMLC fixé sur l'accélérateur Varian, pour lequel le débit de dose dans l'eau est précisément connu. Le dosimètre est placé à 10 cm de profondeur dans la cuve à eau, avec une DSP de 100 cm. Il est polarisé avec une tension de + 50 V pour être dans la gamme de saturation du courant. Le courant I_R mesuré est égal à 6,5 nA dans ces conditions de mesures. La formule suivante peut alors être appliquée pour calculer I_P :

$$I_P = \frac{\dot{D} \cdot \rho \cdot e \cdot V}{E_{e-h}} \quad (\text{V.6})$$

avec \dot{D} le débit de dose dans le diamant, ρ la masse volumique du diamant de $3,51 \text{ g.cm}^{-3}$, e la charge de l'électron de $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, V le volume sensible de $0,67 \text{ mm}^3$ et $E_{e-h} = 13 \text{ eV}$ l'énergie pour créer une paire électron-trou dans le diamant. Le débit de dose dans le diamant est déterminé à partir du débit de dose dans l'eau connu précisément ($2,66 \text{ Gy.min}^{-1}$) que l'on divise par un facteur de 1,15. Cette valeur de 1,15 est une bonne approximation du rapport des doses dans l'eau et dans le diamant, d'après l'étude sur la théorie de Bragg-Gray réalisée dans le Paragraphe V.2.1.2 ainsi que le travail de Fenwick et al. [156]. Ainsi, pour ce dosimètre présentant des contacts pleine face, une efficacité de collecte des

charges I_R/I_P de $93 \% \pm 8 \%$ est évaluée. L'incertitude associée à ce calcul ne prend pas en compte l'incertitude sur le facteur 1,15 appliqué pour le calcul du débit de dose dans le diamant. Pour être plus précis, ce facteur devrait être évalué par simulations MC à partir de la géométrie de l'accélérateur Varian et non de l'accélérateur Saturne 43. Ce calcul est tout de même une bonne approximation permettant de vérifier que la saturation du courant pour cette géométrie d'électrodes correspond à l'efficacité de collecte des charges maximale, soit 100 % dans le cas d'un diamant de haute pureté comme pour les diamants E6 sélectionnés.

Des simulations sont ensuite réalisées avec le logiciel COMSOL MultiPhysics et le module d'électrostatique en 2 dimensions. Les lignes de champ électrique et la valeur du champ dans le diamant sont étudiées pour expliquer ces différences de courbes $I(V)$. Pour ces simulations, le diamant est représenté avec ses électrodes dans un plan de coupe passant par son centre comme celui présenté en rouge sur la Figure V.20. Dans ce plan de coupe, l'axe vertical y passant par le centre du diamant est défini en tant qu'axe de symétrie. Ainsi, les simulations des lignes de champ électrique ne sont réalisées que d'un côté de cet axe de symétrie. Nous supposons dans ces simulations que le milieu environnant dans lequel est placé le diamant (PBnMA et PMMA) est parfaitement isolant. Le volume de diamant défini entre les deux électrodes est appelé V_e . L'électrode de la face inférieure est connectée à la masse, tandis qu'une tension est appliquée à l'électrode de la face supérieure, de manière à obtenir un champ électrique de $1 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ au centre du diamant.

Les lignes de champ électrique sont représentées sur la Figure V.21 pour les géométries de diamant et d'électrodes suivantes :

- diamant de $2 \times 2 \times 0,50 \text{ mm}^3$ avec des électrodes de 1 mm de diamètre, correspondant approximativement au premier prototype SCDDo-B. Tension appliquée de 500 V ;
- diamant de $2 \times 2 \times 0,15 \text{ mm}^3$ avec des électrodes de 1 mm de diamètre, correspondant approximativement au dosimètre dont la courbe $I(V)$ est présentée en noir sur la Figure V.19 précédente. Tension appliquée de 150 V ;
- diamant de $2 \times 2 \times 0,15 \text{ mm}^3$ avec des électrodes pleine face, correspondant approximativement au dosimètre dont la courbe $I(V)$ est présentée en rouge sur la Figure V.19 précédente. Tension appliquée de 150 V ;
- diamant de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ avec des électrodes pleine face, correspondant approximativement au dosimètre SCDDo-K présenté dans ce chapitre. Tension appliquée de 150 V.

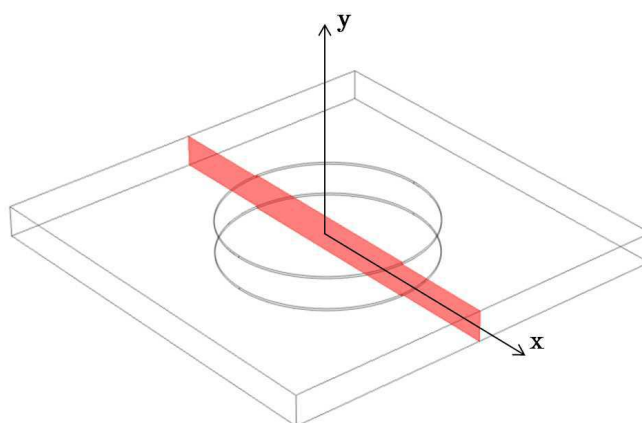


FIGURE V.20 – Représentation du plan de coupe dans lequel seront réalisées les simulations des lignes de champ avec le logiciel COMSOL MultiPhysics.

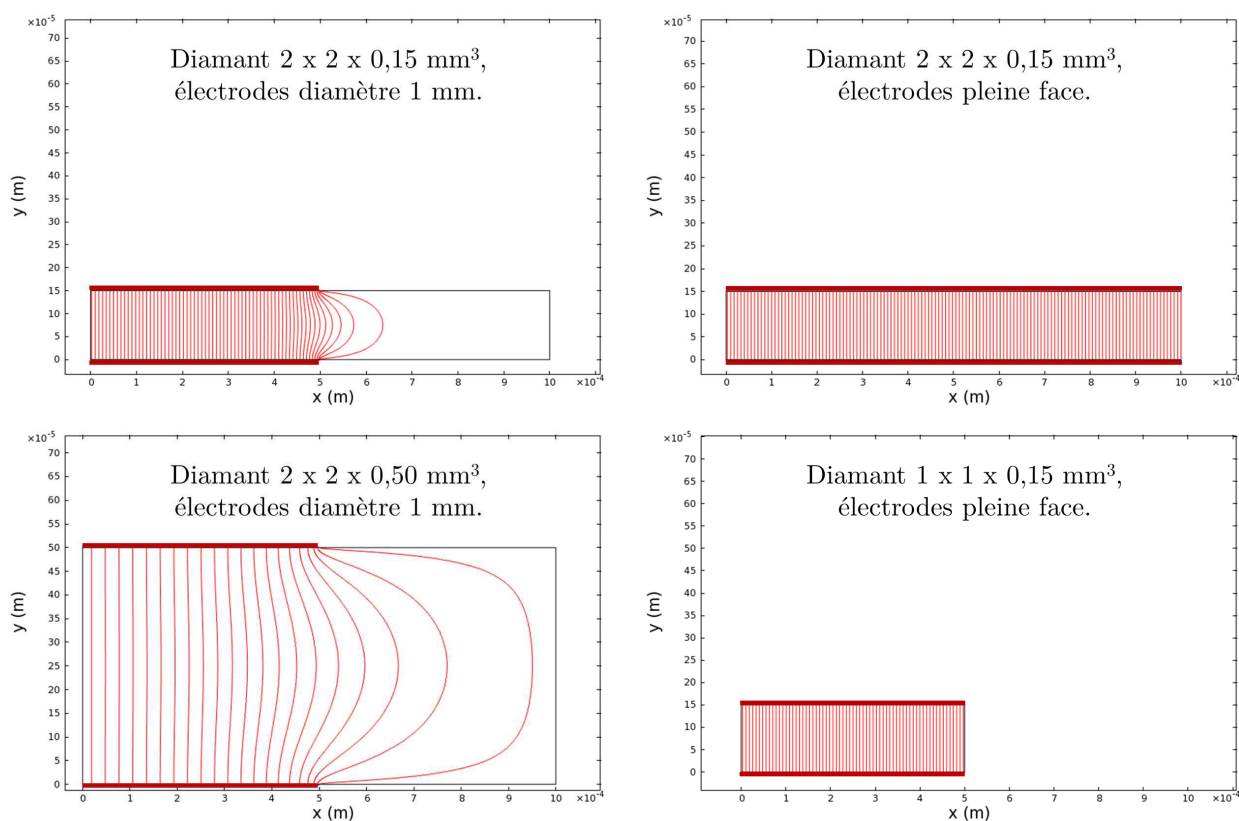


FIGURE V.21 – Lignes de champ électrique dans un plan de coupe du diamant, calculées à l'aide du logiciel COMSOL MultiPhysics, pour différentes géométries de diamant et d'électrodes.

D'après la Figure V.21, les lignes de champ électrique s'étendent à l'extérieur du volume V_e pour les électrodes dont les dimensions sont plus petites que celles du diamant. Le volume de détection est donc plus important que ce volume V_e correspondant au

cylindre de diamant situé entre les deux électrodes. La Figure V.22 présente les valeurs du champ électrique le long de l'axe x défini comme sur la Figure V.20, pour les différentes géométries testées.

Dans le cas des électrodes circulaires inférieures aux dimensions du diamant, la Figure V.22 confirme que le champ électrique n'est pas nul en dehors du volume V_e . Ainsi, pour une tension donnée, une partie des charges créées dans le diamant en dehors du volume V_e sont mises en mouvement et participent au signal. Lorsque la tension augmente, la valeur du champ électrique augmente ainsi que le volume sensible et par conséquent le nombre de charges collectées provenant de l'extérieur du volume V_e augmente aussi. C'est pour cette raison que l'on observe une augmentation du courant avec la tension sur les courbes $I(V)$ obtenues avec les premiers prototypes.

Au contraire, pour les diamants présentant des contacts pleine face, le champ électrique est uniforme dans tout le diamant. Au début de la courbe $I(V)$, le champ électrique n'est pas suffisant pour atteindre 100 % d'efficacité de collecte des charges, le courant continue donc d'augmenter avec la tension. Puis rapidement, toutes les charges créées par le rayonnement dans le volume du diamant sont collectées et le courant atteint une valeur de saturation.

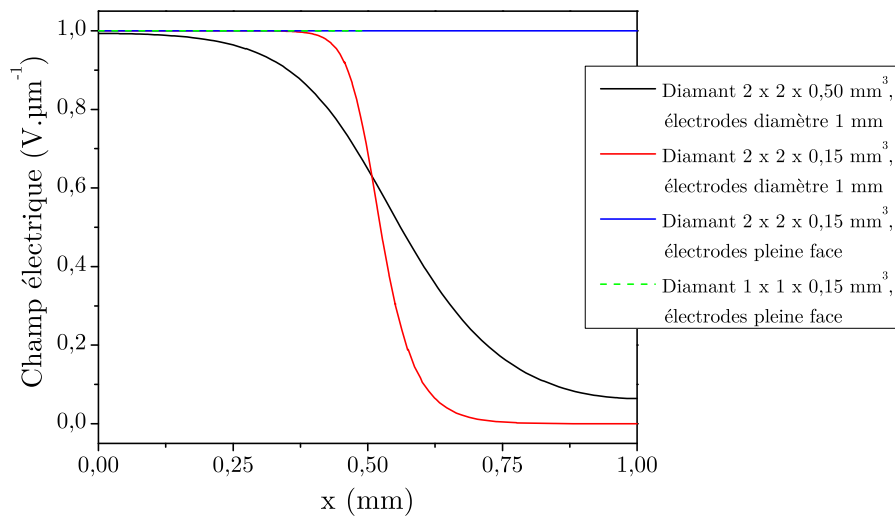


FIGURE V.22 – Valeur du champ électrique selon l'axe x calculée avec le logiciel COMSOL Multiphysics, pour différentes géométries de diamant et d'électrodes.

Dans la littérature, les courbes caractéristiques $I(V)$ de dosimètres en diamant naturel de PTW ont été mesurées par Hoban et al. [45] et De Angelis et al. [41]. Les premiers auteurs ont obtenu une courbe $I(V)$ croissante de façon presque linéaire de 0 à + 200 V sans jamais saturer à une valeur de courant constante. En revanche, les seconds auteurs ont observé une saturation de la courbe $I(V)$ à partir de + 20 V pour un premier dosimètre

étudié et + 50 V pour un second. Une tension de polarisation de + 100 V est recommandée par les constructeurs. Selon Hoban et al. [45], cette tension ne permet pas de collecter la totalité des charges créées dans le diamant d'après la courbe I(V) qu'ils obtiennent, tandis que De Angelis et al. [41] affirment que le régime de saturation de la courbe I(V) indique que 100 % des charges créées sont collectées à + 100 V. Mais aucune indication n'est donnée par PTW concernant la géométrie du diamant et des électrodes.

V.4.1.2 Influence des contacts électriques sur la dépendance avec le débit de dose

La dépendance de la réponse du détecteur avec le débit de dose est étudiée sur les deux dosimètres présentés précédemment et réalisés à partir du même diamant de $2,19 \times 2,19 \times 0,14 \text{ mm}^3$. Le premier dosimètre présente des électrodes pleine face, tandis que le second présente des électrodes circulaires de 1 mm de diamètre, comme présenté sur la Figure V.18. Les courbes I(V) ont été mesurées avec ces deux dosimètres dans le paragraphe précédent. La courbe I(V) saturée obtenue dans le cas des électrodes pleine face indique que ce diamant présente une efficacité de collecte des charges de l'ordre de 100 % au-delà d'une tension seuil notée V_{min} proche de + 20 V. Dans cette étude, une tension de + 50 V est appliquée à chaque dosimètre.

Les mesures de dépendance avec le débit de dose sont réalisées dans un faisceau de photons de 6 MV, dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ défini par le mMLC, à 10 cm de profondeur dans l'eau, DSP 100 cm. Cette étude est réalisée en faisant varier le nombre d'UM.min⁻¹ de la machine de 80 UM.min⁻¹ à 400 UM.min⁻¹, et en délivrant à chaque fois une même dose de 200 UM. La Figure V.23 présente les variations de la charge mesurée avec les deux géométries d'électrodes en fonction du débit de dose. Le dosimètre présentant des électrodes de 1 mm de diamètre correspond au dosimètre SCDDo-I présenté dans le Chapitre 4. Sa réponse est fortement dépendante du débit de dose, avec une variation maximale de la charge mesurée de 6,1 % sur la gamme de débits étudiée. Mais lorsque ce diamant est entièrement recouvert par les électrodes d'aluminium, cette variation de charge devient inférieure à 1,2 %.

Ceci peut s'expliquer par le fait que le déplacement des charges créées dans le diamant est à l'origine d'un faible champ électrique \vec{E}_i qui s'oppose au champ électrique appliqué \vec{E} . L'intensité de ce champ électrique \vec{E}_i est proportionnelle au nombre de charges créées dans le diamant et donc au débit de dose. Si l'on considère le cas des électrodes pleine face, le champ électrique appliqué est homogène dans tout le diamant d'après la Figure V.22 précédente et il est suffisant pour collecter 100 % des charges créées pour la tension de + 50 V appliquée. Lorsque l'intensité de ce champ électrique est légèrement diminuée par le déplacement des charges, du fait de la large gamme de saturation du courant (au-delà de + 20 V), 100 % des charges sont toujours collectées. Même si la diminution du

champ électrique appliqué est dépendante du débit de dose, aucune variation du courant n'est observée pour cette géométrie d'électrodes. Ceci est vrai si la tension de polarisation choisie n'est pas trop proche du début de la saturation de la courbe $I(V)$ donc de V_{min} .

Si l'on considère le cas des électrodes circulaires de 1 mm de diamètre, d'après la Figure V.22, le champ électrique n'est pas homogène dans le diamant, son intensité diminue en bordure des électrodes. Dans ces zones, lorsque la tension devient inférieure à V_{min} , l'efficacité de collecte des charges diminue rapidement avec le champ électrique appliqué. Puisque la diminution du champ électrique appliqué dépend du débit de dose, la diminution de la quantité de charges collectées est également dépendante du débit de dose. Pour le débit maximal de 400 UM.min^{-1} , le champ électrique \vec{E}_i qui s'oppose au champ appliqué est plus important que pour le faible débit de 80 UM.min^{-1} ; ainsi, moins de charges sont collectées pour le débit de 400 UM.min^{-1} , dans le cas des électrodes circulaires.

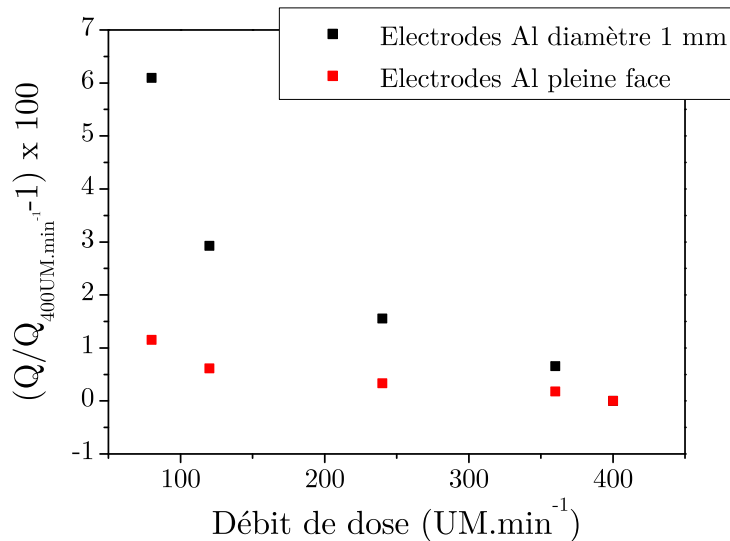


FIGURE V.23 – Variation de la charge mesurée avec deux dosimètres SCDDo en fonction du débit de dose, par rapport à la charge mesurée pour le débit 400 UM.min^{-1} . Les deux dosimètres sont montés avec le même diamant de $2,19 \times 2,19 \times 0,14 \text{ mm}^3$ mais la géométrie des électrodes est différente. Polarisation à $+ 50 \text{ V}$.

En conclusion de ce travail concernant l'optimisation des dimensions des électrodes, il est important d'avoir des électrodes pleine face de manière à obtenir un champ électrique uniforme dans tout le volume de diamant et un volume de détection constant quel que soit le champ électrique appliqué. Ceci a pour effet d'entraîner la saturation du courant mesuré par le détecteur au-delà d'une certaine valeur de tension V_{min} , garantissant ainsi une collecte de toutes les charges créées dans le diamant, à condition d'avoir un diamant de haute pureté. De cette manière, l'opérateur peut polariser le détecteur avec n'importe quelle valeur de tension au-delà de cette tension seuil. Le second avantage de ces électrodes

pleine face est la diminution de la dépendance de la réponse du détecteur avec le débit de dose qui n'est plus que de l'ordre de 1 % entre un débit de 80 UM.min⁻¹ et 400 UM.min⁻¹.

V.4.2 Optimisation du matériau des électrodes

V.4.2.1 Problèmes rencontrés avec les électrodes en aluminium

Les premiers prototypes de dosimètre diamant sont réalisés avec des électrodes en aluminium déposées avec un système d'évaporateur à bombardement électronique (ou EVAP). Cependant, des dérives du courant sont observées au-delà d'une certaine tension de polarisation, positive ou négative. Un exemple de dérive observée avec un diamant E6 est présenté sur la Figure V.24 sur des courbes I(V) mesurées avec le tube X de basse énergie (50 kV, 0,5 mA, 60 Gy.min⁻¹). Des contacts en aluminium recouvrent totalement la surface de ce diamant de part et d'autre. Ces courbes I(V) sont mesurées juste après le montage du dosimètre. Tout d'abord, la courbe I(V) est enregistrée de 0 V à + 400 V, par pas de 20 V (courbe rouge). Cette première mesure montre la saturation du courant attendue jusqu'à environ + 300 V. Au-delà, le courant augmente avec la tension. La courbe I(V) est ensuite mesurée une seconde fois de - 400 V à + 400 V. La saturation du courant est observée du côté des tensions négatives. En revanche, pour les valeurs de tensions positives, la dérive du courant apparaît plus rapidement qu'au cours de la première mesure. La dérive du courant semble augmenter avec la tension de polarisation mais également avec la dose d'irradiation, les deux paramètres étant difficilement dissociables puisque la dose se cumule au fur et à mesure de l'acquisition de la courbe I(V).

Cette dérive est également observée sur la Figure V.25 qui représente le courant en fonction du temps pour différentes tensions de polarisation positives et négatives. Ces mesures de courbes I(t) sont réalisées à la suite des courbes I(V) présentées sur la Figure V.24. Pour les tensions négatives, le courant est stable et la même valeur est observée à - 300 V et - 500 V. En revanche, pour les tensions positives, la saturation du courant avec la tension n'est plus observée car la valeur de courant est différente entre les tensions de + 300 V et + 500 V, et le courant devient très instable.

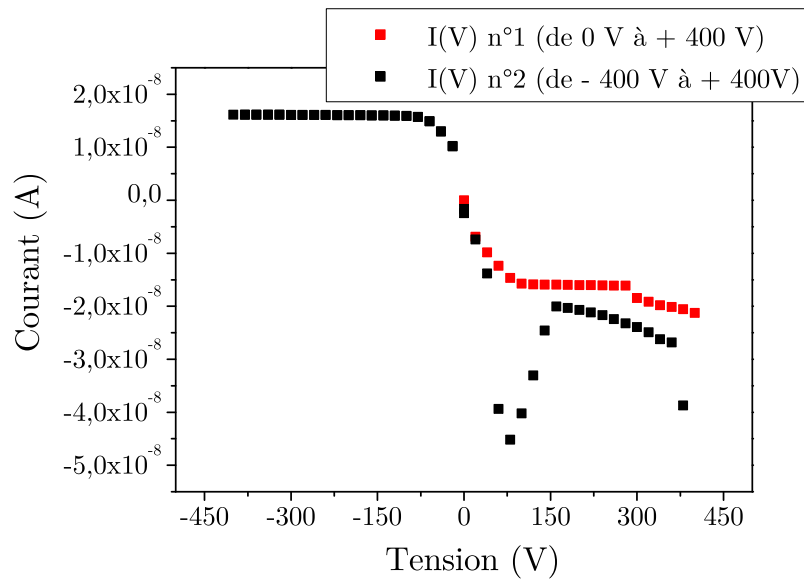


FIGURE V.24 – Courbes $I(V)$ mesurées avec un détecteur réalisé à partir d'un diamant E6 présentant des contacts pleine face en aluminium. Mesures réalisées sur un tube X fonctionnant avec une tension de 50 kV et un courant de 0,5 mA permettant d'avoir un débit de l'ordre de $60 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ au point de mesure.

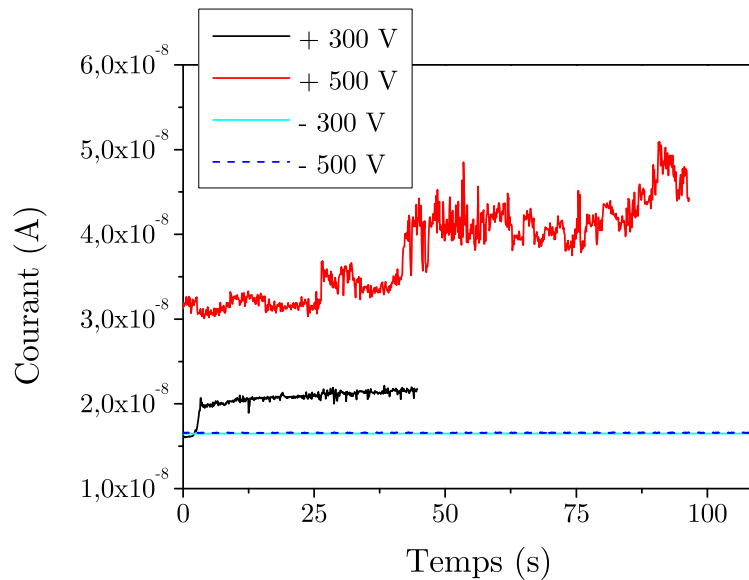


FIGURE V.25 – Courbes $I(t)$ mesurées pour différentes tensions de polarisation, positives et négatives, avec un détecteur présentant des dérives de courant du côté des tensions positives. Mesures réalisées sur le tube X de 50 kV et 0,5 mA permettant d'avoir un débit de l'ordre de $60 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ au point de mesure.

La dérive du courant apparait dans un premier temps soit pour les tensions négatives, soit pour les tensions positives uniquement, comme sur la Figure V.24. Ainsi, avant de réaliser des mesures en conditions cliniques, la courbe caractéristique $I(V)$ de chaque dosimètre doit être enregistrée de manière à déterminer pour quelle polarité la dérive du courant est observée.

La Figure V.26 présente un exemple de courbe $I(V)$ obtenue avant les mesures en conditions cliniques avec un autre dosimètre présentant des contacts pleine face en aluminium. Ces mesures sont réalisées à l'hôpital de la Pitié Salpêtrière, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. La dérive étant observée du côté des tensions positives, la tension de polarisation choisie pour les mesures en conditions cliniques est alors négative. Elle doit être suffisamment élevée pour avoir 100 % d'efficacité de collecte de charges, mais pas trop importante pour éviter de voir apparaître la dérive du courant pour cette polarité. Ainsi, la tension de polarisation choisie pour ce dosimètre est de - 50 V.

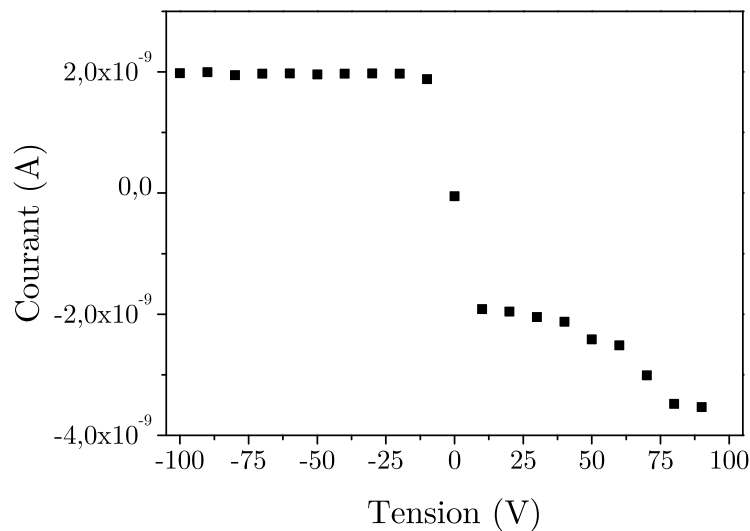


FIGURE V.26 – Courbe $I(V)$ mesurée avec un détecteur réalisé à partir d'un diamant présentant des contacts pleine face en aluminium. Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, pour un faisceau de photons de 6 MV, le dosimètre étant placée à 10 cm de profondeur dans une cuve à eau, DSP 100 cm.

Cependant, la Figure V.27 montre qu'après plusieurs campagnes de mesures sous un faisceau de photons de 6 MV et sous un faisceau de ^{60}Co , la dérive du courant est également apparue pour cette tension de - 50 V et également pour une tension plus faible de - 30 V.

Ces problèmes de dérive du courant sont rencontrés pour chaque prototype présenté dans le Chapitre 4. Pour éviter au maximum ces dérives de courant, les tensions de polarisation de chaque détecteur sont choisies suffisamment faibles, de manière à avoir

une réponse stable du dosimètre, au détriment parfois du rapport signal sur bruit. Malgré cela, une dérive apparaît après plusieurs campagnes de mesures. L'objectif de cette partie est d'améliorer la durée de vie des détecteurs diamant.

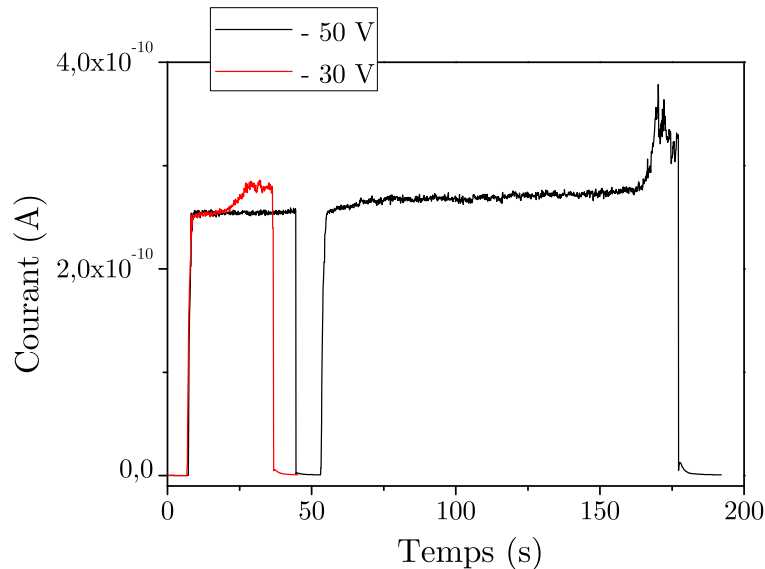


FIGURE V.27 – Courbes $I(t)$ mesurées à - 50 V et - 30 V, avec le détecteur présentant au départ des dérives de courant uniquement du côté des tensions positives. Ces mesures sont réalisées sur le tube X de basse énergie, après plusieurs journées de mesures sous un faisceau de 6 MV et sous un faisceau de ^{60}Co , avec une tension de polarisation de - 50 V.

V.4.2.2 Etude de la réponse du détecteur pour différents matériaux d'électrodes

a) Préparation de l'échantillon

Dans cette partie, une étude est réalisée sur les contacts électriques pour améliorer la durée de vie des détecteurs diamant sous irradiation. Ce travail est effectué sur un échantillon E6 présentant des dimensions de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$. Nous avons étudié d'une part différents matériaux avec le même process, puis l'influence des différents éléments du process avec un même matériau d'électrode.

Les électrodes sont déposées sur ce diamant avec une géométrie de type pleine face. Un nettoyage de l'échantillon à l'acide est réalisé avant chaque dépôt d'électrodes en suivant parfaitement les étapes décrites dans le Chapitre 3, de manière à garantir le même état de surface oxygénée du diamant. Le diamant nettoyé est ensuite collé sur un wafer en silicium à l'aide d'une résine de photolithographie. Ce wafer joue le rôle de support dans les deux machines qui permettent de réaliser le dépôt, à savoir l'EVAP ou la PVD. Lorsque la première face est recouverte par le matériau choisi, le diamant est décollé du wafer grâce à un rinçage à l'acétone, suivi d'un rinçage à l'eau distillée. Le diamant est ensuite collé

sur la seconde face et le deuxième dépôt est ensuite réalisé.

Les matériaux métalliques déposés au cours de cette étude sont les suivants :

- 100 nm d'aluminium par EVAP. Ce dépôt est réalisé deux fois pour vérifier la reproductibilité de ces électrodes en aluminium ;
- 100 nm d'aluminium par PVD. Ce dépôt permet de vérifier qu'il n'y a pas de différence entre l'aluminium de l'EVAP et celui de la PVD ;
- 100 nm d'or ;
- 50 nm de chrome puis 100 nm d'or. La couche de chrome permet une meilleure accroche de la couche d'or.

L'influence des différents éléments du process est également étudiée. La résine de photolithographie et l'acétone utilisée pour décoller le diamant sont peut-être à l'origine d'une modification de l'état de surface de l'échantillon. Ainsi, ces éléments sont éliminés et remplacés par l'utilisation de masques métalliques, avant le dépôt d'une couche d'aluminium dans la PVD sur chacune des faces du diamant.

Un autre dépôt est étudié, en ajoutant une étape d'oxygénation après le nettoyage à l'acide. Pour cela, le diamant est placé dans une enceinte contenant de l'ozone, obtenu par transformation de l'oxygène de l'air sous l'influence d'un rayonnement ultra-violet. Cette nouvelle étape de nettoyage est ensuite suivie d'un dépôt d'électrodes en aluminium dans l'EVAP.

Enfin, deux autres dépôts non métalliques de 100 nm d'épaisseur sont également réalisés dans la PVD avec des masques métalliques, à savoir ITO (Indium Titane Oxyde) et DLC (Diamond Like Carbon), car la résine de photolithographie ne résiste pas à la température élevée produite au cours de ces dépôts.

b) Mesures sous rayonnements X de basse énergie

Les mesures de détection sur le diamant E6 sont réalisées avec le tube X (50 kV, 0,5 mA) produisant des photons de basse énergie. Le diamant E6 avec ces différents contacts est tout d'abord placé dans le boîtier en aluminium présenté dans le Chapitre 3. Celui-ci est ensuite positionné sous le faisceau de photons X de basse énergie de 1,5 cm de diamètre. Cependant, avec ce dispositif de mesures, le positionnement dans le faisceau n'est pas reproductible et les valeurs de courant ne peuvent donc pas être comparées d'un détecteur à l'autre.

Une première courbe $I(V)$ est enregistrée pour chaque type de contacts juste après le montage du dispositif. Ensuite, une série d'irradiation à des tensions de polarisation fixes est réalisée pendant une durée maximale de 24 h, avant de mesurer à nouveau la courbe $I(V)$ de ces détecteurs. Cependant, pour ces mesures, il n'est pas possible de comparer les durées d'irradiation et donc les doses reçues pour chaque type d'électrodes, car le positionnement du diamant dans le faisceau n'est pas reproductible. La Figure [V.28](#)

présente les dernières courbes $I(V)$ mesurées pour les différentes électrodes. La dérive du courant est observée pour tous les métaux, quel que soit l'état de surface du diamant avant le dépôt de ces électrodes, soit pour les tensions positives, soit pour les tensions négatives. Seuls les contacts en ITO et DLC n'entraînent pas de dérive du courant, même après 24 h d'irradiation. D'après la Figure V.28, le courant élevé mesuré par le diamant présentant des électrodes en DLC montre que ce dernier est mieux placé dans le faisceau que tous les autres montages et donc que la dose reçue est plus importante pour ce type d'électrodes. Malgré cette dose plus élevée et une irradiation maximale de 24 h, aucune dérive du courant n'est observé pour ces électrodes en DLC.

Dans la plupart des cas où la courbe $I(V)$ dérive, ce phénomène d'augmentation du courant est observé dès le premier enregistrement de la courbe $I(V)$, avant même l'irradiation continue de plusieurs heures à une tension fixe. La Figure V.29 présente tout d'abord la courbe $I(V)$ initiale mesurée dans le cas des électrodes en aluminium déposées dans l'EVAP avec la résine de photolithographie. La dérive du courant est déjà observée pour les tensions positives. Après l'enregistrement de cette courbe, le courant est mesuré en fonction du temps en fixant la tension de polarisation. Ces courbes $I(t)$ enregistrées pour des tensions de - 500 V, + 500 V puis + 700 V pendant une durée totale de 4 heures sont représentées sur la Figure V.30. Le courant mesuré au cours de l'irradiation de 30 min à - 500 V ne montre aucune dérive. En revanche, du côté des tensions positives, la dérive semble s'aggraver avec l'augmentation de la polarisation, mais la durée d'irradiation et donc la dose reçue par le détecteur sont également à prendre en compte. Ces deux paramètres ont pour effet une augmentation de la dérive, observée sur la dernière courbe $I(V)$ mesurée après ces différentes irradiations pour les tensions positives. Du côté des polarisations négatives, le détecteur reste stable (Figure V.29).

Pour savoir si cette dérive du courant est due à l'augmentation de la tension de polarisation plutôt qu'à l'augmentation de la dose reçue par le détecteur, il faudrait mesurer la courbe $I(t)$ à différentes tensions comme cela a été réalisé dans cette étude, mais à chaque changement de polarisation, le détecteur devrait être nettoyé à nouveau, puis des électrodes de même nature devraient être déposées, ce qui permettrait de s'affranchir de la dose reçue par les contacts et le diamant. Inversement, pour savoir si cette dérive du courant est due à l'augmentation de la dose plutôt qu'à l'augmentation de la tension, il faudrait polariser le détecteur avec une faible tension juste après son montage et l'irradier avec une certaine dose jusqu'à ce qu'il dérive. Pour cette étude, le dispositif expérimental doit permettre le positionnement précis du détecteur dans le faisceau de photons, de manière à connaître la dose reçue par le diamant. Ces travaux n'ont pas été réalisés au cours de cette thèse : il a été considéré que les tendances observées à elles seules suffisent pour éliminer certaines des approches de contacts envisagés.

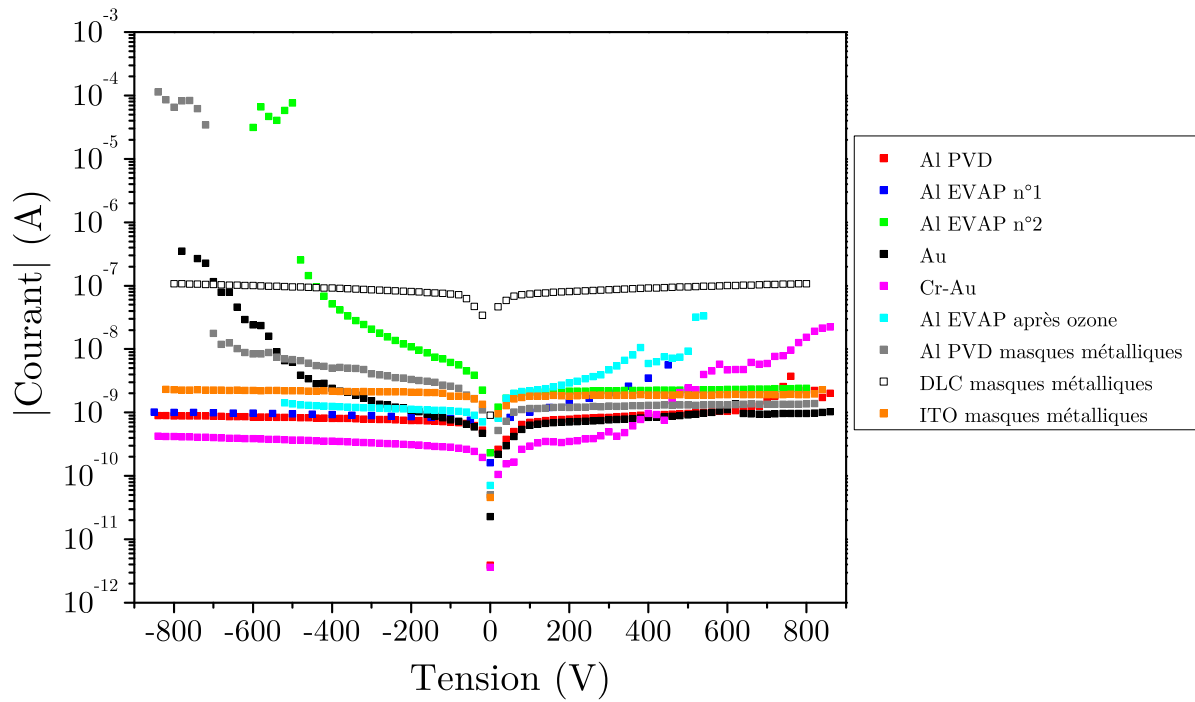


FIGURE V.28 – Courbes I(V) mesurées avec un diamant E6 de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$, pour différents types de contacts, dans un faisceau de photons de basse énergie. Le diamant est placé entre deux circuits imprimés dans le boîtier en aluminium.

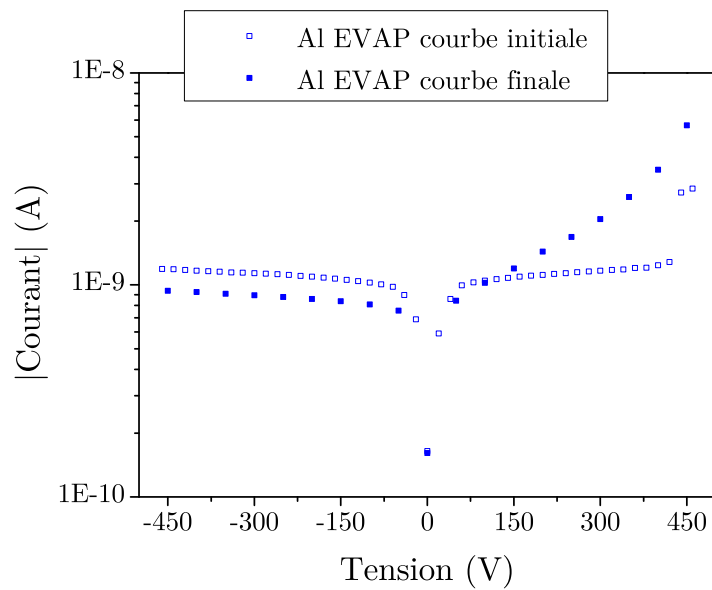


FIGURE V.29 – Courbes I(V) mesurées dans le boîtier en aluminium, avec des électrodes en aluminium, avant et après 4 h d’irradiation à des tensions fixes.

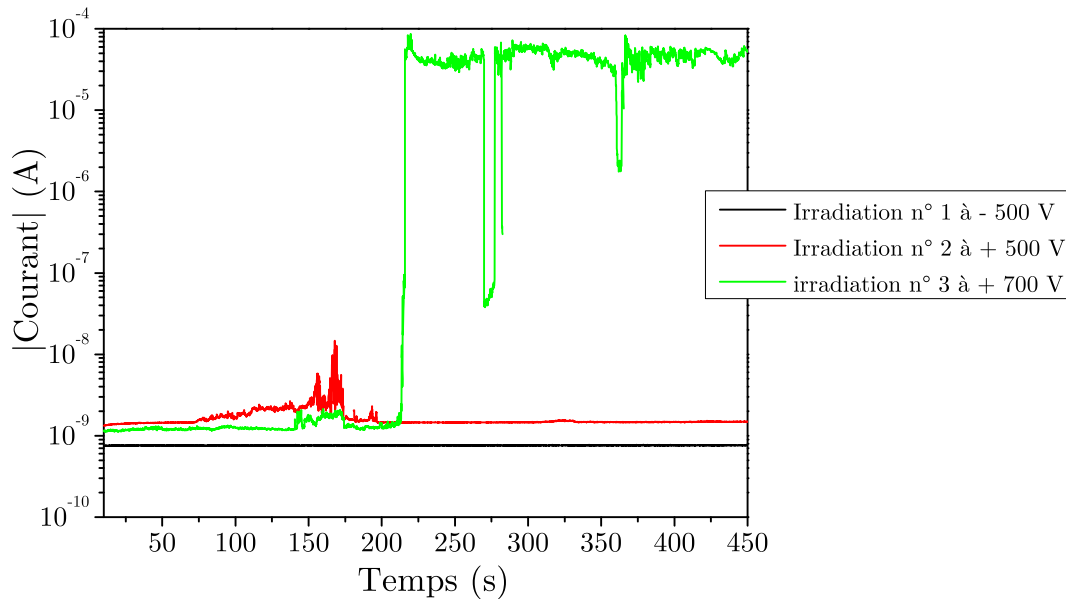


FIGURE V.30 – Courbes $I(t)$ mesurées dans le boîtier en aluminium, avec des électrodes en aluminium, à différentes tensions de polarisation : - 500 V pendant 30 min, puis + 500 V pendant 3 h, puis + 700 V pendant 30 min.

Ces premières mesures réalisées dans l'air montrent que la dérive du courant observée avec les différents métaux n'est pas due à l'encapsulation du diamant dans le PBnMA. Pour confirmer ceci, le diamant avec les électrodes en ITO, puis avec les électrodes en DLC, est encapsulé en dosimètre selon le montage présenté dans le Chapitre 4. 20 courbes $I(V)$ sont alors mesurées sous un faisceau de photons X de basse énergie (50 kV, 0,5 mA), séparées par des mesures de $I(t)$ à des tensions de polarisation fixes pendant une vingtaine d'heures au total. L'ensemble des courbes caractéristiques $I(V)$ mesurées pour ces deux types de contacts est représenté sur la Figure V.31. Aucune dérive de courant n'est observée, ni pour les tensions positives, ni pour les tensions négatives, contrairement aux autres types de contacts testés au cours de cette étude. Le diamant encapsulé en dosimètre peut être positionné de façon plus précise et reproductible dans le faisceau de photons par rapport au montage dans le boîtier, grâce à une plaque en PMMA percée avec un diamètre de 7 mm proche du diamètre extérieur du dosimètre (6 mm). Pour cette raison, les valeurs de courant mesurées pour les deux dosimètres sont équivalentes, comme cela est observé sur la Figure V.32 où est représentée la dernière courbe $I(V)$ mesurée pour les contacts ITO ou DLC. Ceci permet également de montrer que l'efficacité de collecte de charges est la même pour les contacts en ITO et DLC.

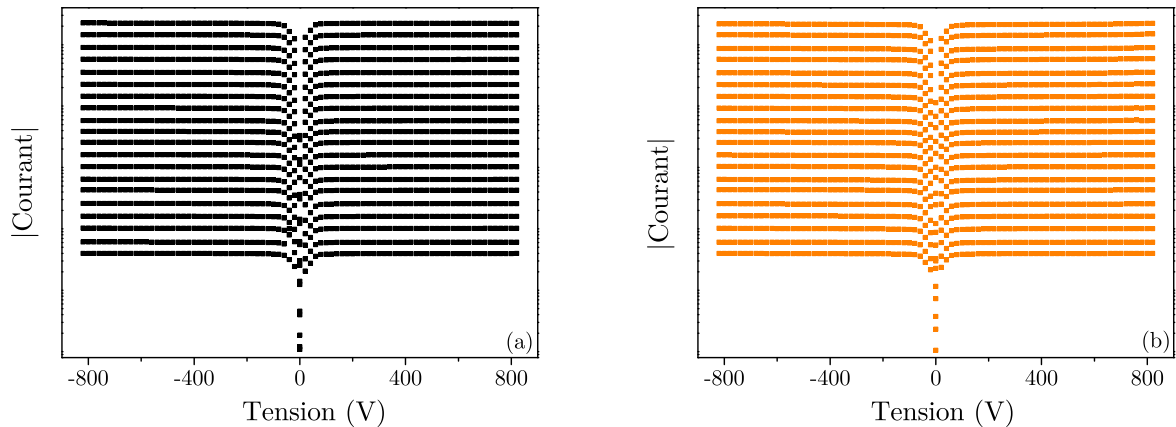


FIGURE V.31 – 20 courbes I(V) mesurées avec les dosimètres réalisés à partir d’un diamant E6 de $4,14 \times 4,13 \times 0,55 \text{ mm}^3$ présentant des électrodes en ITO (a) ou en DLC (b). Mesures réalisées dans un faisceau de photons de basse énergie. Les valeurs de courant sont arbitraires de manière à visualiser l’ensemble des courbes sur lesquelles aucune dérive n’est observée.

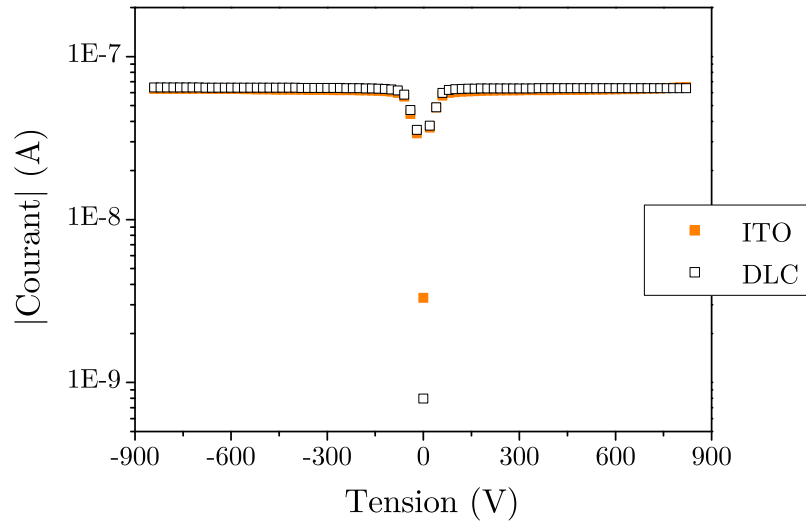


FIGURE V.32 – Dernières courbes I(V) d’une série de 20, mesurées avec les dosimètres présentant des électrodes en ITO ou en DLC, montrant une efficacité de collecte des charges identique pour les deux types d’électrodes.

La Figure V.33 présente un exemple de mesures du courant en fonction du temps réalisées pour les contacts DLC. La courbe tracée en rouge sur cette figure est enregistrée environ 20 h après la courbe en noir pour une tension de polarisation de + 800 V, sachant que l’irradiation de ce dosimètre sous le tube X de basse énergie n’a pas cessé pendant ces

20 h soit une dose d'environ 72 000 Gy. Le courant présente une très bonne stabilité avant et après cette longue irradiation, malgré un champ électrique appliqué élevé d'environ $1,5 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$.

En comparaison, un dosimètre réalisé à partir d'un autre diamant E6 de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$, présentant des contacts en aluminium pleine face, est irradié pendant environ 20 h dans les mêmes conditions avec une tension de polarisation de + 100 V. Les mesures de $I(t)$ initiale et finale sont représentées sur la Figure V.34 et montrent la dérive du courant après ces 20 h d'irradiation, malgré un champ électrique deux fois plus petit que pour le détecteur précédent présentant les contacts DLC.

L'interface entre les métaux et le diamant pourrait être la cause de ces dérives de courant, même si nous n'avons pas trouvé de références bibliographiques expliquant ces phénomènes d'instabilité. Cette étude nous a néanmoins permis de confirmer notre choix des contacts en DLC ou ITO plutôt qu'en aluminium.

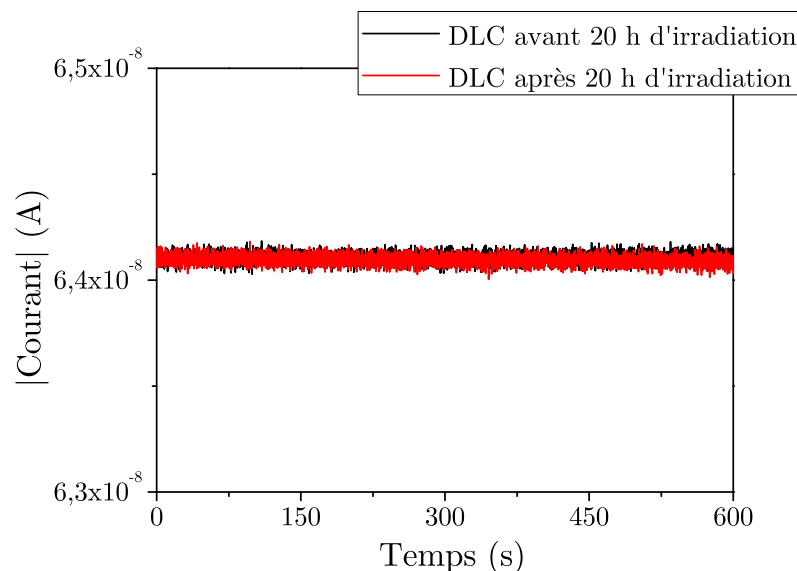


FIGURE V.33 – Courbes $I(t)$ mesurées avant et après une irradiation de 20 h d'un dosimètre présentant des électrodes pleine face en DLC. Mesures réalisées dans un faisceau de photons de basse énergie en polarisant le dosimètre à + 800 V.

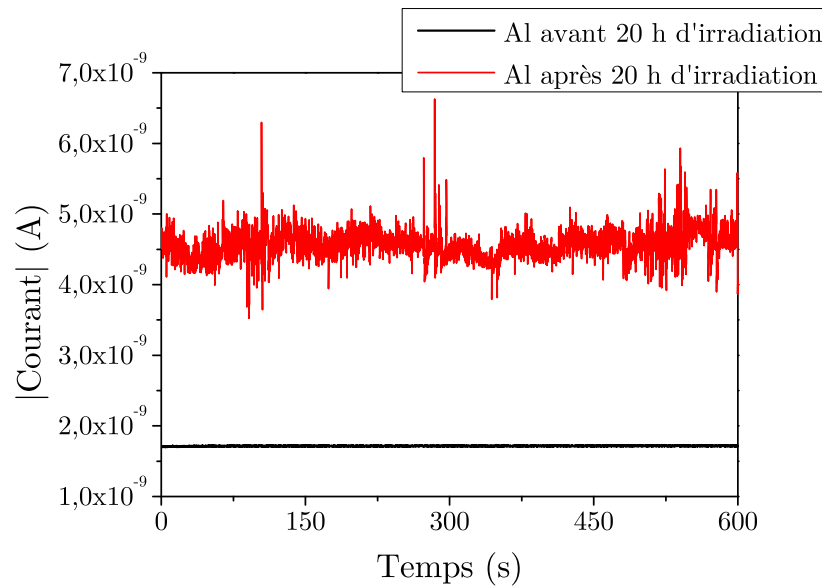


FIGURE V.34 – Courbes $I(t)$ mesurées avant et après une irradiation de 20 h d'un dosimètre présentant des électrodes pleine face en aluminium. Mesures réalisées dans un faisceau de photons de basse énergie en polarisant le dosimètre à + 100 V.

V.5 Conclusions du chapitre

Les différentes études réalisées au cours de ce chapitre ont eu pour objectif d'optimiser le dosimètre SCDDo développé au cours du Chapitre 4. Un premier travail réalisé sur les dimensions du diamant a permis de conclure que des petites dimensions d'électrodes permettant de définir un petit volume de détection n'étaient pas suffisantes pour obtenir des mesures exactes en mini-faisceaux. En effet, les dimensions latérales du diamant influencent fortement la dose absorbée dans le diamant en mini-faisceaux, du fait de la densité du matériau. Les outils de simulations MC ainsi que les différentes mesures réalisées au cours de cette étude ont montré qu'il fallait privilégier un diamant de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ présentant une épaisseur inférieure ou égale à $200 \text{ }\mu\text{m}$.

Le travail réalisé ensuite sur les dimensions de l'encapsulation a permis de conclure que la hauteur de PBnMA ainsi que son diamètre devaient être réduits au maximum. Pour un diamant présentant des dimensions de $1 \times 1 \text{ mm}^2$, la hauteur de PBnMA doit être de l'ordre du mm pour minimiser notamment l'influence de celui-ci sur la mesure de rendement en profondeur et de FOC. Un diamètre d'encapsulation de 3 mm permettrait d'obtenir un FOC en mini-faisceaux proche de celui dans l'eau à 2 % près d'après l'étude réalisée par simulations MC. Un diamètre de 6 mm entraîne un écart de l'ordre de 3 % pour le plus petit champ de $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ d'après cette même étude de simulations MC. Ceci a été confirmé par les mesures de FOC réalisées avec un diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$,

en comparaison des μLiF . Les contraintes technologiques limiteront l'encapsulation à un diamètre de 6 mm au cours de cette thèse.

Enfin, différentes études réalisées sur les contacts électriques ont permis de conclure que des électrodes dites pleine face, recouvrant entièrement chaque face du diamant, permettaient d'avoir des courbes $I(V)$ saturées ainsi que des faibles dépendances de la réponse du détecteur avec le débit de dose. Cette innovation a fait l'objet d'un dépôt de brevet n° BD14397. Enfin, des contacts en DLC et ITO doivent être privilégiés car ils permettent de garantir une durée de vie du détecteur plus longue que les électrodes métalliques testées au cours de cette étude. Le choix des électrodes en DLC sera privilégié car il s'agit d'un matériau carbone avec un numéro atomique faible, contrairement à l'ITO qui contient des matériaux à Z élevé.

Tous ces éléments d'optimisation seront pris en compte pour développer le dernier prototype SCDDo dans le chapitre suivant.

Chapitre VI

Validation de la géométrie du prototype de dosimètre diamant : Mesures en conditions cliniques.

Sommaire

VI.1 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en champ standard	223
VI.1.1 Caractéristiques I(V) et I(t)	225
VI.1.2 Répétabilité, sensibilité, efficacité de collecte des charges et rapport signal sur bruit	228
VI.1.3 Dépendance de la réponse avec la dose, le débit et l'énergie	230
VI.1.4 Stabilité à moyen terme	234
VI.1.5 Dépendance angulaire	236
VI.1.6 Profils de dose	239
VI.1.7 Conclusions des mesures en champ standard	240
VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques	243
VI.2.1 Accélérateur linéaire Varian 2100 C muni d'un mMLC m3 (Hôpital de la Pitié Salpêtrière, Paris)	243
VI.2.1.1 Mesures de distributions de dose en mini-faisceaux	244
VI.2.1.2 Facteurs Ouverture Collimateur	247
VI.2.2 Accélérateur CyberKnife (ICL Alexis Vautrin, Nancy)	252
VI.2.2.1 Distributions de dose	252
VI.2.2.2 Facteurs Ouverture Collimateur	256
VI.2.3 Accélérateur Novalis (ICO René Gauducheau, Nantes)	259

VI.2.4 Accélérateur Synergy Elekta équipé du MLC Agility (CLCC Léon Bérard, Lyon)	262
VI.3 Conclusions du chapitre	264

Introduction

Dans ce chapitre, deux nouveaux dosimètres sont réalisés en tenant compte des résultats issus de l'étude d'optimisation présentée dans le chapitre précédent. Ces deux dosimètres sont réalisés à partir d'un même échantillon E6 de diamant monocristallin CVD, dans le but de s'affranchir des problèmes liés à la qualité du matériau diamant et afin de valider la géométrie optimisée du prototype de dosimètre.

Un premier dosimètre prototype SCDDo-K est réalisé à partir d'un diamant de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$, chacune des faces de ce diamant étant entièrement recouverte par des électrodes en aluminium, de manière à obtenir un volume sensible équivalent au volume de diamant. Ensuite, le diamant est encapsulé avec un minimum de PBnMA, soit une hauteur d'environ 1,1 mm. A cause des contraintes technologiques rencontrées au cours de la fabrication de ce dosimètre, le diamètre de l'encapsulation ne peut pas être réduit en dessous de 6 mm. La réponse de ce dosimètre sera entièrement caractérisée en champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC à l'hôpital de la Pitié Salpêtrière, ainsi que dans un faisceau de ^{60}Co au LNHB. Des mesures en mini-faisceaux seront ensuite réalisées avec ce dosimètre sur l'accélérateur Varian précédent équipé du mMLC, ainsi que sur le CyberKnife de l'ICL Alexis Vautrin.

A partir du même diamant E6 de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$, un deuxième prototype SCDDo-W est ensuite développé, mais cette fois-ci avec des électrodes pleine face en DLC. L'encapsulation du diamant est la même que pour le premier dosimètre SCDDo-K. Les tests de ce détecteur SCDDo-W sont effectués sur trois machines de stéréotaxie du projet DIADOMI, en fonction de leur disponibilité : l'accélérateur Varian muni du mMLC de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière, l'accélérateur Novalis de l'ICO René Gauducheau et l'accélérateur Synergy Elekta équipé du MLC Agility du CLB de Lyon.

Ce chapitre est divisé en deux parties : la première décrit les résultats des mesures réalisées en champ standard avec ces deux nouveaux dosimètres et la deuxième expose les mesures effectuées en mini-faisceaux, objectif final du projet DIADOMI. Ces résultats seront comparés à ceux obtenus avec différents dosimètres du commerce, actifs et passifs.

VI.1 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en champ standard

Cette première partie présente les résultats des mesures réalisées en champ standard pour caractériser la réponse des dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W. Le Tableau VI.1 rappelle les recommandations du projet DIADOMI concernant la réponse du dosimètre diamant en champ standard, ainsi que les critères définis dans le Chapitre 2 en fonction de la qualité des contacts électriques.

VI.1 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en champ standard

Paramètres dosimétriques	Critères
Allure courbe I(V)	Saturation
Efficacité de collecte de charges	100 %
Rapport signal sur bruit	> 1000
Répétabilité	< 0,5 % sur 10 mesures
Reproductibilité	< 1 % sur 10 mesures
Sensibilité	> 1 nC.Gy ⁻¹
Stabilité à moyen terme (15 h)	< 0,1 %
Dépendance avec la dose	Ecart à la linéarité < 1 % de 5 cGy à 500 cGy
Dépendance avec le débit de dose	< 1 % sur la gamme de débits disponibles sur l'accélérateur
Dépendance avec l'énergie	< 1 % sur la gamme d'énergies disponibles sur l'accélérateur
Dépendance angulaire	< 1 % jusqu'à un angle de 20° minimum
Dépendance avec la température	< 1 % de 15 à 25 °C

Tableau VI.1 – Recommandations du projet DIADOMI pour la réponse du détecteur diamant en champ standard.

Cette partie débute avec les caractérisations I(V) mesurées au laboratoire LCD sur le tube X de basse énergie (50 kV, 0,5 mA). Ensuite, les mesures permettant de caractériser la réponse de chaque détecteur dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sont réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC, ainsi que sur l'accélérateur Novalis pour SCDDo-W uniquement (Figure VI.1.(a)), selon les disponibilités des hôpitaux. Pour ces deux machines, les conditions de mesures sont identiques, car l'accélérateur Novalis est un accélérateur Varian dans lequel est intégré le mMLC m3 de Brainlab, comme cela a été présenté dans le Chapitre 1. Ainsi, pour toutes les mesures réalisées en champ standard, chaque dosimètre est positionné dans sa position verticale, c'est-à-dire avec son câble parallèle à l'axe du faisceau, et l'épaisseur du diamant est orientée dans la direction droite-gauche, selon l'axe x . Il est ensuite placé à 10 cm de profondeur dans une cuve à eau et à DSP 100 cm, à l'exception des mesures de dépendance angulaire qui sont effectuées dans un fantôme solide équivalent-eau dans un faisceau de ^{60}Co . Les conditions de mesures sont rappelées sur la Figure VI.1.(b).

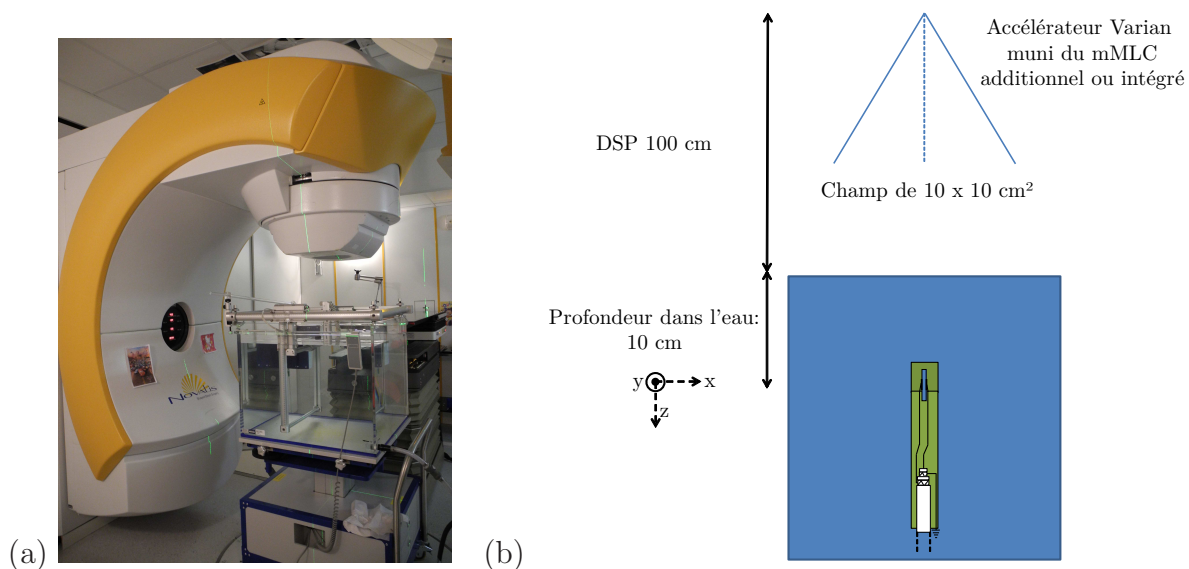


FIGURE VI.1 – (a) Cuve à eau IBA BluePhantom placée sous l'accélérateur Novalis de l'ICO René Gauducheau, à Nantes. (b) Conditions de mesures en champ standard pour caractériser la réponse des nouveaux prototypes de dosimètre diamant, sur l'accélérateur Varian équipé du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière) ou sur le Novalis (Centre René Gauducheau).

VI.1.1 Caractéristiques $I(V)$ et $I(t)$

La Figure VI.2 présente les courbes de courant en fonction de la tension de polarisation, mesurées avec les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W, par l'intermédiaire de l'électromètre Keithley 6517A et du programme Labview associé. Ces mesures sont effectuées sur le tube X de basse énergie, fonctionnant avec une tension de 50 kV et un courant de 0,5 mA permettant d'avoir un débit de dose d'environ $60 \text{ Gy} \cdot \text{min}^{-1}$ au point de mesure. Cette Figure VI.2 confirme l'étude d'optimisation réalisée dans le Chapitre 5 concernant l'effet des électrodes pleine face sur la courbe caractéristique du courant en fonction de la tension appliquée. En effet, les dosimètres SCDDO-K et SCDDO-W présentent une saturation du courant au-delà de 25 V environ.

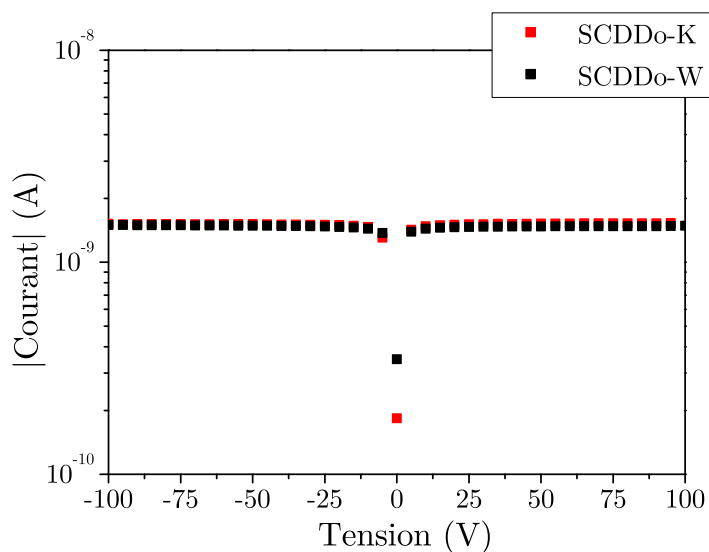


FIGURE VI.2 – Mesures de courant en fonction de la tension appliquée aux nouveaux dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W. Mesures effectuées sur le tube X de basse énergie (50 kV, 0,5 mA).

Les mesures de courant en fonction du temps sont ensuite réalisées pour les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W, dans ce même tube X, avec une tension de polarisation de + 50 V, soit un champ électrique d'environ $0,3 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. Pour cela, la valeur du courant est enregistrée toutes les 100 ms et des ouvertures et fermetures successives du faisceau de photons sont effectuées pour réaliser une première évaluation de la répétabilité et la stabilité de la réponse du détecteur, avant les mesures de dose en conditions cliniques. Ces mesures permettent également de vérifier l'absence de phénomène de pompage après pré-irradiation. Les résultats montrent que le courant mesuré avec SCDDo-K est légèrement supérieur à celui mesuré avec SCDDo-W (écart de l'ordre de 2,5 %), mais ceci est dû à l'incertitude sur le positionnement du dosimètre dans le faisceau de 1,5 cm de diamètre créé par le tube X. Les mesures réalisées dans le paragraphe suivant sur l'accélérateur Varian permettront de montrer que les deux dosimètres présentent en effet la même sensibilité de détection.

Une première estimation de la stabilité de la réponse de ces deux détecteurs sous rayonnement est évaluée à court terme à partir des mesures de $I(t)$, selon la Formule (IV.6) du Chapitre 4. Une stabilité de 0,4 % et 0,1 % sur 10 secondes d'irradiation est calculée pour SCDDo-K et SCDDo-W respectivement. La stabilité à plus long terme sera évaluée dans le Paragraphe VI.1.4, en irradiant le dosimètre SCDDo-K dans un faisceau de ^{60}Co pendant une quinzaine d'heures. Les temps de réponse de ces deux détecteurs sont ensuite évalués selon la méthode définie dans le Chapitre 3, en prenant compte des limitations de notre système d'acquisition. Le temps de montée est le temps requis par le détecteur pour atteindre la valeur moyenne du courant sous irradiation $\pm 2 \%$. Pour les

deux dosimètres, ce temps de réponse à la montée est inférieur à 100 ms, correspondant au temps entre deux points de mesure. Le temps de descente est le temps nécessaire au détecteur pour que le courant soit diminué d'un facteur 1000 au minimum, permettant de discriminer rapidement le courant photo-induit du bruit sans irradiation. Pour les deux dosimètres, ce temps de descente est inférieur à 100 ms.

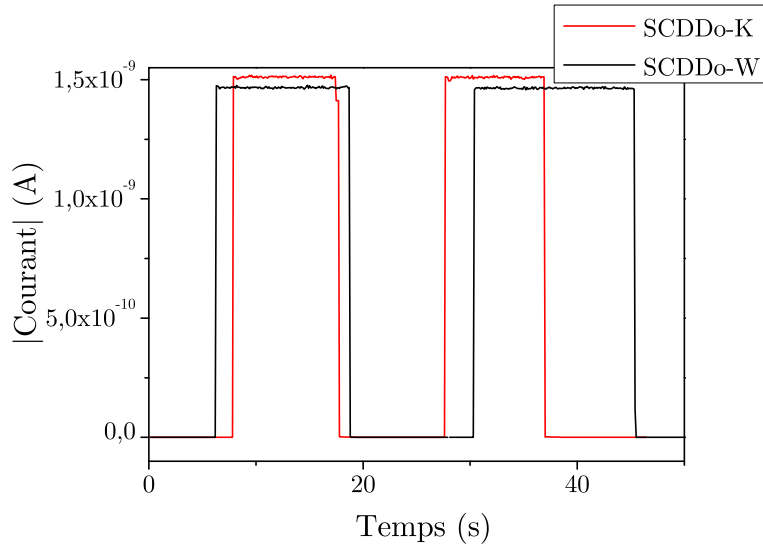


FIGURE VI.3 – Courbes $I(t)$ mesurées avec les nouveaux dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W polarisés avec une tension de + 50 V, pour deux irradiations successives avec le tube X de basse énergie (50 kV, 0,5 mA).

Enfin, la courbe caractéristique $I(V)$ est mesurée avec SCDDo-K sur l'accélérateur Varian muni du mMLC pour deux débits de dose, à savoir $80 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$ et $400 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$. Les résultats sont représentés sur la Figure VI.4 et montrent que la tension seuil c'est-à-dire celle à partir de laquelle la saturation du courant est observée, est plus élevée pour un débit de $400 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$ que de $80 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$. Ceci s'explique par le fait que l'intensité du champ électrique \vec{E}_i créé dans le diamant par les charges photo-induites et qui s'oppose au champ électrique appliqué \vec{E} , est proportionnelle au nombre de charges, comme cela a été expliqué dans le Chapitre 5. Cette intensité du champ \vec{E}_i est donc plus élevée pour le débit de $400 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$. Ainsi, pour une même valeur de champ électrique \vec{E} appliqué, l'intensité du champ électrique total \vec{E}_{tot} régnant dans le diamant est plus faible pour le débit de $400 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$ ($|\vec{E}_{tot}| = |\vec{E}| - |\vec{E}_i|$). Or, pour collecter 100 % des charges créées et observer alors la saturation du courant, l'intensité du champ électrique total doit être supérieure à une certaine valeur notée E_{min} . Cette valeur E_{min} est ainsi atteinte plus rapidement à $80 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$, ce qui explique les résultats de la Figure VI.4.

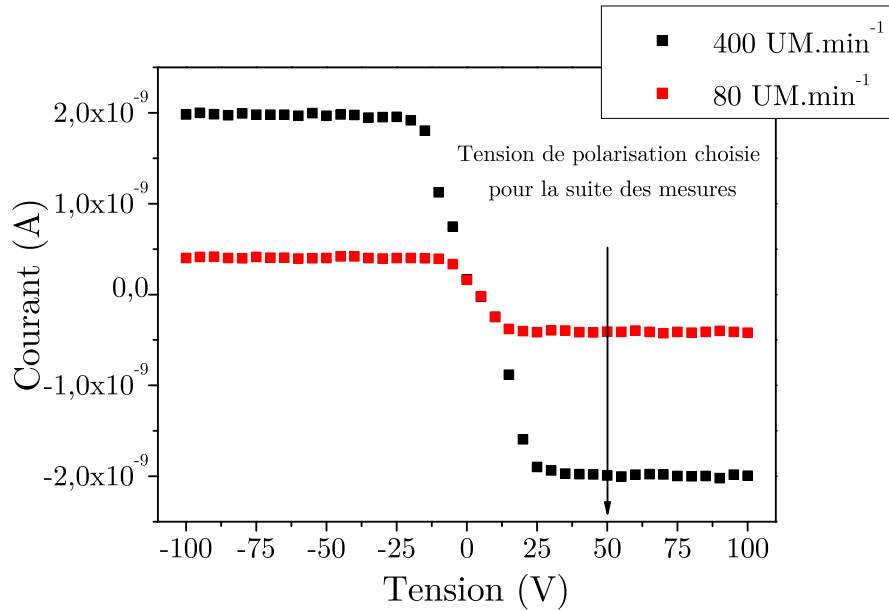


FIGURE VI.4 – Courbes I(V) mesurées avec SCDDo-K, pour un débit de 80 UM.min⁻¹ et 400 UM.min⁻¹, dans un champ de 10 × 10 cm². Mesures réalisées sur l’accélérateur Varian muni du mMLC, à l’hôpital de la Pitié Salpêtrière.

Pour la suite de ce travail, le dosimètre SCDDo-K est polarisé par des électromètres PTW avec une tension de + 50 V (soit un champ électrique de 0,3 V.μm⁻¹). Cette tension est suffisamment élevée pour se trouver dans la gamme de saturation du courant, d’après la Figure VI.4, mais cette tension de polarisation choisie n’est cependant pas trop élevée, de manière à éviter la dérive du courant observée rapidement avec les électrodes métalliques comme cela a été expliqué dans le Chapitre 5. En revanche, une tension de polarisation de + 80 V est appliquée sur le dosimètre SCDDo-W, pour confirmer que la durée de vie du détecteur est augmentée lors de l’utilisation d’électrodes en DLC, malgré une tension appliquée plus élevée. Le choix d’une tension de + 80 V permet également de vérifier la saturation du courant et le fait que l’utilisateur peut polariser ce dosimètre diamant avec n’importe quelle valeur de tension située dans la gamme où le courant sature.

VI.1.2 Répétabilité, sensibilité, efficacité de collecte des charges et rapport signal sur bruit

La répétabilité de la réponse des détecteurs est évaluée à partir de 10 mesures consécutives, avec une dose délivrée de 100 UM, dans un faisceau de 6 MV et un débit de 400 UM.min⁻¹, sur l’accélérateur Varian muni du mMLC de l’hôpital de la Pitié Salpêtrière.

La sensibilité de chaque détecteur donnée en nC.Gy⁻¹.mm⁻³ est calculée à partir de la moyenne de ces 10 mesures que l’on divise par la dose en Gy et par le volume de détection

Validation de la géométrie du prototype de dosimètre diamant : Mesures en conditions cliniques.

en mm^3 . La dose en Gy est mesurée par la chambre étalonnée de l'hôpital (PTW 31003) et son électromètre associé.

Le Tableau VI.2 regroupe les valeurs de répétabilité et de sensibilité des deux nouveaux prototypes de dosimètre diamant SCDDo-K et SCDDo-W. L'incertitude sur le calcul de la sensibilité est dominée par l'incertitude sur la taille du volume sensible, à savoir $10 \mu m$ sur chaque dimension du diamant. Ce Tableau VI.2 montre l'excellente répétabilité de ces dosimètres, respectant le critère du projet DIADOMI. De plus, ces deux dosimètres présentent la même sensibilité, montrant que les contacts en DLC ou en aluminium ont un comportement équivalent pour la collecte des charges dans un faisceau de radiothérapie.

L'efficacité de collecte des charges est déterminée pour ces dosimètres, selon la méthode décrite dans le Chapitre 2, en faisant le rapport du courant mesuré I_R et du courant théorique I_P . En prenant l'exemple du diamant SCDDo-K, le courant mesuré I_R est de $1,98 \text{ nA}$ d'après la courbe $I(V)$ mesurée à 400 UM.min^{-1} (Figure VI.4). Le courant théorique I_P est calculé à partir de la formule suivante [45] [94] :

$$I_P = \frac{\dot{D} \cdot \rho \cdot e \cdot V}{E_{e-h}} \quad (\text{VI.1})$$

avec \dot{D} le débit de dose dans le diamant d'environ $2,31 \text{ Gy.min}^{-1}$ (Paragraphe V.4.1 du Chapitre 5), ρ la masse volumique du diamant de $3,51 \text{ g.cm}^{-3}$, e la charge de l'électron de $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, V le volume sensible de $0,18 \text{ mm}^3$ et $E_{e-h} = 13 \text{ eV}$ l'énergie pour créer une paire électron-trou dans le diamant. Ainsi, pour ce dosimètre SCDDo-K, une efficacité de collecte des charges de $104 \% \pm 8 \%$ est évaluée.

Les deux nouveaux dosimètres créés avec des électrodes pleine face en aluminium ou en DLC présentent une sensibilité équivalente, malgré des tensions de polarisation différentes. Ceci est dû à la saturation de la courbe $I(V)$ qui représente un avantage pour l'utilisateur, car elle garantit que 100% des charges créées par l'irradiation sont collectées. Ceci est possible à condition d'avoir un diamant de haute pureté comme les échantillons E6 sélectionnés pour ce travail.

Dosimètre	Répétabilité (%) ($\frac{\sigma}{M}$)	Sensibilité ($\text{nC.Gy}^{-1}.\text{mm}^{-3}$)
SCDDo-K	0,06	246 ± 16
SCDDo-W	0,06	247 ± 16

Tableau VI.2 – Mesures de répétabilité et de sensibilité réalisées avec SCDDo-K et SCDDo-W, dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, à 10 cm de profondeur dans l'eau, pour un faisceau de photons de 6 MV , avec un débit de 400 UM.min^{-1} . Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière.

Enfin, le rapport signal sur bruit est évalué pour le détecteur SCDDo-K, le deuxième dosimètre présentant une réponse équivalente. Pour cela, une première mesure de charge est réalisée pendant une irradiation de 30 secondes dans les mêmes conditions de mesures que précédemment, puis une seconde mesure de charge est effectuée pendant 30 secondes juste après l'irradiation. Le rapport des deux valeurs de charge mesurées est ensuite calculé. Le calibre de l'électromètre est choisi de manière à être le mieux adapté à chacune de ces deux mesures de charge. Un rapport signal sur bruit de 1940 est déterminé, respectant ainsi les critères de DIADOMI.

VI.1.3 Dépendance de la réponse avec la dose, le débit et l'énergie

c) Dose

La dépendance de la réponse des détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W avec la dose est évaluée sur une gamme variant de 10 UM à 800 UM, dans un faisceau de photons de 6 MV et un débit de 400 UM.min⁻¹ sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. La courbe de charge mesurée en fonction de la dose est présentée sur la Figure VI.5.(a) pour ces deux dosimètres, en comparaison de la chambre d'ionisation de référence PTW 31003. Un ajustement linéaire de ces mesures est ensuite réalisé. Un coefficient de régression linéaire de 1 montre la linéarité de la réponse des deux nouveaux dosimètres avec la dose. La Figure VI.5.(b) indique de façon plus précise la relation entre la réponse de chaque détecteur et la dose. Ces résultats montrent en effet les faibles variations du rapport entre la charge mesurée et le nombre d'UM délivrées, par rapport à la dose de 800 UM. Ces variations restent inférieures à 1,1 %, en accord avec les critères demandés par DIADOMI.

Les mêmes mesures sont réalisées sur l'accélérateur Novalis avec le détecteur SCDDo-W. Les conditions de mesures sont identiques à celles utilisées précédemment pour l'accélérateur Varian muni du mMLC, à l'exception du débit de dose : un débit de 480 UM.min⁻¹ est utilisé, celui de 400 UM.min⁻¹ n'étant pas disponible sur le Novalis. Les résultats de ces mesures sont représentés sur la Figure VI.6. Elles sont comparées aux mesures réalisées avec ce même dosimètre sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. Elles confirment les faibles variations (< 0,5 %) du rapport entre la charge mesurée et le nombre d'UM délivrées, par rapport à la dose de 800 UM, pour le dosimètre SCDDo-W.

Ainsi, la linéarité de la réponse des détecteurs diamant avec la dose, qui avait été observée avec les premiers prototypes dans le Chapitre 4, est conservée avec les nouveaux dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W.

Validation de la géométrie du prototype de dosimètre diamant : Mesures en conditions cliniques.

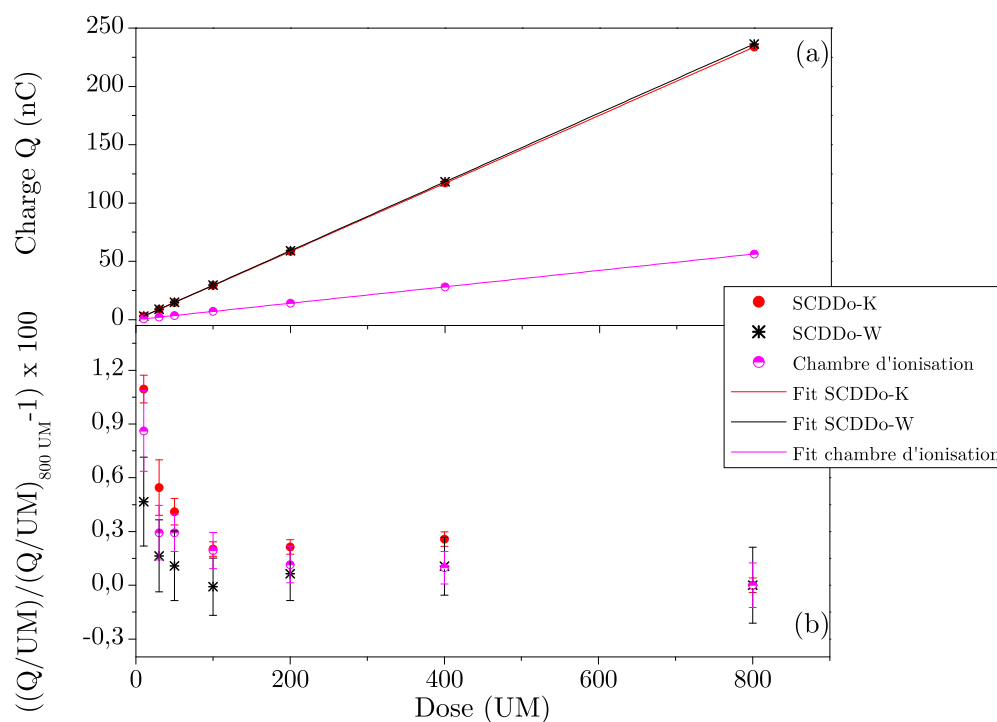


FIGURE VI.5 – (a) Charge mesurée par SCDDo-K, SCDDo-W et une chambre d'ionisation PTW 31003, en fonction de la dose délivrée. (b) Variation du rapport entre la charge mesurée Q et le nombre d'UM délivrées. Normalisation à 800 UM. Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

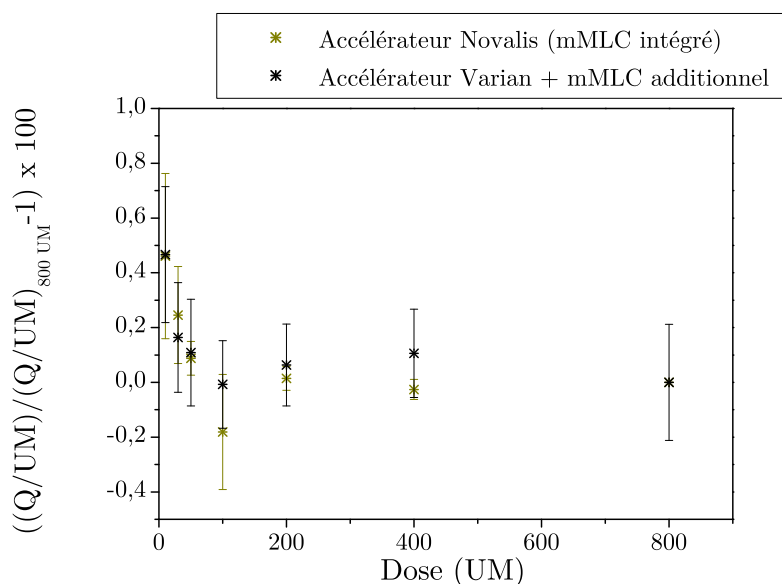


FIGURE VI.6 – Variation du rapport entre la charge Q mesurée et le nombre d'UM délivrées, pour le détecteur SCDDo-W, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière) et sur le Novalis (Centre René Gauducheau). Normalisation à 800 UM.

d) **Debit de dose**

La dépendance de la réponse des détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W avec le débit de dose est étudiée sur l'accélérateur Varian muni du mMLC, qui permet de délivrer des photons avec des débits variant de 80 UM.min⁻¹ à 400 UM.min⁻¹. Pour cela, les dosimètres sont irradiés avec une dose constante de 200 UM mais avec des débits de dose différents, dans un faisceau de photons de 6 MV. La Figure VI.7 présente les résultats de ces mesures normalisées par rapport au débit de 400 UM.min⁻¹. Cette figure confirme la faible dépendance de la réponse des détecteurs avec le débit de dose sur la gamme étudiée, grâce aux électrodes pleine face, comme cela a été expliqué dans le Chapitre 5.

Les mêmes mesures sont réalisées avec SCDDo-W sur l'accélérateur Novalis, pour des débits de dose variant de 160 UM.min⁻¹ à 800 UM.min⁻¹, dans les mêmes conditions que les mesures sur l'accélérateur Varian. Ces résultats obtenus sur le Novalis sont présentés sur la Figure VI.8, ainsi que les mesures effectuées avec ce même dosimètre sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. Les charges mesurées avec SCDDo-W sont normalisées à la valeur de 320 UM.min⁻¹ qui est le débit commun sur ces deux machines. Ceci permet d'élargir la gamme de débit de dose étudiée et montre que la variation maximale de charge mesurée avec SCDDo-W est de l'ordre de 0,6 % entre 80 UM.min⁻¹ et 800 UM.min⁻¹, respectant ainsi les critères du projet DIADOMI.

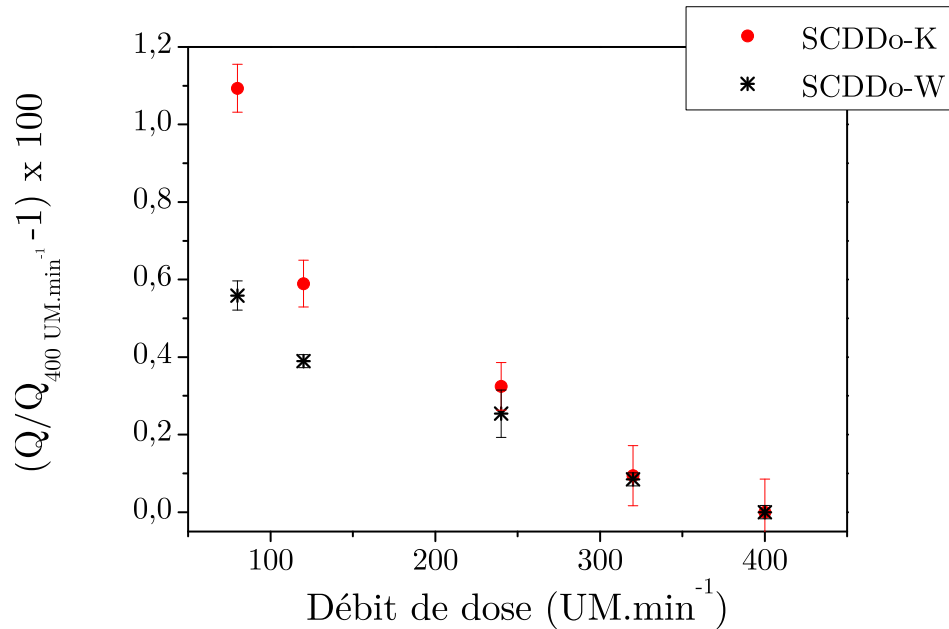


FIGURE VI.7 – Variation de la charge mesurée avec le nombre d'UM.min⁻¹ pour les détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W. Normalisation à 400 UM.min⁻¹. Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC, à l'hôpital de la Pitié Salpêtrière.

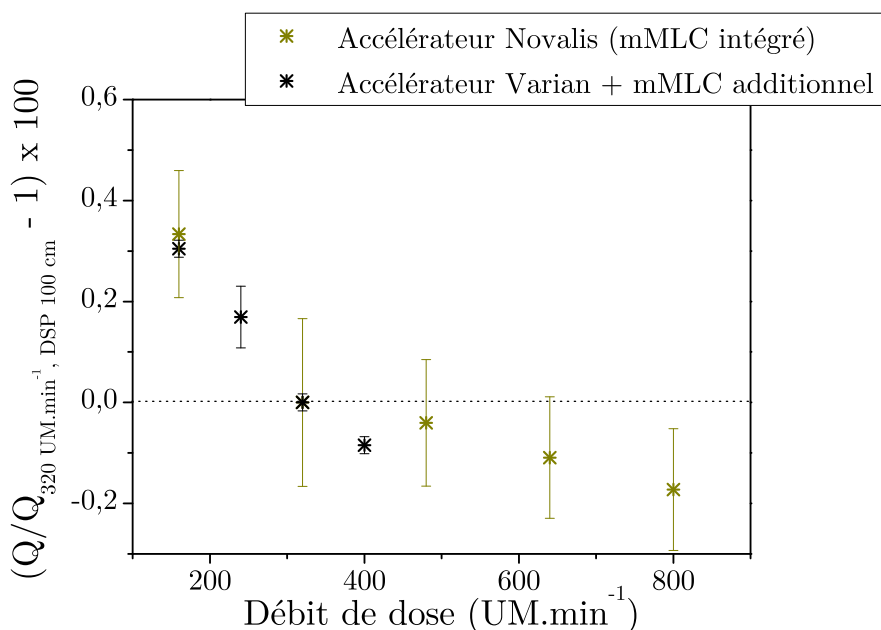


FIGURE VI.8 – Variation de la charge mesurée avec le nombre d'UM.min⁻¹ pour le détecteur SCDDo-W, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière) et sur le Novalis (Centre René Gauducheau). Normalisation à 320 UM.min⁻¹.

e) Energie

La dépendance de la réponse des nouveaux détecteurs diamant avec l'énergie est étudiée sur l'accélérateur Varian muni du mMLC, en délivrant à chaque dosimètre une même dose pour des énergies de photons différentes : 6 MV et 18 MV. Ces mesures sont réalisées avec le débit de 400 UM.min⁻¹. Des mesures de dose absolue avec la chambre de référence permettent de déterminer le nombre d'UM à délivrer en 6 MV et en 18 MV pour obtenir la même dose au point de mesure. Le Tableau VI.3 montre que les variations de la charge mesurée entre le faisceau de 18 MV et celui de 6 MV sont de l'ordre de 1 % pour SCDDo-K et SCDDo-W, respectant ainsi les critères du projet DIADOMI.

Cette diminution de la dépendance de la réponse des détecteurs avec l'énergie par rapport aux premiers prototypes peut s'expliquer par la réduction des dimensions du diamant et des dimensions de l'encapsulation. Les simulations MC réalisées dans le Chapitre 5 à partir des PSF existants n'ont pas montré d'effet de la géométrie du détecteur sur la dépendance en énergie de celui-ci. Cependant, ces simulations ont été réalisées avec des PSF de 6 MV et de 12 MV, dans un champ de 2 × 2 cm², tandis que les mesures sont réalisées avec des faisceaux de 6 MV et de 18 MV, dans un champ de 10 × 10 cm². La différence des spectres en énergie des faisceaux est donc plus importante dans le cas des mesures. De plus, la proportion de photons de basse énergie, plus sensibles aux éléments non équivalents-eau, est plus importante dans le champ de 10 × 10 cm². Ainsi,

VI.1 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en champ standard

la dépendance en énergie peut apparaître de manière plus importante dans les conditions de mesures choisies que dans les conditions de simulations. Pour compléter cette étude, la création d'un PSF de 18 MV, pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, est nécessaire. Ce travail sera réalisé avant la fin du projet DIADOMI pour vérifier l'effet de la géométrie du détecteur sur la dépendance en énergie de la réponse du dosimètre.

Dosimètre	$\frac{Q_{18MV}}{Q_{6MV}} - 1$ (%)
SCDDo-K	$-1,2 \pm 0,1$
SCDDo-W	$-1,3 \pm 0,1$

Tableau VI.3 – Variation de la charge mesurée dans un faisceau de 18 MV par rapport à la charge mesurée dans un faisceau de 6 MV, pour les nouveaux détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W. Mesures réalisées à l'hôpital de la Pitié Salpêtrière.

VI.1.4 Stabilité à moyen terme

La stabilité à moyen terme du détecteur SCDDo-K est étudiée au LNHB, selon les critères définis par Le Roy et al. [86]. La variation maximale de courant admise doit être de $\pm 0,1$ % par rapport à la valeur initiale pour une irradiation d'une quinzaine d'heures.

Pour cela, le détecteur est placé dans un fantôme en graphite sur l'axe d'un faisceau de ^{60}Co (Figure VI.9), à 100 cm de la source. A cette distance, le débit de dose au point de mesure est d'environ $0,2 \text{ Gy}\cdot\text{min}^{-1}$ et le diamètre du faisceau est de 16 cm. Le dosimètre SCDDo-K est polarisé avec une tension de + 50 V.

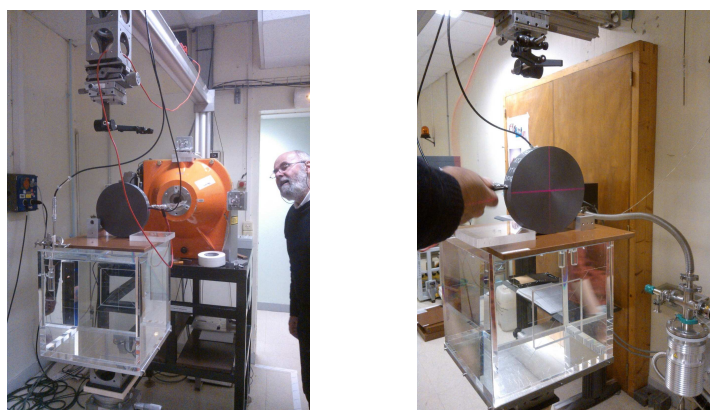


FIGURE VI.9 – Photos du fantôme graphite dans lequel est placé le détecteur SCDDo-K pour des mesures de stabilité à moyen terme, sous irradiation d'un faisceau de ^{60}Co .

Les mesures de courant sont réalisées grâce à la chaîne de mesures du LNHB constituée d'un électromètre composé d'un amplificateur opérationnel présentant un gain élevé et sur lequel est placé en contre-réaction un condensateur étalon. La tension en sortie de

l'amplificateur est une fonction linéaire du temps, correspondant à la tension de charge du condensateur. Différentes charges et décharges successives du condensateur sont réalisées au cours de cette étude. Au cours de la charge du condensateur, la tension en sortie de l'amplificateur est mesurée 11 fois, à des intervalles de temps réguliers de 50 secondes. Le courant collecté, exprimé en *Ampère*, est alors calculé par la relation suivante :

$$I = (C + C_p) \cdot \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad (\text{VI.2})$$

où C est la valeur de la capacité du condensateur étalon ($C.V^{-1}$), C_p est la capacité parasite de l'amplificateur ($C.V^{-1}$) et ΔV est la différence de potentiel en sortie de l'amplificateur mesurée dans l'intervalle de temps ΔT de 50 secondes. Ainsi, au cours de la charge du condensateur, 10 mesures de courant sont réalisées. Le courant mesuré sur une période de charge du condensateur est égal à la moyenne de ces 10 mesures, avec une incertitude associée équivalente à l'écart-type de ces mesures. Il est également corrigé de la décroissance de la source de ^{60}Co .

La stabilité du détecteur est étudiée en répétant 4 fois le cycle suivant : une irradiation sous faisceau de ^{60}Co pendant 3h30, suivie d'une période de 45 min où le faisceau est fermé. Ainsi, le dosimètre est irradié pendant une durée totale de 14h. Au cours de chaque période d'irradiation de 3h30, 15 cycles de charge et de décharge successives du condensateur sont réalisés, permettant d'obtenir 15 mesures de courant.

Ce travail est également réalisé sur le dosimètre diamant PTW 60003 n°2, pour une tension de + 100 V qui est la tension recommandée par le constructeur. Les résultats sont présentés sur la Figure VI.10 pour ce dosimètre et pour SCDDo-K. Les trois premiers points de mesure du courant ne sont pas pris en compte, car ils correspondent à une pré-irradiation des dosimètres avec une dose d'environ 10 Gy. Après cette pré-irradiation, le courant mesuré avec SCDDo-K varie de 0,1 % par rapport au premier point de mesure sur les 14h d'irradiation, respectant ainsi le critère de sélection d'un détecteur par le LNHB. En revanche, cette variation est de - 0,3 % pour le dosimètre diamant PTW 60003. Les variations de courant pour ce détecteur sont plus importantes au cours des 4 premières heures d'irradiation.

Cette étude a permis de montrer la très bonne stabilité du détecteur SCDDo-K sur une quinzaine d'heures d'irradiation dans un faisceau de ^{60}Co . Cependant, la durée d'utilisation de ce détecteur a été limitée à cause de ses électrodes en aluminium. De ce fait, la stabilité à plus long terme, comme par exemple sur une durée de plusieurs mois, n'a pas pu être étudiée avec ce détecteur. Enfin, les mesures de stabilité sur plusieurs mois n'ont pas pu être réalisées avec SCDDo-W au cours de cette thèse.

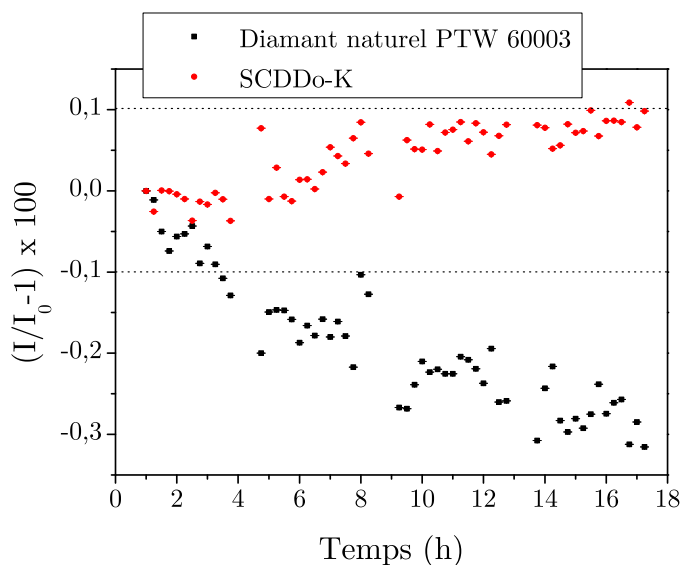


FIGURE VI.10 – Courant mesuré en fonction du temps avec SCDDo-K polarisé à + 50 V et le diamant naturel PTW 60003 polarisé à + 100 V, avec barres d’incertitudes. Mesures réalisées sous un faisceau de ^{60}Co au LNHB.

VI.1.5 Dépendance angulaire

Des mesures de dépendance angulaire sont réalisées avec SCDDo-W sur l’accélérateur Varian de l’hôpital de la Pitié Salpêtrière, dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Pour effectuer ce type de mesures avec le détecteur dans sa position habituelle, c’est-à-dire avec son câble parallèle à l’axe du faisceau, le dosimètre doit être placé dans un fantôme sphérique équivalent-eau, permettant d’avoir la même épaisseur de matériau traversé quel que soit l’angle d’incidence du faisceau (Figure VI.11). Ceci nécessite un support particulier pour maintenir le fantôme et le détecteur dans cette position, rendant difficile les mesures. Celles-ci n’ont pas pu être réalisées au cours de cette thèse. En revanche, cette étude est réalisée avec le code Monte Carlo PENELOPE. Pour cela, la géométrie du détecteur est modélisée comme dans le Chapitre 5, à savoir avec tous les éléments du détecteur à l’exception de la partie inférieure située à plus de 2 cm du diamant comprenant les soudures et le câble triaxial. Le volume sensible du dosimètre est ensuite centré dans une sphère d’eau de 20 cm de diamètre. Le diamant modélisé présente des dimensions équivalentes à celles du diamant présent dans les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W, à savoir $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$. La dose est calculée dans le volume du diamant pour différents angles d’incidence du faisceau, à partir du PSF généré pour le champ de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et une énergie de 6 MV de l’accélérateur Saturne 43. Les résultats de ces simulations sont présentés dans le Tableau VI.4 et permettent de montrer que dans cette orientation, la réponse du dosimètre présente une faible dépendance avec l’angle d’incidence du faisceau de photons : variations de la dose $< 1,5 \%$.

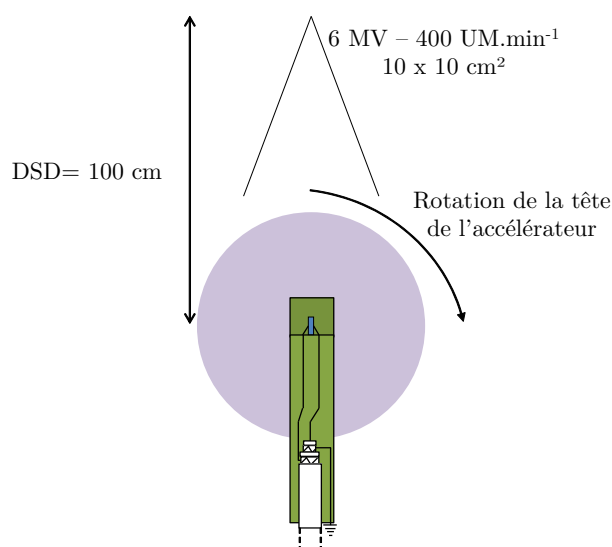


FIGURE VI.11 – Schéma de la configuration attendue pour les mesures de dépendance angulaire, avec le détecteur placé dans sa position habituelle, c'est-à-dire avec son câble perpendiculaire à l'axe du faisceau.

Angle (°)	$\frac{D_{\text{angle}}}{D_0} - 1$ (%)
20 °	0,0 ± 1,1
40 °	0,5 ± 1,1
60 °	0,0 ± 1,1
80 °	0,9 ± 1,0
100 °	1,1 ± 1,1
120 °	1,1 ± 1,1
140 °	1,5 ± 1,1

Tableau VI.4 – Variation de la dose calculée par MC dans le volume sensible du dosimètre, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau de photons de 2×2 cm² et de 6 MV. Simulations MC réalisées à partir de la géométrie présentée sur la Figure VI.11.

La dépendance angulaire de la réponse du détecteur SCDDo-W est cependant mesurée dans une autre orientation sur l'accélérateur Varian équipé du mMLC. Pour cela, le dosimètre est placé dans un fantôme solide équivalent-eau, de forme cylindrique, sur la table de traitement, avec son câble perpendiculaire à l'axe du faisceau (Figure VI.12). Les diamètres intérieur et extérieur de ce cylindre sont respectivement de 7 mm et 25 mm. Le diamant est positionné dans un champ de 10×10 cm², à l'isocentre, dans un faisceau de 6 MV. Le débit utilisé pour ces mesures est de 400 UM.min⁻¹. La tête de l'accélérateur

VI.1 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en champ standard

effectue des rotations autour du dosimètre de 0° à $\pm 70^\circ$. Un angle de 70° ne peut pas être dépassé du fait d'une collision entre le mMLC et la table de traitement. Une dose de 200 UM est délivrée pour chaque angle et deux mesures de charge sont effectuées avant de calculer la moyenne. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la Figure VI.13. La variation maximale de la charge de 1 % sur une rotation de $\pm 70^\circ$ indique la faible dépendance de la réponse du détecteur avec l'angle d'incidence du faisceau de photons, respectant ainsi les critères de DIADOMI dans cette orientation.

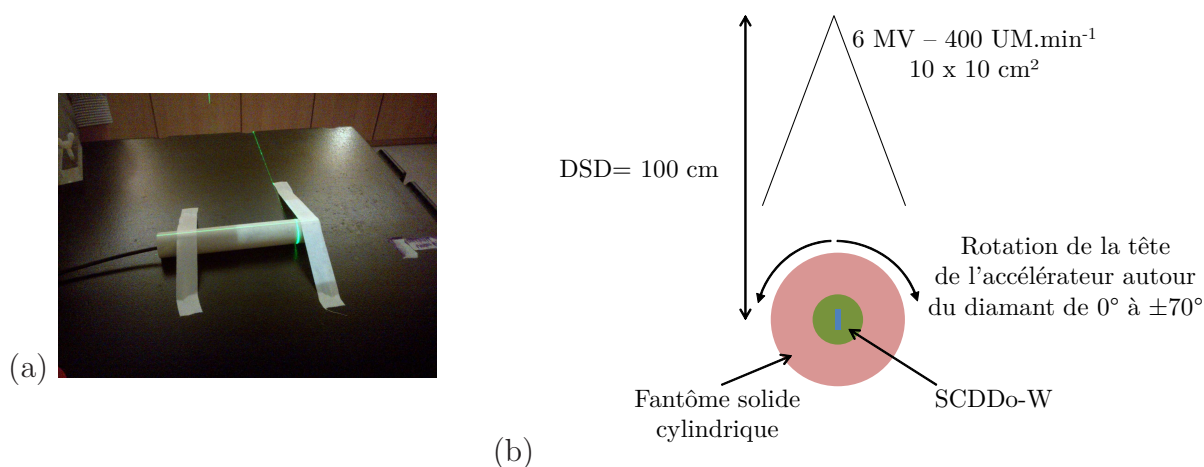


FIGURE VI.12 – (a) : Photo (a) et schéma (b) du détecteur SCDDo-W placé dans un cylindre équivalent-eau, avec son câble perpendiculaire à l'axe du faisceau, pour étudier la dépendance angulaire de la réponse du détecteur dans cette orientation.

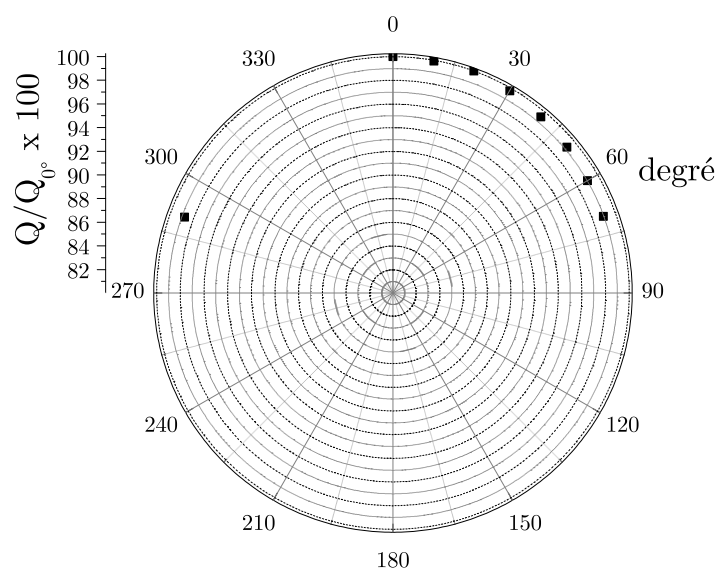


FIGURE VI.13 – Mesures de dépendance angulaire de la réponse du détecteur SCDDo-W, dans un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ créé par l'accélérateur Varian de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière.

VI.1.6 Profils de dose

Après avoir évalué la qualité de réponse des nouveaux prototypes, des profils de dose peuvent être désormais mesurés dans un champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. Ces mesures sont réalisées avec le détecteur SCDDo-K dans la direction x selon laquelle est orientée l'épaisseur du diamant, dans un faisceau de photons de 6 MV, avec un débit de 400 UM.min^{-1} . Les profils sont déterminés à 10 cm de profondeur dans l'eau, à DSP 100 cm, et ils sont normalisés à 100 % sur l'axe du faisceau.

La Figure VI.14 présente les mesures de profils de dose réalisées avec SCDDo-K, dans la direction x . Ces profils sont comparés à ceux obtenus avec des détecteurs commercialisés, à savoir la diode PTW 60017 n°2, la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014 n°2 et le diamant naturel PTW 60003 n°2. Les valeurs de pénombres calculées à partir de chacun de ces profils sont présentées dans le Tableau VI.5. Les pénombres mesurées avec SCDDo-K sont équivalentes à celles obtenues avec la diode (écart $< 0,2 \text{ mm}$) qui présente une excellente résolution spatiale du fait de son petit volume de détection. Contrairement à la diode et au détecteur SCDDo-K, la chambre PinPoint et le diamant naturel de PTW présentent de larges volumes de détection, ce qui a pour effet d'élargir les pénombres.

Dosimètre	Pénombre 20%-80% (mm) : moyenne de la pénombre à droite et à gauche
Diamant naturel PTW	4,79
Chambre PinPoint	4,86
Diode PTW 60017	4,23
SCDDo-K	4,03

Tableau VI.5 – Pénombres calculées à partir des profils de dose selon x obtenus avec le détecteur SCDDo-K, la diode PTW 60017 n°2, le diamant naturel PTW 60003 n°2 et la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014 n°2. Mesures réalisées dans un champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

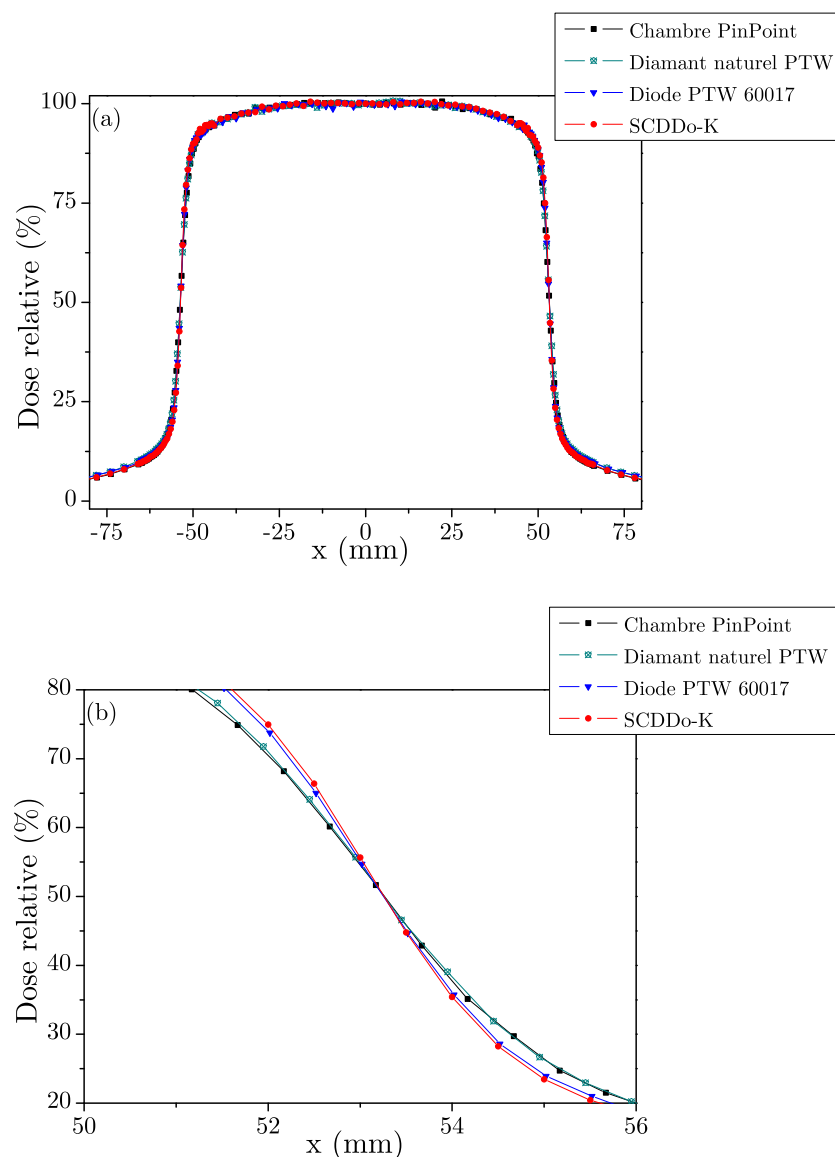


FIGURE VI.14 – (a) Profils de dose selon x , mesurés dans le champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ avec SCDDo-K, la diode PTW 60017 n°2, le diamant naturel PTW 60003 n°2 et la chambre d'ionisation PinPoint PTW 31014 n°2. (b) Zoom sur une zone de pénombre. Mesures réalisées à 10 cm de profondeur dans l'eau, DSP 100 cm, dans un faisceau de photons de 6 MV, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

VI.1.7 Conclusions des mesures en champ standard

Les électrodes en DLC, qui ont montré une meilleure tenue aux radiations par rapport aux métaux, n'entraînent pas de modification de la réponse du détecteur en champ standard par rapport aux électrodes en aluminium. Les deux dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W présentent en effet une efficacité de collecte des charges de 100 %, ainsi qu'une très bonne répétabilité et stabilité à court terme de leur réponse. La stabilité du détecteur

SCDDo-K a également été vérifiée à moyen terme, sur une irradiation d'une quinzaine d'heures sous un faisceau de ^{60}Co et rentre dans les critères de sélection du LNHB.

L'optimisation des détecteurs diamant a permis de réduire la dépendance de la réponse du dosimètre avec le débit de dose qui était très élevée avec les premiers prototypes. Ceci est dû notamment à la géométrie des électrodes pleine face qui permet d'obtenir des courbes $I(V)$ saturées.

La dépendance de la réponse en énergie est également améliorée ; ceci peut s'expliquer par la réduction des dimensions du diamant et des dimensions de l'encapsulation.

La dépendance de la réponse du détecteur avec l'angle d'incidence du faisceau de photons n'a pu être évaluée que pour une seule orientation du dosimètre qui n'est pas celle utilisée pour les mesures. Elle est cependant très faible et respecte les critères du projet DIADOMI.

La dépendance de la réponse de ces détecteurs avec la température n'a pas pu être étudiée au cours de cette thèse, mais ce travail sera réalisé par le LNHB avant la fin du projet DIADOMI.

Enfin, les profils de dose mesurés en champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ sont en accord avec ceux obtenus avec la diode PTW 60017, détecteur de référence pour ce type de mesures.

En conclusion, les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W répondent aux critères de DIADOMI en champ standard (voir Tableau VI.6 récapitulatif) et sont donc prêts à être évalués en mini-faisceaux.

VI.1 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en champ standard

Paramètres dosimétriques	Critères recommandés par DIADOMI	Mesures avec les prototypes de dosimètre diamant optimisés
Allure courbe I(V)	Saturation	Saturation
Efficacité de collecte de charges	100 %	$\simeq 100$ %
Rapport signal sur bruit	> 1000	$\simeq 2000$
Répétabilité	$< 0,5$ %	0,06 %
Reproductibilité	< 1 %	Évaluée dans la partie suivante en mini-faisceaux
Sensibilité	$> 1 \text{ nC.Gy}^{-1}$	$\simeq 45 \text{ nC.Gy}^{-1}$
Stabilité à moyen terme (15 h)	$< 0,1$ %	0,1 %
Dépendance avec la dose	Ecart à la linéarité < 1 %	0,5 % de 6 cGy à 530 cGy environ (SCDDo-W) et 1,1 % de 6 cGy à 260 cGy environ (SCDDo-K)
Dépendance avec le débit de dose	< 1 % sur la gamme de débits disponibles sur l'accélérateur	0,6 % entre 80 et 800 UM.min^{-1} (SCDDo-W) et 1,1 % entre 80 et 400 UM.min^{-1} (SCDDo-K)
Dépendance avec l'énergie	< 1 % sur la gamme d'énergies disponibles sur l'accélérateur	$\simeq 1$ % entre 6 MV et 18 MV
Dépendance angulaire	< 1 % jusqu'à un angle de 20° minimum	1 % jusqu'à $\pm 70^\circ$
Dépendance avec la température	< 1 % de 15 à 25 °C	Non évaluée

Tableau VI.6 – Différents paramètres dosimétriques à évaluer concernant la réponse du détecteur diamant en champ standard : valeurs recommandées par le projet DIADOMI et valeurs mesurées avec les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W.

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

Les nouveaux dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W sont désormais testés en conditions stéréotaxiques sur les différentes machines du projet DIADOMI, en comparaison des différents détecteurs du commerce. Les résultats des mesures de FOC et/ou de distributions de dose réalisées avec ces détecteurs en mini-faisceaux sont présentés dans cette partie. Pour les mesures de FOC en mini-faisceaux, la première étape consiste à faire un centrage précis de chaque détecteur. Pour cela, des profils de dose sont mesurés dans les directions orthogonales x et y , à la profondeur de mesures des FOC. Des déplacements du détecteur sont effectués selon ces deux directions jusqu'à ce que les profils de dose mesurés soient parfaitement centrés. Ensuite, pour la détermination du FOC, la charge est mesurée 5 fois pour chaque taille de champ, avant de calculer la charge moyenne et l'écart-type de ces mesures. Les conditions de mesures des profils de dose, des rendements en profondeur et des FOC seront précisées par la suite pour chaque machine de stéréotaxie, selon les recommandations des constructeurs.

VI.2.1 Accélérateur linéaire Varian 2100 C muni d'un mMLC m3 (Hôpital de la Pitié Salpêtrière, Paris)

Des mesures de dose relative sont réalisées avec les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W dans les mini-faisceaux produits par le mMLC m3 fixé sur la tête de l'accélérateur Varian 2100C (Figure VI.15).



FIGURE VI.15 – Cuve à eau PTW placée sous l'accélérateur Varian 2100C équipé du mMLC m3 de Brainlab, à l'hôpital de la Pitié Salpêtrière à Paris.

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

Pour ces mesures, chaque dosimètre est placé dans sa position verticale, avec son câble parallèle à l'axe du faisceau, et l'épaisseur du diamant dans la direction droite-gauche selon l'axe x . Toutes les mesures sont réalisées dans un faisceau de photons de 6 MV et un débit de dose de 400 UM.min⁻¹.

VI.2.1.1 Mesures de distributions de dose en mini-faisceaux

a) Profils de dose

Les profils de dose sont mesurés dans les deux directions orthogonales x et y , en plaçant les détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W à 10 cm de profondeur dans l'eau, à DSP 100 cm. Ces profils mesurés pour le plus petit champ de 6×6 mm² sont présentés sur la Figure VI.16. Ils sont comparés à ceux obtenus avec la diode PTW 60017 choisie comme détecteur de référence pour ce type de mesures, du fait de son petit volume de détection. Les valeurs des pénombres sont présentées dans le Tableau VI.7 pour ces différents détecteurs et confirment la différence de pénombres entre les profils en x et en y , du fait de la géométrie du bout des lames différentes de celle du bord des lames, comme cela a été vu dans le Paragraphe IV.3.2.2 du Chapitre 4.

Les profils mesurés selon x avec SCDDo-K et SCDDo-W sont en très bon accord avec celui de la diode, avec un écart maximal de 0,15 mm sur les pénombres. Ce résultat est identique à celui présenté dans la première partie de ce chapitre concernant les profils de dose mesurés avec ces dosimètres en champ standard de 100×100 mm².

Les profils mesurés selon y montrent également des pénombres relativement proches pour les deux nouveaux dosimètres et la diode. Cependant, le faisceau de 6×6 mm² apparaît légèrement incliné dans cette direction d'après les mesures réalisées avec les deux détecteurs SCDDo, alors qu'il ne semble pas l'être d'après les profils mesurés avec la diode. Ceci s'explique par le fait que les mesures de profils réalisées avec la diode et les deux détecteurs diamant ont été effectuées avec plusieurs mois d'intervalle et une faible modification du faisceau est apparue au cours de cette période, confirmée par les médecins médicaux du centre. Ces variations de profils n'impactent cependant pas les valeurs de pénombres car elles apparaissent pour les valeurs de dose supérieures à 80 % de la dose sur l'axe.

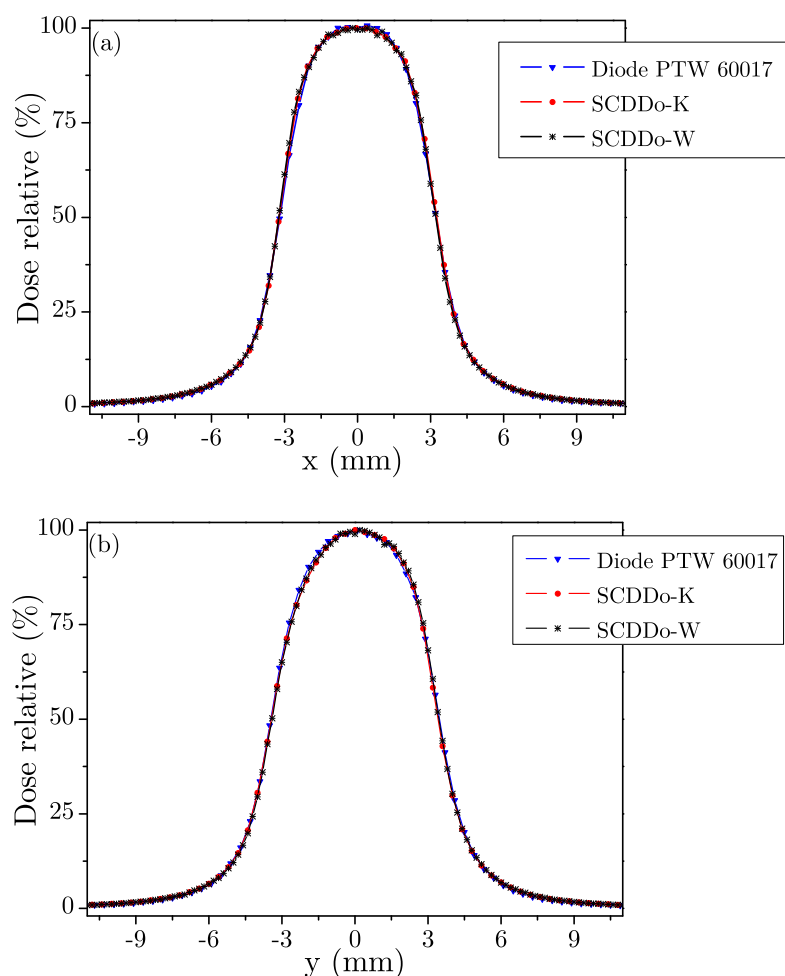


FIGURE VI.16 – Profils de dose selon x (a) et selon y (b) mesurés dans le champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ avec SCDDo-K et SCDDo-W, en comparaison de la diode PTW 60017 n°2. Mesures réalisées à 10 cm de profondeur dans l'eau, DSP 100 cm, dans un faisceau de photons de 6 MV, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

Dosimètre	Pénombre 20%-80% (mm) : moyenne de la pénombre à droite et à gauche	
	profil x	profil y
Diode PTW 60017	1,79	1,96
SCDDo-K	1,69	1,96
SCDDo-W	1,64	1,92

Tableau VI.7 – Pénombres calculées à partir des profils de dose obtenus avec les nouveaux détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W, ainsi qu'avec la diode PTW 60017 n°2, pour un champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

b) Rendements en profondeur

Les profils de dose réalisés dans le plus petit champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ont permis de bien centrer chaque détecteur sur l'axe du faisceau. Les rendements en profondeur peuvent alors être mesurés avec SCDDo-K et SCDDo-W, dans le plus petit faisceau de $6 \times 6 \text{ mm}^2$. La Figure VI.17 présente les courbes de rendement en profondeur obtenues avec ces différents détecteurs à DSP 100 cm, en comparaison de celle obtenue avec la diode PTW 60017. Ces rendements en profondeur sont normalisés à 100 % à la profondeur du maximum de dose (z_{max}). Les valeurs de la dose à l'entrée (D_e), de la profondeur du maximum de dose (z_{max}) et des pourcentages de dose à 10 cm (D_{10}) et 20 cm (D_{20}) de profondeur dans l'eau sont indiquées dans le Tableau VI.8 pour chacun de ces détecteurs.

Ces résultats indiquent des valeurs de dose à l'entrée D_e pour SCDDo-K et SCDDo-W plus faibles qu'avec les premiers prototypes de dosimètre diamant (78,4 % pour le premier prototype SCDDo-I), car la hauteur de l'encapsulation a été réduite sur ces deux nouveaux dosimètres, de manière à ce que le volume sensible soit le plus proche possible de la surface du détecteur. Cependant, malgré une hauteur de PBnMA de 1,1 mm, les valeurs de dose à l'entrée pour SCDDo-K et SCDDo-W sont toujours supérieures à celle mesurée avec la diode. Ceci s'explique par le fait que la dimension du volume sensible selon l'axe z est de l'ordre de 1 mm pour les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W, alors qu'elle n'est que de $30 \mu\text{m}$ pour la diode. Il y a donc un effet de la taille du volume sensible sur la valeur de D_e pour les nouveaux dosimètres diamant.

Le Tableau VI.8 présente un faible écart inférieur à 0,4 mm entre les profondeurs du maximum de dose z_{max} mesurées avec ces différents détecteurs. Enfin, les pourcentages de dose à 10 cm (D_{10}) et 20 cm (D_{20}) de profondeur dans l'eau mesurés avec SCDDo-K et SCDDo-W sont proches de celles obtenues avec la diode. Ceci est dû à la diminution de la dépendance de la réponse des nouveaux détecteurs avec le débit de dose, grâce aux électrodes pleine face. Ainsi, un écart inférieur à 0,4 % est obtenu à 20 cm de profondeur dans l'eau entre le pourcentage de dose mesuré avec les nouveaux prototypes de dosimètre diamant et celui obtenu avec la diode PTW 60017.

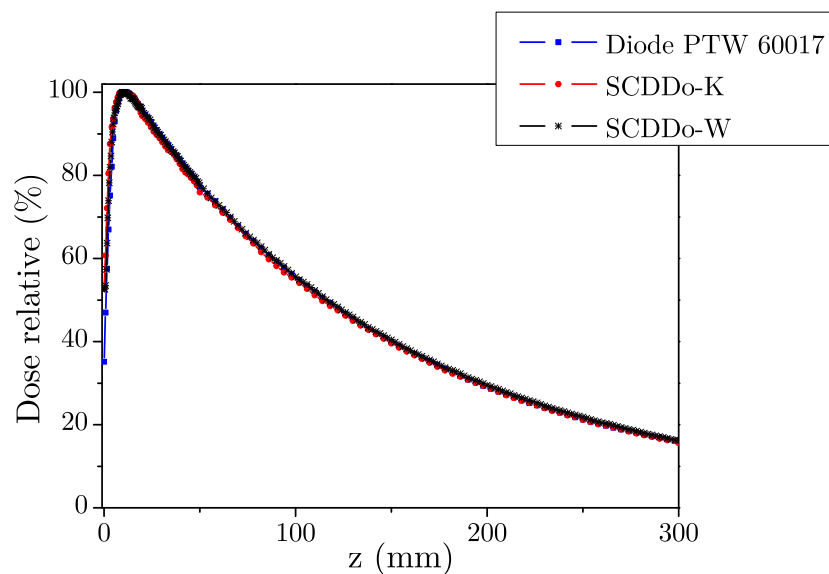


FIGURE VI.17 – Rendements en profondeur mesurés avec SCDDo-K, SCDDo-W et la diode PTW 60017 n°2, dans un champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

Dosimètre	D_e (%)	z_{\max} (mm)	D_{10} (%)	D_{20} (%)
Diode PTW 60017	40,5	11,2	55,5	29,1
SCDDo-K	52,6	11,2	54,8	29,1
SCDDo-W	52,8	10,8	55,6	29,5

Tableau VI.8 – Dose à l'entrée (D_e), profondeur du maximum de dose (z_{\max}) et pourcentages de dose à 10 cm (D_{10}) et 20 cm (D_{20}) de profondeur dans l'eau, pour les rendements en profondeur mesurés dans un champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, avec SCDDo-K, SCDDo-W et la diode PTW 60017 n°2. Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

VI.2.1.2 Facteurs Ouverture Collimateur

Les FOC sont mesurés avec SCDDo-K et SCDDo-W à 10 cm de profondeur dans l'eau, à DSP 100 cm, en délivrant une dose de 100 UM par taille de champ. Le champ de référence des FOC est le faisceau de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Le Tableau VI.9 rappelle les ouvertures des lames et des mâchoires pour définir les différentes tailles de champs. Les valeurs de FOC obtenues avec les nouveaux détecteurs diamant sont comparées à celles obtenues avec les différents détecteurs commercialisés utilisés dans le projet DIADOMI et dans ce travail de thèse.

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

Ouverture mMLC (mm ²)	Ouverture mâchoires (mm ²)
100 × 100	98 × 98
80 × 80	80 × 80
60 × 60	60 × 60
42 × 42	44 × 44
36 × 36	44 × 44
30 × 30	44 × 44
24 × 24	44 × 44
18 × 18	20 × 20
12 × 12	14 × 14
6 × 6	8 × 8

Tableau VI.9 – Ouvertures du mMLC et des mâchoires recommandées par Brainlab pour les mesures de FOC.

Tout d’abord, les FOC mesurés avec les diodes PTW 60017 ainsi qu’avec les diamants naturels PTW 60003 de l’IRSN et du CEA sont comparés sur cet accélérateur Varian muni du mMLC. La Figure VI.18 présente ces résultats de comparaison et montre des valeurs de FOC très similaires entre les deux diodes PTW 60017 pour toutes les tailles de champs (écart inférieur à 0,3 %). Ainsi, l’une ou l’autre diode peut être utilisée indifféremment pour la suite de l’étude des FOC en mini-faisceaux. En revanche, les écarts sont plus importants entre les deux dosimètres PTW 60003 en diamant naturel, avec un écart maximal de 3,2 % pour le champ de 6 × 6 mm², indiquant que les dispositifs ne sont pas fiables en mini-faisceaux. Ceci s’explique par la différence de volume sensible entre les différents détecteurs diamant PTW. Le constructeur indique en effet un volume de détection variant de 1 à 6 mm³. La diode PTW 60017 n°1 et le diamant PTW 60003 n°1 seront utilisés pour toutes les mesures de FOC dans la suite de l’étude, car il s’agit des dosimètres utilisés dans le travail de l’IRSN publié récemment [79].

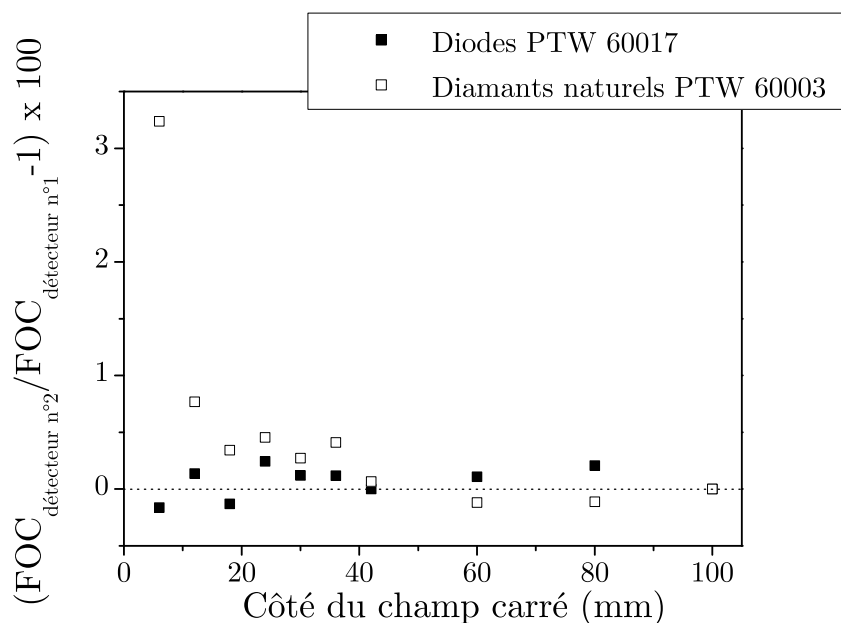


FIGURE VI.18 – Comparaison des FOC mesurés avec les deux diodes PTW 60017 du CEA et de l’IRSN, ainsi qu’avec les deux dosimètres en diamant naturel PTW 60003 du CEA et de l’IRSN, sur l’accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

La Figure VI.19 présente les FOC mesurés avec SCDDo-K et SCDDo-W, en comparaison des différents détecteurs commercialisés et notamment des μLiF qui sont les détecteurs de référence pour ce type de mesures. Le Tableau VI.10 regroupe les valeurs de FOC obtenues avec chaque dosimètre, actif ou passif.

Tout d’abord, cette Figure VI.19 confirme que les dosimètres passifs (films EBT2 et μLiF) sont en accord à 2 % près pour toutes les tailles de champs [79]. Ensuite, comme cela a été vu dans le Chapitre 4, la diode EDGE surestime le FOC en mini-faisceaux, du fait de son blindage métallique et des matériaux non équivalents-eau qui la constituent [32] [75] [66]. L’écart entre le FOC mesuré avec cette diode et le FOC obtenu avec les μLiF atteint en effet 6,5 % pour le plus petit champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$.

Les FOC mesurés avec les deux nouveaux dosimètres diamant SCDDo-K et SCDDo-W sont identiques pour toutes les tailles de champs. De plus, ils sont en accord avec les μLiF à 1,2 % près, pour toutes les tailles de champs, à l’exception du faisceau de $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Pour cette plus petite taille de champ, l’écart entre les nouveaux détecteurs SCDDo et les μLiF est de l’ordre de 3 %. Cet écart est équivalent à celui obtenu entre la diode PTW 60017 et les μLiF . D’après les derniers résultats de simulations MC présentés dans le Paragraphe V.3.1 du Chapitre 5, cet écart observé entre les nouveaux prototypes et les μLiF pris comme référence pourrait être diminué en réduisant le diamètre de l’encapsulation. Cette solution n’a pas pu être testée au cours de cette thèse, mais son application est prévue avant la fin du projet DIADOMI.

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

Enfin, comme cela a été évoqué dans le Chapitre 4, la chambre d'ionisation et le diamant naturel PTW sous-estiment la valeur du FOC en mini-faisceaux, notamment à cause de leur large volume de détection. La présence d'air dans la chambre d'ionisation augmente le manque d'équilibre électronique latéral et explique également ce résultat.

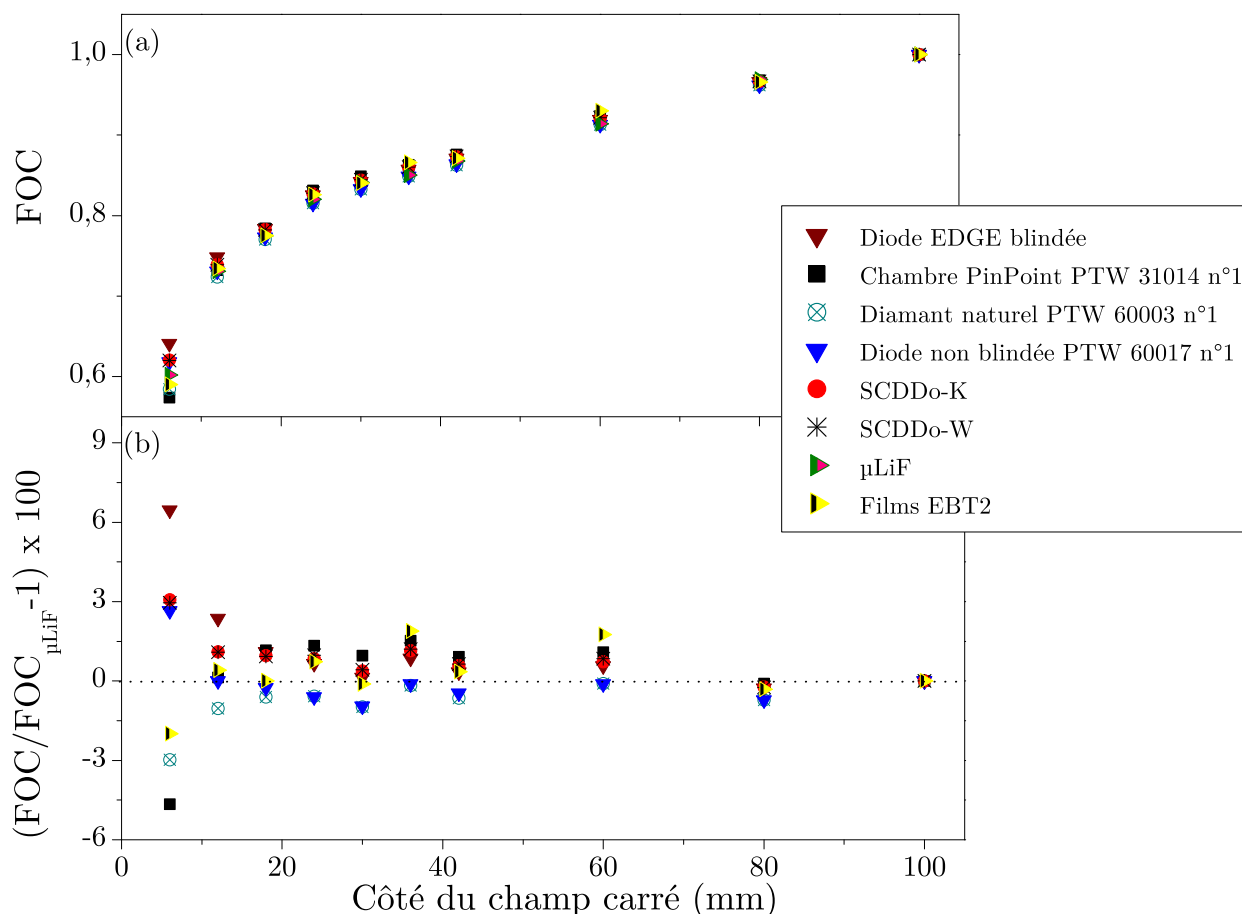


FIGURE VI.19 – (a) FOC mesurés avec les nouveaux détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W, ainsi qu'avec différents détecteurs commercialisés. (b) Ecart entre les FOC mesurés avec les différents détecteurs et ceux obtenus avec les μLiF de référence. Mesures réalisées sur l'accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

Validation de la géométrie du prototype de dosimètre diamant : Mesures en conditions cliniques.

Côté du champ carré (mm)	SCDDo-K	SCDDo-W	Diode EDGE	Chambre PTW 31014	Diamant naturel PTW 60003	Diode PTW 60017	μLiF	Films EBT2
6	0,621	0,620	0,641	0,574	0,584	0,618	0,602	0,590
12	0,739	0,739	0,748	0,732	0,723	0,732	0,731	0,734
18	0,782	0,782	0,784	0,784	0,770	0,772	0,775	0,775
24	0,827	0,828	0,825	0,831	0,815	0,815	0,820	0,826
30	0,844	0,845	0,842	0,849	0,833	0,834	0,841	0,840
36	0,860	0,860	0,857	0,863	0,849	0,849	0,850	0,866
42	0,873	0,874	0,871	0,876	0,862	0,863	0,868	0,871
60	0,921	0,922	0,919	0,924	0,913	0,913	0,914	0,930
80	0,967	0,967	0,966	0,968	0,962	0,962	0,969	0,966
100	1	1	1	1	1	1	1	1

Tableau VI.10 – Valeurs de FOC mesurées avec les nouveaux détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W, ainsi qu’avec différents détecteurs commercialisés. Mesures réalisées sur l’accélérateur Varian muni du mMLC (hôpital de la Pitié Salpêtrière).

Les incertitudes sur la mesure de FOC avec SCDDo-K et SCDDo-W sont déterminées en prenant en compte à la fois la répétabilité de la mesure et la reproductibilité sur le positionnement du détecteur. Ces incertitudes sur la mesure de FOC sont évaluées sur deux tailles de champs, à savoir le plus petit faisceau de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ pour lequel l’incertitude sur le positionnement du détecteur est la plus élevée, et pour une taille de champ intermédiaire qui est le faisceau de $42 \times 42 \text{ mm}^2$. La reproductibilité est déterminée en réalisant 10 mesures de FOC pour chacune de ces tailles de champs, précédées à chaque fois des différentes étapes du positionnement du détecteur. Ce positionnement du détecteur, réalisé par différents opérateurs, consiste tout d’abord à placer le dosimètre dans le support de la cuve à eau, à 10 cm de profondeur dans l’eau, avec son câble parallèle à l’axe du faisceau. Un centrage précis du détecteur sur l’axe du faisceau est ensuite réalisé à l’aide de mesures de profils de dose dans les deux directions x et y , grâce au logiciel associé à la cuve à eau. Des décalages sur la position du détecteur sont effectués jusqu’à ce que les deux profils soient parfaitement centrés. La mesure de FOC peut alors être réalisée pour les champs de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ et $42 \times 42 \text{ mm}^2$. De manière à prendre en compte la répétabilité de la mesure, le FOC est calculé en faisant la moyenne sur 3 mesures par taille de champ. Ensuite, le dosimètre est retiré de son support avant

de réaliser un nouveau positionnement de celui-ci. L'incertitude totale sur la mesure de FOC est ensuite obtenue en faisant le rapport de l'écart-type de ces 10 mesures de FOC et de la moyenne. Une faible incertitude de $\pm 0,001$ est évaluée avec SCDDo-K pour les champs de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ et de $42 \times 42 \text{ mm}^2$. Cette incertitude ne prend pas en compte celle sur le positionnement de la cuve à eau et du mMLC.

VI.2.2 Accélérateur CyberKnife (ICL Alexis Vautrin, Nancy)

Des mesures de dose relative en mini-faisceaux sont effectuées avec SCDDo-K sur le CyberKnife de l'Institut de Cancérologie de Lorraine (Alexis Vautrin) à Nancy. Les résultats sont présentés dans les paragraphes suivants.

VI.2.2.1 Distributions de dose

a) Profils de dose

Les profils de dose sont mesurés avec SCDDo-K à 1,5 cm de profondeur dans l'eau, à une distance de 80 cm de la source, selon les recommandations du constructeur. La Figure VI.20 présente les profils de dose mesurés avec le collimateur de 5 mm de diamètre, dans les deux directions orthogonales x et y définies dans le Chapitre 4 (Figure IV.21). Ces profils, normalisés à 100 % sur l'axe du faisceau, sont comparés avec ceux mesurés avec la diode PTW 60017. Les valeurs de pénombres 20 % - 80 % sont indiquées dans le Tableau VI.11 pour cette plus petite taille de champ. L'écart maximal entre les largeurs de pénombres obtenues avec SCDDo-K et avec la diode n'est que de 0,08 mm, en accord avec les résultats obtenus précédemment sur l'accélérateur Varian muni du mMLC.

Dosimètre	Pénombre 20%-80% (mm) : moyenne de la pénombre à droite et à gauche	
	profil x	profil y
Diode PTW 60017	2,09	2,17
SCDDo-K	2,01	2,11

Tableau VI.11 – Pénombres calculées à partir des profils de dose obtenus avec le nouveau détecteur SCDDo-K et la diode PTW 60017 n°2, pour un champ de 5 mm de diamètre, sur le CyberKnife (Centre Alexis Vautrin).

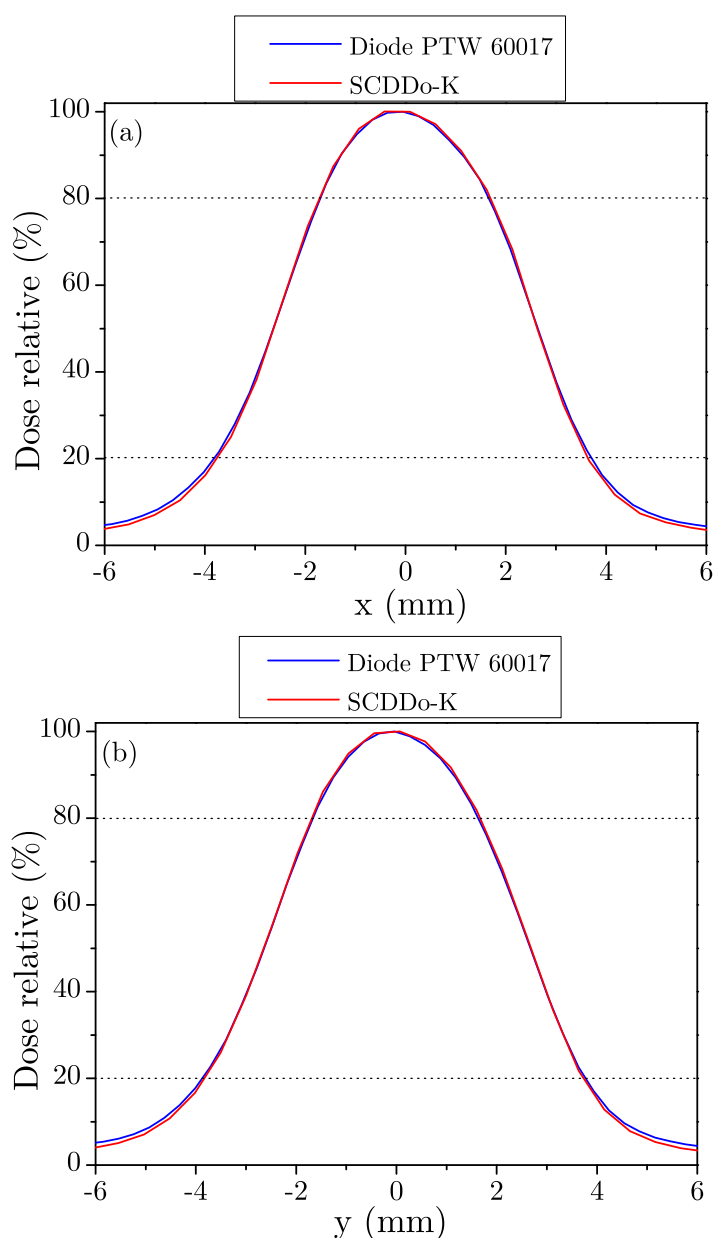


FIGURE VI.20 – Profils de dose selon x (a) et selon y (b) mesurés dans le champ de 5 mm de diamètre avec SCDDo-K, en comparaison de la diode PTW 60017 n°2. Mesures réalisées à 1,5 cm de profondeur dans l'eau, DSD 80 cm, dans un faisceau de photons de 6 MV, sur le CyberKnife (Centre Alexis Vautrin).

Des profils de dose dans la direction x selon laquelle est orientée l'épaisseur du diamant sont également mesurés avec SCDDo-K et la diode pour d'autres diamètres de collimateur. Ces différents profils sont représentés sur la Figure VI.21 et les valeurs des pénombres sont données dans le Tableau VI.12 pour toutes les tailles de champs. Ces résultats confirment le bon accord entre les profils de dose mesurés avec la diode et ceux obtenus avec SCDDo-K.

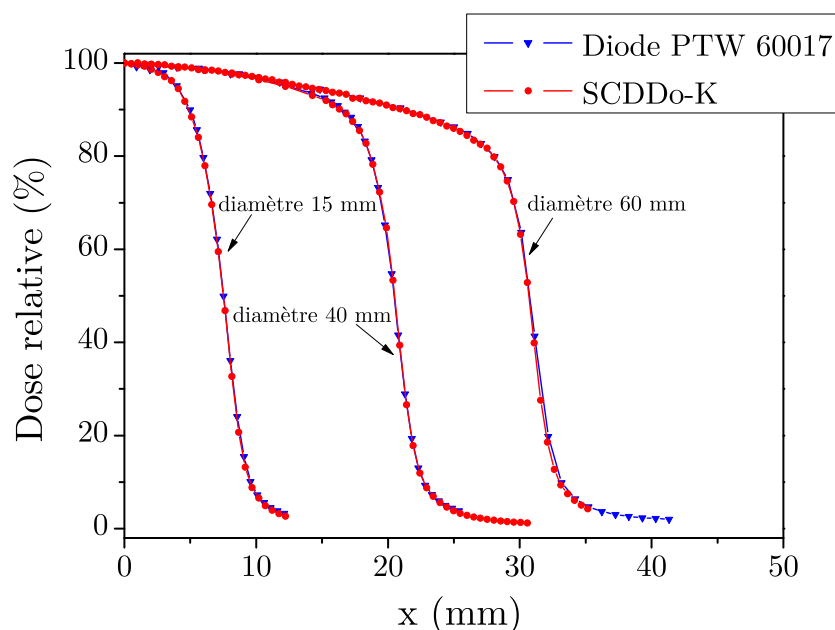


FIGURE VI.21 – Profils de dose selon x mesurés pour différentes tailles de champs avec SCDDo-K, en comparaison de la diode PTW 60017 n°2. Mesures réalisées à 1,5 cm de profondeur dans l'eau, DSD 80 cm, dans un faisceau de photons de 6 MV, sur le CyberKnife (Centre Alexis Vautrin).

Diamètre du collimateur (mm)	Pénombre 20%-80% (mm) : moyenne de la pénombre à droite et à gauche du profil selon x	
	Diode PTW 60017	SCDDo-K
15	2,70	2,71
40	3,06	3,06
60	4,83	4,81

Tableau VI.12 – Pénombres calculées à partir des profils de dose obtenus selon x avec le nouveau détecteur SCDDo-K et la diode PTW 60017 n°2 pour différents diamètres de collimateur, sur le CyberKnife (Centre Alexis Vautrin).

b) Rendements en profondeur

Le centrage du détecteur SCDDo-K sur l'axe du faisceau a été vérifié grâce aux profils de dose mesurés précédemment dans les deux directions orthogonales x et y pour le plus petit faisceau. Les rendements en profondeur sont alors mesurés avec SCDDo-K pour le collimateur de 5 mm, 15 mm et 40 mm de diamètre. Ces rendements normalisés à 100 %

à la profondeur du maximum de dose sont comparés à ceux obtenus avec la diode PTW 60017. Ces résultats sont présentés sur la Figure VI.22. Les valeurs de la dose à l'entrée (D_e), de la profondeur du maximum de dose (z_{max}) et des pourcentages de dose à 10 cm (D_{10}) et 20 cm (D_{20}) de profondeur dans l'eau sont indiquées dans le Tableau VI.13 pour chacun de ces détecteurs.

Ces résultats sont similaires à ceux présentés précédemment avec l'accélérateur Varian muni du mMLC de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière. La dose à l'entrée mesurée avec SCDDo-K est supérieure à celle obtenue avec la diode, du fait des dimensions du volume sensible dans la direction z . Un écart de 1 mm est calculé entre la profondeur du maximum de dose mesurée avec SCDDo-K et celle obtenue avec la diode. Ceci s'explique par le fait que le pas de 1 mm utilisé pour ces mesures était trop élevé pour déterminer précisément la dose dans la zone de fort gradient à l'entrée du fantôme d'eau jusqu'à z_{max} . Pour des profondeurs supérieures à z_{max} , SCDDo-K et la diode sont en bon accord avec un écart maximal de 0,7 % à 20 cm de profondeur.

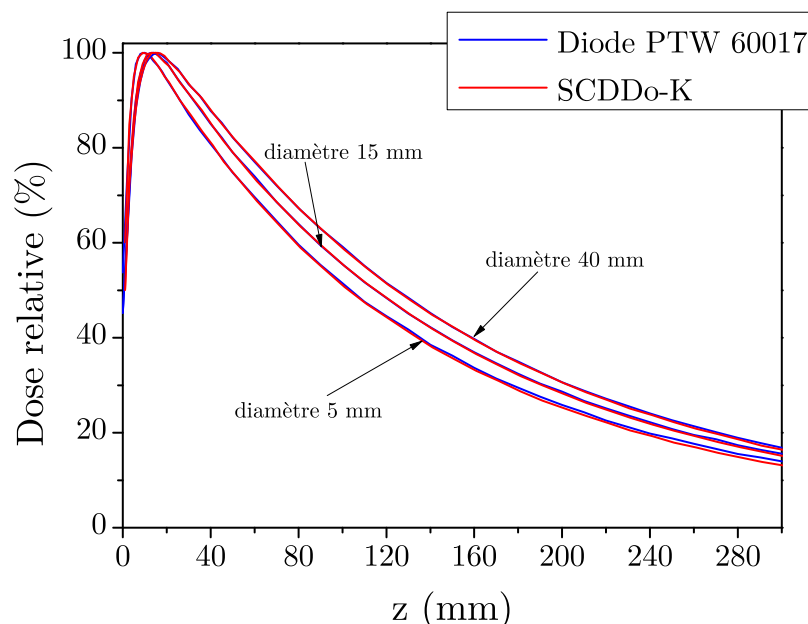


FIGURE VI.22 – Rendements en profondeur mesurés pour différentes tailles de champs avec SCDDo-K, en comparaison de la diode PTW 60017 n°2. Mesures réalisées à DSD 80 cm, dans un faisceau de photons de 6 MV, sur le CyberKnife (Centre Alexis Vautrin).

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

Diamètre du collimateur (mm)	D_e (%)		z_{max} (mm)		D_{10} (%)		D_{20} (%)	
	Diode PTW 60017	SCDDo-K	Diode PTW 60017	SCDDo-K	Diode PTW 60017	SCDDo-K	Diode PTW 60017	SCDDo-K
5	53,8	60,0	10	9	51,5	51,1	25,8	25,3
15	45,3	50,2	14	13	55,5	55,5	28,7	28,3
40	45,2	50,0	16	15	59,2	58,9	30,6	30,6

Tableau VI.13 – Dose à l'entrée (D_e), profondeur du maximum de dose (z_{max}) et pourcentages de dose à 10 cm (D_{10}) et 20 cm (D_{20}) de profondeur dans l'eau, pour les rendements en profondeur mesurés pour différents diamètres de collimateur du CyberKnife, avec SCDDo-K et la diode PTW 60017 n°2. Mesures réalisées au Centre Alexis Vautrin.

VI.2.2.2 Facteurs Ouverture Collimateur

Les mesures de FOC sur le CyberKnife sont réalisées avec SCDDo-K à 1,5 cm de profondeur, DSD 80 cm, en prenant le faisceau de 60 mm de diamètre comme référence, comme cela est représenté sur la Figure VI.23.

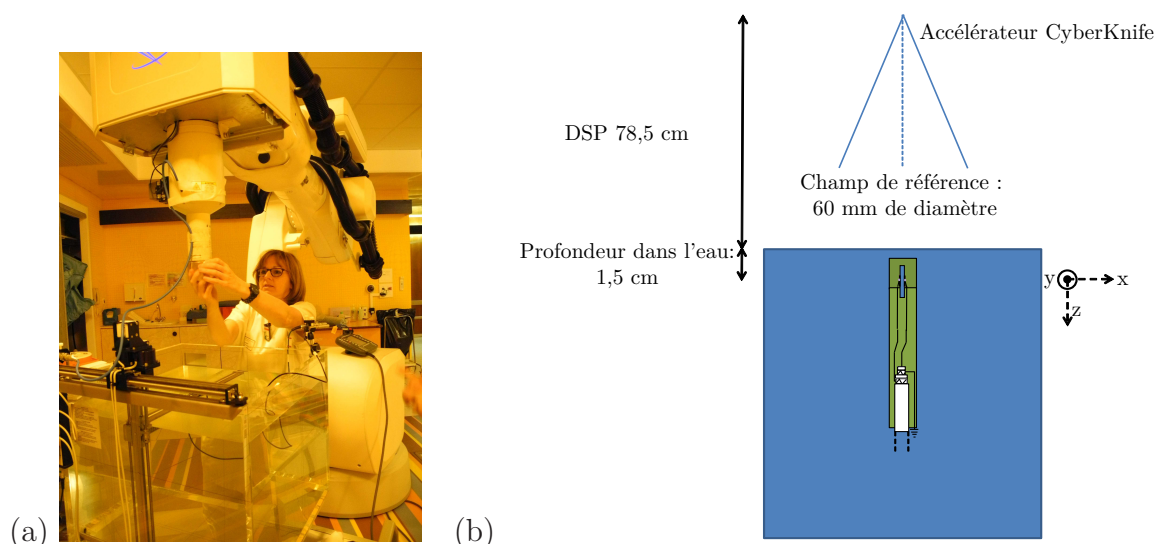


FIGURE VI.23 – (a) : Positionnement d'un collimateur circulaire sur le CyberKnife du Centre Alexis Vautrin. (b) : Schéma des conditions de mesures de FOC sur le CyberKnife.

La Figure VI.24 présente ces résultats en comparaison des mesures réalisées avec les différents détecteurs commercialisés, actifs et passifs. Les μLiF sont pris comme détecteur de référence pour ce type de mesures. Pour les collimateurs de 12,5 mm et 15 mm de

diamètre, les mesures de FOC ne sont réalisées qu'avec les dosimètres diamant SCDDo. Le Tableau VI.14 indique les valeurs de FOC pour les différents détecteurs.

Les résultats sont semblables à ceux présentés précédemment, obtenus à l'hôpital de la Pitié Salpêtrière sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. Sur le CyberKnife, le nouveau dosimètre diamant SCDDo-K est en accord avec les μLiF à 2 % près, pour toutes les tailles de champs, à l'exception du faisceau de 5 mm de diamètre. Pour cette plus petite taille de champ, l'écart entre le FOC mesuré avec SCDDo-K et le FOC mesuré avec les μLiF est de 3,7 %. Cet écart est légèrement plus important que celui observé pour le champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ sur l'accélérateur Varian muni du mMLC. Ceci s'explique par le fait que le défaut d'équilibre électronique latéral et donc la difficulté de mesures du FOC sont plus importants dans le champ de 5 mm de diamètre du CyberKnife que dans le champ de 6 mm de côté du Varian.

Enfin, l'écart entre le FOC mesuré avec la diode PTW 60017 et celui obtenu avec les μLiF est de 5,2 % pour le plus petit champ de 5 mm de diamètre. Cet écart est plus important que celui observé entre le dosimètre SCDDo-K et les μLiF sur cette même machine, alors qu'au cours des mesures réalisées sur l'accélérateur Varian équipé du mMLC, ces deux écarts étaient équivalents (2,7 % entre la diode et les μLiF et 3,1 % entre SCDDo-K et les μLiF dans le champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$). Tout d'abord, comme nous venons de l'expliquer, la plus petite taille de champ n'est pas la même sur ces deux machines, le défaut d'équilibre électronique latéral est plus important dans le champ de 5 mm de diamètre du CyberKnife, ce qui explique le fait que ces deux écarts soient plus importants sur le CyberKnife que sur le Varian muni du mMLC. En revanche, le fait que sur le CyberKnife l'écart entre la diode et les μLiF devienne plus important que l'écart entre SCDDo-K et les μLiF s'explique par la différence de profondeur de mesures des FOC sur les deux machines. En effet, d'après Bassinet et al. [79], en mini-faisceaux, l'écart entre le FOC mesuré avec la diode non blindée PTW 60017 et les μLiF augmente lorsque la profondeur de mesure diminue. Comme nous l'avons évoqué au cours du Chapitre 1, deux effets contraires se produisent avec la diode en silicium non blindée au cours des mesures de FOC en mini-faisceaux. D'une part, étant donné que cette diode n'est pas blindée, elle est plus sensible aux photons diffusés de basse énergie dont la proportion est plus importante en grand champ. Ainsi, la dose mesurée avec cette diode dans le champ de référence est surestimée, ce qui a pour effet de diminuer le FOC par rapport à la valeur dans l'eau que l'on cherche à déterminer. D'autre part, le numéro atomique élevé du silicium a pour effet de diminuer la manque d'équilibre électronique latéral en mini-faisceaux et d'augmenter la dose mesurée en mini-faisceaux. Ceci entraîne cette fois-ci une augmentation du FOC en mini-faisceaux par rapport à la valeur dans l'eau. Ce deuxième effet est prépondérant, d'où une augmentation générale du FOC mesuré avec cette diode en mini-faisceaux. Cependant, lorsque la profondeur de mesure du FOC augmente, la proportion de photons diffusés dans le grand champ de référence augmente davantage, ce qui a pour effet d'augmenter

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

encore plus la surestimation de la dose mesurée avec la diode dans ce champ de référence, entraînant une diminution du FOC [79]. L'effet de la compensation du manque d'équilibre électronique latéral est toujours prédominant, ce qui explique que le FOC est toujours surestimé en mini-faisceaux, mais cette surestimation est moins importante lorsque la profondeur de mesure augmente. Etant donné que sur le CyberKnife les mesures sont réalisées à 1,5 cm de profondeur et que sur l'accélérateur Varian, elles sont effectuées à 10 cm de profondeur, l'écart entre le FOC mesuré avec la diode PTW 60017 et le FOC mesuré avec les μLiF en mini-faisceaux est plus important sur la première machine que sur la seconde. En revanche, l'écart entre le FOC mesuré avec SCDDo-K et celui obtenu avec les μLiF n'augmente pas de la même manière, ce qui présente un avantage important de ce dosimètre par rapport à cette diode.

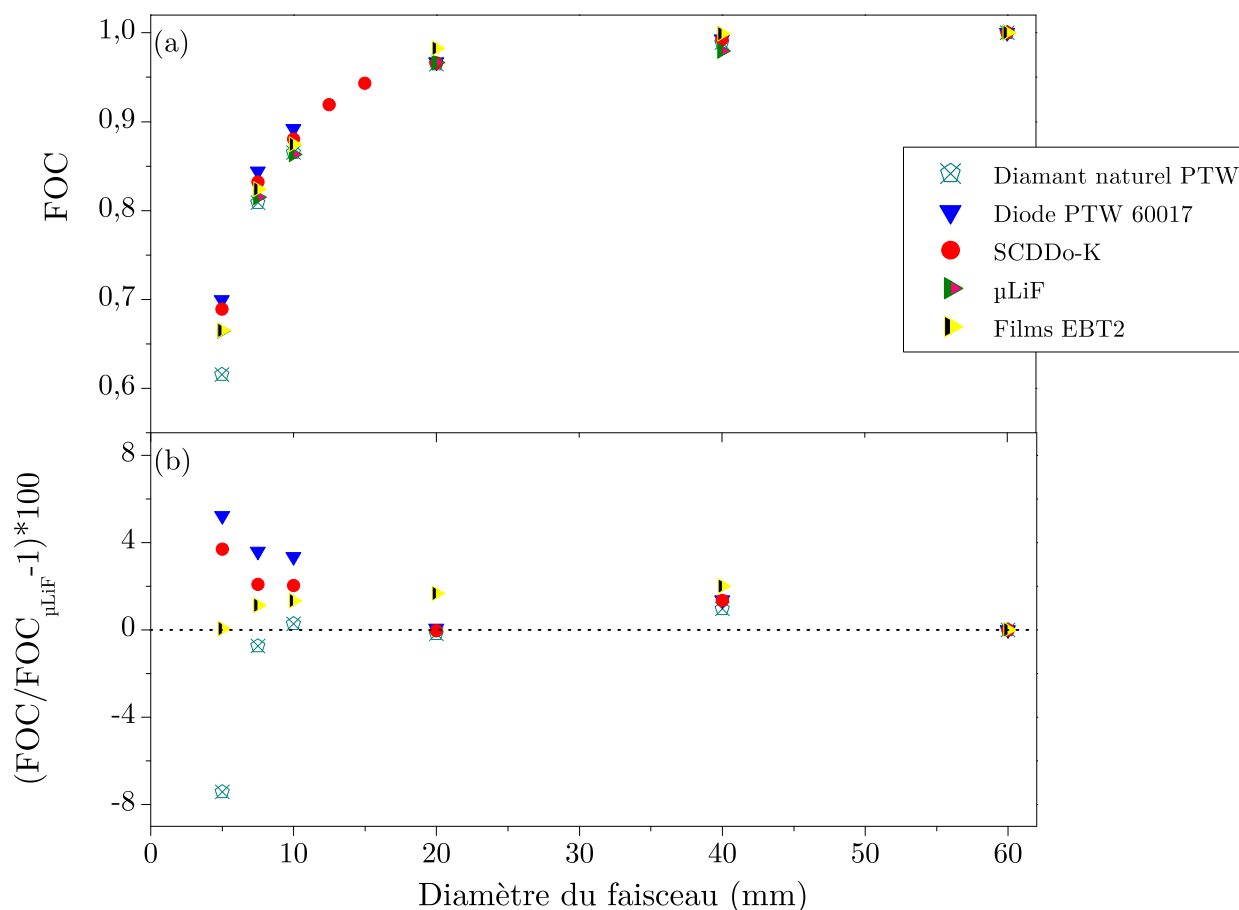


FIGURE VI.24 – (a) FOC mesurés avec le nouveau détecteur SCDDo-K, ainsi qu’avec différents détecteurs commercialisés. (b) Ecart entre les valeurs de FOC obtenues avec les différents détecteurs et celles mesurées avec les μLiF . Mesures réalisées sur le CyberKnife (Centre Alexis Vautrin).

Diamètre du collimateur (mm)	SCDDo-K	Diamant naturel PTW 60003	Diode PTW 60017	μLiF	Films EBT2
5	0,689	0,615	0,700	0,665	0,665
7,5	0,832	0,809	0,844	0,815	0,824
10	0,881	0,865	0,892	0,863	0,875
12,5	0,919				
15	0,943				
20	0,966	0,965	0,967	0,966	0,983
40	0,993	0,989	0,993	0,979	0,999
60	1	1	1	1	1

Tableau VI.14 – Valeurs de FOC mesurées avec le nouveau détecteur SCDDo-K, ainsi qu’avec différents détecteurs commercialisés. Mesures réalisées sur le CyberKnife (Centre Alexis Vautrin).

Les mesures de profils de dose avec les dosimètres SCDDo-K et SCDDo-W ont été validés en mini-faisceaux sur deux machines du projet DIADOMI. Par la suite, seules les mesures de FOC seront présentées, étant donné qu’il s’agit du problème majeur de la dosimétrie relative en mini-faisceaux. De plus, nous avons vu que les deux dosimètres avec des électrodes en aluminium ou en DLC présentent des réponses similaires. Ainsi, dans la suite du travail, nous réaliserons les mesures de FOC uniquement avec SCDDo-W optimisé pour une meilleure tenue aux rayonnements.

VI.2.3 Accélérateur Novalis (ICO René Gauducheau, Nantes)

Des mesures de FOC en mini-faisceaux sont effectuées avec le prototype optimisé SCDDo-W sur l’accélérateur Novalis de l’Institut de Cancérologie de l’Ouest à Nantes (Figure VI.25). Les conditions de mesures des FOC sont identiques à celles effectuées sur l’accélérateur Varian de l’hôpital de la Pitié Salpêtrière. Ainsi, les FOC sont mesurés à 10 cm de profondeur dans l’eau, à DSP 100 cm, après avoir vérifié le centrage du détecteur grâce à des profils de dose selon x et selon y pour le plus petit champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Le champ de référence des FOC est le champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. L’ouverture des lames du mMLC et des mâchoires est donc identique à celle du mMLC m3 de l’hôpital de la Pitié Salpêtrière donnée dans le Tableau VI.9 précédemment. Les débits de dose disponibles sur cette machine sont différents de ceux de l’accélérateur Varian de l’hôpital de la Pitié Salpêtrière. Dans le cas des mesures de FOC réalisées sur l’accélérateur Novalis, le débit

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

est de $480 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$ et une dose de 200 UM est délivrée.



FIGURE VI.25 – Positionnement de la cuve à eau (Blue Phantom IBA) sous l'accélérateur Novalis pour les mesures en mini-faisceaux avec SCDDo-W, au Centre René Gauducheau.

Les mesures de FOC avec SCDDo-W sont réalisées avec deux tensions de polarisation différentes, situées dans la gamme de saturation du courant, soit + 50 V et + 80 V, d'après la courbe $I(V)$ représentée sur la Figure VI.2 au début de ce chapitre. Ces courbes de FOC sont comparées à celles obtenues avec différents détecteurs du commerce, en prenant toujours comme référence la valeur du FOC mesuré avec les μLiF . Les résultats sont présentés sur la Figure VI.26 et les valeurs de FOC sont indiquées dans le Tableau VI.15.

Ces résultats montrent tout d'abord qu'il n'y a pas de différence entre les FOC mesurés avec SCDDO-W à + 50 V et + 80 V, aux incertitudes près calculées dans le paragraphe VI.2.1.2. Ceci confirme le fait que le dosimètre diamant présentant des contacts pleine face peut être utilisé avec différentes tensions de polarisation sur la gamme de saturation du courant.

Tout comme les mesures réalisées sur l'accélérateur Varian de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière et sur le CyberKnife, les valeurs de FOC mesurées avec le nouveau détecteur SCDDo-W présentent un écart inférieur à 2 % par rapport aux μLiF pour toutes les tailles de champs, à l'exception du plus petit champ de $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Cependant, pour cette plus petite taille de champ, l'écart entre SCDDo-W et les μLiF est seulement de 2,8 %. Cet écart est équivalent à celui obtenu entre la diode PTW 60017 et les μLiF , comme pour les mesures réalisées sur l'accélérateur Varian de l'hôpital de la Pitié Salpêtrière.

Validation de la géométrie du prototype de dosimètre diamant : Mesures en conditions cliniques.

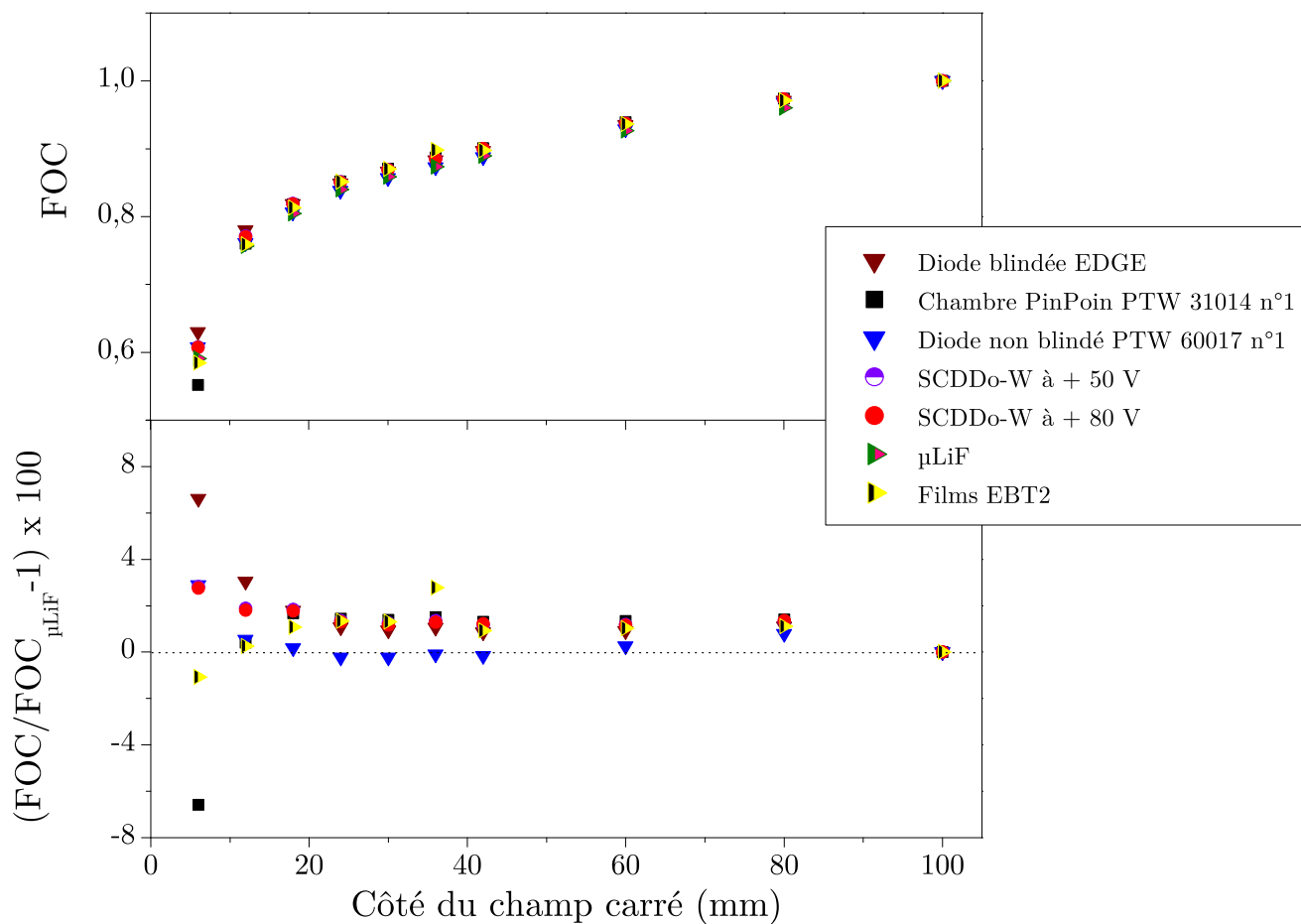


FIGURE VI.26 – (a) FOC mesurés avec le nouveau détecteur SCDDo-W et les différents détecteurs du commerce. (b) Ecart entre les valeurs de FOC obtenues avec les différents détecteurs et celles mesurées avec les μLiF . Mesures réalisées sur l'accélérateur Novalis (Centre René Gauducheau).

VI.2 Comportement des nouveaux prototypes de dosimètre diamant en conditions stéréotaxiques

Côté du champ carré (mm)	SCDDo-W + 50 V	SCDDo-W + 80 V	Diode EDGE	Chambre Diode PTW 31014	Chambre Diode PTW 60017	μLiF	Films EBT2
6	0,608	0,608	0,630	0,608	0,552	0,585	0,591
12	0,771	0,771	0,780	0,761	0,760	0,759	0,757
18	0,819	0,819	0,819	0,806	0,818	0,813	0,805
24	0,851	0,851	0,849	0,838	0,852	0,851	0,840
30	0,870	0,869	0,867	0,857	0,871	0,870	0,859
36	0,886	0,885	0,883	0,873	0,887	0,898	0,874
42	0,900	0,900	0,897	0,888	0,901	0,898	0,890
60	0,938	0,937	0,935	0,929	0,939	0,936	0,893
80	0,973	0,974	0,971	0,968	0,974	0,971	0,960
100	1	1	1	1	1	1	1

Tableau VI.15 – Valeurs de FOC mesurées avec le nouveau détecteur SCDDo-W et les différents détecteurs commercialisés. Mesures réalisées sur l'accélérateur Novalis (Centre René Gauducheau).

VI.2.4 Accélérateur Synergy Elekta équipé du MLC Agility (CLCC Léon Bérard, Lyon)

Des mesures de FOC sont effectuées avec le dosimètre SCDDo-W sur l'accélérateur Synergy Elekta équipé du MLC Agility pour des tailles de champs variant de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ à $100 \times 100 \text{ mm}^2$, le champ de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ étant le faisceau de référence. Le détecteur est placé à 10 cm de profondeur dans une cuve à eau Blue Phantom IBA, à DSP 100 cm (Figure VI.27). Il est irradié avec une dose de 100 UM pour chaque taille de champ, avec un débit maximal de $300 \text{ UM} \cdot \text{min}^{-1}$. Les mesures de FOC n'ont pas pu être réalisées avec les différents détecteurs actifs et passifs du commerce au cours de cette thèse. Mais ce travail de comparaison avec les FOC mesurés avec SCDDo-W sera effectué avant la fin du projet DIADOMI.



FIGURE VI.27 – Positionnement de la cuve à eau (Blue Phantom IBA) sous l'accélérateur Elekta Synergy pour les mesures en mini-faisceaux avec SCDDo-W.

Les résultats des mesures réalisées avec SCDDo-W sont présentés sur la Figure VI.28 et dans le Tableau VI.16. Nous remarquons une incertitude sur la mesure de FOC de 2,5 % pour le plus petit champ de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, alors que pour les autres tailles de champs et sur toutes les autres machines de stéréotaxie, cette incertitude est seulement de 0,1 %.

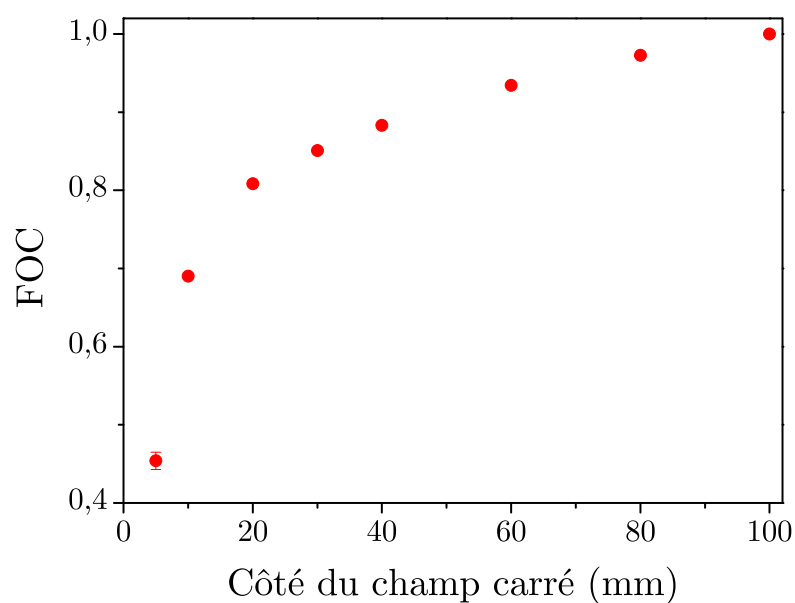


FIGURE VI.28 – FOC mesurés avec le nouveau détecteur SCDDo-W sur l'accélérateur Synergy Elekta équipé du MLC Agility.

Côté du champ carré (mm)	SCDDo-W
5	0,454
10	0,691
20	0,809
30	0,851
40	0,883
60	0,834
80	0,973
100	1

Tableau VI.16 – Valeurs de FOC mesurées avec le nouveau détecteur SCDDo-W sur l'accélérateur Synergy Elekta équipé du MLC Agility.

VI.3 Conclusions du chapitre

Ce chapitre a permis de présenter les résultats de mesures réalisées avec deux nouveaux prototypes de dosimètre diamant, SCDDo-K et SCDDo-W. Ces deux dosimètres ont été réalisés à partir d'un même diamant présentant des dimensions de $1,08 \times 1,06 \times 0,16 \text{ mm}^3$, avec des électrodes pleine face en aluminium pour SCDDo-K et en DLC pour SCDDo-W.

Ces dosimètres diamant optimisés satisfont désormais tous les critères requis en radiothérapie conventionnelle. En effet, l'étude réalisée dans un champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ montre tout d'abord que SCDDo-K et SCDDo-W présentent des courbes caractéristiques $I(V)$ saturées, ce qui leur assure une faible dépendance de leur réponse avec le débit de dose (variation de la charge mesurée inférieure à 1% sur la gamme de 80 UM.min^{-1} à 800 UM.min^{-1}).

Ces détecteurs présentent en champ standard une réponse stable à court terme et répétable, respectant les critères du projet DIADOMI. Leur sensibilité correspond à une collecte de 100 % des charges créées dans le diamant. Cette sensibilité est de l'ordre de 45 nC.Gy^{-1} , ce qui est supérieur à la valeur de 1 nC.Gy^{-1} demandée par les centres hospitaliers du projet DIADOMI.

La variation de la réponse de ces détecteurs avec l'énergie est de l'ordre de 1 % entre un faisceau de 6 MV et de 18 MV, respectant ainsi les recommandations de DIADOMI.

La variation de la réponse du détecteur SCDDo-W avec l'angle d'incidence du faisceau de photons n'a pu être mesurée que pour l'orientation du détecteur où le câble est perpendiculaire à l'axe du faisceau, qui n'est pas celle utilisée habituellement pour les mesures. Cependant, elle reste inférieure à 1 % pour une variation de l'angle d'incidence

de 0° à $\pm 70^\circ$, respectant les critères de DIADOMI.

La variation de la réponse du détecteur diamant avec la température n'a pas pu être étudiée au cours de ce travail de thèse mais ceci est prévu avant la fin du projet DIADOMI.

La stabilité du détecteur SCDDo-K a également été vérifiée à moyen terme, sur une irradiation d'une quinzaine d'heures sous un faisceau de ^{60}Co , selon les critères du LNHB. Ces deux nouveaux détecteurs n'ont pas présenté de différences significatives, aussi bien en champ standard qu'en mini-faisceaux.

Les mesures de distributions de dose réalisées en mini-faisceaux sur deux machines de stéréotaxie du projet DIADOMI ont montré un bon accord entre la diode non blindée PTW 60017 choisie comme détecteur de référence pour ces mesures et les prototypes optimisés. Les profils de dose mesurés avec SCDDo-K et SCDDo-W présentent des pénombres équivalentes à celles obtenues avec cette diode. Les rendements en profondeur sont en bon accord avec ceux mesurés avec la diode pour les profondeurs supérieures à z_{max} . La mesure de dose à l'entrée est cependant surestimée avec les détecteurs SCDDo-K et SCDDo-W, du fait des dimensions de leur volume sensible dans la direction z plus larges que celles de la diode.

Enfin, les mesures de FOC réalisées sur trois machines de stéréotaxie du projet DIADOMI avec SCDDo-K et SCDDo-W présentent des résultats en accord avec les dosimètres passifs, à 2 % près pour toutes les tailles de champs, sauf le plus petit faisceau produit par chacune de ces machines. Pour ces plus petites tailles de champs (5 mm ou 6 mm de diamètre ou de côté), les écarts entre les FOC mesurés avec ces prototypes optimisés et ceux obtenus avec les μLiF de référence sont compris entre 2,8 et 3,7 %, selon la machine de stéréotaxie. Ces résultats sont meilleurs que ceux obtenus avec la diode PTW 60017. En effet, celle-ci présente une variation de réponse avec la profondeur de mesures et cela entraîne un écart de 5,2 % entre le FOC mesuré avec cette diode et celui obtenu avec les μLiF pour le plus petit faisceau du CyberKnife.

Les mesures de FOC en mini-faisceaux sur la dernière machine du projet DIADOMI, à savoir l'accélérateur Synergy Elekta muni du MLC Agility, n'ont pas pu être réalisées avec différents détecteurs actifs et passifs du commerce au cours de cette thèse. Mais ce travail de comparaison avec les FOC mesurés avec le dosimètre SCDDo-W sera également réalisé avant la fin du projet DIADOMI.

Les simulations MC effectuées dans le Chapitre 5 ont montré également des écarts de l'ordre de 3 % entre le FOC calculé dans le volume sensible du SCDDo et le FOC calculé dans l'eau, dans le champ modélisé de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, avec la géométrie actuelle des dosimètres diamant. Cependant, il a été montré dans ce Chapitre 5 qu'un diamètre d'encapsulation de 3 mm permettrait de diminuer cet écart à moins de 2 %. Ceci sera donc testé sur les prochains prototypes avant la fin du projet DIADOMI.

Les résultats obtenus avec SCDDo sont les premiers à montrer les performances du diamant monocristallin CVD pour la mesure de dose en mini-faisceaux. Les nou-

veaux dosimètres diamant commercialisés très récemment par PTW (microDiamond PTW 60019) et réalisés à partir du diamant synthétique fabriqué par Ciancaglioni et al [112] ne permettent pas de mesurer les FOC en mini-faisceaux avec une précision meilleure que celle d'une chambre d'ionisation PinPoint, du fait de leur large surface de détection (4 mm² environ).

Conclusion Générale

La radiothérapie stéréotaxique est une technique de pointe très efficace pour le traitement des lésions de petites dimensions difficilement accessibles chirurgicalement. Cependant, des risques importants apparaissent liés aux problèmes de dosimétrie des mini-faisceaux. La plupart des détecteurs du commerce ne permettent pas de réaliser toutes les mesures de caractérisation des mini-faisceaux avec une haute précision, principalement à cause de leur large volume sensible et/ou de leur non équivalence-eau. Certains de ces détecteurs sont plus appropriés pour un type de mesures donné et ont pu être utilisés comme détecteurs de référence dans cette thèse. C'est le cas de la diode non blindée PTW 60017 qui, du fait de son petit volume de détection et de la faible dépendance de sa réponse avec le débit de dose, permet de mesurer avec précision les profils de dose et les rendements en profondeur. De même, les dosimètres passifs utilisés par l'IRSN (μLiF et films Gafchromic EBT2) ont été utilisés comme détecteurs de référence pour la mesure de FOC en mini-faisceaux du fait de leur petit volume sensible et de leur équivalence à l'eau. Malgré leur performance en mini-faisceaux, ces dosimètres passifs sont difficilement utilisables en routine clinique, étant donné qu'ils nécessitent une longue étude préliminaire de leur réponse sous rayonnement et surtout ils présentent l'inconvénient d'une lecture différée des mesures. Ceci a donc largement motivé le développement d'un détecteur actif pour les mini-faisceaux présentant à la fois des distributions de dose comparables avec celles de la diode PTW 60017 et des mesures de FOC en accord avec les dosimètres passifs.

Il a été montré dans cette thèse que le diamant synthétique présente les propriétés nécessaires au développement d'un tel détecteur actif. Le fonctionnement de ce détecteur est semblable à celui d'une chambre d'ionisation solide. Le matériau diamant est un semi-conducteur à large bande interdite, ce qui permet de discriminer facilement le courant photo-induit du bruit dû à l'agitation thermique des porteurs de charge. De plus, la mobilité de ces porteurs est élevée dans le diamant, permettant des temps de réponse rapides du détecteur. Cependant, ce dernier paramètre physique ainsi que l'efficacité de collecte des charges peuvent être modifiés par la présence de défauts ou d'impuretés dans le matériau.

Un autre avantage du diamant pour la dosimétrie des mini-faisceaux est sa densité d'atomes de carbone très élevée permettant de réduire le volume de détection du diamant,

tout en conservant un rapport signal sur bruit élevé. Ainsi, des volumes de détection inférieurs à 1 mm^3 ont été développés dans cette thèse. Enfin, le diamant présente un numéro atomique $Z=6$ proche de celui de l'eau ($Z \simeq 7,4$), ce qui est indispensable pour avoir un détecteur équivalent-eau. Malgré toutes ces propriétés intéressantes du diamant pour l'application à la dosimétrie des mini-faisceaux, aucun dosimètre en diamant synthétique présenté dans la littérature n'a montré de résultats satisfaisants pour des faisceaux inférieurs à $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

Des simulations Monte Carlo ont été utilisées afin d'identifier les meilleurs matériaux pour les différents éléments constituant le dosimètre diamant. Ce choix a été fait de manière à ce que la présence de chaque matériau n'entraîne pas de perturbation de la dose absorbée dans le volume sensible. Ce travail a été effectué dans un mini-faisceau de photons de 6 MV et de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Il a abouti à un premier prototype de dosimètre diamant ne contenant que des matériaux à Z faible (aluminium, graphite, PMMA, PBnMA et diamant) et présentant un petit volume de détection délimité par des électrodes de 1 mm de diamètre. Les diamants monocristallins utilisés pour réaliser ces premiers prototypes présentaient des dimensions latérales comprises entre $2 \times 2 \text{ mm}^2$ et $4 \times 4 \text{ mm}^2$, et des épaisseurs comprises entre $140 \text{ }\mu\text{m}$ et $550 \text{ }\mu\text{m}$.

Les mesures des courbes caractéristiques $I(V)$ de ces premiers dosimètres sous faisceau de photons de 6 MV ont montré que les contacts en aluminium déposés sur le diamant n'étaient ni de type Schottky, ni de type ohmiques. Avec ce type de contacts, le courant augmente avec la tension, mais de façon non linéaire. Les mesures en champ standard de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ réalisées avec ces premiers prototypes ont montré une répétabilité, une stabilité et une linéarité de la réponse avec la dose en accord avec le cahier des charges du dosimètre. En revanche, une variabilité de la dépendance de la réponse des détecteurs avec l'énergie a été observée entre un faisceau de photons de 6 MV et de 18 MV. De plus, de fortes dépendances avec le débit de dose ont également été observées sur ces détecteurs, avec des variations maximales de la charge mesurée pouvant dépasser 6 % sur la gamme de débits étudiés. Ceci a entraîné notamment des erreurs dans les mesures de rendements en profondeur.

Les profils de dose mesurés en mini-faisceaux avec ces premiers dosimètres diamant présentaient des pénombres plus étroites que celles obtenues avec les films Gafchromic EBT2 et la diode PTW 60017, qui sont pourtant des détecteurs présentant une très bonne résolution spatiale pour ce type de mesures. De plus, les FOC mesurés avec ces détecteurs diamant étaient systématiquement surestimés pour des tailles de champs inférieures à $2 \times 2 \text{ cm}^2$, par rapport aux dosimètres passifs.

Enfin, les durées de vie de ces premiers prototypes étaient limitées à quelques campagnes de mesures seulement. Une augmentation et une forte instabilité du courant pouvaient alors apparaître, rendant le détecteur inutilisable.

Les optimisations des premiers prototypes ont ensuite été réalisées sur des échantillons

Element Six, de manière à travailler sur du diamant industriel standard et s'affranchir de l'optimisation du matériau.

Au cours de cette optimisation, il a tout d'abord été montré que des contacts en aluminium recouvrant entièrement chaque surface du diamant permettaient d'obtenir des courbes $I(V)$ saturées. Le volume sensible est précisément défini, il correspond au volume du diamant et n'augmente pas avec le champ électrique, contrairement au cas où les électrodes ont un diamètre inférieur aux dimensions du diamant. Ceci assure un courant constant avec la tension appliquée au détecteur, à partir du moment où le champ électrique est suffisant pour collecter 100 % des charges créées par l'irradiation. Ainsi, avec des contacts pleine face, lorsque le détecteur est polarisé avec une tension située dans la région de saturation du courant, le signal correspond à la collecte de toutes les charges créées par le rayonnement incident.

De plus, ces contacts pleine face ont permis de diminuer la dépendance de la réponse du détecteur avec le débit de dose, avec cette fois-ci une variation maximale de la charge mesurée de l'ordre de 1 % sur la gamme de débits étudiés.

Le diamant présente un faible numéro atomique, mais ceci n'est finalement pas suffisant pour confirmer le fait que le diamant est équivalent-eau. En effet, nous avons montré que la densité du matériau qui est 3,51 fois plus élevée que celle de l'eau influence la réponse du détecteur en mini-faisceaux. Cet effet de la densité a permis d'expliquer les valeurs de FOC élevées mesurées avec les premiers prototypes. Pour pallier ce problème de densité, des dimensions de diamant de l'ordre de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$ ont été ensuite utilisées.

Nous avons également montré par simulations Monte Carlo que les larges dimensions de diamants comme ceux utilisés dans les premiers prototypes entraînaient des valeurs de pénombres plus étroites que celles obtenues pour les profils dans l'eau. Ce phénomène de diminution de la largeur de pénombre n'est pas observé avec un diamant de petites dimensions (environ $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$). Les mesures en mini-faisceaux ont confirmé le bon accord entre les profils mesurés avec le diamant de petites dimensions et la diode PTW 60017.

Enfin, ces faibles dimensions de diamant ont permis de satisfaire facilement la contrainte des contacts pleine face, tout en gardant un petit volume de détection.

La hauteur d'encapsulation en PBnMA qui protège le diamant et ses contacts a ensuite pu être diminuée avec l'utilisation d'un diamant d'environ $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$. Ceci a permis de diminuer la dose à l'entrée mesurée au cours d'un rendement en profondeur avec le détecteur diamant. De plus, cette diminution de l'encapsulation est un second paramètre qui a permis de diminuer la valeur de FOC en mini-faisceaux et de se rapprocher de celle mesurée avec les dosimètres passifs.

Enfin, différents matériaux d'électrodes ont été étudiés et ont permis de montrer que l'interface métal/diamant était responsable de la dérive de courant observée sur les premiers prototypes. Les contacts ITO et DLC ont permis d'améliorer la durée de vie des

dosimètres diamant. Le DLC présentant des matériaux à Z faible, celui-ci a été choisi pour la réalisation du prototype optimisé.

Avec les optimisations décrites précédemment, à savoir un diamant présentant des dimensions proches de $1 \times 1 \times 0,15 \text{ mm}^3$, des contacts pleine face et la diminution de la hauteur de l'encapsulation, le dosimètre diamant respecte désormais tous les critères du cahier des charges de DIADOMI. Les mesures de FOC réalisées sur les machines du projet avec deux prototypes optimisés ont présenté des résultats en accord avec les dosimètres passifs, à 2 % près pour toutes les tailles de champs, sauf pour le plus petit faisceau de chacune des machines, inférieur à 6 mm de côté, où les écarts entre les FOC mesurés avec les diamants et ceux obtenus avec les détecteurs passifs étaient compris entre seulement 2,8 % et 3,7 %. De telles performances n'ont pour le moment pas été atteintes avec un détecteur actif du commerce ni avec un autre dosimètre diamant du domaine de la recherche.

Bibliographie

- [1] Institut National du Cancer, “La situation du cancer en France en 2012.” <http://www.e-cancer.fr>, 2012.
- [2] Centre International de Recherche sur le Cancer, “L’évolution du fardeau du cancer est fonction du développement humain.” Communiqué de presse n°212, 2012.
- [3] Institut National du Cancer, “La situation de la radiothérapie en 2011.” <http://www.e-cancer.fr>, 2011.
- [4] IRSN, “Mesure de la dose absorbée dans les faisceaux de photons de très petites dimensions utilisés en radiothérapie stéréotaxique.” Rapport DRPH/SER no. 2008-18, 2008.
- [5] ASN, “Elements d’analyse et recommandations sur l’accident de radiothérapie survenu au CHU de Toulouse.” Document ASN, 2008.
- [6] H. Taste, V. Beckendorf, V. Bernier, P. Graff, V. Marchesi, A. Noel, and D. Peiffert, “La radiothérapie stéréotaxique extracrânienne par Cyberknife : expérience préliminaire au Centre Alexis-Vautrin,” *Bulletin du cancer*, vol. 96, pp. 865–874, Sept. 2009.
- [7] P. Giraud and A. Houle, “Respiratory gating for radiotherapy : Main technical aspects and clinical benefits,” *ISRN Pulmonology*, vol. 2013, pp. 1–13, 2013.
- [8] H. Elhateer, T. Muanza, D. Roberge, R. Ruo, E. Eldebawy, C. Lambert, H. Patrocínio, G. Shenouda, and L. Souhami, “Fractionated stereotactic radiotherapy in the treatment of pituitary macroadenomas,” *Current Oncology*, vol. 15, pp. 286–292, Dec. 2008.
- [9] M. Schlienger and E. Touboul, “Technique de l’irradiation radiochirurgicale par accélérateur linéaire des malformations artério-veineuses cérébrales,” *Cancer Radiothérapie*, vol. 47, pp. 246–252, June 2001.
- [10] C. Glide-Hurst, M. Bellon, R. Foster, C. Altunbas, M. Speiser, M. Altman, D. Westerly, N. Wen, B. Zhao, M. Miften, I. J. Chetty, and T. Solberg, “Commissioning of the Varian TrueBeam linear accelerator : A multi-institutional study,” *Medical Physics*, vol. 40, p. 031719, Mar. 2013.

-
- [11] O. A. Garcia-Garduno, M. A. Celis, J. M. Larraga-Gutierrez, S. Moreno-Jimenez, A. Martinez-Davalos, and M. Rodriguez-Villafuerte, "Radiation transmission, leakage and beam penumbra measurements of a micro-multileaf collimator using Gafchromic EBT film," *Journal of Applied Clinical Medical Physics*, vol. 9, p. 2802, June 2008.
- [12] J. Belec, H. Patrocinio, and F. Verhaegen, "Development of a Monte Carlo model for the Brainlab microMLC," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 50, pp. 787–799, Mar. 2005.
- [13] R. E. Wurm, S. Erbel, I. Schwenkert, F. Gum, D. Agaoglu, R. Schild, L. Schlenger, D. Scheffler, M. Brock, and V. Budach, "Novalis frameless image-guided non-invasive radiosurgery : initial experience," *Neurosurgery*, vol. 62, pp. A11–18, May 2008.
- [14] T. Gevaert, D. Verellen, K. Tournel, N. Linthout, S. Bral, B. Engels, C. Collen, T. Depuydt, M. Duchateau, T. Reynders, G. Storme, and M. De Ridder, "Setup accuracy of the Novalis ExacTrac 6DOF system for frameless radiosurgery," *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, vol. 82, pp. 1627–1635, Apr. 2012.
- [15] J. Ma, Z. Chang, Z. Wang, Q. Jackie Wu, J. P. Kirkpatrick, and F.-F. Yin, "ExacTrac X-ray 6 degree-of-freedom image-guidance for intracranial non-invasive stereotactic radiotherapy : comparison with kilo-voltage cone-beam CT," *Radiotherapy and Oncology*, vol. 93, pp. 602–608, Dec. 2009.
- [16] J.-Y. Jin, F.-F. Yin, S. E. Tenn, P. M. Medin, and T. D. Solberg, "Use of the BrainLAB ExacTrac X-Ray 6D system in image-guided radiotherapy," *Medical Dosimetry*, vol. 33, pp. 124–134, Apr. 2008.
- [17] S. I. Ryu, S. D. Chang, D. H. Kim, M. J. Murphy, Q. T. Le, D. P. Martin, and J. Adler, J R, "Image-guided hypo-fractionated stereotactic radiosurgery to spinal lesions," *Neurosurgery*, vol. 49, pp. 838–846, Oct. 2001.
- [18] T. Lacornerie, X. Mirabel, and E. Lartigau, "The Cyberknife : experience of centre Oscar-Lambret," *Cancer Radiotherapie*, vol. 13, pp. 391–398, Sept. 2009.
- [19] IAEA, "Absorbed dose determination in external beam radiotherapy : An international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water." IAEA Technical Report 398, 2000.
- [20] P. R. Almond, P. J. Biggs, B. M. Coursey, W. F. Hanson, M. S. Huq, R. Nath, and D. W. O. Rogers, "AAPMs TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams," *Medical Physics*, vol. 26, p. 1847, Sept. 1999.
- [21] E. B. Podgorsak, *Radiation oncology physics*. Citeseer, 2005.

-
- [22] W. U. Laub and T. Wong, "The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT," *Medical Physics*, vol. 30, pp. 341–347, Mar. 2003.
- [23] I. J. Das, M. B. Downes, A. Kassaei, and Z. Tochner, "Choice of radiation detector in dosimetry of stereotactic radiosurgery-radiotherapy," *Journal of Radiosurgery*, vol. 3, pp. 177–186, Dec. 2000.
- [24] I. J. Das, G. X. Ding, and A. Ahnesjö, "Small fields : Non-equilibrium radiation dosimetry," *Medical Physics*, vol. 35, pp. 206–215, Jan. 2008.
- [25] C. Martens, C. De Wagter, and W. De Neve, "The value of the PinPoint ion chamber for characterization of small field segments used in intensity-modulated radiotherapy," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 45, pp. 2519–2530, Sept. 2000.
- [26] A. J. D. Scott, A. E. Nahum, and J. D. Fenwick, "Using a Monte Carlo model to predict dosimetric properties of small radiotherapy photon fields," *Medical Physics*, vol. 35, pp. 4671–4684, Oct. 2008.
- [27] S. Agostinelli, S. Garelli, M. Piergentili, and F. Foppiano, "Response to high-energy photons of PTW 31014 PinPoint ion chamber with a central aluminum electrode," *Medical Physics*, vol. 35, pp. 3293–3301, July 2008.
- [28] M. Le Roy, *Etude de références dosimétriques nationales en radiothérapie externe : application aux irradiations conformationnelles*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2011.
- [29] Z. Yin, R. P. Hugtenburg, and A. H. Beddoe, "Response corrections for solid-state detectors in megavoltage photon dosimetry," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 49, pp. 3691–3702, Aug. 2004.
- [30] A. S. Saini and T. C. Zhu, "Energy dependence of commercially available diode detectors for in-vivo dosimetry," *Medical Physics*, vol. 34, pp. 1704–1711, May 2007.
- [31] G. Rikner and E. Grusell, "Selective shielding of a p-Si detector for quality independence," *Acta Oncologica*, vol. 24, pp. 65–69, Feb. 1985.
- [32] I. Griessbach, M. Lapp, J. Bohsung, G. Gademann, and D. Harder, "Dosimetric characteristics of a new unshielded silicon diode and its application in clinical photon and electron beams," *Medical Physics*, vol. 32, pp. 3750–3754, Dec. 2005.
- [33] E. Grusell and G. Rikner, "Evaluation of temperature effects in p-type silicon detectors," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 31, p. 527, May 1986.
- [34] J. Van Dam, G. Leunens, and A. Dutreix, "Correlation between temperature and dose rate dependence of semiconductor response; influence of accumulated dose," *Radiotherapy and Oncology*, vol. 19, pp. 345–351, Dec. 1990.
- [35] K. T. Welsh and L. E. Reinstein, "The thermal characteristics of different diodes on in vivo patient dosimetry," *Medical Physics*, vol. 28, pp. 844–849, May 2001.

-
- [36] A. S. Saini and T. C. Zhu, “Temperature dependence of commercially available diode detectors,” *Medical Physics*, vol. 29, pp. 622–630, Apr. 2002.
- [37] A. S. Saini and T. C. Zhu, “Dose rate and SDD dependence of commercially available diode detectors,” *Medical Physics*, vol. 31, pp. 914–924, Apr. 2004.
- [38] A. B. Rosenfeld, “Electronic dosimetry in radiation therapy,” *Radiation Measurements*, vol. 41, Supplement 1, pp. S134–S153, Dec. 2006.
- [39] P. N. Mobit and G. A. Sandison, “An EGS4 Monte Carlo examination of the response of a PTW-diamond radiation detector in megavoltage electron beams,” *Medical Physics*, vol. 26, pp. 839–844, May 1999.
- [40] P. N. Mobit and G. A. Sandison, “A Monte Carlo comparison of the response of the PTW-diamond and the TL-diamond detectors in megavoltage photon beams,” *Medical Physics*, vol. 26, pp. 2503–2507, Nov. 1999.
- [41] C. De Angelis, S. Onori, M. Pacilio, G. A. P. Cirrone, G. Cuttone, L. Raffaele, M. Bucciolini, and S. Mazzocchi, “An investigation of the operating characteristics of two PTW diamond detectors in photon and electron beams,” *Medical Physics*, vol. 29, pp. 248–254, Feb. 2002.
- [42] B. Planskoy, “Evaluation of diamond radiation dosimeters,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 25, pp. 519–532, May 1980.
- [43] S. N. Rustgi, “Evaluation of the dosimetric characteristics of a diamond detector for photon beam measurements,” *Medical Physics*, vol. 22, pp. 567–570, May 1995.
- [44] F. Haryanto, M. Fippel, W. Laub, O. Dohm, and F. Nusslin, “Investigation of photon beam output factors for conformal radiation therapy—Monte Carlo simulations and measurements,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, pp. N133–143, June 2002.
- [45] P. W. Hoban, M. Heydarian, W. A. Beckham, and A. H. Beddoe, “Dose rate dependence of a PTW diamond detector in the dosimetry of a 6 MV photon beam,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 39, pp. 1219–1229, Aug. 1994.
- [46] W. U. Laub, T. W. Kaulich, and F. Nusslin, “Energy and dose rate dependence of a diamond detector in the dosimetry of 4–25 MV photon beams,” *Medical Physics*, vol. 24, pp. 535–536, Apr. 1997.
- [47] W. U. Laub, T. W. Kaulich, and F. Nusslin, “A diamond detector in the dosimetry of high-energy electron and photon beams,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 44, pp. 2183–2192, Sept. 1999.
- [48] A. Fidanzio, L. Azario, R. Miceli, A. Russo, and A. Piermattei, “PTW-diamond detector : Dose rate and particle type dependence,” *Medical Physics*, vol. 27, pp. 2589–2593, Nov. 2000.

- [49] S. Vatnitsky and H. Jarvinen, "Application of a natural diamond detector for the measurement of relative dose distributions in radiotherapy," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 38, no. 1, pp. 173–184, 1993.
- [50] T. Cheung, M. J. Butson, and P. K. N. Yu, "Post-irradiation colouration of Gafchromic EBT radiochromic film," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 50, pp. N281–285, Oct. 2005.
- [51] C. Huet, S. Dagois, S. Derreumaux, F. Trompier, C. Chenaf, and I. Robbes, "Characterization and optimization of EBT2 radiochromic films dosimetry system for precise measurements of output factors in small fields used in radiotherapy," *Radiation Measurements*, vol. 47, pp. 40–49, Jan. 2012.
- [52] M. J. Butson, P. K. N. Yu, T. Cheung, and H. Alnawaf, "Energy response of the new EBT2 radiochromic film to X-ray radiation," *Radiation Measurements*, vol. 45, pp. 836–839, Aug. 2010.
- [53] G. Massillon-JL, I. Chiu-Tsao, I. Domingo-Munoz, and M. Chan, "Energy dependence of the new Gafchromic EBT3 film : Dose response curves for 50 kV, 6 and 15 MV X-ray beams," *International Journal of Medical Physics, Clinical Engineering and Radiation Oncology*, vol. 1, pp. 60–65, Aug. 2012.
- [54] M. Fuss, E. Sturtewagen, C. De Wagter, and D. Georg, "Dosimetric characterization of Gafchromic EBT film and its implication on film dosimetry quality assurance," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 52, pp. 4211–4225, July 2007.
- [55] A. Sankar, P. G. G. Kurup, V. Murali, K. M. Ayyangar, R. M. Nehru, and J. Velmurugan, "Evaluation of gafchromic EBT film for intensity modulated radiation therapy dose distribution verification," *Journal of Medical Physics*, vol. 31, pp. 78–82, Apr. 2006.
- [56] M. J. Butson, T. Cheung, and P. K. N. Yu, "Scanning orientation effects on Gafchromic EBT film dosimetry," *Australasian Physical and Engineering Science in Medicine*, vol. 29, pp. 281–284, Sept. 2006.
- [57] S. Reinhardt, M. Hillbrand, J. J. Wilkens, and W. Assmann, "Comparison of Gafchromic EBT2 and EBT3 films for clinical photon and proton beams," *Medical Physics*, vol. 39, pp. 5257–5262, Aug. 2012.
- [58] C. Salle, P. Grosseau, B. Guilhot, P. Iacconi, M. Benabdesselam, and G. Fantozzi, "Detection of tetragonal zirconia in alumina-zirconia powders by thermoluminescence," *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 23, pp. 667–673, Apr. 2003.
- [59] E. Carinou, A. Boziari, P. Askounis, A. Mikulis, and V. Kamenopoulou, "Energy dependence of TLD 100 and MCP-N detectors," *Radiation Measurements*, vol. 43, pp. 599–602, Feb. 2008.

- [60] C. Hranitzky, H. Stadtmann, and P. Olko, "Determination of LiF :Mg,Ti and LiF :Mg,Cu,P TL efficiency for X-rays and their application to Monte Carlo simulations of dosimeter response," *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 119, pp. 483–486, July 2006.
- [61] C. R. Edwards, P. J. Mountford, S. Green, J. E. Palethorpe, and A. J. Moloney, "The low energy X-ray response of the LiF :Mg,Cu,P thermoluminescent dosimeter : a comparison with LiF :Mg,Ti," *British Journal of Radiology*, vol. 78, pp. 543–547, June 2005.
- [62] A. J. Troncilli and J. Chapman, "TLD linearity vs. beam energy and modality," *Medical Dosimetry*, vol. 27, no. 4, pp. 295–296, 2002.
- [63] A. Mack, S. G. Scheib, J. Major, S. Gianolini, G. Pazmandi, H. Feist, H. Czempiel, and H.-J. Kreiner, "Precision dosimetry for narrow photon beams used in radiosurgery-determination of Gamma Knife output factors," *Medical Physics*, vol. 29, pp. 2080–2089, Sept. 2002.
- [64] J. Van Dam and G. Marinello, "Methods for in vivo dosimetry in external radiotherapy." ESTRO Booklet on Physics for Clinical Radiotherapy No.1, 1994.
- [65] C. Bassinet, I. Robbes, L. Barbier, M. Baumann, B. Kernisant, and F. Trompier, "Characterization of $^7\text{LiF}:\text{Mg,Ti}$ TLD micro-cubes," *Radiation Measurements*, vol. 45, no. 3, pp. 646–648, 2010.
- [66] E. Pantelis, A. Moutsatsos, K. Zourari, L. Petrokokkinos, L. Sakelliou, W. Kilby, C. Antypas, P. Papagiannis, P. Karaiskos, E. Georgiou, and I. Seimenis, "On the output factor measurements of the CyberKnife iris collimator small fields : Experimental determination of the $k_{Q_{clin},Q_{msr}}^{f_{clin},f_{msr}}$ correction factors for microchamber and diode detectors," *Medical Physics*, vol. 39, pp. 4875–4885, Aug. 2012.
- [67] C. Yu, G. Jozsef, M. L. J. Apuzzo, and Z. Petrovich, "Measurements of the relative output factors for cyberknife collimators," *Neurosurgery*, vol. 54, pp. 157–161 ; discussion 161–162, Jan. 2004.
- [68] A. M. Costa, G. L. Barbi, E. C. Bertucci, H. Ferreira, S. Z. Sansavino, B. Colenci, and L. V. E. Caldas, "In vivo dosimetry with thermoluminescent dosimeters in external photon beam radiotherapy," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 68, pp. 760–762, May 2010.
- [69] A. Roue, J. Van Dam, A. Dutreix, and H. Svensson, "The EQUAL-ESTRO external quality control laboratory in France," *Cancer Radiotherapie*, vol. 8 Suppl 1, pp. S44–49, Nov. 2004.
- [70] R. Alfonso, P. Andreo, R. Capote, M. S. Huq, W. Kilby, P. Kjall, T. R. Mackie, H. Palmans, K. Rosser, J. Seuntjens, W. Ullrich, and S. Vatnitsky, "A new formalism

- for reference dosimetry of small and non-standard fields,” *Medical Physics*, vol. 35, pp. 5179–5186, Nov. 2008.
- [71] M. Heydarian, P. W. Hoban, and A. H. Beddoe, “A comparison of dosimetry techniques in stereotactic radiosurgery,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 41, pp. 93–110, Jan. 1996.
- [72] G. X. Ding, D. M. Duggan, and C. W. Coffey, “Commissioning stereotactic radiosurgery beams using both experimental and theoretical methods,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 51, pp. 2549–2566, May 2006.
- [73] X. A. Li, M. Soubra, J. Szanto, and L. H. Gerig, “Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps,” *Medical Physics*, vol. 22, pp. 1167–1170, July 1995.
- [74] A. Wu, R. D. Zwicker, A. M. Kalend, and Z. Zheng, “Comments on dose measurements for a narrow beam in radiosurgery,” *Medical Physics*, vol. 20, pp. 777–779, Mar. 1993.
- [75] E. Pantelis, A. Moutsatsos, K. Zourari, W. Kilby, C. Antypas, P. Papagiannis, P. Karaiskos, E. Georgiou, and L. Sakelliou, “On the implementation of a recently proposed dosimetric formalism to a robotic radiosurgery system,” *Medical Physics*, vol. 37, pp. 2369–2379, May 2010.
- [76] G. Cranmer-Sargison, S. Weston, J. A. Evans, N. P. Sidhu, and D. I. Thwaites, “Implementing a newly proposed Monte Carlo based small field dosimetry formalism for a comprehensive set of diode detectors,” *Medical Physics*, vol. 38, pp. 6592–6602, Dec. 2011.
- [77] P. Francescon, S. Cora, and N. Satariano, “Calculation of $k_{Q_{clin}, Q_{msr}}^{f_{clin}, f_{msr}}$ for several small detectors and for two linear accelerators using Monte Carlo simulations,” *Medical Physics*, vol. 38, pp. 6513–6527, Nov. 2011.
- [78] P. Francescon, W. Kilby, N. Satariano, and S. Cora, “Monte Carlo simulated correction factors for machine specific reference field dose calibration and output factor measurement using fixed and iris collimators on the CyberKnife system,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 57, pp. 3741–3758, June 2012.
- [79] C. Bassinet, C. Huet, S. Derreumaux, G. Brunet, M. Chea, M. Baumann, T. Lacornerie, S. Gaudaire-Josset, F. Trompier, P. Roch, G. Boisserie, and I. Clairand, “Small fields output factors measurements and correction factors determination for several detectors for a CyberKnife and linear accelerators equipped with microMLC and circular cones,” *Medical Physics*, vol. 40, p. 071725, July 2013.
- [80] J. Manens, I. Buchheit, H. Beauvais, G. Gaboriaud, A. Mazal, and P. Piret, “Dosimétrie des faisceaux de photons de faibles dimensions,” *Cancer Radiothérapie*, vol. 2, pp. 105–114, Mar. 1998.

-
- [81] K. E. Sixel and E. B. Podgorsak, “Buildup region of high-energy X-ray beams in radiosurgery,” *Medical Physics*, vol. 20, pp. 761–764, June 1993.
- [82] A. J. D. Scott, A. E. Nahum, and J. D. Fenwick, “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,” *Medical Physics*, vol. 36, pp. 3132–3144, July 2009.
- [83] F. Verhaegen, I. J. Das, and H. Palmans, “Monte Carlo dosimetry study of a 6 MV stereotactic radiosurgery unit,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 43, pp. 2755–2768, Oct. 1998.
- [84] A. Ahnesjo and M. M. Aspradakis, “Dose calculations for external photon beams in radiotherapy,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 44, p. R99, Nov. 1999.
- [85] J. F. Fowler, *Radiation Dosimetry*. Attix and Roesch, 1966.
- [86] M. Le Roy, L. de Carlan, F. Delaunay, M. Donois, P. Fournier, A. Ostrowsky, A. Vouillaume, and J. M. Bordy, “Assessment of small volume ionization chambers as reference dosimeters in high-energy photon beams,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 56, pp. 5637–5650, Sept. 2011.
- [87] R. Barquero, R. Mendez, H. R. Vega-Carrillo, M. P. Iniguez, and T. M. Edwards, “Neutron spectra and dosimetric features around an 18 MV linac accelerator,” *Health Physics*, vol. 88, pp. 48–58, Jan. 2005.
- [88] M.-J. Guerrero Waryn, *Evaluation des performances du diamant synthétique pour la réalisation de chambres d’ionisation en vue d’une utilisation en radiothérapie*. PhD thesis, Université Toulouse III, 2005.
- [89] F. Foulon, P. Bergonzo, C. Borel, R. D. Marshall, C. Jany, L. Besombes, A. Brambilla, D. Riedel, L. Museur, M. C. Castex, and A. Gicquel, “Solar blind chemically vapor deposited diamond detectors for vacuum ultraviolet pulsed light-source characterization,” *Journal of Applied Physics*, vol. 84, p. 5331, Nov. 1998.
- [90] A. Benmoussa, J.-F. Hochedez, W. K. Schmutz, U. Schuhle, M. Nesladek, Y. Stockman, U. Kroth, M. Richter, A. Theissen, Z. Remes, K. Haenen, V. Mortet, S. Koller, J. P. Halain, R. Petersen, M. Dominique, and M. D’Olieslaeger, “Solar-Blind Diamond Detectors for Lyra, the Solar VUV Radiometer on Board Proba II,” *Experimental Astronomy*, vol. 16, pp. 141–148, Dec. 2003.
- [91] N. Tranchant, M. Nesladek, D. Tromson, Z. Remes, A. Bogdan, and P. Bergonzo, “Time of flight study of high performance CVD diamond detector devices,” *Physica Status Solidi (a)*, vol. 204, p. 3023–3029, Sept. 2007.
- [92] M. Gaukroger, P. Martineau, M. Crowder, I. Friel, S. Williams, and D. Twitchen, “X-ray topography studies of dislocations in single crystal CVD diamond,” *Diamond and Related Materials*, vol. 17, pp. 262–269, Mar. 2008.

-
- [93] P. Bergonzo, D. Tromson, C. Descamps, H. Hamrita, C. Mer, N. Tranchant, and M. Nesladek, “Improving diamond detectors : A device case,” *Diamond and Related Materials*, vol. 16, pp. 1038–1043, Apr. 2007.
- [94] F. Schirru, K. Kisielewicz, T. Nowak, and B. Marczevska, “Single crystal diamond detector for radiotherapy,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, p. 265101, June 2010.
- [95] R. H. Bube, *Photoconductivity of solids*. Wiley, 1960.
- [96] A. Rose, *Concepts in photoconductivity and allied problems*. Interscience Publishers, 1963.
- [97] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Aug. 2010.
- [98] N. Tranchant, D. Tromson, C. Descamps, A. Isambert, H. Hamrita, P. Bergonzo, and M. Nesladek, “High mobility single crystal diamond detectors for dosimetry : Application to radiotherapy,” *Diamond and Related Materials*, vol. 17, pp. 1297–1301, July 2008.
- [99] H. Kawarada, “Hydrogen-terminated diamond surfaces and interfaces,” *Surface Science Reports*, vol. 26, pp. 205–259, June 1996.
- [100] K. Hayashi, S. Yamanaka, H. Watanabe, T. Sekiguchi, H. Okushi, and K. Kajimura, “Investigation of the effect of hydrogen on electrical and optical properties in chemical vapor deposited on homoepitaxial diamond films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 81, pp. 744–753, Jan. 1997.
- [101] J. A. Garrido, C. E. Nebel, M. Stutzmann, E. Snidero, and P. Bergonzo, “Capacitance-voltage studies of Al-Schottky contacts on hydrogen-terminated diamond,” *Applied Physics Letters*, vol. 81, pp. 637–639, July 2002.
- [102] W. Deferme, A. Mackova, K. Haenen, and M. Nesladek, “Surface states and photo-induced charge transfer on oxygen-terminated chemical vapor deposition diamond,” *Journal of Applied Physics*, vol. 109, pp. 063701–4, Mar. 2011.
- [103] E. Snidero, *Etude de la conductivité de surface du diamant hydrogéné et optimisation du procédé d’hydrogénation*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2003.
- [104] N. Tranchant, *Synthèse et caractérisation de diamants monocristallins pour applications de détecteur de rayonnements*. PhD thesis, Rennes, INSA, 2008.
- [105] A. Fidanzio, L. Azario, P. Viola, P. Ascarelli, E. Cappelli, G. Conte, and A. Piermattei, “Photon and electron beam dosimetry with a CVD diamond detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 524, pp. 115–123, May 2004.

-
- [106] C. De Angelis, M. Casati, M. Bruzzi, S. Onori, and M. Bucciolini, "Present limitations of CVD diamond detectors for IMRT applications," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 583, pp. 195–203, Dec. 2007.
- [107] C. Descamps, D. Tromson, N. Tranchant, A. Isambert, A. Bridier, C. De Angelis, S. Onori, M. Bucciolini, and P. Bergonzo, "Clinical studies of optimised single crystal and polycrystalline diamonds for radiotherapy dosimetry," *Radiation measurements*, vol. 43, pp. 933–938, Feb. 2008.
- [108] S. Lansley, G. Betzel, F. Baluti, L. Reinisch, and J. Meyer, "Investigation of the suitability of commercially available CVD diamond for megavoltage X-ray dosimetry," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 607, pp. 659–667, Aug. 2009.
- [109] M. Bruzzi, C. De Angelis, M. Scaringella, C. Talamonti, D. Viscomi, and M. Bucciolini, "Zero-bias operation of polycrystalline chemically vapour deposited diamond films for Intensity Modulated Radiation Therapy," *Diamond and Related Materials*, vol. 20, pp. 84–92, Feb. 2011.
- [110] D. Tromson, M. Rebisz-Pomorska, N. Tranchant, A. Isambert, F. Moignau, A. Moussier, B. Marczevska, and P. Bergonzo, "Single crystal CVD diamond detector for high resolution dose measurement for IMRT and novel radiation therapy needs," *Diamond and Related Materials*, vol. 19, pp. 1012–1016, July 2010.
- [111] G. T. Betzel, S. P. Lansley, F. Baluti, L. Reinisch, and J. Meyer, "Clinical investigations of a CVD diamond detector for radiotherapy dosimetry," *Physica Medica*, vol. 28, p. 144–152, Apr. 2012.
- [112] I. Ciancaglioni, M. Marinelli, E. Milani, G. Prestopino, C. Verona, G. Verona-Rinati, R. Consorti, A. Petrucci, and F. D. Notaristefani, "Dosimetric characterization of a synthetic single crystal diamond detector in clinical radiation therapy small photon beams," *Medical Physics*, vol. 39, pp. 4493–4501, July 2012.
- [113] S. Almaviva, M. Marinelli, E. Milani, A. Tucciarone, G. Verona-Rinati, R. Consorti, A. Petrucci, F. De Notaristefani, and I. Ciancaglioni, "Synthetic single crystal diamond diodes for radiotherapy dosimetry," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 594, pp. 273–277, Sept. 2008.
- [114] S. Spadaro, G. Conte, M. Pimpinella, and A. Guerra, "Electrical and dosimetric characterization of a CVD diamond detector with high sensitivity," *Radiation Measurements*, vol. 48, pp. 1–6, Jan. 2013.

- [115] P. K. Bachmann, D. Leers, and H. Lydtin, "Towards a general concept of diamond chemical vapour deposition," *Diamond and Related Materials*, vol. 1, pp. 1–12, Aug. 1991.
- [116] B. Schulte, H. Juergensen, P. Blackborow, and E. Sevillano, "Flexibility of microwave plasma chemical vapour deposition for diamond growth," *Surface and Coatings Technology*, vol. 74-75, Part 2, pp. 634–636, Oct. 1995.
- [117] E. Vietzke, V. Philipps, K. Flaskamp, P. Koidl, and C. Wild, "The reaction of atomic hydrogen with a-C:H and diamond films," *Surface and Coatings Technology*, vol. 47, pp. 156–161, Aug. 1991.
- [118] S. J. Harris, "Mechanism for diamond growth from methyl radicals," *Applied Physics Letters*, vol. 56, pp. 2298–2300, Mar. 1990.
- [119] B. Ruf, F. Behrendt, O. Deutschmann, and J. Warnatz, "Simulation of homoepitaxial growth on the diamond (100) surface using detailed reaction mechanisms," *Surface Science*, vol. 352, p. 602-606, 1996.
- [120] D. Tromson, *Etude de l'influence des défauts sur les propriétés de détection du diamant*. PhD thesis, Université Paris 7, 2000.
- [121] W. Fortunato, A. J. Chiquito, J. C. Galzerani, and J. R. Moro, "Crystalline quality and phase purity of CVD diamond films studied by Raman spectroscopy," *Journal of Materials Science*, vol. 42, pp. 7331–7336, May 2007.
- [122] Y. Kato, H. Umezawa, S.-i. Shikata, and T. Teraji, "Local stress distribution of dislocations in homoepitaxial chemical vapor deposited single-crystal diamond," *Diamond and Related Materials*, vol. 23, pp. 109–111, Mar. 2012.
- [123] C. D. O. Pickard and T. J. Davis, "Mapping crystalline quality in diamond films by micro-Raman spectroscopy," *Diamond and Related Materials*, vol. 7, pp. 238–242, Feb. 1998.
- [124] Y. von Kaenel, J. Stiegler, J. Michler, and E. Blank, "Stress distribution in heteroepitaxial chemical vapor deposited diamond films," *Journal of Applied Physics*, vol. 81, pp. 1726–1736, Feb. 1997.
- [125] M. Donato, G. Faggio, M. Marinelli, G. Messina, E. Milani, A. Paoletti, S. Santangelo, A. Tucciarone, and G. Rinati, "A joint macro-/micro- Raman investigation of the diamond lineshape in CVD films : the influence of texturing and stress," *Diamond and Related Materials*, vol. 10, pp. 1535–1543, Aug. 2001.
- [126] K. Nugent and S. Praver, "Confocal Raman strain mapping of isolated single CVD diamond crystals," *Diamond and Related Materials*, vol. 7, pp. 215–221, Feb. 1998.
- [127] L. S. Pan and D. R. Kania, *Diamond : Electronic Properties and Applications*. Springer, Dec. 1994.

-
- [128] H. Pernegger, S. Roe, P. Weillhammer, V. Eremin, H. Fraiss-Kölbl, E. Griesmayer, H. Kagan, S. Schnetzer, R. Stone, W. Trischuk, D. Twitchen, and A. Whitehead, “Charge-carrier properties in synthetic single-crystal diamond measured with the transient-current technique,” *Journal of Applied Physics*, vol. 97, pp. 073704–9, Mar. 2005.
- [129] M. Pomorski, *Electronic properties of single crystal CVD diamond and its suitability for particle detection in hadron physics experiments*. PhD thesis, Frankfurt, 2008.
- [130] H. Pernegger, “High mobility diamonds and particle detectors,” *Physica Status Solidi (a)*, vol. 203, pp. 3299–3314, Oct. 2006.
- [131] J. Isberg, J. Hammersberg, E. Johansson, T. Wikström, D. J. Twitchen, A. J. Whitehead, S. E. Coe, and G. A. Scarsbrook, “High carrier mobility in single-crystal plasma-deposited diamond,” *Science*, vol. 297, pp. 1670–1672, Sept. 2002.
- [132] M. Nesladek, A. Bogdan, W. Deferme, N. Tranchant, and P. Bergonzo, “Charge transport in high mobility single crystal diamond,” *Diamond and Related Materials*, vol. 17, pp. 1235–1240, July 2008.
- [133] L. Reggiani, S. Bosi, C. Canali, F. Nava, and S. F. Kozlov, “Hole-drift velocity in natural diamond,” *Physical Review B*, vol. 23, pp. 3050–3057, Mar. 1981.
- [134] L. S. Pan, D. R. Kania, P. Pianetta, J. W. Ager, M. I. Landstrass, and S. Han, “Temperature dependent mobility in single crystal and chemical vapor deposited diamond,” *Journal of Applied Physics*, vol. 73, pp. 2888–2894, Mar. 1993.
- [135] A. Descamps, *Etude et développement de dispositifs en diamant synthétique pour la dosimétrie médicale : applications en radiothérapie*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2007.
- [136] A. Petitfils, *Propriétés thermoluminescentes du diamant CVD. Applications à la dosimétrie des rayonnements ionisants*. PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2007.
- [137] M. Benabdesselam, A. Petitfils, F. Wrobel, F. Mady, S. Marcié, and E. Gheeraert, “Behavior of CVD diamond-based TL dosimeters in radiotherapy environments using photon and electron beams from treatment accelerators,” *Diamond and Related Materials*, vol. 20, pp. 520–522, Apr. 2011.
- [138] M. Berger, “Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles,” *Methods in Computational Physics*, vol. 1, pp. 135–215, 1963.
- [139] N. Reynaert, S. Van Der Marck, D. Schaart, W. Van Der Zee, C. Van Vliet-Vroegindewij, M. Tomsej, J. Jansen, B. Heijmen, M. Coghe, and C. De Wagter, “Monte Carlo treatment planning for photon and electron beams,” *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 76, pp. 643–686, Apr. 2007.

-
- [140] B. Habib, B. Poumarède, F. Tola, and J. Barthe, “Evaluation of PENFAST- a fast Monte Carlo code for dose calculations in photon and electron radiotherapy treatment planning,” *Physica Medica*, vol. 26, pp. 17–25, Jan. 2010.
- [141] C. Le Loirec, J. Garcia Hernandez, G. Bonniaud, L. Guérin, A. Batalla, B. Poumarède, and D. Lazaro, “PENSSART, a new Monte Carlo system for quality control in radiotherapy.” Presented at Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Application and Monte Carlo (SNA/MC 2013, Paris, France), 2013.
- [142] C. Le Loirec, B. Poumarède, E. Barat, T. Dautremer, T. Montagu, L. Guérin, A. Batalla, and D. Lazaro, “Incorporating dynamic motion in PENELOPE.” Presented at 12th Biennial Conference on Physics and Radiation Technology for Clinical Radiotherapy (ESTRO - 2013, Genève, Suisse, 2013).
- [143] D. Lazaro, J. Garcia Hernandez, C. Driol, S. Legoupil, and B. Poumarède, “Validation of a Monte Carlo prediction model for portal images using PENELOPE.” Presented at 11th international workshop on portal imaging (EPI-2010, Louvain, Belgique), 2010.
- [144] F. Salvat, J. M. Fernandez-Varea, and J. Sempau, *PENELOPE-2006 : A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*. OECD Nuclear Energy Agency, 2006.
- [145] F. Tola, B. Poumarède, M. Gmar, and B. Habib, “Optimization of Monte Carlo codes PENELOPE 2006 and PENFAST by parallelization and reduction variance implementation.” Presented at Second European Workshop on Monte Carlo Treatment Planning (MCTP - 2009, Cardiff, UK), 2009.
- [146] B. Gorka, B. Nilsson, J. M. Fernandez-Varea, R. Svensson, and A. Brahme, “Influence of electrodes on the photon energy deposition in CVD-diamond dosimeters studied with the Monte Carlo code PENELOPE,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 51, pp. 3607–3623, Aug. 2006.
- [147] R. Delorme, *Radiothérapie par photoactivation de nanoparticules : modélisation à l'échelle sub-micrométrique et comparaison expérimentale*. PhD thesis, Université Paris Sud XI, 2013.
- [148] J. Mazurier, F. Salvat, B. Chauvenet, and J. Barthe, “Simulation of photon beams from a Saturne 43 accelerator using the code PENELOPE,” *Physica Medica*, vol. 15, pp. 101–110, 1999.
- [149] I. Bessières, *Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie*. PhD thesis, Université Paris Sud XI, 2013.
- [150] M. J. Berger, “ESTAR, PSTAR, and ASTAR : Computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions,” *Report*

-
- NISTIR 4999 (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD)*, Dec. 1992.
- [151] B. Gorka, J. M. Fernandez-Varea, V. Panettieri, and B. Nilsson, "Optimization of a tissue-equivalent CVD-diamond dosimeter for radiotherapy using the Monte Carlo code PENELOPE," *Nuclear instruments and methods in physics research. Section A, Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, vol. 593, pp. 578–587, June 2008.
- [152] F. Marsolat, D. Tromson, N. Tranchant, M. Pomorski, D. Lazaro-Ponthus, C. Bassinet, C. Huet, S. Derreumaux, M. Chea, G. Boisserie, J. Alvarez, and P. Bergonzo, "Diamond dosimeter for small beam stereotactic radiotherapy," *Diamond and Related Materials*, vol. 33, pp. 63–70, Mar. 2013.
- [153] K. Eklund and A. Ahnesjö, "Modeling silicon diode dose response factors for small photon fields," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 55, p. 7411, Dec. 2010.
- [154] J. Morin, D. Beliveau-Nadeau, E. Chung, J. Seuntjens, D. Theriault, L. Archambault, S. Beddar, and L. Beaulieu, "A comparative study of small field total scatter factors and dose profiles using plastic scintillation detectors and other stereotactic dosimeters : The case of the CyberKnife," *Medical Physics*, vol. 40, p. 011719, Jan. 2013.
- [155] A. J. D. Scott, S. Kumar, A. E. Nahum, and J. D. Fenwick, "Characterizing the influence of detector density on dosimeter response in non-equilibrium small photon fields," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 57, pp. 4461–4476, July 2012.
- [156] J. D. Fenwick, S. Kumar, A. J. D. Scott, and A. E. Nahum, "Using cavity theory to describe the dependence on detector density of dosimeter response in non-equilibrium small fields," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 58, pp. 2901–2923, May 2013.
- [157] C. M. Ma and A. E. Nahum, "Bragg-Gray theory and ion chamber dosimetry for photon beams," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 36, pp. 413–428, Apr. 1991.
- [158] A. E. Nahum, "Water/air mass stopping power ratios for megavoltage photon and electron beams," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 23, p. 24, Jan. 1978.
- [159] ICRU, "Stopping powers for electrons and positrons." ICRU Report No. 37, 1984.
- [160] G. Cranmer-Sargison, S. Weston, J. A. Evans, N. P. Sidhu, and D. I. Thwaites, "Monte Carlo modelling of diode detectors for small field MV photon dosimetry : detector model simplification and the sensitivity of correction factors to source parameterization," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 57, pp. 5141–5153, Aug. 2012.

Développement d'un dosimètre diamant pour une mesure de la dose absorbée dans les mini-faisceaux utilisés en radiothérapie stéréotaxique

Résumé

La radiothérapie stéréotaxique est une technique de pointe relativement récente utilisée pour le traitement de tumeurs bénignes ou malignes de petites dimensions employant des mini-faisceaux. L'efficacité clinique de cette technique est prouvée et n'est pas remise en cause, cependant il n'existe pas actuellement de dosimètre véritablement approprié permettant de caractériser ces faisceaux de petites dimensions par des mesures précises de dose absolue et relative. Le problème du manque d'équilibre électronique latéral rencontré en mini-faisceaux entraîne principalement les contraintes suivantes pour le dosimètre : équivalence-eau et petit volume de détection. Les caractéristiques du diamant (faible numéro atomique $Z=6$, densité élevée d'atomes) en font un candidat idéal. Au cours de cette thèse, nous avons développé un prototype de dosimètre pour mini-faisceaux à partir de diamant monocristallin synthétique CVD. Les échantillons ont été caractérisés optiquement par différentes techniques et leurs propriétés de détection ont été étudiées sous rayonnement X et sous particules α . Une série de premiers prototypes a été développée et testée sur plusieurs machines de stéréotaxie. Une étape d'optimisation de ces premiers dosimètres diamant a ensuite été réalisée notamment par l'utilisation de simulations Monte Carlo. L'optimisation des différents paramètres entrant en jeu dans la réponse du dosimètre en mini-faisceaux a permis d'aboutir à un prototype final de dosimètre diamant. Ce prototype répond au cahier des charges rédigé par les médecins des centres hospitaliers, aussi bien en champs standards qu'en mini-faisceaux.

Mots clefs : Radiothérapie stéréotaxique, Mini-faisceaux, Diamant, Simulations Monte Carlo, Dosimétrie

Development of a diamond dosimeter for measuring the absorbed dose in small beams used in stereotactic radiotherapy

Abstract

Stereotactic radiotherapy is a relatively recent technique used for the treatment of small benign and malignant tumors with small radiation beams. The clinical efficiency of this technique has been proved. However, the measurement of absolute and relative dose in small beams is not possible currently due to the lack of suited detectors for these measurements. In small beam dosimetry, the detector has to be as close as possible to tissue equivalence and exhibit a small detection volume due to the lack of lateral electronic equilibrium. Characteristics of diamond (water equivalent material $Z=6$, high density) make it an ideal candidate to fulfil most of small beam dosimetry requirements. In this thesis, we developed a dosimeter prototype for small beams, based on CVD synthetic single crystal diamond. The diamond samples were characterized optically and their detection properties were investigated under X-rays and alpha-particles. First diamond dosimeter prototypes were tested with small beams produced by several stereotactic equipments. Studies using Monte Carlo simulations were performed in order to optimize the parameters involved in the detector response in small beams. This led to a final diamond dosimeter prototype that respects all radiotherapy centres requirements, in both standard and small beams.

Keywords : Stereotactic radiotherapy, Small beams, Diamond, Monte Carlo simulations, Dosimetry

