

MAXIME VILLENEUVE

**CONCEPTION D'UN DOSIMÈTRE À FIBRE  
SCINTILLANTE POUR LA CURIETHÉRAPIE**

Mémoire présenté  
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval  
dans le cadre du programme de maîtrise en physique  
pour l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE, DE GÉNIE PHYSIQUE ET D'OPTIQUE  
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE  
UNIVERSITÉ LAVAL  
QUÉBEC

2008

© Maxime Villeneuve, 2008

## Résumé

Mon projet de maîtrise visait le développement d'un dosimètre à fibre scintillante pour la curiethérapie. Ce dosimètre permettrait de faire face plus aisément aux cas complexes d'irradiation, de plus en plus fréquents en raison de l'arrivée de nouvelles modalités de traitement. Le dosimètre à fibre scintillante a l'avantage de posséder un petit volume sensible, d'être équivalent à l'eau et d'être peu coûteux. Ce mémoire présente donc le processus de conception d'un nouveau type de dosimètre. Des mesures effectuées à l'aide de l'équipement de traitement du centre de radio-oncologie de l'Hôtel-Dieu de Québec montrent en effet la capacité d'effectuer des mesures de profil et de rendement en profondeur pour un faisceau de photons. Des mesures de dose in vivo pour un traitement de curiethérapie sont aussi présentées.

## **Avant-propos**

Tout d'abord, je tiens à remercier chaleureusement Luc Beaulieu, mon directeur, de m'avoir donné l'opportunité de poursuivre une maîtrise dans le domaine de la physique médicale. Je remercie également tous les physiciens du CHUQ pour leurs judicieux conseils, ainsi que tous mes collègues pour leur aide précieuse au cours de ce projet. Je désire évidemment remercier ma famille et mes amis pour les encouragements prodigués et la confiance manifestée à mon égard durant ces dernières années.

Finalement, j'exprime ma gratitude au ministère de la Santé et des Services sociaux du Québec (MSSS) pour son aide financière, au Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie (CRSNG) et ainsi qu'à l'Institut de recherche en santé du Canada (IRSC) pour leur soutien financier à travers les subventions accordées à mon directeur de recherche.

*À mes très chers parents, qui ont toujours été  
là pour moi et qui m'ont continuellement  
soutenu durant mes études.*

## Table des matières

Résumé .....	ii
Avant-propos .....	iii
Table des matières .....	v
Liste des figures .....	vii
Liste des tableaux.....	ix
Chapitre 1 Introduction.....	1
1.1 La curiethérapie comme méthode de traitement.....	1
1.2 Les différents types de dosimètres en radiothérapie.....	3
1.2.1 Les scintillateurs .....	3
1.2.2 Les semi-conducteurs .....	3
1.3 Les problématiques en dosimétrie .....	3
Chapitre 2 Théorie sur la dosimétrie par scintillation .....	6
2.1 Principe de fonctionnement d'un scintillateur .....	6
2.2 Le rayonnement Čerenkov, l'inconvénient des scintillateurs.....	7
2.3 Technique de soustraction du rayonnement Čerenkov .....	9
Chapitre 3 Description des composantes du prototype développé .....	14
3.1 Capture de la scintillation .....	14
3.2 Sélection du modèle de scintillateur .....	17
3.3 Caractéristique de la fibre optique utilisée .....	18
3.4 Description des interfaces aux extrémités de la fibre optique .....	19
3.4.1 Interface entre le scintillateur et la fibre optique .....	19
3.4.2 Interface entre la fibre optique et la photodiode.....	19
3.5 Composante d'acquisition du signal lumineux.....	21
3.5.1 Amplification du signal de la photodiode.....	22
3.6 Contrôle de température des photodiodes.....	24
3.6.1 Circuit électrique du contrôleur .....	24
3.6.2 Impact des variations de la température de la photodiode.....	27
3.7 Vérification de la stabilité du bruit de fond et du système d'intégration.....	30
Chapitre 4 Résultats des mesures expérimentales du dosimètre .....	34
4.1 Sensibilité du dosimètre.....	34
4.2 Étude de la vitesse de réponse du dosimètre.....	36
4.3 Apport du rayonnement Čerenkov au signal lumineux pour différentes sources de radiation .....	38
4.3.1 Mesures réalisées au Theratron-780 et à un accélérateur linéaire .....	38
4.3.2 Mesures réalisées à l'iridium-192.....	39
4.4 Mesure d'un profil d'un faisceau de photons. ....	40
4.5 Mesure d'un rendement en profondeur.....	42
Chapitre 5 Mesure in vivo réalisée dans un fantôme de prostate traitée par curiethérapie	45
5.1 Description de la planification du traitement dans le fantôme de prostate.....	45
5.2 Comparaison des techniques de soustraction du rayonnement Čerenkov pour la curiethérapie.....	47
5.3 Résultats des mesures prises avec un microMOSFET.....	50
Conclusion .....	52

Bibliographie .....54  
Annexe 1 .....56

## Liste des figures

Figure 2.1 Front d'onde lors de l'émission du rayonnement Čerenkov.....	7
Figure 2.2 Intensité du rayonnement Čerenkov en fonction de la longueur d'onde .....	8
Figure 2.3 Intensité relative du rayonnement Čerenkov pour différentes longueurs de fibre optique Eska Premier irradiée.....	12
Figure 2.4 Mesures de calibration pour le filtrage du rayonnement Čerenkov : a) Rayonnement Čerenkov minimisé et b) Rayonnement Čerenkov maximisé .....	13
Figure 3.1 Photodiode MCS3AT de Mazet .....	15
Figure 3.2 Filtrés diélectriques d'une photodiode MCS3AT en fonction de la longueur d'onde.....	15
Figure 3.3 Circuit interne d'une photodiode .....	16
Figure 3.4 Spectre d'émission des BCF-12 et BCF-60 en comparaison avec les filtres diélectriques d'une photodiode MCS3AT en fonction de la longueur d'onde .....	17
Figure 3.5 Atténuation de la fibre optique Eska Premier en fonction de la longueur d'onde .....	18
Figure 3.6 Montage du dissipateur de chaleur, de la plaque à effet Peltier et des photodiodes .....	20
Figure 3.7 Photodiode insérée dans le bloc d'aluminium .....	21
Figure 3.8 Adaptateur pour aligner la fibre avec la photodiode .....	21
Figure 3.9 Module d'acquisition Analogue/Digital NI-DAQ-6015 .....	22
Figure 3.10 Interface du programme LabView .....	22
Figure 3.11 Circuit d'amplification du courant de la photodiode .....	23
Figure 3.12 Plaque Peltier utilisée dans le montage et possédant une surface de 9 cm <sup>2</sup> .....	24
Figure 3.13 Contrôleur de température HTC-3000, de Wavelength Electronics .....	25
Figure 3.14 Circuit électrique associé au contrôleur de température HTC-3000 .....	26
Figure 3.15 Température du système en fonction du temps .....	27
Figure 3.16 Variation du bruit de fond entre deux diodes à une température de 5°C .....	28
Figure 3.17 Variation du bruit de fond en fonction de la température .....	29
Figure 3.18 Écart type des mesures de la Figure 3.17 en fonction de la température de la photodiode .....	30
Figure 3.19 Variation du taux de dose en fonction du temps .....	31
Figure 3.20 Linéarité du système en fonction du temps d'irradiation.....	32
Figure 4.1 Dose reçue en fonction du nombre d'unités moniteurs délivrées pour un faisceau de 6 MV, à une profondeur de 2 cm pour un champ de 10 cm x 10 cm, et ce, pour une DSP = 100 cm .....	37
Figure 4.2 Dose reçue en fonction du nombre d'unités moniteurs délivrées pour un faisceau de 6 MV à une profondeur de 2 cm, pour un champ de 10 cm x 10 cm, et ce, pour une DSP = 100 cm .....	38
Figure 4.3 Trois configurations de la fibre optique et du scintillateur pour un champ de radiation de 10x10cm <sup>2</sup> .....	39
Figure 4.4 Profil d'un faisceau de photons 6 MV pour un champ 10 cm x 10 cm, une DST = 100 cm et une profondeur de 10 cm.....	41

Figure 4.5 Différence de dose entre le profil du scintillateur et de la chambre à ionisation de la figure 4.4 .....	42
Figure 4.6 Rendement en profondeur pour un faisceau de photons de 6 MV .....	43
Figure 4.7 Différence entre les mesures de la chambre à ionisation et le scintillateur de la figure 4.6 .....	44
Figure 5.1 Fantôme de prostate avec 13 cathéters .....	45
Figure 5.2 Image d'une coupe CT du fantôme .....	46
Figure 5.3 Reconstruction en trois dimensions du fantôme dans PLATO .....	47
Figure 5.4 Comparaison relative du signal brut et du rayonnement Čerenkov selon Beddar et Fontbonne .....	49
Figure 5.5 Taux de dose durant le traitement de la prostate selon deux techniques de calibration .....	50

## Liste des tableaux

Tableau 4.1 Différence entre un scintillateur et une chambre à ionisation pour des mesures de petite dose, pour un champ de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ à une DSP de 100 cm pour un faisceau de 6 MV .....	36
Tableau 4.2 Pourcentage total du rayonnement Čerenkov présent à la sortie de la fibre optique, selon trois configurations différentes présentées à la figure 4.3 pour le canal vert de la photodiode.....	39
Tableau 5.1 Doses moyennes et calcul à l'endroit du marqueur .....	50
Tableau 5.2 Doses mesurées pour chacun des essais effectués sur le fantôme de prostate..	51
Tableau 5.3 Doses mesurées avec un microMOSFET, une fibre scintillante ainsi qu'un calcul théorique.....	51

## Chapitre 1 Introduction

Les dosimètres à scintillation sont connus depuis de nombreuses années. Il est possible de les décrire d'une façon toute simple. En effet, lors de l'absorption de la radiation, ils émettent un nombre de photons proportionnel à la dose absorbée. Plusieurs articles scientifiques [1] [2] [3] [4] rapportent le potentiel de ce type de dosimètre en physique médicale. Le but de ce projet de maîtrise consiste donc à concevoir un dosimètre à fibre scintillante pour faire de la dosimétrie in vivo lors de traitements du cancer par curiethérapie.

Dans ce mémoire, les différentes parties du prototype seront présentées. Les avantages et les inconvénients de ce type de détecteur seront également mis en évidence. Finalement, des résultats de mesure y seront discutés.

### 1.1 La curiethérapie comme méthode de traitement

La curiethérapie est une méthode de traitement en radiothérapie. Cette technique consiste à introduire des sources radioactives à l'intérieur du patient. Ces sources peuvent être introduites indéfiniment ou temporairement. Une fois à l'intérieur, elles déposent une dose de radiation. Le traitement par curiethérapie est utilisé majoritairement pour les cancers gynécologiques, de la prostate, du sein ou des bronches. Ces régions anatomiques restent faciles d'accès sans que le traitement soit trop invasif. L'iode-125, pour le bas débit, et l'iridium-192, pour le haut débit, sont les deux types de sources radioactives les plus répandues. Une implantation, à la prostate, de plusieurs sources d'iode-125 possèdera un taux moyen de dépôt de dose, sur trois demi-vies de l'isotope, d'environ 3 cGy/heure. Dans un traitement à l'iridium-192, le taux de dose est d'environ 4300 cGy/heure pour une source de 4.5Ci. Le débit de dose est donc plus de 1000 fois plus élevé au haut débit. Cependant, la dose totale délivrée est dans les mêmes ordres de grandeur pour l'iridium-192 et l'iode-125, soit entre 45 et 145 Gy.

La dose étant déposée de l'intérieur du corps du patient, peu de dosimètres permettent de faire des mesures précises durant le traitement. Seuls les scintillateurs, les semi-conducteurs (MOSFET, Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) ou les diodes permettent des mesures in vivo lors de ce type de traitement. Cependant, leur utilisation reste marginale.

Des mesures effectuées avec des microMOSFET par Cygler et *Coll.* [5] ont démontré leur capacité à faire une dosimétrie in vivo pour des implants permanents de la prostate. Cette étude a fait des mesures in vivo de plusieurs patients ayant été implantés à l'iode-125. Elle a démontré qu'il existait une dépendance angulaire du détecteur. Une variation de 2.5 % est observée selon l'orientation de celui-ci. L'erreur finale observée est  $\pm 3$  %. La dépendance en énergie du MOSFET nécessite d'avoir une source d'iode-125 pour la calibration.

Un dosimètre à fibre scintillante nommé *BrachyFOD*<sup>TM</sup> [6] a montré un fort potentiel pour des mesures in vivo lors de curiethérapie à haut débit. Les concepteurs de ce dosimètre ont démontré ses différents avantages : la fibre optique du dosimètre ne perturbe pas le champ de radiation; la dépendance en énergie du dosimètre a une erreur ne dépassant pas les 3 % à 10 cm de la source; et le dosimètre a montré une erreur de 2 % en raison de l'anisotropie du détecteur. Les concepteurs ne fournissent cependant pas le détecteur optique pour effectuer la lecture à la sortie de la fibre optique.

L'utilisation de diodes par Rodica et *Coll.* [7] pour de la dosimétrie in vivo a montré une précision qui se situe entre 5 et 10 %. Les diodes demandent aussi plusieurs facteurs de calibration pour déterminer la dose déposée. Elles sont dépendantes de l'énergie, de l'incidence du faisceau et du taux de dose. De plus, elles peuvent perturber le faisceau de radiation. [8] [9]

## **1.2 Les différents types de dosimètres en radiothérapie**

### **1.2.1 Les scintillateurs**

À titre de sujet principal, le principe physique de fonctionnement des scintillateurs, avec leurs avantages et leurs inconvénients, sera traité plus en profondeur dans les chapitres suivants.

### **1.2.2 Les semi-conducteurs**

Un semi-conducteur peut servir à détecter la radiation. Lorsque soumis à la radiation ionisante, un semi-conducteur forme des paires d'électrons-trous dans une jonction PN. Le type de semi-conducteur utilisé pour la détection de radiation est un transistor de type MOSFET. Ce transistor possède plusieurs avantages, dont un petit volume sensible. Ils sont également indépendants du taux de dose, condition essentielle pour des mesures à l'iridium-192, dont le taux de dose décroît chaque jour, et ce, fortement avec la distance. Toutefois, plusieurs inconvénients limitent leur utilisation. Ils sont généralement composés de silicium ou de germanium, empêchant une équivalence à l'eau. La variation du facteur de calibration avec l'accumulation de dose est un problème pour des traitements de curiethérapie, puisque la prescription est généralement de 10 Gy [10]. Ils possèdent aussi une dépendance à l'angle d'incidence du faisceau, ce qui peut être un problème lors de mesures in vivo, car il est alors impossible de connaître avec certitude l'orientation du MOSFET à l'intérieur du corps du patient. De plus, le détecteur qui se trouve au centre de la prostate sera irradié sur 360 degrés [5]. Finalement, la courte durée de vie en augmente le coût d'utilisation.

## **1.3 Les problématiques en dosimétrie**

L'évolution des différentes techniques de traitement demande de nouveaux dosimètres qui répondent aux récentes avancées technologiques. Les accélérateurs linéaires équipés de collimateurs multilames permettent d'avoir des champs de radiation avec

différentes formes. En effet, de tels instruments permettent de cibler le plus possible une tumeur. La radiochirurgie utilise de très petits champs, jusqu'à 0.2 mm. Le Gamma Knife emploie 201 sources de cobalt-60. Celles-ci sont disposées de façon hémisphérique et elles focalisent le dépôt de la dose en un seul point à l'aide de collimateurs de 4, 8, 14 ou 18 mm de diamètre. Dans le même ordre d'idées, l'IMRT (Intensity-Modulated Radiation Therapy) combine aussi plusieurs champs pour traiter la même cible. La curiethérapie haut débit utilise quant à elle peu de fractions, généralement 2 fractions de 10 Gy pour le cancer de la prostate.

Toutes ces techniques requièrent une excellente précision, puisque la dose est de plus en plus focalisée en un seul point. Cela laisse peu de fractions pour se reprendre en cas d'erreur. De ce constat émerge un besoin d'instruments de mesure très précis pour assurer un traitement conforme à la planification. Malgré la multitude de dosimètres offerts actuellement, aucun ne remplit toutes les exigences. Les TLD (détecteurs à thermoluminescence) possèdent un petit volume sensible, mais ils ne permettent pas une mesure en temps réel. Les MOSFET ne sont pas équivalents à l'eau, particulièrement aux basses énergies, puisque l'effet photoélectrique augmente. Les chambres à ionisation sont trop volumineuses pour faire de la dosimétrie in vivo. Les diodes sont sensibles au taux de dose et ne sont pas équivalentes à l'eau [8] [9].

Le dosimètre idéal aurait une linéarité par rapport à la dose et au taux de dose. Il aurait également une indépendance en fonction de l'énergie puisqu'aucun coefficient de calibration ne serait nécessaire pour un faisceau de photons ou d'électrons. Il ne perturberait pas la distribution de la dose lors de la mesure, et le dépôt de la dose au volume sensible serait le même que dans l'eau. Ce dosimètre aurait une grande résolution spatiale et serait suffisamment petit pour être inséré dans des cathéters pour faire de la dosimétrie in vivo. Finalement, il permettrait des mesures instantanées et il serait peu coûteux.

Le présent projet de maîtrise est donc le développement d'un dosimètre à fibre scintillante pour faire de la dosimétrie in vivo. Le scintillateur et la fibre optique possèdent un volume assez petit pour être insérés dans les cathéters utilisés en curiethérapie. Le scintillateur est équivalent à l'eau, permet tout ainsi des mesures en temps réel. Son coût

minime de même que sa grande durée de vie en feront le dosimètre parfait pour effectuer des mesures in vivo en curiethérapie. De plus, l'insertion peut se faire en quelques secondes à l'aide d'un cathéter ou par les voies naturelles lors du traitement.

Le chapitre 2 présentera les aspects de la dosimétrie par scintillation. Le principe de la scintillation, le rayonnement Čerenkov et les solutions pour corriger ce problème y sont abordés. Pour sa part, le chapitre 3 décrit la totalité des composantes du prototype, soit : le type de scintillateur, la fibre optique et la photodiode, le circuit électrique pour l'acquisition du signal à la sortie de la photodiode et le contrôleur de température. Le chapitre 4 expose les résultats pris à un accélérateur linéaire, au cobalt-60 ainsi qu'à l'iridium-192. Un profil de faisceaux y est présenté, des mesures de sensibilité, ainsi que la quantité de rayonnement Čerenkov créé dans la fibre optique.

Finalement, les résultats de mesure sur un fantôme de prostate traité à l'iridium-192 sont donnés au chapitre 5. Les mesures du scintillateur sont aussi comparées à un microMOSFET et à un calcul répondant au Task Group No. 43 de l'American Association of Physicists in Medicine (AAPM).

## **Chapitre 2 Théorie sur la dosimétrie par scintillation**

Le chapitre qui suit décrit les caractéristiques de la dosimétrie par scintillation. Les principes physiques de la scintillation et du rayonnement Čerenkov y sont exposés. Les différentes techniques connues pour corriger ce problème sont abordées et comparées. La méthode utilisée est expliquée, et des mesures représentant la validité des approximations faites y sont présentées.

### **2.1 Principe de fonctionnement d'un scintillateur**

Les dosimètres à fibre scintillante utilisent un principe différent des autres instruments de mesure. La scintillation est l'émission de photons de faible énergie par un matériau soumis à un faisceau de rayonnement ionisant. L'émission de photons permet au scintillateur de retrouver un état stable. Les longueurs d'onde d'émission des scintillateurs sont généralement dans le spectre du visible. Sur le marché, il est possible de retrouver des scintillateurs dits organiques ou inorganiques. Notre projet utilise des scintillateurs organiques en raison de la rapidité de réaction et de l'absence d'élément de haut Z.

Lorsque soumis à la radiation ionisante, les électrons de valence sont excités au niveau de la molécule. Le temps d'émission des photons dans le scintillateur est de l'ordre des nanosecondes, ce qui permet des mesures en temps réel. En ce qui a trait aux scintillateurs inorganiques, il y a majoritairement formation de paires électron-trou en présence de radiation ionisante. Les scintillateurs peuvent être liquides, solides ou gazeux. Ce projet utilise des scintillateurs solides.

Pour être en mesure d'utiliser un scintillateur en dosimétrie, celui-ci doit être translucide à sa scintillation, produire une quantité de lumière suffisante pour être mesurée, avoir un temps de réaction assez rapide pour effectuer des mesures en temps réel et, finalement, être indépendant de l'énergie du faisceau, de même qu'au taux de dose et équivalent à l'eau

L'équivalence à l'eau des scintillateurs plastiques a été démontrée par Beddar et coll. [1]. Pour qu'un matériau soit équivalent à l'eau, la sensibilité du matériau doit être la même que le milieu dans lequel la mesure doit être prise, et ce, sur une vaste gamme en énergie. De plus, il ne doit pas perturber la fluence des particules. Pour ce faire, il faut disposer d'un matériau, ou d'une combinaison de matériaux, dont la densité, le pouvoir d'arrêt et le coefficient d'atténuation sont équivalents à ceux de l'eau [11].

## 2.2 Le rayonnement Čerenkov, l'inconvénient des scintillateurs

Le rayonnement Čerenkov se produit quand une particule chargée, voyageant plus vite que la vitesse de la lumière dans le milieu, traverse ce milieu. Dans ces conditions, il y a de l'interférence constructive entre le champ électrique émis par la particule et les dipôles environnants. Il y a alors création d'un front d'onde et émission de lumière à un certain angle,  $\theta_c$ , par rapport à la trajectoire de la particule. (figure 2.1) [12] La lumière ainsi créée emprunte une direction précise en fonction de la trajectoire de la particule chargée. De plus, pour une même longueur de fibre irradiée avec un angle différent, la quantité de rayonnement Čerenkov créée et guidée dans la fibre ne sera pas la même.

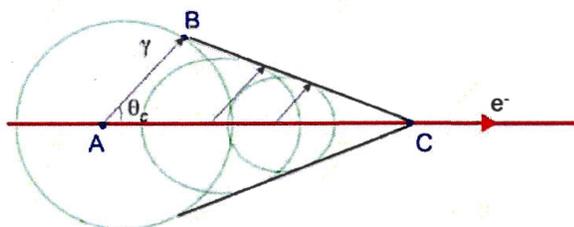


Figure 2.1 Front d'onde lors de l'émission du rayonnement Čerenkov.

La production du rayonnement Čerenkov pour une fibre d'indice de réfraction de 1.49 le sera pour des particules d'énergie plus élevée que 178 keV, comme le montre l'équation 2.2.1 :

$$E = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-n^2}} - 1 \right) = 511 \text{keV} \left( \frac{1}{\sqrt{1-1.49^{-2}}} - 1 \right) = 178 \text{keV} . \quad (2.2.1)$$

Toutes les mesures effectuées dans ce travail ont été réalisées pour des énergies plus hautes que 178 keV.

Le spectre d'émission du rayonnement Čerenkov couvre presque la totalité du spectre visible. Il a cependant une prépondérance au bleu (figure 2.2). Pour une longueur de scintillateur et de fibre optique égale, une même dose reçue créera environ 30 fois plus de scintillation que de rayonnement Čerenkov [12]. Puisque plusieurs mètres de fibre optique et quelques millimètres de scintillation sont utilisés dans le projet, le rayonnement Čerenkov est non négligeable. Il représente 20 % pour des mesures à l'iridium-192. Pour un champ de radiation de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , on obtient une contribution de 3 à 25 % pour des mesures au cobalt-60, et de 4 à 30 % pour un faisceau de 6MV (mesures présentées au chapitre 4). Par contre, plusieurs techniques de filtrage ont été développées au fil des années.

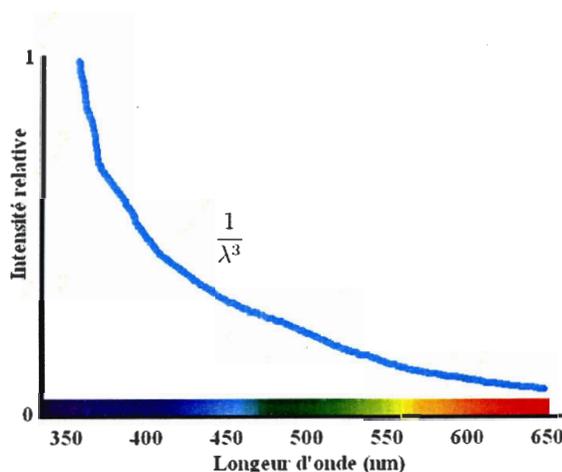


Figure 2.2 Intensité du rayonnement Čerenkov en fonction de la longueur d'onde

## 2.3 Technique de soustraction du rayonnement Čerenkov

Pour soustraire le rayonnement Čerenkov, plusieurs techniques de soustraction ont été développées. L'une des premières techniques fut développée par Beddar et *coll.* [1]. Cette technique consiste à utiliser deux fibres optiques. Une fibre optique seule est placée à côté d'une fibre optique couplée à un scintillateur. Cette méthode suppose que les deux fibres optiques reçoivent une quantité de radiation et que la quantité de rayonnement Čerenkov créée est identique. Même si cette technique peut avoir une précision inférieure à 1 %, elle nécessite de doubler la fibre optique. Cela limite l'utilisation *in vivo* par l'augmentation du volume du dispositif. De plus, l'utilisation de deux fibres optiques exige d'utiliser deux détecteurs pour effectuer la lecture.

Une deuxième méthode est fondée sur le principe que le spectre du rayonnement Čerenkov est produit majoritairement dans le bleu. Elle utilise un scintillateur vert ou rouge et filtre les longueurs d'onde dans le bleu. Elle permet de soustraire une bonne partie du rayonnement Čerenkov. Cette technique ne permet cependant pas d'atteindre la précision voulue [13].

Enfin, une troisième technique utilisée dans cette recherche est la soustraction par approche chromatique. Cette méthode développée par Fontbonne et *coll.* [4] [14] consiste à lire le spectre lumineux à la sortie de la fibre optique en deux plages de longueur d'onde séparées. Les plages choisies sont le bleu et le vert. Le rayonnement Čerenkov se produit majoritairement dans le spectre bleu tandis que notre scintillateur est un BCF-60, qui émet dans le vert.

La quantité de lumière totale à la sortie de la fibre optique est la somme de la scintillation et du rayonnement Čerenkov (équation 2.3.1):

$$L = L_s + L_c, \quad (2.3.1)$$

où

$$\begin{aligned} L_s &= kD_s S(\lambda), \\ L_c &= \frac{C}{\lambda^2}. \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

$L_s$  est la lumière de scintillation,  $k$  est une constante qui relie la dose et le nombre de photons et  $S(\lambda)$  représente le spectre d'émission du scintillateur BCF-60. Le paramètre  $C$  représente la quantité de rayonnement Čerenkov produit dans la fibre et il est indépendant de la longueur d'onde.

La quantité totale de lumière à la sortie de la fibre optique  $L(\lambda)$  peut être écrite de la forme suivante (équation 2.3.3) :

$$L(\lambda) = \left( kD_s S(\lambda) + \frac{C}{\lambda^2} \right) e^{\frac{-x}{att(\lambda)}}. \quad (2.3.3)$$

Les deux signaux lumineux seront atténués dans la fibre selon  $att(\lambda)$ . Comme  $C$  dépend de plusieurs paramètres, tels que la longueur de fibre irradiée et la dose déposée dans celle-ci, la variable  $C$  est impossible à mesurer expérimentalement. En mesurant la quantité  $L(\lambda)$  dans le spectre vert et bleu, on obtient l'équation 2.3.4 :

$$\begin{aligned} M_{Vert}(\lambda) &= \left( kD_s S(\lambda) + \frac{C}{\lambda^2} \right) e^{\frac{-x}{att(\lambda)}}, \\ M_{Bleu}(\lambda) &= \left( kD_s S(\lambda) + \frac{C}{\lambda^2} \right) e^{\frac{-x}{att(\lambda)}}. \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

Puisque les deux paramètres  $D_s$  et  $C$  sont indépendants de la longueur d'onde, on obtient le système d'équations 2.3.5 :

$$\begin{pmatrix} M_{Vert} \\ M_{Bleu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{Vert}^D & k_{Vert}^C \\ k_{Bleu}^D & k_{Bleu}^C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_s \\ C \end{pmatrix}. \quad (2.3.5)$$

On résout le système d'équations 2.3.5 pour obtenir la dose au scintillateur (équation 2.3.6) :

$$D_s = \frac{k_{Bleu}^C}{k_{Bleu}^C k_{Vert}^S - k_{Vert}^C k_{Bleu}^S} M_{Vert} - \frac{k_{Vert}^C}{k_{Bleu}^C k_{Vert}^S - k_{Vert}^C k_{Bleu}^S} M_{Bleu}. \quad (2.3.6)$$

$$D_s = aM_{Vert} + bM_{Bleu}$$

Les paramètres  $k_{Bleu}^C, k_{Vert}^S, k_{Vert}^C, k_{Bleu}^S$  sont pratiquement impossibles à calculer. En les réduisant à des coefficients  $a$  et  $b$ , il est possible de déterminer ces derniers avec deux mesures dans des conditions différentes connues. Cette technique de détermination des coefficients suppose que l'atténuation de la lumière de scintillation et du rayonnement Čerenkov est constante tout au long de la fibre.

La lumière de scintillation est produite exclusivement dans le scintillateur. Ce dernier possède une longueur de quelques millimètres, ce qui assure une atténuation constante pour tous les photons dans la fibre optique. Pour les photons du rayonnement Čerenkov, la production se fait tout au long de la fibre optique. Plusieurs centimètres peuvent séparer leurs centres de production. Des mesures prises et présentées à la figure 2.3 montrent que l'atténuation est constante pour les photons verts et bleus en fonction de différentes longueurs de fibres irradiées. Ces mesures ont été réalisées au cobalt-60. Le milieu rétrodiffusant utilisé était de l'eau solide, d'une épaisseur de 20 cm. De 30 cm jusqu'à 9 mètres de fibre optique ont été irradiés. La fibre était enroulée en spirale entre deux bolus. La distance entre la source et l'enroulement de la fibre optique était de 80 cm. Pour sa part, le champ de radiation était un carré de 30 cm de côté. Une épaisseur combinée de bolus et d'eau solide de 1.5 cm a été placée sur la fibre optique. Le temps d'irradiation utilisé était de 1 minute. Ces mesures ont été prises sans scintillateur. La linéarité nous

confirme que les coefficients  $a$  et  $b$  de l'équation 2.3.6 restent constants en fonction de la longueur des fibres irradiées.

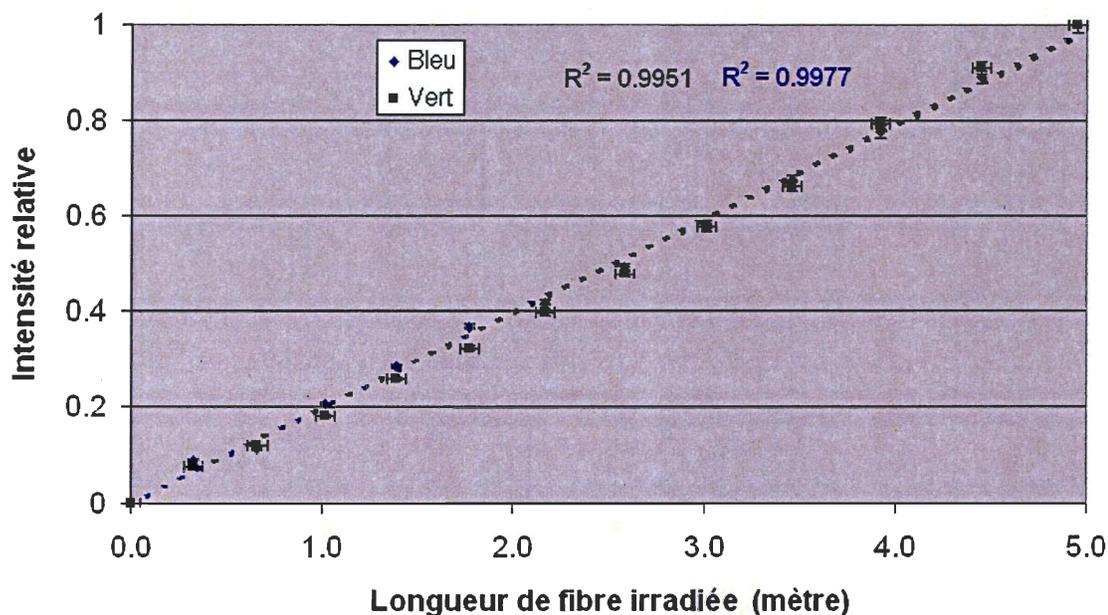


Figure 2.3 Intensité relative du rayonnement Čerenkov pour différentes longueurs de fibre optique Eska Premier irradiée

Les pics d'émission du scintillateur et du rayonnement Čerenkov doivent être également assez éloignés pour permettre de les distinguer entre eux. Et c'est le cas avec notre prototype, puisque le pic d'émission du BCF-60 est vert [15], et que celui du rayonnement Čerenkov est principalement dans le bleu. En effectuant les deux mesures, on obtient les deux équations suivantes (équation 2.3.7) :

$$\begin{pmatrix} Dose_1 \\ Dose_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{Vert}^1 & M_{Bleu}^1 \\ M_{Vert}^2 & M_{Bleu}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.3.7)$$

Les deux mesures de calibration suggérées par Fontbonne et Coll. [4] sont représentées par la figure 2.4 [16]. La première minimise le rayonnement Čerenkov, et la deuxième le maximise.

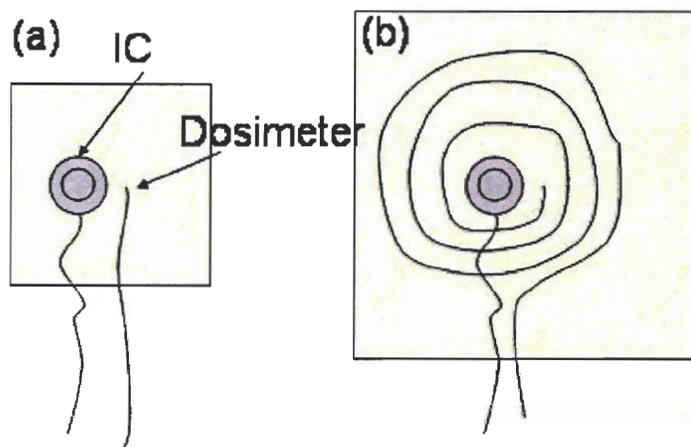


Figure 2.4 Mesures de calibration pour le filtrage du rayonnement Čerenkov : a) Rayonnement Čerenkov minimisé et b) Rayonnement Čerenkov maximisé

Les approches de soustraction du rayonnement Čerenkov présentées plus haut ont été comparées par Archambault et *coll.* [17]. Il a été démontré que la meilleure méthode était une approche par discrimination chromatique. Cette étude a été faite pour des mesures avec faisceau externe. La technique de discrimination chromatique développée par Fontbonne et *coll.* sera donc utilisée dans cette recherche. Des mesures prises et présentées précédemment ont aussi démontré que la production de rayonnement Čerenkov est linéaire selon la longueur de la fibre irradiée, et que les hypothèses du système de Fontbonne s'appliquent. Dans le chapitre 5, deux méthodes de soustraction seront comparées, puisque les mesures sont prises en curiethérapie et qu'aucune comparaison de techniques a été réalisée pour cette modalité de traitement.

## Chapitre 3 Description des composantes du prototype développé

Le présent chapitre, expose les diverses composantes du système, soit la photodiode, le circuit électronique, le scintillateur, la fibre optique, le logiciel d'acquisition et le contrôle de température. Des résultats de la capacité du contrôle de température et de la stabilité du bruit de fond sont aussi montrés.

### 3.1 Capture de la scintillation

Une photodiode est utilisée à la sortie de la fibre optique pour lire la lumière de scintillation. Son utilisation a été privilégiée par rapport à un photomultiplicateur ou à une caméra CCD. Le faible coût d'une photodiode (25 \$), comparativement à 200 \$ et plus pour un photomultiplicateur, ou de 1000 \$ à 7000 \$ pour une caméra CCD était un argument de taille. De plus, les photodiodes sont résistantes, pouvant être exposées à la lumière du jour sans problème. Elles ne nécessitent pas une haute tension de polarisation. Les photomultiplicateurs possèdent un gain élevé, soit  $10^6$ . Ce gain n'est cependant pas facilement reproductible et stable, ce qui rend impossible la calibration pour des mesures de dose absolue.

Le modèle de photodiode utilisée dans ce travail est MCS3AT (Mazet, Jena, Allemagne) (figure 3.1). Cette photodiode possède une excellente sensibilité [18] qui se situe autour de 2 % de la longueur d'onde. Ce modèle de photodiode a déjà été utilisé pour la conception d'un dosimètre à fibre scintillante [14] [19]. Néanmoins, ces prototypes possédaient certaines fluctuations en fonction de la température. La photodiode est constituée de trois diodes de type PIN (Positive Intrinsic Negative), recouverts chacune d'un filtre diélectrique bleu, vert et rouge. La figure 3.2 représente le spectre de chacun des filtres. La photodiode fournit un courant électrique proportionnel à la lumière captée.

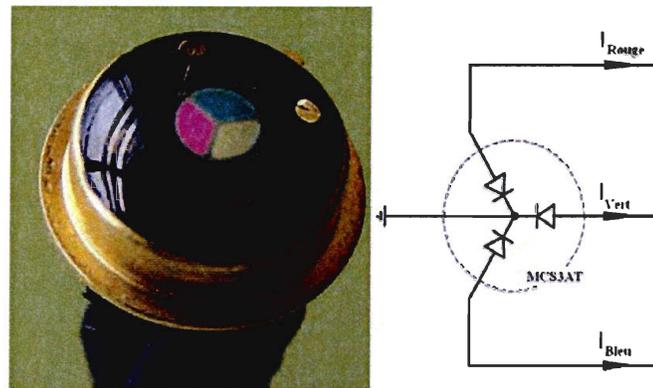


Figure 3.1 Photodiode MCS3AT de Mazet

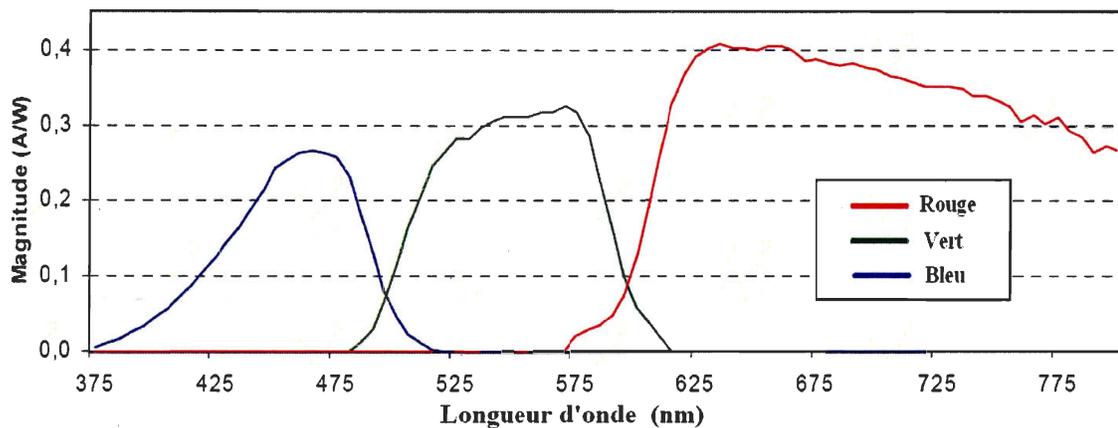


Figure 3.2 Filtrage diélectrique d'une photodiode MCS3AT en fonction de la longueur d'onde

La photodiode est utilisée en mode photovoltaïque. Cela a pour effet de diminuer son courant de fuite. L'utilisation d'un courant de polarisation permettrait d'augmenter la vitesse de réaction du détecteur. Toutefois, en mode photovoltaïque, la photodiode possède une bande passante suffisante pour notre utilisation. Le détecteur possède une capacité de 50pF pour une polarisation de 5V [18]. Cette valeur est de 140pF [14] pour un détecteur non polarisé. La sensibilité du canal vert est de 330mA/W. L'efficacité quantique est de l'ordre de 71.8 % comme le montre l'équation 3.1.1.

$$\begin{aligned}
 E.Q &= \frac{hc R_\lambda}{e \lambda} \cdot 100\% = 71.8\%, \\
 \lambda &\approx 570 \times 10^{-9} \text{ m}, \\
 R_\lambda &= 0.33 \text{ A/W}, \\
 h &= 6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}, \\
 c &= 3 \times 10^8 \text{ m/s}, \\
 e &= 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}.
 \end{aligned}
 \tag{3.1.1}$$

Une photodiode peut être représentée par une source de courant  $I_p$  en parallèle avec une capacité  $C_j$  et une résistance de Shunt  $R_{SH}$ , le tout se présentant en série avec une résistance interne  $R_s$  (figure 3.3). La résistance de Shunt d'une photodiode idéale est infinie. En réalité, la résistance de Shunt varie entre 100K $\Omega$  et 100G $\Omega$  en fonction de la qualité de la photodiode. Cette résistance détermine le courant de fuite de la photodiode en mode photovoltaïque. La résistance de shunt de notre photodiode est estimée à 10G $\Omega$  [14]. Le courant de sortie peut être défini par l'équation 3.1.2.

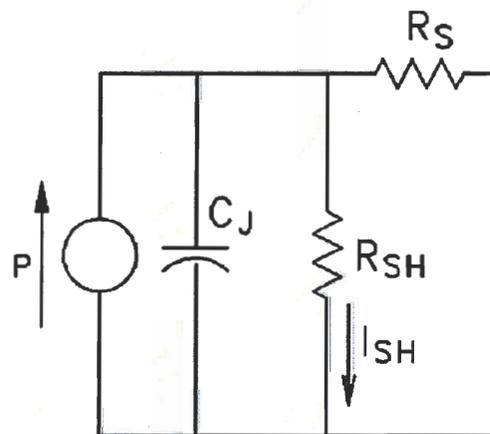


Figure 3.3 Circuit interne d'une photodiode

$$I_{Sortie} = I_p - I_{SH} = I_p - \frac{V_{Sortie}}{R_{SH}}.
 \tag{3.1.2}$$

### 3.2 Sélection du modèle de scintillateur

Le scintillateur utilisé est le modèle BCF-60 (Saint-Gobain Crystal, Newbury, Ohio, USA). Une émission dans le spectre vert a été privilégiée, malgré que, pour une même dose, un scintillateur bleu émette une plus grande quantité de photons [20]. Le produit de l'émission d'un scintillateur vert par la transmission du filtre vert de la photodiode est supérieur à celui d'un scintillateur bleu, comme le montre la figure 3.4. La figure 3.4 [15] [18] donne le spectre des filtres diélectriques ainsi que le spectre d'émission des scintillateurs BCF-60 et BCF-12 en fonction de la longueur d'onde. Le canal vert possède une meilleure efficacité que le bleu. Le courant électrique produit sera plus élevé pour le canal vert pour une même quantité de photons reçus. De plus, le spectre d'émission du scintillateur vert correspond parfaitement à celui d'absorption de la photodiode. Le canal bleu présente un décalage par rapport au spectre d'émission de la BCF-12, ce qui réduit le courant électrique à la sortie.

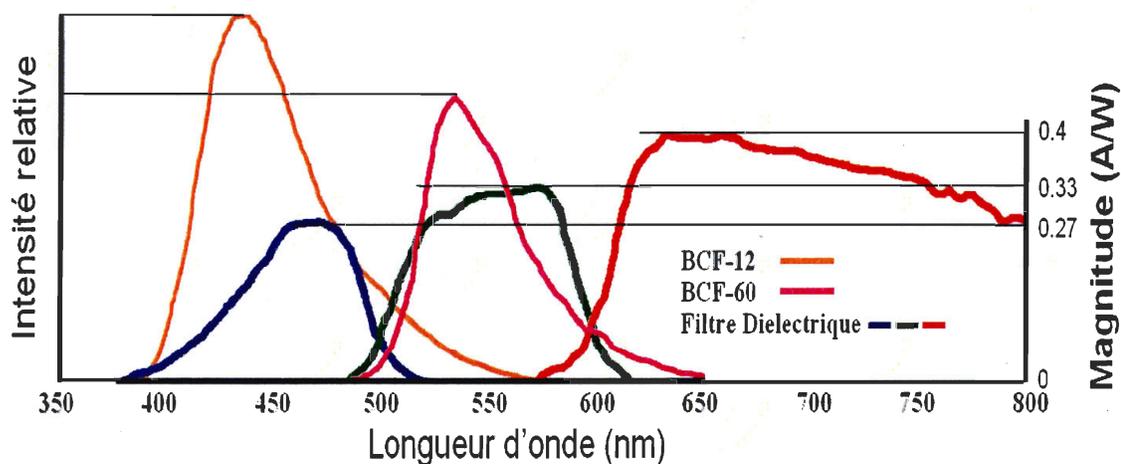


Figure 3.4 Spectre d'émission des BCF-12 et BCF-60 en comparaison avec les filtres diélectriques d'une photodiode MCS3AT en fonction de la longueur d'onde

Le BCF-60 est un scintillateur plastique organique. Il est équivalent à l'eau et possède un temps de réponse de l'ordre des nanosecondes. L'équivalence à l'eau évite d'avoir des facteurs de calibration pour différentes énergies et ne perturbe pas la distribution de dose lors de la mesure. L'équivalence à l'eau de la majorité des scintillateurs

a été démontrée pour des énergies plus élevées que 0.5 MeV [21]. Pour des énergies plus basses que 100 keV, la réponse n'est plus linéaire [22]. Pour la mesure prise à l'iridium-192, la majorité des rayons gamma émis ont une énergie supérieure à 100 keV, pour laquelle les scintillateurs offrent une réponse indépendante de l'énergie [6]

### 3.3 Caractéristique de la fibre optique utilisée

La fibre optique utilisée est de l'Eska Premier (Mitsubishi Rayon Co Tokyo, Japan). Elle sert à guider la lumière de scintillation à la photodiode. Fabriquée d'une résine de polymétyle et de méthacrylate, elle possède un faible coût (70 cents/mètre), et elle est recouverte d'une gaine noire en polymère, ce qui la rend opaque à la lumière ambiante. De plus, elle possède une faible atténuation des longueurs d'onde de bleu et de vert. Le spectre d'atténuation est représenté à la figure 3.5 [23]. Pour le spectre vert, l'atténuation est d'environ 90dB/km, et tandis que pour le bleu elle est de 100dB/km. L'indice de réfraction interne est de 1.49 [24].

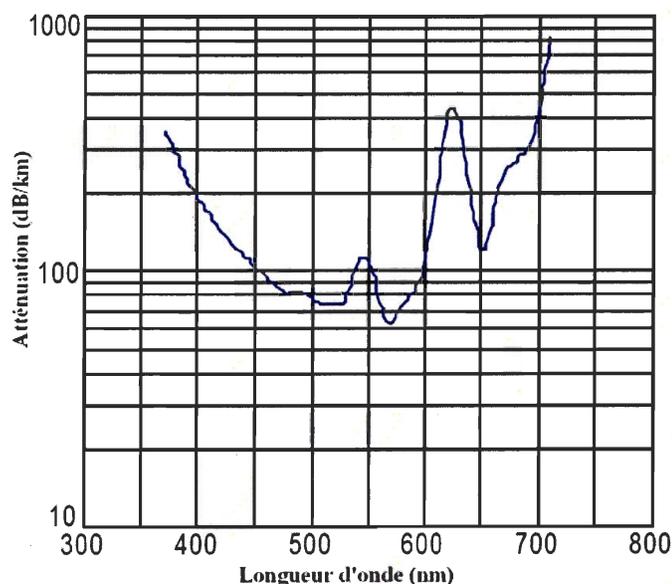


Figure 3.5 Atténuation de la fibre optique Eska Premier en fonction de la longueur d'onde

## 3.4 Description des interfaces aux extrémités de la fibre optique

### 3.4.1 Interface entre le scintillateur et la fibre optique

L'agent de couplage utilisé entre le scintillateur et la fibre est du cyanoacrylate (Krazy Glue). Ce dernier possède d'excellentes qualités optiques et permet de faire des couplages permanents et résistants [25]. Avant d'être couplées, les extrémités de la fibre optique et du scintillateur sont polies graduellement à l'aide de papier possédant de 12 microns à 0.3 micron de grain, et ce, dans le but d'augmenter la transmission de lumière aux interfaces. La colle Krazy Glue possède un indice de réfraction de 1.49, soit le même que le cœur de la fibre optique [25].

### 3.4.2 Interface entre la fibre optique et la photodiode

Un agent de couplage non permanent, l'OCK-451, est utilisé pour faire le lien entre la sortie de la fibre et la photodiode. Un couplage non permanent est privilégié, car il permet de changer la fibre optique plus facilement. L'agent de couplage OCK-451 demande peu de manipulation, à part le mélange de deux liquides que l'on chauffe par la suite. Le produit final est semi-rigide et peut donc être facilement manipulé. Le demi-angle de sortie de la fibre optique est défini par l'équation 3.4.1. L'ouverture numérique,  $NA$ , de la fibre optique est 0.5 [24] et l'indice de réfraction de l'agent de couplage est 1.5182 [26]. Le rayon sensible de la photodiode est de 1mm [18]. La distance optimale par simple calcul trigonométrique est de 2.86 mm. Une épaisseur de 2.9 mm  $\pm$  0.2 d'agent de couplage est utilisée dans le montage.

$$\theta = \arcsin\left(\frac{NA}{n}\right). \quad (3.4.1)$$

Au centre des trois diodes de type PIN se trouve la mise à la terre. Si la fibre optique est trop près de la photodiode, une partie de la lumière frappe la mise à la terre en ne contribuant pas au signal électrique.

L'agent de couplage évite une interface d'air entre la fibre et la photodiode, ce qui diminue la perte par réfraction. L'agent de couplage possède un indice de réfraction de 1.5182, comparativement à 1.49 pour le cœur de la fibre [26]. Le calcul à l'annexe 1 permet d'évaluer la perte due à la réfraction causée à l'interface de la fibre optique et de la photodiode. Cette perte est de 0.01242 % avec l'agent de couplage comparativement à 7.87 % en l'absence de celui-ci (interface d'air).

La figure 3.6 est une image du montage qui contient les photodiodes, le dissipateur de chaleur et la plaque à effet Peltier. À l'intérieur du boîtier de plastique se trouve un bloc d'aluminium qui permet l'alignement de la fibre optique avec la photodiode. Le détecteur est fixé dans un cylindre percé au centre du bloc (figure 3.7). De plus, un adaptateur (figure 3.8) percé au centre aligne la fibre devant la photodiode.

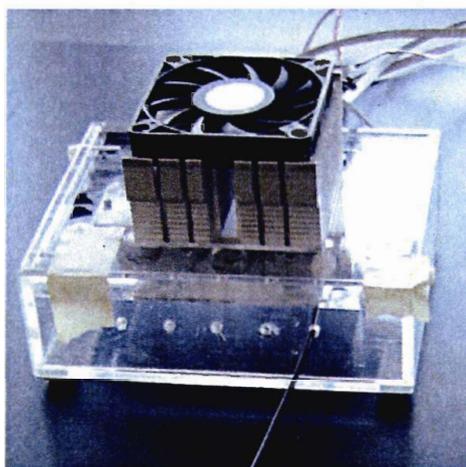


Figure 3.6 Montage du dissipateur de chaleur, de la plaque à effet Peltier et des photodiodes



Figure 3.7 Photodiode insérée dans le bloc d'aluminium

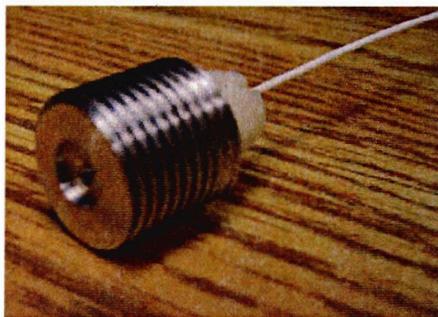


Figure 3.8 Adaptateur pour aligner la fibre avec la photodiode

### 3.5 Composante d'acquisition du signal lumineux

L'acquisition est réalisée à l'aide d'une carte NAQ-6015 de National Instruments (figure 3.9). À la fois utilisée pour le contrôle de la température, elle sert également à lire la tension de sortie des amplificateurs opérationnels. La carte possède une résolution de 16 bits à gain programmable. Elle permet de lire la tension à une fréquence de 1000 Hz. Cette carte est conçue pour être utilisée avec LabView. L'interface du logiciel est représentée à la figure 3.10. Le logiciel permet de faire rapidement la soustraction du bruit de fond avant la prise de mesure et il affiche la température du système ainsi que le point de contrôle demandé. De plus, il permet de voir le taux de dose ou d'intégrer ce dernier pour obtenir une dose une fois les deux coefficients de calibration utilisés dans le système.



Figure 3.9 Module d'acquisition Analogue/Digital NI-DAQ-6015

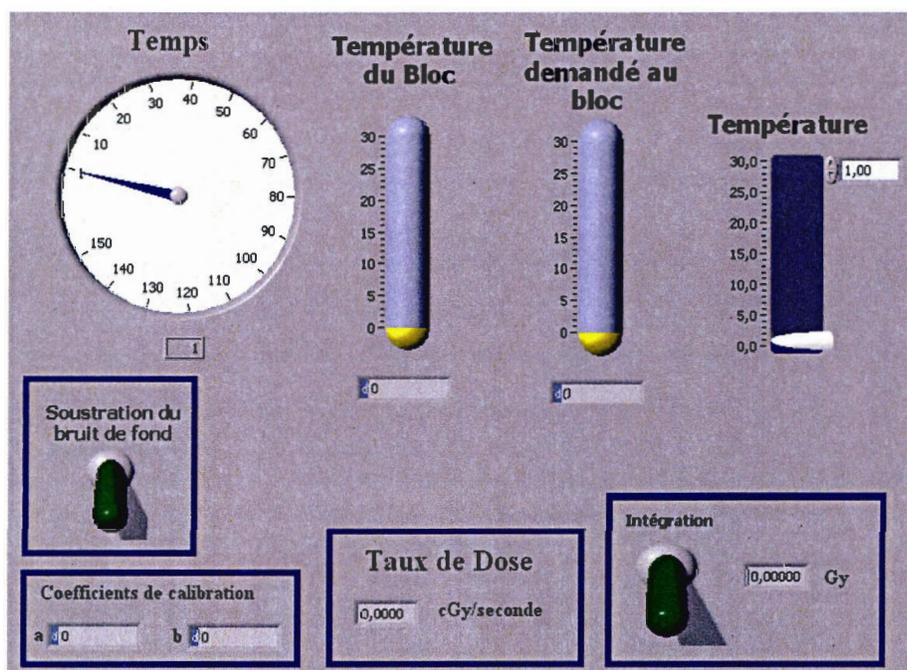


Figure 3.10 Interface du programme LabView

### 3.5.1 Amplification du signal de la photodiode

Le signal lumineux à la sortie de la fibre optique étant très faible, le courant produit par la diode est lui aussi minime. Des amplificateurs en mode transimpédance sont utilisés pour amplifier les courants. Le modèle utilisé est le TL084ACN, lequel possède une

grande bande-passante de 3Mhz, avec une forte impédance d'entrée et de faibles bruits, ce qui permet de traiter de petits signaux d'entrée [27]. L'amplificateur en mode transimpédance est utilisé avec une résistance de contre-réaction.

Le schéma du circuit électrique pour un canal est représenté à la figure 3.11. La première partie est un amplificateur opérationnel avec une résistance de contre-réaction. Cela permet une conversion du courant électrique en une tension. La conversion du signal est liée aux équations 3.5.1:

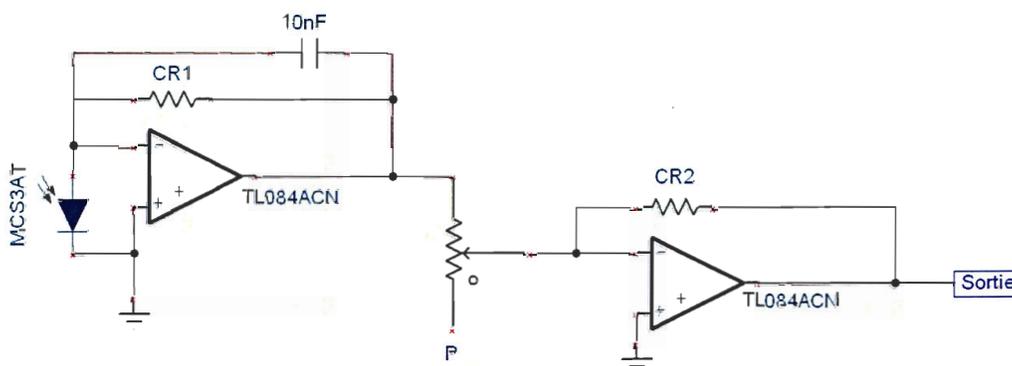


Figure 3.11 Circuit d'amplification du courant de la photodiode

$$\begin{aligned}
 I_{\text{photodiode}} \cdot R_1^{CR} &= V_1, \\
 \frac{V_S}{R_p} &= I_p, \\
 I_p \cdot R_2^{CR} &= V_2.
 \end{aligned}
 \tag{3.5.1}$$

La première résistance de contre-réaction est de 22 Mohms, et la deuxième de 1 Mohm. Elles n'influencent pas le temps de réponse du circuit en raison de la bande passante élevée de l'amplificateur opérationnel. À la sortie du premier amplificateur opérationnel, une résistance variable permet de définir le gain du canal. La résistance  $R_p$  est de 158.5 ohms pour le canal bleu, de 189.5 ohms pour le canal vert et finalement de

325.8 ohms pour le canal rouge. Par la suite, un autre amplificateur opérationnel muni d'une résistance de contre-réaction amplifie les signaux à nouveau. Le circuit d'amplification est différent de celui développé par F.Côté [19] puisqu'il ne soustrait pas le signal d'une photodiode témoin. Les raisons de cette modification sont discutées plus loin.

## 3.6 Contrôle de température des photodiodes

### 3.6.1 Circuit électrique du contrôleur

La photodiode utilisée est sensible aux variations de température, principaux problèmes de J.M. Fontbonne et *coll.* [14], qui en employaient une identique. Le modèle de contrôleur de température développé par F. Côté [19] lors de sa maîtrise a été repris et amélioré pour obtenir des performances supérieures. Le principal problème était une mauvaise dissipation de la chaleur, ce qui entraînait une instabilité de la température. De plus, le système était limité à quelques heures de fonctionnement avant de surchauffer et de ne plus être en mesure de garder le point de contrôle. Le prototype est composé d'un bloc d'aluminium dans lequel se trouvent les photodiodes. Un refroidisseur thermoélectrique (TEC) (figure 3.12) est apposé sur le bloc pour abaisser la température des photodétecteurs. Un dissipateur en aluminium muni d'un ventilateur (figure 3.6) est fixé sur l'autre surface pour évacuer l'énergie thermique. La plaque à effet Peltier (TEC) est reliée à un contrôleur de température HTC-3000 (figure 3.13).

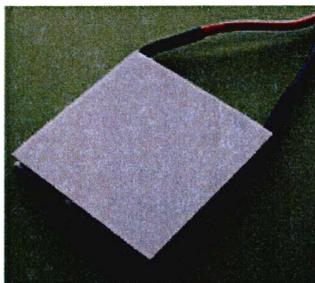


Figure 3.12 Plaque Peltier utilisée dans le montage et possédant une surface de  $9 \text{ cm}^2$



Figure 3.13 Contrôleur de température HTC-3000, de Wavelength Electronics

Une thermistance, modèle TCS-610, est présente dans le bloc d'aluminium tout en étant reliée au contrôleur. Elle permet de mesurer la température à l'intérieur du bloc. Pour sa part, le contrôleur est relié à une carte d'acquisition LabView. Le circuit électrique est présenté à la figure 3.14. Ne possédant pas de mémoire interne, le contrôleur ne peut donc pas emmagasiner d'information pour calculer la température. Par surcroît, LabView et le contrôleur n'ont pas la capacité de mesurer une résistance (ohm). Pour ce faire, un courant polarisateur de  $100.22 \mu\text{A}$  est appliqué en permanence à la thermistance. Le contrôleur fait la lecture du potentiel aux bornes de la sonde. Cette information est aussi envoyée à LabView. L'équation 3.6.1 est utilisée dans LabView pour calculer la résistance de la thermistance.

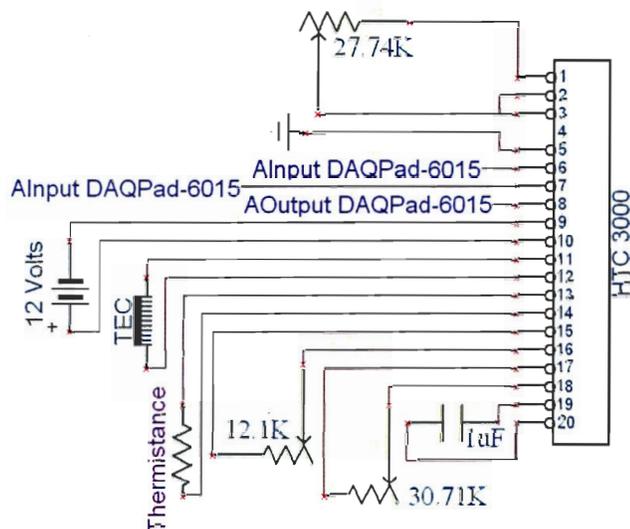


Figure 3.14 Circuit électrique associé au contrôleur de température HTC-3000

$$R = \frac{V}{I_{\text{polarisation}}} \quad (3.6.1)$$

Par la suite, l'équation de Steinhart-Hart 3.6.2 est utilisée pour convertir la valeur de la résistance en degré Celsius. Les coefficients  $A$ ,  $B$  et  $C$  sont fournis par le fabricant [28].

$$\frac{1}{T} = \left( A + B \cdot \ln(R) + C \cdot (\ln(R))^3 \right) - 273,$$

$$A = 1.1279\text{E-}03,$$

$$B = 2.3429\text{E-}04,$$

$$C = 8.7298\text{E-}08. \quad (3.6.2)$$

Pour indiquer la température souhaitée, une tension est fournie par LabView au contrôleur. Cette tension est calculée à partir des deux équations suivantes soit 3.6.1 et 3.6.2. Celles-ci ont été résolues numériquement pour obtenir une relation qui fournit la tension à appliquer en fonction de la température souhaitée. Le contrôleur calcule le courant

électrique à fournir au TEC pour égaliser la tension aux bornes de la thermistance à celle du point de consigne [29].

Différents compromis doivent être faits lors de la conception d'un contrôleur. Le premier est la vitesse d'atteinte du point de consigne. Demander un court temps au contrôleur risque de diminuer la stabilité et la précision. Pour obtenir une excellente précision, le délai d'atteinte de l'objectif est volontairement augmenté. Pour une température de départ de 21 degrés Celsius, une durée de 15 minutes est requise pour atteindre le point de contrôle de 5 degrés Celsius. La figure 3.15 montre la variation de la température sur une durée de 60 heures. L'écart type de la mesure dans le temps est de 0.0013 °C. Le système est très stable et ne subit pas de variation de température en comparaison avec le système de F. Coté [19] qui avait un écart type de 0.2 degré Celsius.

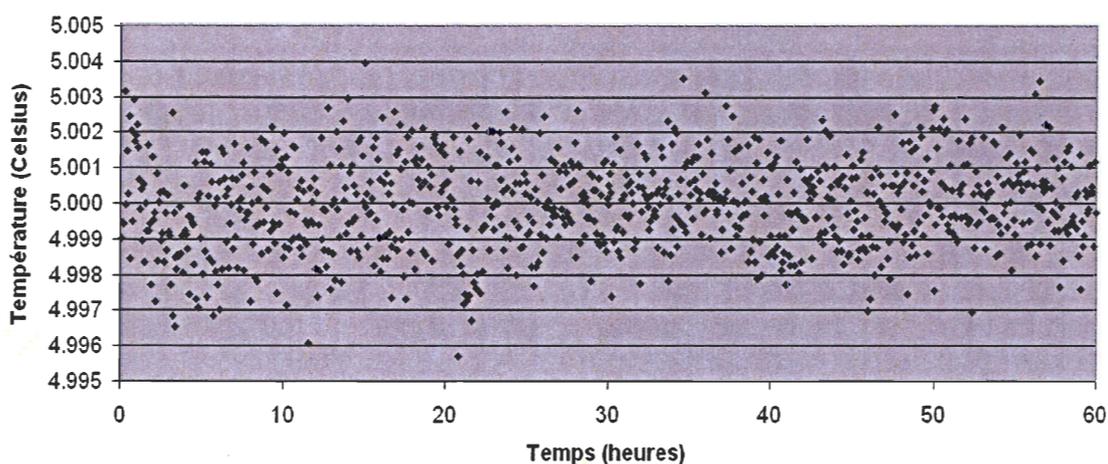


Figure 3.15 Température du système en fonction du temps

### 3.6.2 Impact des variations de la température de la photodiode

La température a plusieurs effets sur la photodiode, telles une variation du courant de fuite et une variation de la stabilité du courant de sortie. Des prototypes antérieurs [14] [19] utilisaient deux photodiodes pour éliminer l'effet de température. Une des deux photodiodes était gardée dans le noir, sa valeur étant en permanence soustraite de l'autre photodiode, celle-là utilisée pour les mesures. Cette technique suppose que les deux

photodiodes sont à la même température, et les courants de fuite sont identiques entre les photodiodes.

L'approche en question n'a pas été utilisée dans ce projet pour la raison suivante : des mesures prises avec deux diodes sur le même circuit électrique à température constante ont montré une différence du courant de fuite des diodes dans des conditions semblables (figure 3.16). Des variations de 2.45 % pour le canal bleu et de 11.05 % pour le canal vert ont été observées. Ces variations sont trop élevées pour utiliser une diode de soustraction, car leur différence causerait des erreurs énormes dans nos mesures.

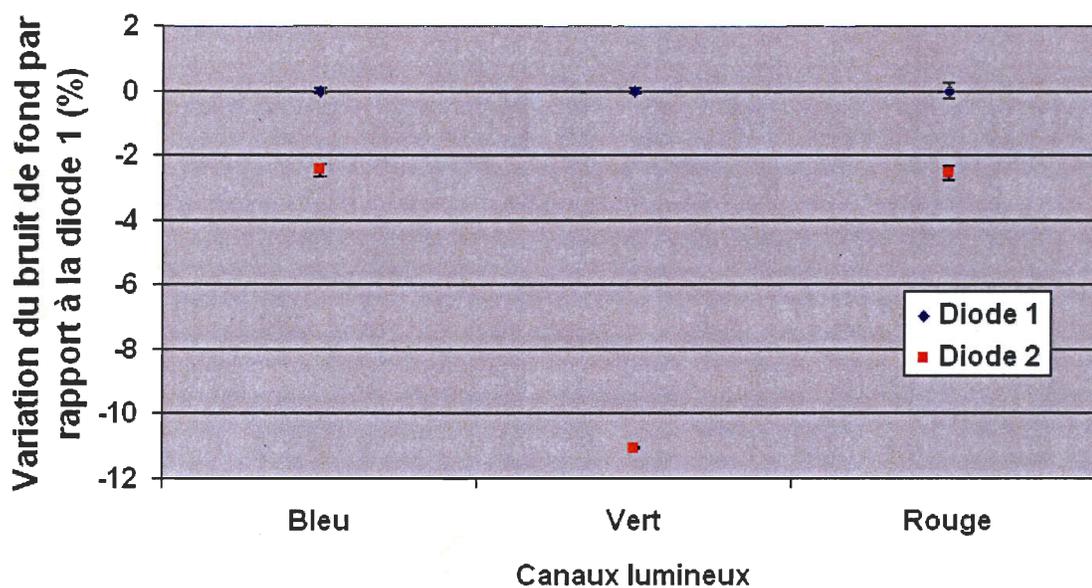


Figure 3.16 Variation du bruit de fond entre deux diodes à une température de 5°C

La figure 3.17 montre la variation du bruit de fond en fonction de la température de la photodiode, les mesures étant normalisées par rapport à 5 °C. Les barres d'incertitude représentent plus ou moins un écart type. Une augmentation du bruit de fond de 2.6 % est observée par la photodiode entre 5 °C et 21 °C pour le canal vert. Une température inférieure n'a pas été étudiée, car une formation élevée de condensation était produite sur le bloc d'aluminium. La figure 3.18 montre l'écart type des mesures de la figure 3.17 en fonction de la température. On observe une augmentation de l'écart type avec une

augmentation de la température. L'écart type est 1.8 fois plus élevée à 21 °C qu'à 5 °C pour le canal vert. En plus d'une augmentation du bruit de fond avec celle de la température, la stabilité du bruit de fond est aussi grandement diminuée. Le système possède donc une plus grande fluctuation à une température élevée. La température idéale de fonction du système est donc de 5 °C, car elle offre le meilleur compromis entre la formation de condensation et la stabilité du système.

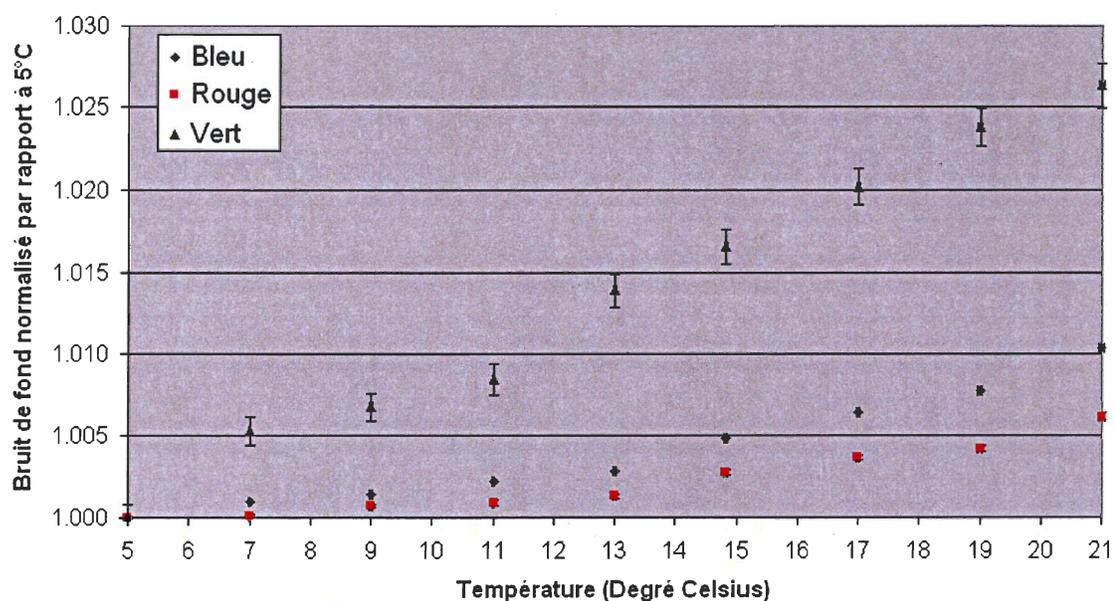


Figure 3.17 Variation du bruit de fond en fonction de la température

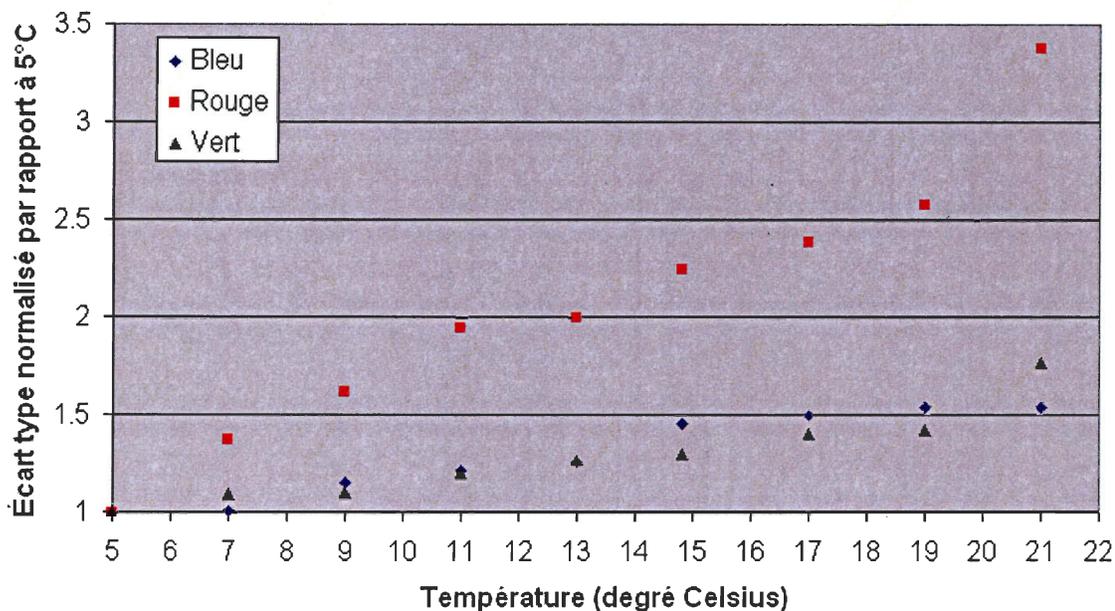


Figure 3.18 Écart type des mesures de la Figure 3.17 en fonction de la température de la photodiode

### 3.7 Vérification de la stabilité du bruit de fond et du système d'intégration

Avant chaque mesure, un zéro est fait pour soustraire le bruit de fond. Une mesure au cobalt-60 a été réalisée pour vérifier la variation du bruit de fond. La fibre optique utilisée possédait une longueur de 3 mètres. Le scintillateur avait 2 millimètres de diamètre et 2 millimètres de longueur, pour un volume sensible de  $6.28 \text{ mm}^3$ . Les mesures ont été réalisées dans une cuve d'eau avec un champ de radiation de 10 cm par 10 cm à la surface, et ce, à une profondeur de 10 cm, et la distance entre la source et la surface de l'eau (DSP) était de 80 cm.

La calibration du détecteur a été réalisée selon la méthode de Fontbonne, décrite à la section 2.3. Deux mesures ont été effectuées, l'une où le rayonnement Čerenkov est minimisé et l'autre où le rayonnement Čerenkov est maximisé. Les mesures de dose pour les points de référence ont été effectuées à l'aide d'une chambre à ionisation A12 d'Exradin. La conversion de la charge accumulée en dose (Gy) est calculée selon le Task

Group No. 51 de l'AAPM. Les deux mesures ont été réalisées au cobalt-60 dans une cuve d'eau liquide. Les deux mesures ont été prises à 10 cm de profondeur avec une DSP de 80 cm. Les grandeurs de champ utilisées sont de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  à la DSP. Le taux de dose au scintillateur était  $1.99 \text{ cGy/seconde}$ . Les deux coefficients obtenus pour cette calibration selon l'équation 2.3.6 sont :  $a = 0.02058 \frac{\text{Gy}}{V}$  et  $b = -0.02470 \frac{\text{Gy}}{V}$ .

La figure 3.19 présente le taux de dose mesuré pour une période de 450 secondes au cobalt-60. Les résultats nous montrent une variation entre  $+0.8\%$  et  $-0.6\%$  autour de la moyenne tout au long de la mesure, ce qui est acceptable. La régression linéaire nous donne une pente de  $3\text{E-}07$ , ce qui est négligeable. Il n'y a donc pas de variation du bruit de fond puisque le taux de dose reste constant.

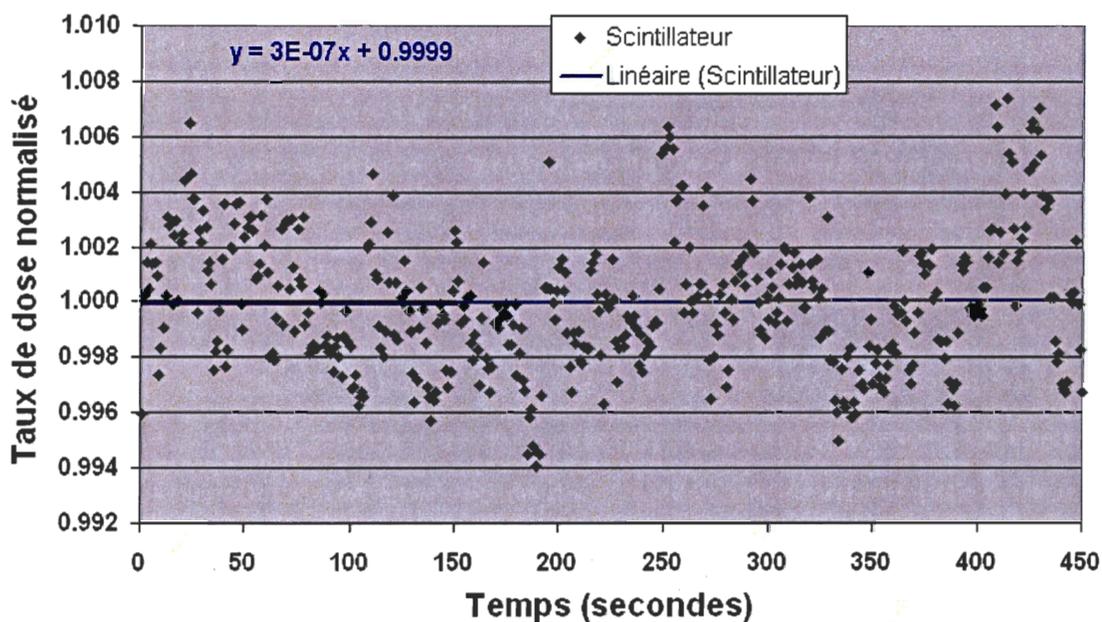


Figure 3.19 Variation du taux de dose en fonction du temps

Des mesures au cobalt-60 avec différents temps d'irradiation ont été réalisées pour vérifier la capacité d'intégration du système. Ces mesures ont été réalisées avec les mêmes paramètres décrits plus haut. Des temps d'irradiation de 15 secondes à 10 minutes ont été

utilisés. La figure 3.20 représente l'intégration numérique des taux de dose acquis durant différents temps d'irradiation. Les résultats concordent avec les mesures de la chambre à ionisation. Les deux droites ont une ordonnée à l'origine différente de zéro. Cela est lié au délai de transition de la source de cobalt-60. Ce délai est le temps que la source met à parcourir la distance entre le blindage et la position de traitement. Ce délai est toujours le même, peu importe le temps programmé à la console. Ce délai est de 0.81 seconde, l'équation 3.7.1 et 3.7.2 montrent le calcul de ce temps à l'aide de deux mesures effectuées à l'aide d'une chambre à ionisation A12 d'Exradin. Une dose est reçue lors de ce transit. Pour notre configuration, la dose reçue lors de ce transit est de 1.61 cGy. L'ordonnée à l'origine de la régression linéaire est de 1.59 cGy pour la chambre à ionisation et 1.55 cGy pour le scintillateur. Ce résultat correspond à la dose reçue durant le transit.

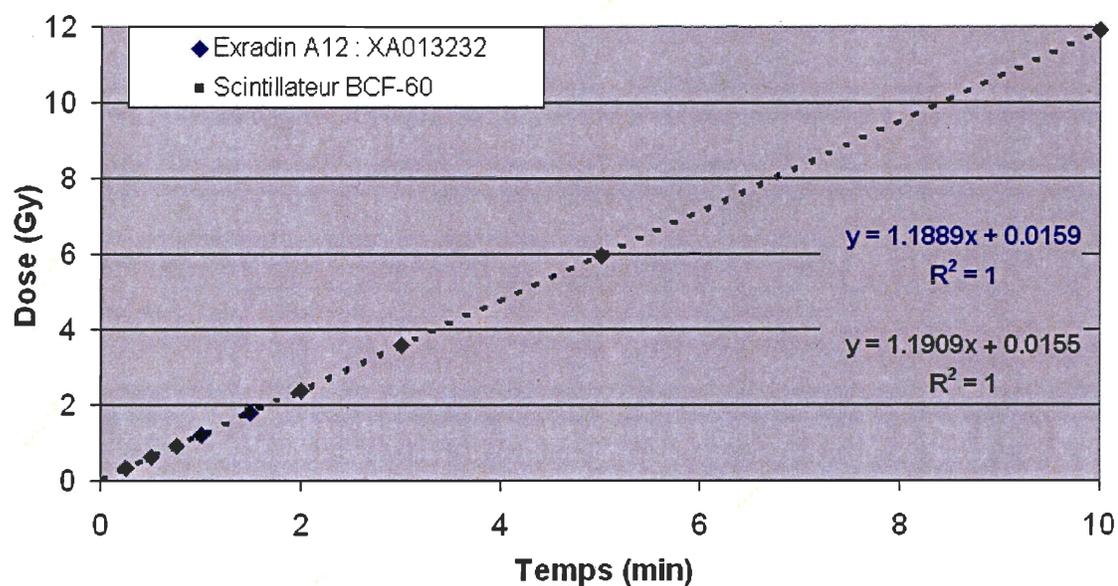


Figure 3.20 Linéarité du système en fonction du temps d'irradiation

$$\frac{D_1}{(T_1 + \varepsilon)} = \frac{D_2}{(T_2 + \varepsilon)} \quad \text{où } T_1 \neq T_2, \quad (3.7.1)$$

$$\varepsilon = \frac{D_1 T_2 - D_2 T_1}{(D_2 - D_1)},$$

$$\varepsilon = \frac{11.90nC \cdot 15s - 0.31nC \cdot 15s}{(0.31nC - 11.90nC)} = 0.81 \text{ seconde.} \quad (3.7.2)$$

Les composantes du dosimètre ont été présentées dans ce chapitre. Il a été démontré que la photodiode ainsi que le circuit électronique utilisés répondent à nos exigences. L'impact de la variation de la température de la photodiode a été quantifié, et a effectivement démontré l'importance de refroidir cette dernière. Les mesures de refroidissement du contrôleur ont permis de déterminer que celui-ci peut à la fois refroidir et maintenir une température stable. Finalement, des mesures au cobalt-60 ont montré la stabilité du bruit de fond et le bon fonctionnement du système d'intégration

## Chapitre 4 Résultats des mesures expérimentales du dosimètre

Le chapitre suivant présente des résultats des mesures effectués à l'aide du dosimètre. Ces mesures montrent la sensibilité du dosimètre ainsi que son temps de réaction et ils quantifient la contribution du rayonnement Čerenkov à Ir-192, au colbat-60 et à un accélérateur linéaire sont discutés. Une mesure de profil et d'un rendement en profondeur pour un faisceau de photons de 6 MV est également présentée.

### 4.1 Sensibilité du dosimètre

Des mesures à l'aide d'un faisceau de photons de 6 MV ont été réalisées pour déterminer la sensibilité du détecteur. Le scintillateur possédait 1 mm de diamètre et 2 millimètres de long pour un volume total de  $1,57 \text{ mm}^3$ , soit le même volume sensible qui est utilisé au chapitre 5 pour des mesures de dose in vivo. La calibration du détecteur a été effectuée selon la méthode de Fontbonne décrite plus haut. Les deux points de calibration ont été réalisés à 2 cm de profondeur avec 33 cm de rétrodiffusant d'eau solide à une distance source du scintillateur de 100 cm. La dose au scintillateur pour la calibration était de  $100.1 \pm 0.4 \text{ cGy}$ . En effet l'utilisation d'une forte dose permet de diminuer l'erreur sur les facteurs de calibration. Les grandeurs de champ utilisées sont  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ . Les deux coefficients obtenus pour cette calibration selon l'équation 2.3.6 sont :

$a = 0.5238 \pm 0.0087 \frac{\text{Gy}}{\text{Volt}}$  et  $b = -0.2708 \pm 0.0059 \frac{\text{Gy}}{\text{Volt}}$ . L'erreur sur les coefficients

d'étalonnage est définie par  $\frac{\sigma}{\sqrt{\eta-1}}$  où  $\sigma$  est l'écart type, et,  $\eta$  est le nombre de mesures effectuées, 15 dans notre cas.

À l'aide des coefficients de calibration obtenus, des mesures de petite dose sont réalisées. Pour être valide, le signal doit être supérieur au bruit de fond. Le signal est lié au taux de dose, car plus le taux de dose sera élevé, plus il sera facile d'obtenir un meilleur ratio signal/bruit. Pour ce faire, chacune des mesures a été réalisée 15 fois et comparée à

une mesure de chambre à ionisation. La précision d'un instrument de mesure est définie en comparaison à un standard. Dans ce cas-ci, le standard est une chambre à ionisation. Plus la différence entre la mesure du scintillateur et de la chambre à ionisation est petite, meilleure sera la précision. La reproductivité est définie par l'étendue (la variance ou le sigma) de la distribution des différences. Il s'agit de savoir si l'instrument de mesure donne une valeur consistante d'une mesure à l'autre peu importe la précision.

Le tableau 4.1 montre la différence obtenue entre la valeur de notre scintillateur et la valeur de référence. La différence de toutes les mesures varie entre -0.29 cGy, et 2.18 cGy, pour une différence moyenne globale de 1.04 cGy. Pour une mesure de dose absolue, une dose supérieure à 50 cGy est nécessaire afin d'obtenir une précision acceptable. Par contre, cela est minime : pour une mesure de dose in vivo lors de traitements de curiethérapie, les doses pour une fraction vont varier de 200 cGy à 1000 cGy selon les sites cliniques. La différence entre notre mesure et le standard ne peut cependant pas être utilisée pour déterminer la reproductibilité d'une mesure. Pour ce faire, les écarts types des différences dénommés sigma sont montrés au tableau 4.1. Lorsqu'une valeur mesure est trop variable, soit 2 sigma, l'instrument de mesure n'est pas reproductible peu importe sa précision. Les résultats obtenus nous montrent que notre système est reproductible et précis pour des taux de dose supérieure à 6 cGy/s et une dose total supérieure à 50 cGy. Comme nous le verrons au chapitre 5, cela est amplement suffisant pour des mesures en curiethérapie.

Profondeur cm	Taux de dose cGy/s	# MU	Temps d'irradiation s	Mesures		Différence			
				Scintillateur cGy	IC cGy	Scintillateur- IC cGy	%	Sigma cGy	Ratio sigma/ scintillateur
25	1.93	1	0.2	1.8	0.29	1.50	83.87	1.15	0.64
10	4.35	1	0.2	1.64	0.65	0.99	60.17	1.77	1.08
2	6.41	1	0.2	2.41	0.96	1.45	60.05	0.40	0.17
25	1.93	5	0.8	3.6	1.45	2.18	60.15	2.02	0.56
10	4.35	5	0.8	4.6	3.27	1.30	28.41	3.20	0.70
2	6.41	5	0.8	5.33	4.81	0.52	9.76	1.88	0.35
2	6.41	10	1.5	10.17	9.62	0.55	5.37	2.28	0.22
2	6.41	50	7.5	49.24	48.10	1.14	2.32	4.25	0.09
2	6.41	100	15.0	95.91	96.20	-0.29	-0.30	3.62	0.04

Tableau 4.1 Différence entre un scintillateur et une chambre à ionisation pour des mesures de petite dose, pour un champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  à une DSP de 100 cm pour un faisceau de 6 MV

## 4.2 Étude de la vitesse de réponse du dosimètre

Des mesures de la dose lue pour de petits temps de réponse du détecteur ont été réalisées. Le scintillateur, la fibre optique ainsi que les coefficients de calibration sont ceux de la section 3.7. Les mesures ont été prises avec un faisceau de photons de 6 MV, à une profondeur de 2 cm pour un champ de 10 cm x 10 cm, et ce, pour une DSP = 100 cm dans une cuve d'eau. Le scintillateur avait 2 millimètres de diamètre et 2 millimètres de longueur, pour un volume sensible de  $6.28 \text{ mm}^3$ , soit un volume 4 fois plus gros que dans la section 4.1.

La figure 4.1 montre un graphique pour des irradiations de 1 MU jusqu'à 10 MU par pas de 1 MU. La figure 4.2 nous montre des résultats jusqu'à 400 MU. Les résultats obtenus sont très linéaires. La projection linéaire de ces points donne à l'origine une erreur de  $0.0007 \text{ cGy}$  pour notre scintillateur. Cette valeur devrait être de zéro avec un système parfait. La valeur obtenue est comparable à celle de la chambre à ionisation, soit  $0.0004 \text{ cGy}$ . La possibilité de mesurer de petites doses en un court laps de temps est idéale pour des contrôles de quantité IMRT, lesquels délivrent plusieurs champs avec peu de MU.

L'accélérateur linéaire possédait un débit de dose de 400 MU/minute. Délivrer 1 MU à l'accélérateur linéaire utilisé représente une irradiation de 0.15 seconde, et 10 MU représente 1.5 seconde.

Il est à noter que la limitation à 50 cGy à la section 4.1 est due à la nécessité d'avoir un dosimètre assez petit pour être inséré dans un cathéter. Avec un dosimètre de plus grande dimension, mais encore petit par rapport à une chambre à une chambre à ionisation, des doses de 1 cGy sont mesurables avec une bonne précision comme démontré aux figures 4.1 et 4.2.

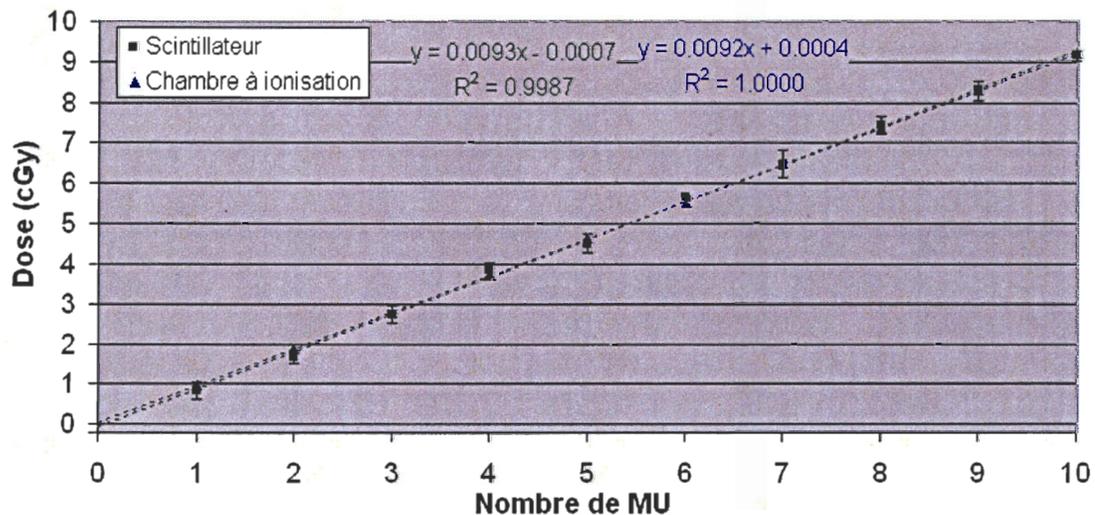


Figure 4.1 Dose reçue en fonction du nombre d'unités moniteurs délivrées pour un faisceau de 6 MV, à une profondeur de 2 cm pour un champ de 10 cm x 10 cm, et ce, pour une DSP = 100 cm

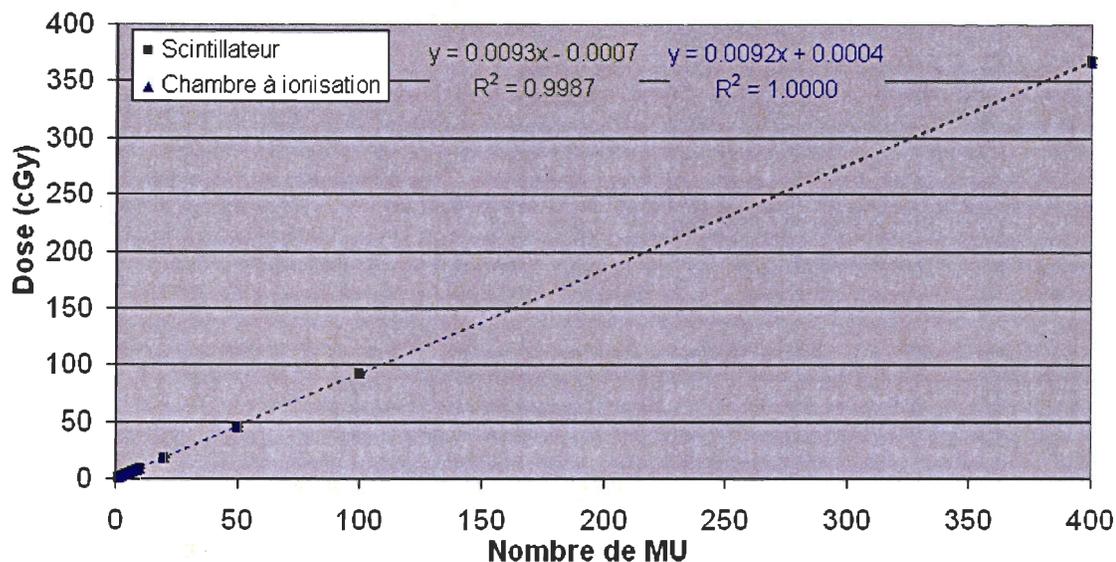


Figure 4.2 Dose reçue en fonction du nombre d'unités moniteurs délivrées pour un faisceau de 6 MV à une profondeur de 2 cm, pour un champ de 10 cm x 10 cm, et ce, pour une DSP = 100 cm

### 4.3 Apport du rayonnement Čerenkov au signal lumineux pour différentes sources de radiation

Des mesures effectuées au Theratron-780, à un accélérateur linéaire et à l'iridium-192 ont permis de quantifier le rayonnement Čerenkov présent dans le signal lumineux.

#### 4.3.1 Mesures réalisées au Theratron-780 et à un accélérateur linéaire

Le tableau 4.2 montre les résultats obtenus au cobalt-60 et à l'accélérateur linéaire pour un faisceau de 6 MV, selon trois configurations représentées à la figure 4.3. Les résultats ont été obtenus en comparant les mesures non corrigées et les mesures corrigées par la méthode de soustraction de Fontbonne. Les mesures ont été réalisées dans une cuve d'eau, un champ d'irradiation de 10x10cm<sup>2</sup> et une DSP de 100 cm à l'accélérateur linéaire, et une DSP de 80 cm au cobalt. Les coefficients de calibration et le scintillateur utilisé sont les mêmes qu'à la section 3.7, soit un volume sensible de 6.28 mm<sup>3</sup> du scintillateur. Le

pourcentage du rayonnement Čerenkov varie de 3 à 30 % selon le faisceau d'irradiation et l'alignement de la fibre. Ces pourcentages élevés obligent à utiliser une technique de soustraction pour obtenir des mesures valables.

		Situation A	Situation B	Situation C
Cobalt-60	%	3	9	25
6 MV	%	4	12	30

Tableau 4.2 Pourcentage total du rayonnement Čerenkov présent à la sortie de la fibre optique, selon trois configurations différentes présentées à la figure 4.3 pour le canal vert de la photodiode

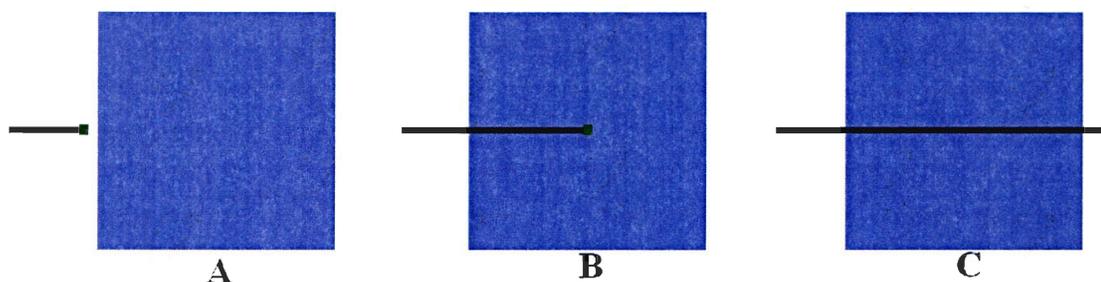


Figure 4.3 Trois configurations de la fibre optique et du scintillateur pour un champ de radiation de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$

### 4.3.2 Mesures réalisées à l'iridium-192

Des mesures à l'iridium-192 ont été effectuées au centre d'un cube d'acrylique transparent de 30 cm x 30 cm x 20 cm. Une mesure avec une fibre optique couplée à un scintillateur et une mesure avec fibre seule ont été réalisées. Une mesure avec une fibre optique seule permet d'obtenir du rayonnement Čerenkov. La comparaison de ces deux mesures permet de déterminer la proportion de rayonnement Čerenkov dans chacun des canaux. Le rayonnement Čerenkov représentait 7 % du signal lumineux. Le rayonnement Čerenkov créé dans le cube d'acrylique et additionné dans la fibre est tenu en compte et non inclus dans le 7 %. Le résultat nous montre qu'il est essentiel de bien soustraire le rayonnement Čerenkov.

#### 4.4 Mesure d'un profil d'un faisceau de photons.

Une mesure d'un profil de dose a été effectuée afin de déterminer la capacité du système à soustraire le rayonnement Čerenkov. Les mesures du profil ont été prises pour un champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et un faisceau de photons de 6MV. La mesure d'un profil permet d'avoir une région avec un faible taux de dose et peu de fibres dans le champ, donc peu de rayonnement Čerenkov. Un profil comporte aussi une région avec un fort gradient de dose, ainsi qu'une région avec un dépôt de dose maximal lorsque le profil est dans l'axe du faisceau. Pour terminer, une région avec un faible taux de dose et une création de rayonnement Čerenkov maximal sont observés. Ce type de profil est dénommé « in-plane ». La figure 4.3 représente la progression du scintillateur dans le champ lors de la prise de mesure du profil. Les mesures ont été réalisées dans une cuve d'eau. La DSP était de 90 cm et le scintillateur à 10 cm de profondeur. Le scintillateur et la fibre optique utilisés ainsi que les coefficients de calibration sont ceux de la section 3.7

La figure 4.4 monte les résultats obtenus à l'aide d'une chambre à ionisation A12 et de notre scintillateur. La région -115 mm est la situation A de la figure 4.3, et la région à +115 mm est la situation C de la figure 4.3. Les deux régions hors champ et la région dans le champ sont en accord avec les mesures de la chambre à ionisation. Dans la pénombre du champ, région en transition, endroit où il y a un fort gradient de dose, les points mesurés avec le scintillateur diffèrent cependant de ceux de la chambre. Cela est dû au fort gradient de dose dans cette région. Une erreur de positionnement de 1 mm affecte de beaucoup la dose. De plus, la chambre à ionisation Exradin A12 utilisée possède un volume de  $650 \text{ mm}^3$ . Cela est 103 fois plus élevé que le volume de notre scintillateur. Dans de forts gradients de dose, une chambre avec un grand volume sensible donne une mesure moyennée sur son volume sensible, ce qui peut être différent d'une mesure plus ponctuelle [30]. Il est donc normal d'observer des différences dans cette région.

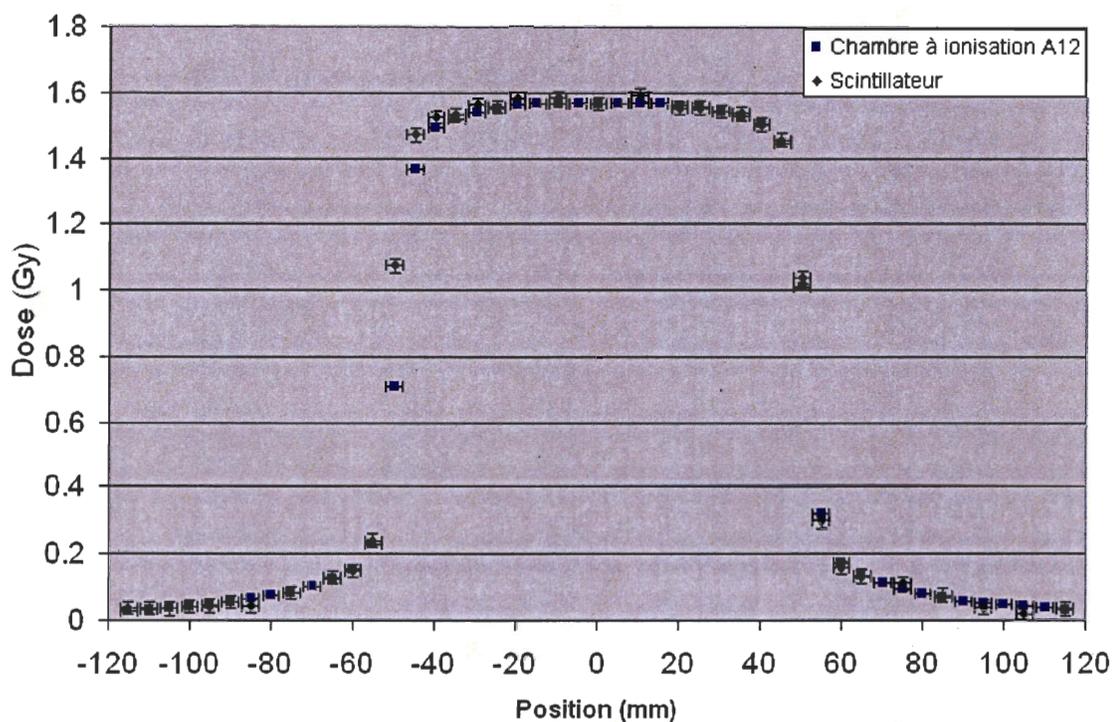


Figure 4.4 Profil d'un faisceau de photons 6 MV pour un champ 10 cm x 10 cm, une DST = 100 cm et une profondeur de 10 cm

La figure 4.5 montre la différence relative entre la chambre et le scintillateur pour le profil de la figure 4.4. La différence moyenne au centre du champ, soit de la position -50 à 50 mm et de 1.58 %. Dans la région hors faisceau, l'écart varie entre 0 et 20 %. Par contre, cela ne correspond qu'à une variation de  $\pm 2.5$  cGy.

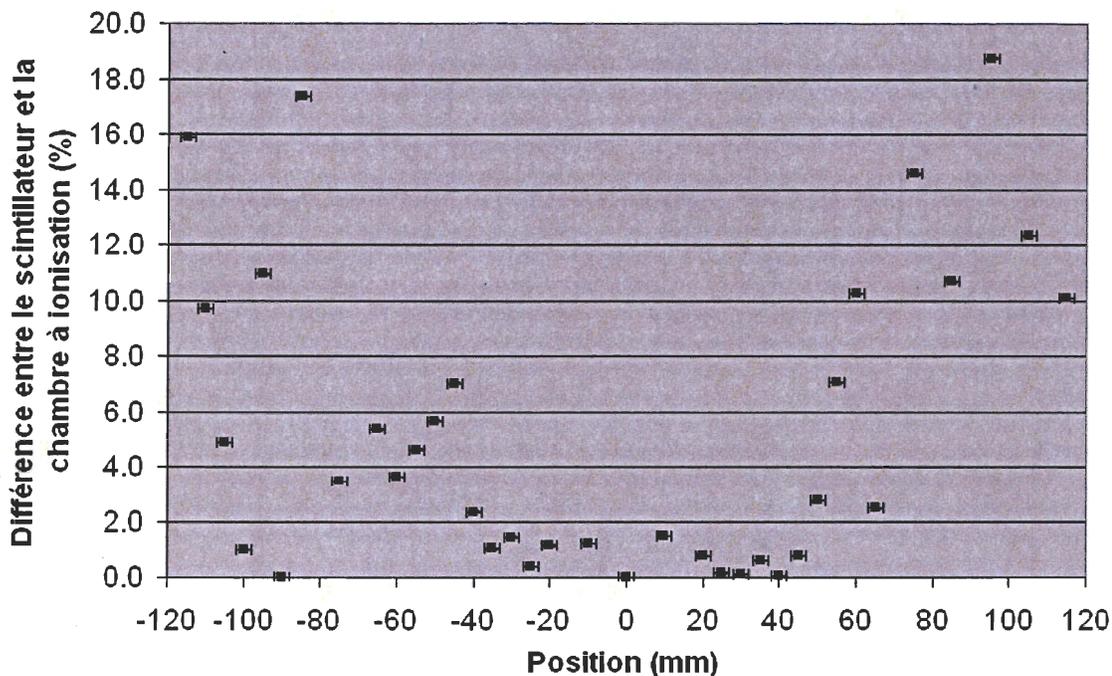


Figure 4.5 Différence de dose entre le profil du scintillateur et de la chambre à ionisation de la figure 4.4

#### 4.5 Mesure d'un rendement en profondeur

La figure 4.6 représente un rendement en profondeur. Les mesures ont été effectuées avec un champ  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  à une DSP de 100 cm, et ce, pour un faisceau de photons de 6 MV. Les coefficients de calibration, le scintillateur et la fibre sont les mêmes que ceux présentés à la section 3.7. Pour les 15 premiers cm de profondeur, le scintillateur et la chambre à ionisation coïncident. De plus, le scintillateur nous permet de bien voir le « built-up ». Il possède une bonne résolution spatiale pour détecter de forts gradients de dose. La figure 4.7 représente la différence entre le rendement de la chambre à ionisation et le scintillateur. La différence entre le scintillateur dans la région 1.5 cm à 14 cm de profondeur est de 0.88%, ce qui représente 1.2 cGy. À une plus grande profondeur, l'écart varie cependant entre 4 et 7 %, pour une différence absolue de 4 cGy. À une plus grande profondeur, la quantité de fibre optique augmente dans la cuve d'eau, plus de 25 cm, ce qui augmente la quantité de rayonnement Čerenkov créée, alors que la dose au scintillateur

diminue en raison de la profondeur. Le taux de dose au scintillateur est de 1.93 cGy/s à 25 cm de profondeur. Lors de la calibration, l'une des deux mesures possédait 25 cm de fibre irradiés avec un taux de dose de 1.99cGy /seconde, donc les mêmes paramètres. Pourtant, une partie de fibre optique demeure en surface, où le taux de dose est beaucoup plus élevé. Notre calibration ne tient pas compte qu'un fort gradient de dose peut être présent dans la fibre optique. En surface, le taux de dose est 3 fois plus élevé dans la fibre qu'à 25 m de profondeur. Cet apport de rayonnement Cerenkov augmentera la valeur mesurée. Une différence de 7 % pour cette situation est acceptable, car elle est l'une des pires situations de mesure.

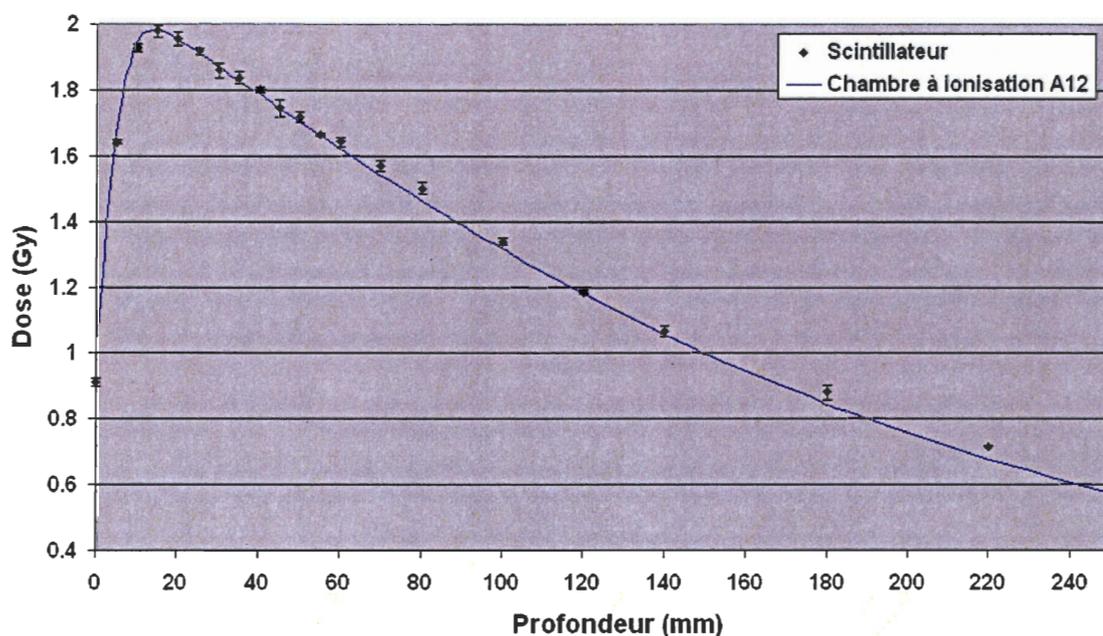


Figure 4.6 Rendement en profondeur pour un faisceau de photons de 6 MV

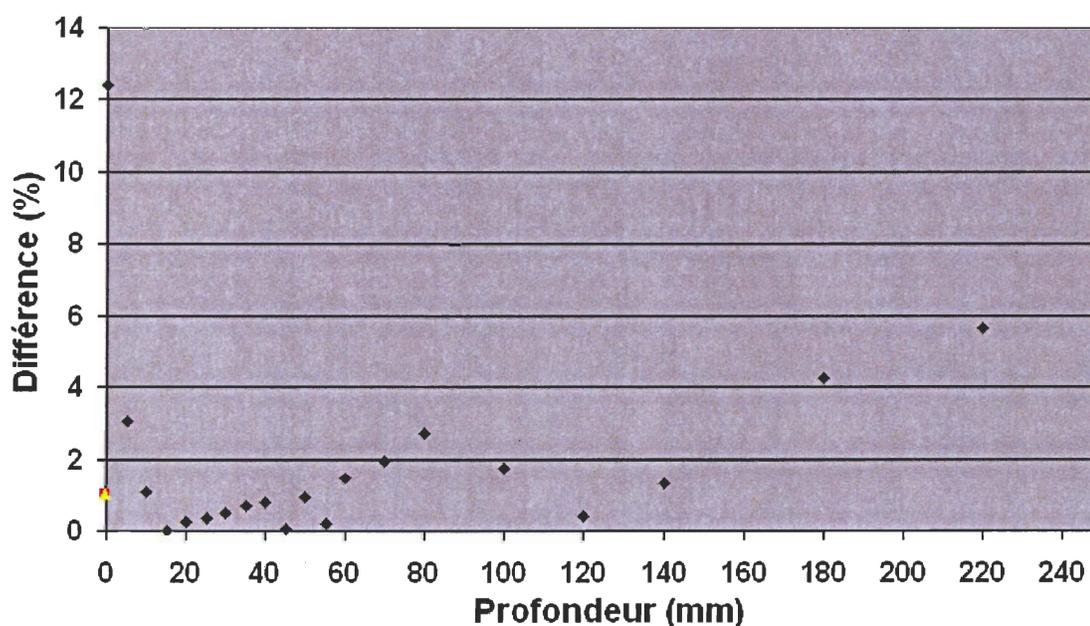


Figure 4.7 Différence entre les mesures de la chambre à ionisation et le scintillateur de la figure 4.6

Finalement, les mesures de sensibilité effectuées dans ce chapitre démontrent que notre dosimètre est précis et reproductible pour des mesures de dose plus grande que 50cGy, ce qui est amplement suffisant. En effet, des mesures aussi petites sont rarement effectuées lors des traitements de tous les jours. Pour une mesure de profil, la différence moyenne de doses entre la chambre et le scintillateur est de  $\pm 2.5$  cGy, ce qui est acceptable. Pour le rendement en profondeur, la différence varie de 1.2 cGy à 4 cGy selon la profondeur. De plus, ces mesures nous montrent que dans certaines situations extrêmes, la technique de soustraction du rayonnement Čerenkov est moins précise. Cependant, elle reste précise dans la majorité des situations cliniques de tous les jours. La capacité de mesurer des doses dans des laps de temps de 0.15 seconde rend son utilisation possible pour des contrôles de qualité d'IMRT. La quantification du rayonnement Čerenkov a été effectuée pour trois modalités de traitement. Dans les trois cas, il s'avère que le pourcentage du rayonnement Čerenkov ne peut être négligé et doit donc être soustrait.

## Chapitre 5 Mesure in vivo réalisée dans un fantôme de prostate traitée par curiethérapie

Dans ce chapitre, des résultats de mesure in vivo dans un fantôme de prostate sont présentés. Ces résultats montrent la capacité du dosimètre à prendre des mesures in vivo. Le dosimètre est aussi comparé à un microMOSFET.

### 5.1 Description de la planification du traitement dans le fantôme de prostate

Le but premier de ce projet étant la conception d'un dosimètre pour la curiethérapie, des mesures dans un fantôme de prostate ont été effectuées à l'iridium-192. Pour commencer, le fantôme a été implanté à l'aide de 13 cathéters par un radio-oncologue du département (figure 5.1). Le scintillateur utilisé possédait un millimètre de diamètre par deux millimètres de long. Cela nous donne un volume sensible de  $1.57 \text{ mm}^3$ . Un scintillateur avec un volume plus petit (par rapport à la section 3.7) est utilisé pour permettre son insertion dans un cathéter plus petit.

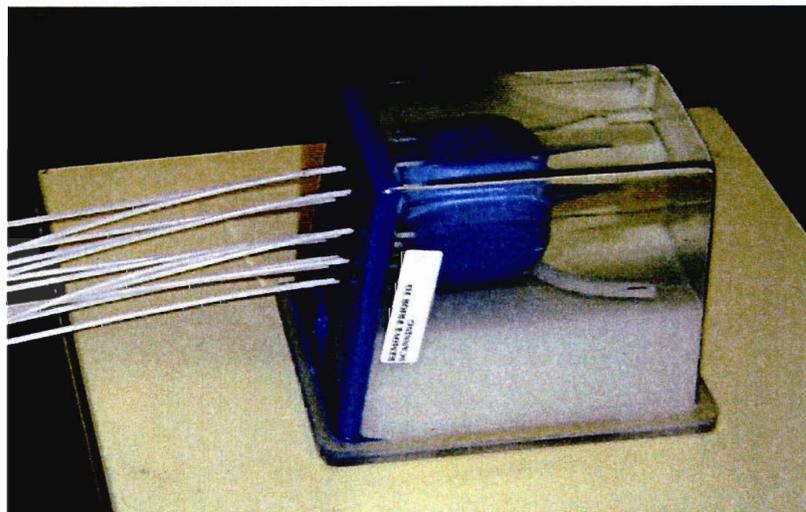


Figure 5.1 Fantôme de prostate avec 13 cathéters

Par la suite, un marqueur radio-opaque a été inséré dans un des cathéters, et une tomographie axiale du fantôme calculée par ordinateur a été réalisée. La figure 5.2 représente une des images de cette tomographie. On remarque le point blanc au centre, qui est le marqueur radio-opaque. Les 12 petits points noirs représentent l'air dans les cathéters utilisés pour délivrer la radiation. La position du marqueur est l'endroit où une mesure in vivo à l'aide d'un scintillateur et d'un microMOSFET a été réalisée. Les images obtenues ont été importées dans le logiciel PLATO (Nucletron BV, Hollande) pour faire la planification du traitement. Une planification de 2 Gy par fraction a été faite malgré que 10 Gy soient plus courants, cela pour réduire le temps de traitement ainsi que celui de l'expérimentation. De plus, un traitement de 10Gy aurait eu un impact majeur sur l'étalonnage du dosimètre de comparaison, le microMOSFET [10]. La figure 5.3 représente les contours de la prostate, de l'urètre, du rectum, ainsi que les 12 cathéters utilisés pour la planification.

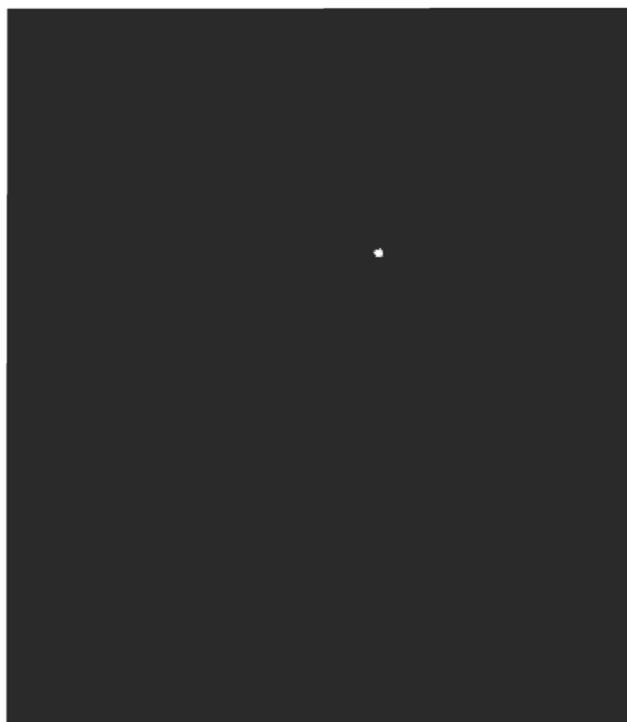


Figure 5.2 Image d'une coupe CT du fantôme

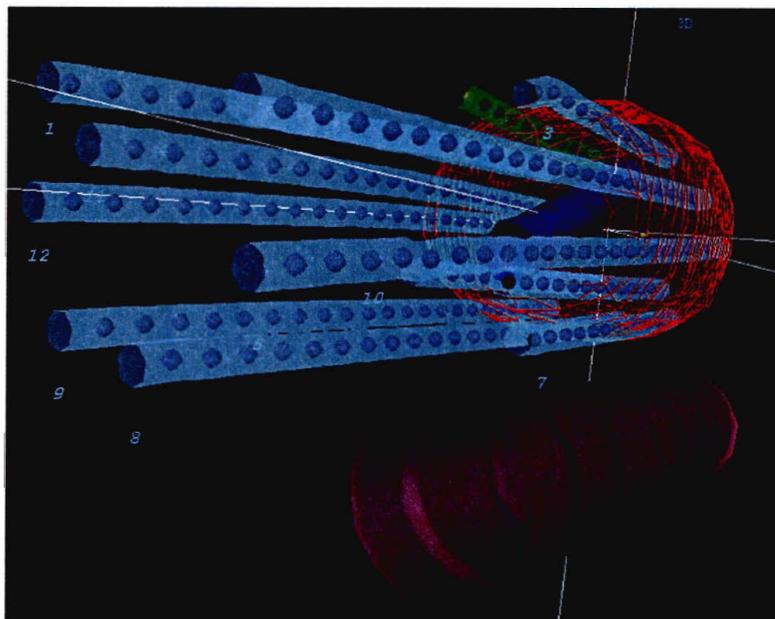


Figure 5.3 Reconstruction en trois dimensions du fantôme dans PLATO

## 5.2 Comparaison des techniques de soustraction du rayonnement Čerenkov pour la curiethérapie

La technique de soustraction du rayonnement Čerenkov proposée par Beddar et *coll.* [1] et la technique proposée par Fontbonne et *coll.* [4] [14] ont été utilisées pour ces mesures.

Pour la mesure selon la technique de Beddar, une mesure avec fibre et scintillateur a été effectuée. Ensuite, le scintillateur a été découplé de la fibre optique, et la fibre optique réinsérée seule dans le cathéter. Le fantôme a été irradié de nouveau avec la fibre optique seule. Durant toute la durée des mesures, la fibre est restée fixée devant la photodiode, cela dans le but d'éviter les erreurs de positionnement.

Les coefficients de calibration de Fontbonne obtenus sont les suivants :  $a = 0.686 \frac{\text{Gy}}{\text{V}}$  et  $b = -0.891 \frac{\text{Gy}}{\text{V}}$ . Ils ont été obtenus en appliquant la méthode de Fontbonne décrite plus haut. Cependant, ils n'ont pas été effectués à l'aide de champs au cobalt-60. Ils ont été

obtenus à l'aide de mesures à l'iridium-192. Deux mesures ont été réalisées au centre d'un bloc d'eau solide de 30 cm x 30 cm x 20 cm. Une première mesure d'irradiation de 100 secondes avec le scintillateur à 3 cm de la source a été effectuée. Une deuxième mesure avec la source et le scintillateur au même endroit a été prise avec l'enroulement de la fibre à proximité de la source dans le but d'augmenter le rayonnement Čerenkov. Ensuite, un calcul TG-43 a été effectué pour déterminer la dose déposée au scintillateur. Puis, à l'aide des deux mesures, les coefficients de calibration ont pu être déterminés. Les deux mesures ne sont pas celles proposées par Fontbonne. Elles répondent cependant aux exigences de la technique, soit une mesure avec peu de rayonnement Čerenkov et une autre avec une grande quantité de rayonnement Čerenkov.

La figure 5.4 montre de façon relative le signal brut du détecteur et le rayonnement Čerenkov détecté selon deux méthodes de filtration. La courbe *Scintillation et Čerenkov* représente la lecture du canal vert lors de l'irradiation. Pour cette mesure, le scintillateur était couplé à la fibre optique. La courbe *Čerenkov (Beddar)* représente le canal vert pour une mesure sans le scintillateur. La courbe *Čerenkov (Fontbonne)* est obtenue par le calcul de la différence entre la courbe *Scintillation et Čerenkov* et le résultat une fois les coefficients de correction appliqués. Une différence entre les deux quantités de rayonnement Čerenkov est présente. La technique de Fontbonne détecte en effet une plus grande quantité de rayonnement. Chacune des courbes représente la moyenne de 5 mesures.

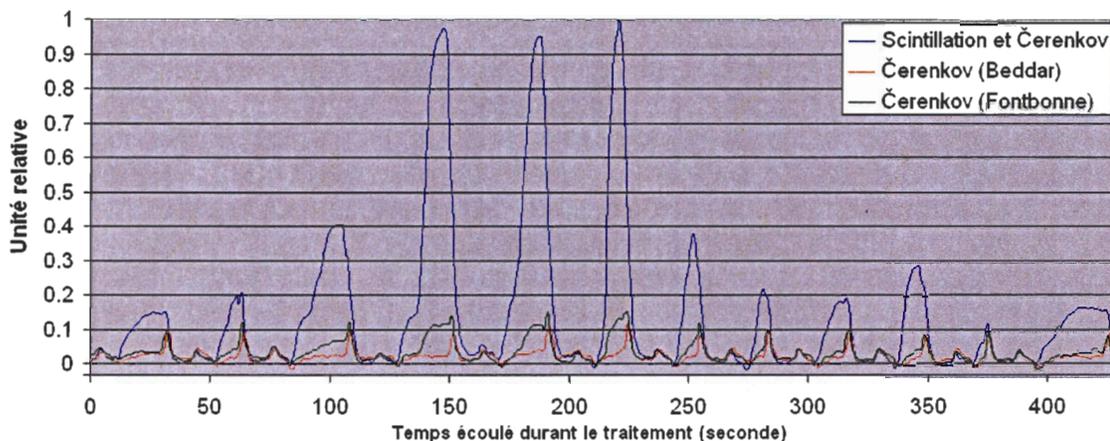


Figure 5.4 Comparaison relative du signal brut et du rayonnement Čerenkov selon Beddar et Fontbonne

Le graphique présente 12 maximums facilement distinguables. Ces pics illustrent les 12 cathéters utilisés pour le traitement. Entre chacun des pics, c'est le moment où la source retourne à l'intérieur pour ressortir à nouveau dans un autre cathéter. Durant ces moments il y a absence de dose au scintillateur.

La figure 5.5 donne les taux de dose selon le temps d'irradiation pour les deux méthodes de soustraction du rayonnement Čerenkov. Le léger écart entre les deux courbes est lié à la différence du rayonnement Čerenkov présenté la figure 5.4. Pour obtenir la dose totale cumulée, une intégration de la courbe est effectuée. Les résultats sont disponibles au tableau 5.1. Les valeurs sont comparées avec le calcul effectué dans PLATO au point du marqueur. PLATO utilise un calcul répondant au protocole du Task Group No. 43 de l'AAPM. Ce calcul présume que la prostate, l'urètre, le rectum et les tissus environnants sont tous composés d'eau.

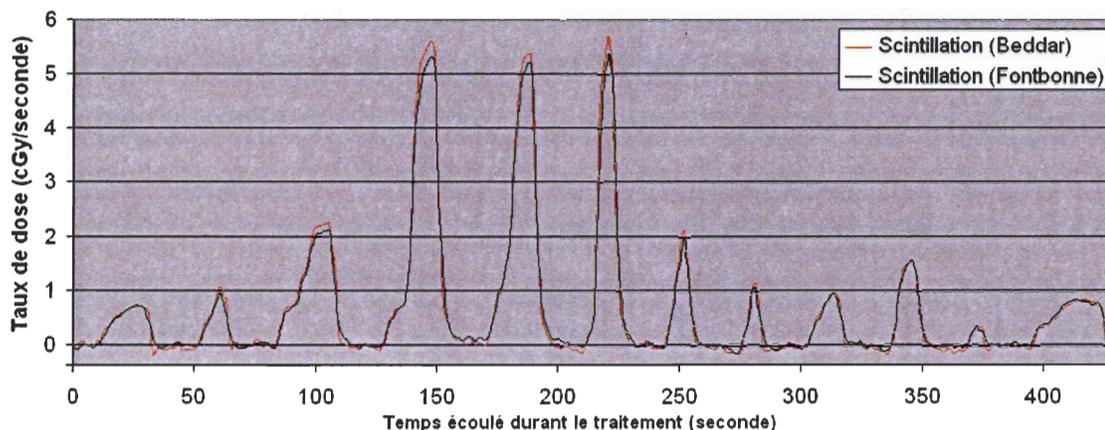


Figure 5.5 Taux de dose durant le traitement de la prostate selon deux techniques de calibration

Les deux techniques donnent sensiblement le même résultat. Celle de Fontbonne a par contre nécessité une seule mesure à l'intérieur du corps du patient. Cela réduit le temps de mesure. De plus, il serait impensable de traiter deux fois un patient pour faire une mesure avec une fibre seule. Le diamètre de 1.3 mm des cathéters rend impossible l'insertion de deux fibres côte à côte, pour faire deux mesures simultanées. Pour cette raison, la technique de soustraction de Fontbonne est de loin la plus avantageuse pour des traitements en curiethérapie.

	cGy		
PLATO	274.50		
Fontbonne	274.54	±	13.7
Beddar	279.36	±	13.2
Sans Correction	347.78	±	16.5

Tableau 5.1 Doses moyennes et calcul à l'endroit du marqueur

### 5.3 Résultats des mesures prises avec un microMOSFET

À des fins de comparaison de notre dosimètre, des mesures dans le fantôme de prostate ont été prises à l'aide d'un microMOSFET de la compagnie Best Medical Canada. Ce détecteur a été directement calibré à l'iridium-192 directement. Un fantôme d'eau solide, de 30 cm x 30 cm x 20cm, a été utilisé pour la calibration. Le détecteur a été irradié 5 fois 100 secondes à 3 cm de la source d'iridium-192. Par la suite, un calcul de la dose déposé au

microMOSFET a été réalisé selon le rapport 51 de AAPM du Task Group No. 43. Le facteur de calibration obtenu est de  $1.21\text{mV/cGy} \pm 0.02\text{ mV/cGy}$ .

Le détecteur, a ensuite été inséré dans le fantôme et irradié 5 fois. Après que le microMOSFET a été retiré du fantôme et réinséré de nouveau, 4 autres irradiations ont été réalisées. Cela avait pour but d'éviter les possibles erreurs de positionnement. La dose moyenne reçue pour les 9 irradiations est présente dans le tableau 5.3. Le tableau 5.2 nous fournit les résultats de chacune des mesures effectuées. Le microMOSFET possède 24.5 cGy, soit 10 %, de différence avec le calcul de PLATO. PLATO fait par contre plusieurs approximations pour le calcul de dose. Un calcul Monte-Carlo sera réalisé prochainement dans le cadre d'un projet de doctorat à des fins de comparaison.

# mesure	Beddar cGy	Fontbonne cGy	microMOSFET cGy
1	282	285	262
2	264	264	252
3	267	294	255
4	294	268	248
5	289	264	257
6			242
7			245
8			243
9			247

Tableau 5.2 Doses mesurées pour chacun des essais effectués sur le fantôme de prostate

	cGy		
PLATO	275		
Fontbonne	275	±	13.7
Beddar	279	±	13.2
microMOSFET	250	±	6.7
Sans correction	348	±	16.5

Tableau 5.3 Doses mesurées avec un microMOSFET, une fibre scintillante ainsi qu'un calcul théorique

Dans ce chapitre, des résultats ont montré la capacité du détecteur à prendre des mesures in vivo. Lors de la prise de mesures, l'insertion du dosimètre n'a posé aucun problème en raison de sa petite taille et de la souplesse de la fibre optique. Les mesures avec une fibre seule démontrent qu'il est obligatoire de soustraire le rayonnement Čerenkov pour qu'elles soient valables.

## Conclusion

Durant ce projet, un détecteur à fibre scintillante utilisant une photodiode a été développé. L'objectif de créer un dosimètre avec une grande résolution spatiale, une équivalence à l'eau d'un point de vue radiologique et une facilité de manipulation a été atteint. La fibre optique utilisée pour guider la lumière de scintillation est assez longue et cela permet ainsi de mesurer des profils de champ et des rendements en profondeur sans avoir à déplacer le montage. De plus, elle possède un diamètre assez petit pour permettre de faire une dosimétrie in vivo.

L'électronique et le système de contrôle de température ont été complètement revus dans cette recherche. Le système d'amplification du courant de sortie de la photodiode a également été remanié. L'utilisation d'une photodiode témoin a été abandonnée, car elle introduisait une erreur. Le circuit conçu offre une excellente amplification tout en étant très stable lors de la prise de mesures. Le contrôleur de température permet d'abaisser la température de la photodiode à 5 °C pour obtenir une meilleure conversion de la lumière en un courant électrique. À cette température, nous avons noté que le courant de fuite est minimal, la stabilité meilleure, ce qui augmente la précision du détecteur. Des mesures ont démontré la capacité du système à maintenir la température à un point de contrôle sur une période prolongée, et ce, avec une précision de 0.0013 °C.

Des mesures expérimentales ont confirmé la capacité du détecteur à effectuer des mesures dans différentes configurations. Des mesures sur la linéarité du détecteur ont montré sa capacité à prendre des mesures sur une période aussi longue que 10 minutes, et sans subir de dérivation sur les composantes électroniques. De plus, le prototype possède un excellent temps de réponse. Les résultats expérimentaux ont dénoté que le dosimètre peut détecter des irradiations de 0.15 seconde. D'autres expérimentations ont établi la capacité de mesurer des doses de 50 cGy et plus, ce qui est amplement suffisant pour nos applications en curiethérapie. Une mesure d'un profil a montré une différence variant de  $\pm 2.5$  cGy par rapport à une chambre à ionisation, donc un très bon résultat. Pour des mesures entre 0 et 15 cm de profondeur, le dosimètre diffère de 1 cGy par rapport à la chambre à ionisation. Par surcroît, la technique de soustraction de rayonnement Čerenkov

utilisée répond bien à différentes situations. Cette technique est assez précise pour soustraire le rayonnement, qui représente entre 3 et 30 % du signal lumineux en radiothérapie externe et 7 % pour une dosimétrie in vivo en curiethérapie. Tous ces applications techniques démontrent que les scintillateurs ont leur place comme instruments de mesure en radio-oncologie.

En dernier lieu, des résultats ont été présentés pour des mesures en curiethérapie. Celles-ci ont démontré la capacité du dosimètre à prendre des mesures in vivo lors d'un traitement à haut débit de la prostate. Une différence plus petite que 1 % a été observée en comparaison à un calcul théorique sur le point de dose mesuré. Néanmoins, une différence de 9 % est observée en comparaison avec un microMOSFET. Un calcul Monte-Carlo devra être réalisé pour obtenir une meilleure comparaison de la dose déposée.

Quelques améliorations pourraient toutefois être apportées au système. Un meilleur système pour maintenir la fibre optique à une distance optimale devant la photodiode apporterait possiblement un gain de reproductibilité. L'utilisation d'une photodiode possédant une surface sensible en forme de mosaïque pour les trois plages de longueurs d'onde devrait aussi augmenter la reproductibilité du positionnement de la fibre. Parce que la photodiode utilisée possède trois régions bien distinctes pour chacun des canaux de couleur, un mauvais alignement a pour effet de favoriser un canal en défaveur d'un autre.

La modification du circuit électrique pour la lecture du canal bleu pourrait augmenter la précision du détecteur. En effet, lors de certaines mesures, une carence de signal lumineux augmentait l'impact du bruit électronique dans ce canal. Une meilleure amplification pour aider à la détection du signal réduira l'incertitude. Le circuit électrique utilise aussi plusieurs fils et puces électroniques, lesquels augmentent le volume de ce dernier et le rend vulnérable à une plus grande quantité de bruits électroniques. Une miniaturisation du circuit à l'aide d'une puce intégrée et d'un circuit imprimé diminuerait le bruit électronique et augmenterait sûrement la stabilité du système.

## Bibliographie

1. Beddar, A.S., T.R. Mackie, and F.H. Attix, *Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: I. Physical characteristics and theoretical consideration*. Phys Med Biol, 1992. **37**(10): p. 1883-900.
2. Beddar, A.S., T.R. Mackie, and F.H. Attix, *Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry: II. Properties and measurements*. Phys Med Biol, 1992. **37**(10): p. 1901-13.
3. Clift, M.A., R.A. Sutton, and D.V. Webb, *Water equivalence of plastic organic scintillators in megavoltage radiotherapy bremsstrahlung beams*. Phys Med Biol, 2000. **45**(7): p. 1885-95.
4. Fontbonne, J.M., et al., *Scintillating fiber dosimeter for radiation therapy accelerator*. Nuclear Science Symposium Conference Record, 2001 IEEE, 2001. **3**: p. 1707-1711 vol.3.
5. Cygler, J.E., et al., *Feasibility study of using MOSFET detectors for in vivo dosimetry during permanent low-dose-rate prostate implants*. Radiother Oncol, 2006. **80**(3): p. 296-301.
6. Lambert, J., et al., *A plastic scintillation dosimeter for high dose rate brachytherapy*. Phys Med Biol, 2006. **51**(21): p. 5505-16.
7. Alecu, R., M. Alecu, and T.G. Ocran, *A method to improve the effectiveness of diode in vivo dosimetry*. Med Phys, 1998. **25**(5): p. 746-9.
8. Huang, K., *Characterization of an in vivo diode dosimetry system for clinical use*, in *Department of Physics and Astronomy*. 2002, Louisiana State University: Louisiana.
9. Sen, A., et al., *Quantitative assessment of beam perturbations caused by silicon diodes used for in vivo dosimetry*. Int J Radiat Oncol Biol Phys, 1996. **36**(1): p. 205-11.
10. Lavallee, M.C., L. Gingras, and L. Beaulieu, *Energy and integrated dose dependence of MOSFET dosimeter sensitivity for irradiation energies between 30 kV and 60Co*. Med Phys, 2006. **33**(10): p. 3683-9.
11. Lacroix, F., *Conception d'un prototype clinique de dosimètre matriciel à fibres scintillantes*, *Département de physique, de génie physique et d'optique*. 2007, Université Laval: Quebec.
12. Archambault, L., *Élaboration d'un dosimètre à fibres scintillantes*, *Département de physique, de génie physique et d'optique*. 2005, Université Laval: Quebec.
13. Boer, S.F.d., A.S. Beddar, and J.A. Rawlinson, *Optical filtering and spectral measurements of radiation-induced light in plastic scintillation dosimetry*. Physics in Medicine and Biology, 1993(7): p. 945.
14. Fontbonne, J.-M., *Conception et réalisation d'un dosimètre à scintillation adapté à la dosimétrie de faisceaux de rayonnements ionisants en radiothérapie*, in *Sciences de la matière et génie des procédés*. 2002, Université de CAEN/Basse-Normandie.
15. *Data-Sheet Scintillating optical fibers product*. 2005, Saint-Gobain Crystals: Newbury, Ohio, USA.

16. Frelin, A.M., et al., *Spectral discrimination of Čerenkov radiation in scintillating dosimeters*. Med Phys, 2005. **32**(9): p. 3000-6.
17. Archambault, L., et al., *Measurement accuracy and Čerenkov removal for high performance, high spatial resolution scintillation dosimetry*. Med Phys, 2006. **33**(1): p. 128-35.
18. *Data-Sheet MCS3AT/BT 3-element colour sensor – TO5*. 2001, Laser Component GmbH.
19. Côte, F., *Conception et réalisation d'un dosimère à fibre scintillante en curiethérapie, Département de physique, de génie physique et d'optique*. 2007, Université Laval: Quebec.
20. Archambault, L., et al., *Plastic scintillation dosimetry: optimal selection of scintillating fibers and scintillators*. Med Phys, 2005. **32**(7): p. 2271-8.
21. Beddar, A.S., et al., *Monte Carlo calculations of the absorbed dose and energy dependence of plastic scintillators*. Med Phys, 2005. **32**(5): p. 1265-9.
22. Williamson, J.F., et al., *Plastic scintillator response to low-energy photons*. Phys Med Biol, 1999. **44**(4): p. 857-71.
23. *Technical Report Comparison between EH4001 and GH4001*. 2001, Mitsubishi Rayon Co., Ltd.: Tokyo, Japan.
24. *Specification Sheet GK - 40 Plastic Optical Fiber Eska Premier*. 2001, MITSUBISHI RAYON CO., LTD. ESKA OPTICAL FIBER DIVISION: Tokyo, Japan.
25. Ayotte, G., et al., *Surface preparation and coupling in plastic scintillator dosimetry*. Med Phys, 2006. **33**(9): p. 3519-25.
26. *Data-Sheet NyoGel® OCK-451*, NYE Lubricants Inc. SmartGel: Fairhaven, Massachusetts USA.
27. *Data-Sheet TL084ACN JFET-Input Operational Amplifiers*. 2004, Texas Instruments Inc.: Dallas, Texas.
28. *Data-Sheet Thermistor MODEL TCS610 and TCS10K5*, Wavelength Electronics: Bozeman, Montana, USA.
29. *HTC series Low Profile, Efficient Temperature Controllers*. 2004, Wavelength Electronics: Bozeman, Montana, USA.
30. Archambault, L., et al., *Water-equivalent dosimeter array for small-field external beam radiotherapy*. Med Phys, 2007. **34**(5): p. 1583-92.

## Annexe 1

Fibre optique	$n = 1.49$
Air	$n \approx 1.00$
Couplant OCK-451	$n = 1.00$
Photodiode	$n \approx 1.5182$

Calcul avec agent de couplage:

$$\begin{aligned} & \left[ \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 + \left( \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} \right)^2 \right] \cdot 100\% \\ &= \left[ \left( \frac{1.49 - 1.5182}{1.49 + 1.5182} \right)^2 + \left( \frac{1.5182 - 1.50}{1.5182 + 1.50} \right)^2 \right] \cdot 100\% \\ &= 0.01242\% \end{aligned}$$

Calcul sans agent de couplage (air) :

$$\begin{aligned} & \left[ \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 + \left( \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} \right)^2 \right] \cdot 100\% \\ &= \left[ \left( \frac{1.49 - 1.00}{1.49 + 1.00} \right)^2 + \left( \frac{1.00 - 1.50}{1.00 + 1.50} \right)^2 \right] \cdot 100\% \\ &= 7.87\% \end{aligned}$$