



# **Caractérisation et optimisation d'un détecteur à scintillation à 2 points**

**Mémoire**

**Patricia Duguay-Drouin**

**Maîtrise en physique (physique médicale)**  
Maître ès sciences (M.Sc.)

Québec, Canada

© Patricia Duguay-Drouin, 2016



# Résumé

Ce projet de recherche s'inscrit dans le domaine de la dosimétrie à scintillation en radiothérapie, plus précisément en curiethérapie à haut débit de dose (HDR). Lors de ce type de traitement, la dose est délivrée localement, ce qui implique de hauts gradients de dose autour de la source. Le but de ce travail est d'obtenir un détecteur mesurant la dose en 2 points distincts et optimisé pour la mesure de dose en curiethérapie HDR. Pour ce faire, le projet de recherche est séparé en deux études : la caractérisation spectrale du détecteur à 2-points et la caractérisation du système de photodétecteur menant à la mesure de la dose. D'abord, la chaîne optique d'un détecteur à scintillation à 2-points est caractérisée à l'aide d'un spectromètre afin de déterminer les composantes scintillantes optimales. Cette étude permet de construire quelques détecteurs à partir des composantes choisies pour ensuite les tester avec le système de photodétecteur multi-point. Le système de photodétecteur est aussi caractérisé de façon à évaluer les limites de sensibilité pour le détecteur 2-points choisi précédemment. L'objectif final est de pouvoir mesurer le débit de dose avec précision et justesse aux deux points de mesure du détecteur multi-point lors d'un traitement de curiethérapie HDR.



# Abstract

In high dose rate brachytherapy, the dose is delivered locally to the tumour and due to the inverse square law therefore the source is surrounded by high dose gradient. Thus a small uncertainty in the source position can cause a significant dose discrepancy. This project uses scintillation dosimetry for HDR brachytherapy dose measurement applications. The purpose of this work is to develop a detector able to measure the dose at 2 separate points, and optimize for such HDR brachytherapy applications. This project is divided into two parts: the spectral characterization of a 2-points detector, and the characterization of the photodetector system. First, the 2-points detector's optical chain is characterized using a spectrometer. This allows to determine the optimal scintillating components and to then build optimal 2-points detectors. Second, the photodetector system is also characterized using the detectors built in the first section of the project. The final goal is to use the multi-points detector for precise and accurate dose measurements for both measuring points during HDR brachytherapy treatments.



# Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Table des matières	vii
Liste des tableaux	ix
Liste des figures	xi
Avant-propos	xiii
<b>1 Introduction et théorie</b>	<b>1</b>
1.1 La dosimétrie à scintillation . . . . .	1
1.2 Physique de la scintillation . . . . .	4
1.3 Calcul de la dose . . . . .	7
1.4 Présentation du projet de recherche . . . . .	13
<b>2 Caractérisation spectrale d'un détecteur à 2-points</b>	<b>15</b>
2.1 Matériel et méthode . . . . .	15
2.2 Combinaisons à 2-points . . . . .	27
<b>3 Caractérisation du système multi-PMTs</b>	<b>35</b>
3.1 Description du système multi-PMTs . . . . .	35
3.2 Sensibilité . . . . .	39
3.3 Stabilité . . . . .	44
3.4 Dosimétrie absolue . . . . .	44
<b>4 Conclusion</b>	<b>49</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>53</b>



# Liste des tableaux

1.1	Description des matrices utilisées lors de la calibration et du calcul de la dose. . . .	10
2.1	Combinaisons de 2-points testées. . . . .	31
2.2	Proportion de signal (%) du scintillateur distal\scintillateur proximal pour les combinaisons de scintillateurs plastiques seulement. . . . .	33
2.3	Proportion de signal (%) du scintillateur distal\scintillateur proximal pour les combinaisons avec les scintillateurs inorganiques en position distale . . . . .	33



# Liste des figures

1.1	Détecteur à scintillation multi-points. . . . .	2
1.2	Mécanismes de luminescence et niveaux d'énergie de la structure électronique dans un scintillateur organique (tirée de Birks, 1964 [1]). . . . .	5
1.3	Luminescence et bandes d'énergie dans un scintillateur inorganique dopé (tirée de Birks, 1964 [1]). . . . .	7
1.4	Dominance des interactions des photons d'énergie $h\nu$ dans un milieu de numéro atomique $Z$ (tirée de Attix, 1986 [2]). . . . .	8
1.5	Schéma de désintégration de l'iridium-192 (tirée de AAPM Summer School, 2005 [3]). . . . .	9
1.6	Conditions de calibrations. . . . .	11
1.7	Géométrie du formalisme TG-43 (tirée de Nath et <i>al.</i> , 1995 [4]). . . . .	12
2.1	Scintillateurs a) organiques plastiques et b) inorganiques utilisés. . . . .	16
2.2	Spectres d'émission normalisés du BCF-60 après plusieurs déconnexions et reconnexions de la partie scintillante. . . . .	17
2.3	Spectres d'émission des scintillateurs plastiques et inorganiques à 120 kVp, normalisés à l'aire sous la courbe. . . . .	18
2.4	Spectres d'émission des scintillateurs plastiques normalisés à 1 mm de scintillateur. . . . .	18
2.5	Transmission de la lumière incidente en pourcentage pour chacun des scintillateurs plastiques et du ZnSe(Te). . . . .	19
2.6	Imagerie kV du détecteur avec 3 mm de ZnSe(Te) (en blanc) dans sa gaine de polyéthylène. . . . .	20
2.7	Pouvoir d'arrêt (a) et coefficient d'atténuation massique (b). . . . .	20
2.8	Spectres d'émission du ZnSe(Te) pour différents angles selon l'axe longitudinal. . . . .	21
2.9	Intensité du signal du ZnSe(Te) pour différents angles selon l'axe longitudinal. . . . .	22
2.10	Spectres d'émission du ZnSe(Te) pour différentes énergies de faisceau. . . . .	22
2.11	Dépendance en dose. . . . .	23
2.12	Dépendance en débit de dose. . . . .	23
2.13	Signal mesuré par le PMT et l'électromètre au débit de dose minimal et maximal à 120 kVp (axe arbitraire). . . . .	25
2.14	Temps de stabilisation du signal à différentes énergies de faisceau. . . . .	25
2.15	Temps de stabilisation du scintillateur inorganique ZnSe(Te) et du scintillateur plastique BCF-60 à 120 kVp. . . . .	26
2.16	Mesures de signal provenant de scintillateur inorganique ZnSe(Te) de différentes longueurs à 120 kVp. . . . .	26
2.17	Mesures de temps de stabilisation provenant de scintillateur inorganique ZnSe(Te) de différentes longueurs à 120 kVp. . . . .	27
2.18	Spectres individuels des scintillateurs a)BCF-10; b)BCF-60; c)BCF-12; d)BC-430, pour chaque combinaisons de 2-points incluant seulement les scintillateurs plastiques. . . . .	28

2.19	Spectres d'émission individuels à 120 kVp des scintillateurs plastiques en position distale couplés aux scintillateur inorganiques en position proximale. . . . .	29
2.20	Spectres d'émission individuels à 120 kVp des scintillateurs plastiques en position proximale couplés aux scintillateur inorganiques en position distale. . . . .	29
2.21	Spectre de transmission du filtre HT-022 [5]. . . . .	30
2.22	Spectres d'émission individuels à 120 kVp des scintillateurs plastiques en position proximale couplés au scintillateur ZnSe(Te) en position distale et l'ajout du filtre HT-022. . . . .	30
2.23	Spectres d'émission total et individuels à 120 kVp des trois combinaisons optimales : 1) BCF-60 distal & BCF-10 proximal ; 2) cQDs distal & BCF-10 proximal ; 3) ZnSe(Te) distal & BCF-12 proximal. . . . .	34
3.1	Schéma (a) et photo (b) du système de photodétecteur à 3 canaux. . . . .	36
3.2	Efficacité des trois canaux de mesures. . . . .	37
3.3	Fantôme maison de PMMA [6]. . . . .	38
3.4	Montage expérimental avec le détecteur et la source. . . . .	39
3.5	Coefficient de variation du détecteur de référence 1-point en fonction du débit de dose reçu avec la carte d'acquisition. . . . .	40
3.6	Coefficient de variation du détecteur de référence 1-point en fonction du débit de dose reçu avec l'électromètre. . . . .	40
3.7	Coefficient de variation du détecteur 2-points BCF-60 & BCF-10 en fonction du débit de dose reçu avec l'électromètre. . . . .	41
3.8	Coefficient de variation du détecteur 2-points cQDs & BCF-10 en fonction du débit de dose reçu avec l'électromètre. . . . .	41
3.9	Stabilité du signal mesuré dans les 3 canaux avec l'électromètre immédiatement après le branchement. . . . .	43
3.10	Stabilité du signal mesuré dans les 3 canaux avec l'électromètre, 30 minutes après le branchement. . . . .	43
3.11	Pourcentage d'erreur sur le calcul de débit de dose du TG-43 considérant une incertitude de positionnement de la source et du détecteur de 0,1 ; 0,2 et 0,5 mm en $r$ et a) 0 mm et b) 0,4 mm en $z$ . . . . .	46
3.12	Débit de dose mesurés et calculés par TG-43 pour le détecteur 1-point selon la distance entre la source et le détecteur de référence et l'erreur respective. . . . .	47
3.13	Débit de dose mesurés et calculés par TG-43 pour le détecteur 2-points BCF-60 & BCF-10 selon la distance entre la source et le point de mesure avec l'erreur respective. . . . .	47

# Avant-propos

D'abord, je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce projet de maîtrise.

Merci au *CRSNG-Chaire pour les femmes en sciences* ainsi que le programme *NSERC CREATE Medical Physics Research Training Network* pour leur soutien financier.

Merci à mon directeur de recherche Luc Beaulieu et mon co-directeur Sam Beddar qui m'ont donné l'opportunité de travailler en physique médicale.

Merci aux physiciens et physiciennes de l'Hôtel-Dieu-de-Québec pour leur précieux temps et qui nous ont permis d'avoir une formation de qualité, complète et approfondie.

Merci à François Therriault-Proulx qui a été un coach extraordinaire et qui restera toujours un modèle pour moi.

Merci à mes collègues et amis étudiants du GRPM qui ont su rendre ces dernières années inoubliables.



# Chapitre 1

## Introduction et théorie

En radio-oncologie, où la radiation ionisante est utilisée à des fins thérapeutiques, le défi est d’optimiser les traitements de façon à maximiser la dose à la tumeur tout en essayant d’épargner les structures saines. Afin de s’assurer que la précision acquise lors de la planification est préservée lors de ces traitements, il est impératif de mesurer et vérifier la dose pendant ou entre les diverses fractions [7–10]. Le détecteur à scintillation à fibre optique plastique est un dosimètre utilisable en temps réel et *in vivo*, autant en radiothérapie externe qu’en curiethérapie. Dans ce projet, ce type de dosimètre sera appliqué en curiethérapie à haut débit de dose.

Dans ce premier chapitre, le dosimètre à scintillation est décrit plus en détails pour des applications en curiethérapie. La physique de la scintillation est expliquée pour les deux types de scintillateurs utilisés lors de ce projet : les scintillateurs organiques plastiques et les scintillateurs inorganiques. De plus, le calcul de la dose est explicité par le formalisme matriciel multi-points ainsi que par la formalisme du TG-43. Finalement, le projet de recherche ainsi que les objectifs spécifiques sont présentés.

### 1.1 La dosimétrie à scintillation

La dosimétrie à scintillation plastique doit sa popularité à Beddar et *al.* qui fut le premier groupe de recherche à appliquer ce genre de détecteur en radiothérapie [11, 12]. Depuis, plusieurs nouveaux prototypes ont été testés. Par contre, les détecteurs à scintillation ne permettent qu’un seul point de mesure de dose à la fois. Pour pallier à cet inconvénient, certains ont proposé de regrouper plusieurs détecteurs sous forme de matrice 1D [13, 14] et 2D [15–18]. Cette option est valable en radiothérapie externe, mais difficilement réalisable pour des applications *in vivo* en curiethérapie où le détecteur doit être inséré à l’intérieur de cathéter et dans ce cas pourrait nécessiter l’insertion additionnel de cathéter. Le dosimètre à scintillation employé en curiethérapie est présenté à la sous-section 1.1.1.

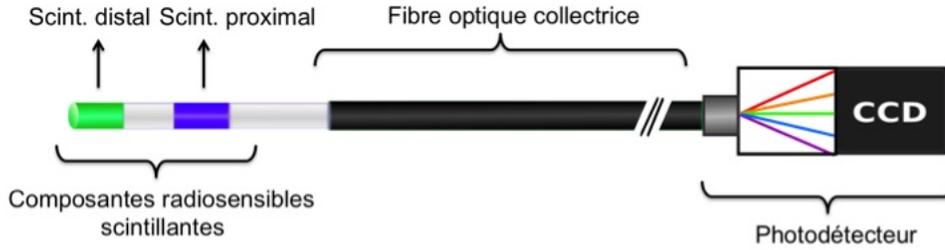


FIGURE 1.1 – Détecteur à scintillation multi-points.

Le dosimètre à scintillation à fibre optique plastique peut être décomposé en trois parties principales ; un volume sensible scintillant, un guide optique et un photodétecteur (Fig. 1.1) [11, 12, 19]. Premièrement, le volume sensible du dosimètre est le scintillateur. Ce dernier émet de la lumière par fluorescence lorsqu'il est excité par la radiation ionisante et ce, proportionnellement à la dose reçue. Dépendamment de sa nature organique ou inorganique, le mécanisme de fluorescence est différent dans le scintillateur et est expliqué dans la section suivante. Le scintillateur peut être sous forme gazeuse, liquide ou solide. Dans ce projet, tous les scintillateurs étudiés sont à l'état solide. Ensuite, l'information lumineuse provenant du scintillateur doit être transportée pour être éventuellement lue. Ce transport se fait par réflexion totale interne (RTI) dans la fibre optique collectrice. Comme la fibre optique est faite de plastique (PMMA), l'effet de tige doit être considéré et soustrait du signal [20–22]. L'effet de tige inclut les phénomènes de Cherenkov et de fluorescence ; le Cherenkov étant l'émission de lumière bleutée se produisant lorsque des particules chargées voyagent plus vite que la lumière dans un milieu, tandis que la fluorescence est causée par les électrons excités dans la fibre optique [2, 23]. Finalement, la lumière émise par le scintillateur et transportée par le guide optique doit être lue par un photodétecteur. La lecture peut être faite directement avec une caméra qui mesure le nombre de photons reçus par pixel, par un tube photomultiplicateur (PMT) qui convertit la lumière en courant électrique ou bien, utilisant un spectromètre, le signal peut être décomposé et le nombre de photons en fonction de la longueur d'onde sont mesurés. Dans le cadre de ce projet, un spectromètre et des PMTs sont utilisés.

Dans un détecteur à scintillation à fibre optique plastique, le volume sensible est souvent un scintillateur aussi fait de plastique. Ces dosimètres avec scintillateur plastique offrent une résolution spatiale et temporelle élevées permettant la lecture de la dose en temps réel et *in vivo*. En effet, la décroissance de la fluorescence des scintillateurs plastiques est de quelques nanosecondes et le diamètre du détecteur est de 1 mm seulement. De plus, l'équivalence dosimétrique du plastique par rapport à l'eau évite de perturber l'absorption de la dose autour du volume sensible [12]. Par contre, dans ce dosimètre, l'effet de tige présent sous forme de Cherenkov doit être considéré et soustrait du signal total. Aussi, ce détecteur n'a pas de mémoire de dose contrairement par exemple aux dosimètres OSL qui permettent une lecture passive de la dose [24]. Dans ce projet, en plus des scintillateurs plastiques bien connus, des scintillateurs

inorganiques sont aussi utilisés. Les principales propriétés recherchées pour ces scintillateurs sont une réponse rapide et linéaire en fonction de la dose absorbée. De plus, le scintillateur doit être transparent à sa propre lumière et avoir une bonne efficacité de scintillation. Pour la fibre optique collectrice, l'atténuation dépendante en longueur d'onde ainsi que l'effet de tige doivent être considérés. Finalement, le photodétecteur devra avoir une sensibilité élevée dans la plage de longueur d'onde d'intérêt.

### 1.1.1 La dosimétrie *in vivo* en curiethérapie

La curiethérapie est une technique de radiothérapie - la plus ancienne [25, 26] - où une source radioactive scellée est placée à proximité ou directement dans la tumeur [27]. Comme le traitement est local, la dose délivrée peut être très élevée. Cela implique qu'autour de la source, le gradient de dose est aussi très élevé, permettant de minimiser la dose aux tissus sains. En effet, à une distance de 4 mm d'une source ligne, le gradient de dose est de 50%/mm [8]. Il existe des pratiques de curiethérapie utilisant des sources à bas débit de dose (LDR) ou à haut débit de dose (HDR). Les traitements LDR sous forme d'implant permanent (IP) consistent en l'insertion de plusieurs dizaines de sources radioactives dans la tumeur de façon permanente. Cette méthode est caractérisée par un débit de dose variant entre 0,4 et 2 Gy/h [28]. Quant à la curiethérapie HDR, une seule source se déplace temporairement à travers un applicateur ou des cathéters préalablement introduits à proximité de la tumeur. Dans ce cas, le débit de dose s'élève à plus de 12 Gy/h [28]. Les positions ainsi que les temps d'arrêts de la source sont dirigés par un projecteur robotisé. Dans ce cas, une source d'iridium-192 peut être utilisée ; c'est l'isotope le plus populaire en HDR depuis le radium [29]. Le spectre d'énergie de l'iridium-192 couvre de 136 keV à 1,06 MeV avec une énergie moyenne de 380 keV (Fig. 1.5) [27]. La demi-vie de cette source est de 73,83 jours et sa puissance du kerma dans l'air varie entre 29000 et 41000 cGy·cm<sup>2</sup>/h (correspondant à 7 à 10 Ci) [4]. Les notions de kerma et de puissance du kerma dans l'air sont définies à la sous-section 1.3.2.

En curiethérapie HDR, un détecteur utilisable *in vivo* devra avoir au minimum les caractéristiques suivantes : un volume sensible de petite taille, une position du volume sensible connue avec précision, les réponses en dose, débit de dose et en énergie bien caractérisées [7, 8, 29]. Jusqu'à ce jour, plusieurs études se sont penchées sur la mesure de dose *in vivo*. En effet, en plus des dosimètres à scintillation, certains ont utilisés des détecteurs à diamant, diodes, MOSFETs, TLDs ou OSLs [10, 30–38]. Par contre, ces dosimètres ont des caractéristiques désavantageuses par rapport au dosimètre à scintillation, principalement l'équivalence à l'eau. En effet, le groupe de Lambert, dans son étude comparative, a démontré que le détecteur à scintillation est le plus juste et précis et est capable de mesurer la dose à l'intérieur de 3% d'erreur dans un rayon de 1 à 10 cm, sans même soustraire l'effet de tige [39]. Comme il a été fait en radiothérapie externe, une matrice de détecteurs à scintillation a été construite et testée pour la mesure de dose au rectum [34, 40]. Plus récemment, un nouveau prototype

de détecteur à scintillation a été proposé par Therriault-Proulx et *al* : plusieurs scintillateurs couplés à une seule fibre optique collectrice [41–43]. Cette conception permet l’insertion du détecteur dans un seul cathéter, qui peut être ajouté à ceux dédiés au traitement ou inséré dans une sonde urinaire par exemple.

## 1.2 Physique de la scintillation

La luminescence est un processus d’émission de lumière qui est causé par l’interaction d’un rayonnement incident avec la matière. La lumière alors émise est le résultat de la relaxation du matériau préalablement excité par les rayons incidents, ionisants ou non. La scintillation s’inscrit comme un type de luminescence rapide et produite par un rayonnement ionisant. Selon la nature organique ou inorganique du matériau, l’énergie absorbée se dissipe différemment à travers le scintillateur [1, 23, 44].

### 1.2.1 Les scintillateurs organiques

Pour les scintillateurs organiques, la luminescence est de nature moléculaire, c’est-à-dire qu’elle dépend de la structure électronique des molécules. Ce sont principalement les transitions entre les états d’énergie des molécules organiques qui provoquent l’émission de lumière. Cette luminescence peut se manifester par divers mécanismes : la fluorescence, la phosphorescence et la fluorescence différée (Fig. 1.2) [1, 23, 44].

D’abord, la fluorescence résulte de la transition radiative d’un état singulet  $S_1$  à l’état fondamental  $S_0$ . Sa décroissance  $\tau$  de l’ordre de la nanoseconde est la plus rapide des trois mécanismes. L’intensité lumineuse  $I$  de fluorescence est caractérisée par une décroissance exponentielle :

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \quad (1.1)$$

Ce mécanisme de luminescence est celui qui doit être maximisé pour des applications en temps réel, étant donné son temps de décroissance rapide. Ensuite, la phosphorescence se produit lors d’une transition d’un état triplet  $T_1$  à l’état fondamental  $S_0$ . Il y a alors émission d’une onde de plus grande longueur d’onde et une décroissance plus lente comparativement à la fluorescence. Finalement, la fluorescence différée survient lorsqu’une molécule dans un état triplet  $T_1$  acquiert assez d’énergie thermique pour retourner à l’état singulet  $S_1$  pour enfin transiter à l’état fondamental  $S_0$  à la manière de la fluorescence. Le spectre d’émission résultant de ce processus est le même que celui de la fluorescence. Par contre, comme ce mécanisme implique un croisement entre les états singulets et triplets avant la désexcitation de fluorescence, la décroissance n’est pas exponentielle et est plus longue que la fluorescence simple. En plus de ces trois processus de luminescence, il peut se produire d’autres mécanismes de désexcitation n’émettant pas de lumière. Ce groupement de phénomènes non désirés est le

*quenching* ou phénomène d’extinction [1]. Les scintillateurs organiques ont une bonne réponse lumineuse, car ils sont transparents à leur propre lumière. En effet, comme la transition en énergie de la fluorescence est plus petite que l’énergie minimale requise pour l’excitation des molécules, le spectre d’absorption est décalé du spectre d’émission ; c’est le déplacement de Stokes.

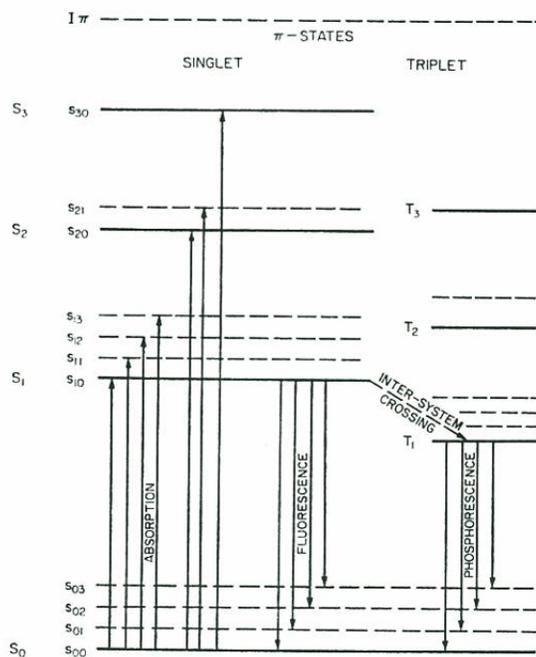


FIGURE 1.2 – Mécanismes de luminescence et niveaux d’énergie de la structure électronique dans un scintillateur organique (tirée de Birks, 1964 [1]).

Dans le domaine organique, ce projet fait appel exclusivement aux scintillateurs plastiques. Les scintillateurs plastiques peuvent être divisés en 2 sous-groupes : les systèmes binaires ou tertiaires [1]. Les systèmes binaires sont composés seulement de fluor organique et de solvant polymérisé, tandis que les systèmes tertiaires ont en plus un décaleur de longueur d’onde (*wavelength shifter*). Le fluor organique est distribué dans la matrice plastique. L’énergie absorbée dans cette matrice plastique sera transférée jusqu’à un fluor qui émettra alors un photon en se relaxant. Le décaleur de longueur d’onde dans les systèmes tertiaires agit sur l’énergie de scintillation émise par le fluor en l’absorbant et en la réémettant à plus haute longueur d’onde. Dans ce projet, la majorité des scintillateurs plastiques sont des fibres scintillantes, c’est-à-dire qu’elles agissent comme une fibre optique en transmettant la lumière à travers le scintillateur par RTI. Le coeur plastique est recouvert d’une gaine avec un indice de réfraction légèrement plus faible [45].

### 1.2.2 Les scintillateurs inorganiques

Contrairement aux scintillateurs organiques, la luminescence des scintillateurs inorganiques est d'origine cristalline [1, 23, 44]. Plus précisément, elle est caractéristique de la structure de bande électronique du cristal qui comprend une bande de valence et une bande de conduction. La bande interdite se situe entre ces deux bandes d'énergies discrètes, c'est un état où les électrons ne peuvent se retrouver dans un cristal pur. Des impuretés sont ajoutés au cristal, ce qui crée des sites d'activation (ou centres de recombinaison) dans le réseau cristallin, donc des états d'énergie possibles dans la bande interdite (Fig 1.3). Le spectre de luminescence dépend de la nature et de la quantité d'impuretés du cristal. Lors de l'interaction avec un rayonnement ionisant, un électron de la bande de valence est excité vers la bande de conduction. Si l'électron atteint la bande de conduction, il y a alors création d'un électron et d'un trou libres de migrer dans le cristal. Si l'électron est excité à un état d'énergie en dessous de la bande de conduction, celui-ci se lie à un trou et forment ensemble un exciton. Ils migrent ensuite en pair dans le cristal jusqu'à un site d'activation. Donc, un centre de recombinaison peut être activé par la recombinaison d'un électron et d'un trou migrant librement dans le cristal ou en capturant un exciton. Il existe différents types de centres de recombinaison ; les centres de luminescence, les centres de *quenching* et les trappes à électrons. D'abord, les centres de luminescence sont à l'origine de l'émission de photons visibles avec une transition vers l'état fondamental. Ceci inclut la fluorescence et la phosphorescence. Au contraire de la fluorescence qui est la transition de base vers l'état fondamental, la phosphorescence intervient lorsque une transition vers l'état fondamental est interdite ; l'électron doit alors acquérir de l'énergie par excitation thermique afin d'atteindre un état où cette transition est permise. Ensuite, les centres de *quenching* entraînent l'émission de photons non visibles lors de la capture de l'électron. Cette énergie se dissipe plutôt sous forme d'énergie thermique. Finalement, les trappes à électron sont des niveaux métastables où les électrons ou les excitons peuvent acquérir de l'énergie thermique et monter dans la bande de conduction. Il y a alors transition vers l'état fondamental et émission de photons non visibles.

Dans ce projet de recherche, un cristal inorganique est caractérisé (voir chapitre 2) et des points quantiques colloïdaux maison sont utilisés. Les points quantiques utilisés sont composés de multiples couches superposées de CdSe, CdS, CdZnS et ZnS [46]. Contrairement aux scintillateurs inorganiques cristallins, ce ne sont pas des centres d'impuretés qui provoquent l'émission de photons visibles, mais plutôt la relaxation spontanée d'un exciton suite à la recombinaison d'une paire électron-trou. Le spectre d'émission de fluorescence est fonction de la taille des points quantiques ; la longueur d'onde du pic d'émission augmente lorsque la taille est plus grande. Une fois la synthèse terminée, les points quantiques alors dispersés dans un solvant liquide peuvent être isolés pour se retrouver sous forme de poudre ou redistribués dans une matrice solide. Pour cette étude, les points quantiques utilisés sont sous forme de poudre et émettent à 610 nm. La dosimétrie à base de points quantiques est un sujet très complexe et

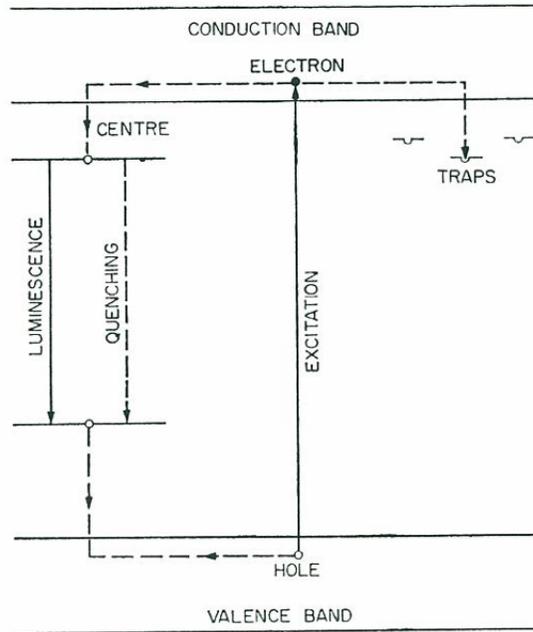


FIGURE 1.3 – Luminescence et bandes d’énergie dans un scintillateur inorganique dopé (tirée de Birks, 1964 [1]).

est étudié plus en profondeur dans le cadre des études de doctorat de Marie-Ève Delage. Pour plus d’informations concernant les points quantiques employés dans ce projet de recherche, se référer à [46].

### 1.3 Calcul de la dose

La dose est définie comme l’énergie déposée par le rayonnement ionisant par unité de masse. La dose s’exprime en Gray ( $Gy$ ), qui équivaut à 1 joule par kilogramme de matériau ( $J/kg$ ) [2]. La quantité d’énergie déposée par les électrons dépend en fait des interactions des photons dans la matière. Il y a trois phénomènes principaux qui doivent être pris en compte dans un faisceau de photons : l’effet photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paire [2, 47].

D’abord, l’effet photoélectrique se produit à basse énergie lorsqu’un photon entre en collision avec un électron d’un atome et va lui transférer tout son énergie  $h\nu$ . L’énergie du photon doit être supérieure à l’énergie de liaison  $E_b$  de l’électron à l’atome pour que celui-ci soit arraché et mis en mouvement avec une énergie cinétique  $T = h\nu - E_b$ . Lorsque le processus implique un électron d’une couche inférieure, la position vacante sera alors comblée par un électron d’une couche supérieure et s’en suivra l’émission de rayon-X caractéristique. L’effet photoélectrique domine à basse énergie et lorsque le milieu a un haut numéro atomique ( $Z$ )

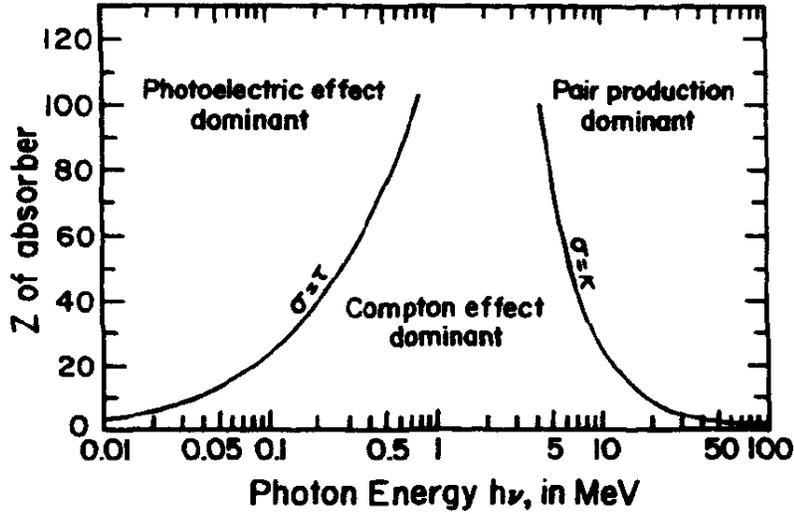


FIGURE 1.4 – Dominance des interactions des photons d'énergie  $h\nu$  dans un milieu de numéro atomique  $Z$  (tirée de Attix, 1986 [2]).

avec une probabilité  $\tau$  fonction de  $\frac{Z^3}{(h\nu)^3}$ .

Ensuite, l'effet Compton est l'interaction la plus probable aux énergies thérapeutiques. Ce phénomène implique un photon qui entre en collision avec un électron en lui transférant partiellement son énergie  $h\nu$ . L'électron est ainsi arraché et mis en mouvement, tandis que le photon incident est diffusé avec une énergie moindre  $h\nu'$ . La probabilité d'interaction  $\sigma$  est indépendante du numéro atomique, mais plutôt fonction de la densité électronique du milieu.

Finalement, la production de paire est un processus d'absorption ayant lieu dans le champ coulombien du noyau où un photon disparaît pour donner lieu à un électron et un positon. La probabilité  $\kappa$  de ce processus est proportionnelle à  $Z \ln(h\nu)$ . De plus, par conservation de l'énergie, le photon initial doit avoir une énergie supérieure à l'énergie de masse de l'électron et du positon, soit  $2m_0c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ . Par conséquent, ce phénomène est peu probable en curiethérapie HDR avec l'iridium-192.

En curiethérapie HDR, le phénomène dominant pour la majorité des tissus est la diffusion Compton [29]. L'effet photoélectrique devient négligeable au delà de 100 keV, excepté dans le cas où un blindage est utilisé [48]. Quant à la production de paire, cette interaction est aussi négligeable. En fait, le spectre énergétique de l'iridium-192 excédant l'énergie de seuil requise pour la production de paire représente moins de 0,01% (Fig. 1.5) [3,29]. Le schéma de désintégration  $\beta$  de l'Ir-192 en Pt-192 est illustré dans la figure 1.5. Par contre, le mode de désintégration en Os-192 par capture d'électron (probabilité de 4,4%) est négligé. En effet, les raies les plus probable de 205 keV et 484 keV représentent seulement moins de 3% et 2,5% de toutes les interactions respectivement [49].

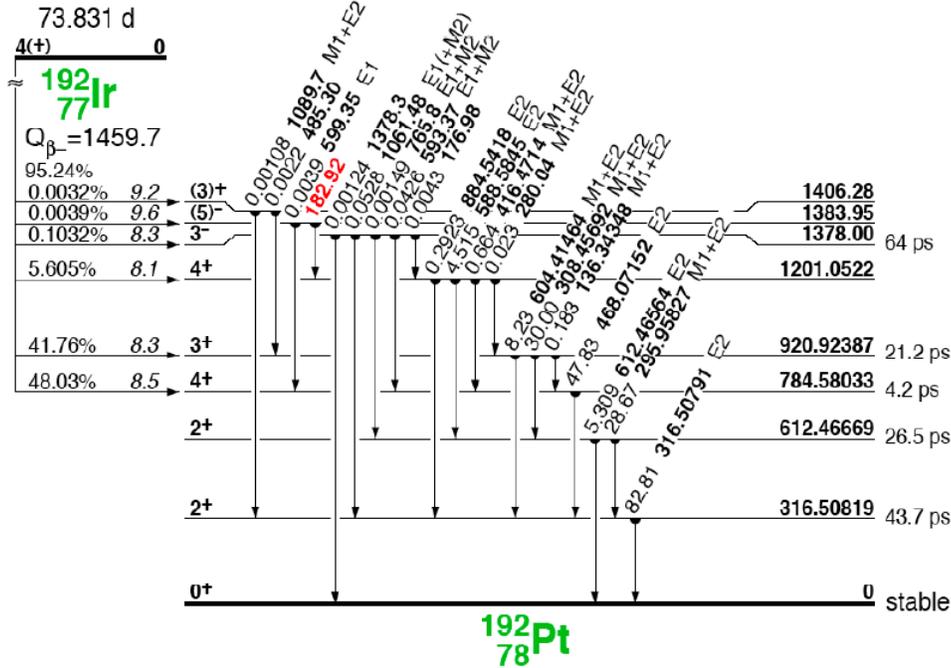


FIGURE 1.5 – Schéma de désintégration de l'iridium-192 (tirée de AAPM Summer School, 2005 [3]).

### 1.3.1 Formalisme multi-point

Le calcul de la dose du détecteur à scintillation multi-points est basé sur l'hypothèse de linéarité du signal, c'est-à-dire que le signal total est la somme des signaux individuels de chacune des composantes du système [50]. En d'autres mots, cette hypothèse considère qu'il n'y a pas de réabsorption entre les scintillateurs.

Le nombre de canaux de mesures doit être égal à  $N + 1$ , où  $N$  est le nombre de scintillateurs dans le détecteur. Le canal supplémentaire est dédié à l'effet de tige qui doit être soustrait du signal mesuré. En effet, le spectre énergétique de l'iridium-192 est en quasi totalité au dessus de l'énergie de seuil de la production du Cherenkov dans le PMMA qui est de 178 keV [29,42]. Donc, la contribution du Cherenkov et de la fluorescence n'est pas négligeable en curiethérapie HDR et peut atteindre jusqu'à 72% du signal total dans certains cas [51].

Le calcul de la dose à chaque point de mesure se base sur le formalisme matriciel établi par Archambault et *al.* [50]. Il est à noter que dans son article, les mesures prises sont en fait des spectres en longueur d'onde. Dans ce projet, les valeurs recueillies sont des mesures de voltage de chacun des PMTs dans des plages de longueurs d'onde spécifiques (voir section 3.2).

**Calibration** — La calibration est propre à chaque scintillateur et consiste à calculer un facteur de calibration  $\mathbf{X}$  spécifique à chaque point de dose ainsi qu'à chaque canal de mesure.

TABLE 1.1 – Description des matrices utilisées lors de la calibration et du calcul de la dose.

Matrice	Description	Taille
<b>d</b>	Débits de dose calculés par TG-43 à chaque point de mesure, pour chaque condition de calibration (mGy/s)	2×3
<b>m</b>	Mesures brutes des trois canaux aux conditions de calibration (nA)	3×3
<b>X</b>	Facteurs de calibration associés à chaque canal de mesure pour chaque scintillateur	2×3
<b>M</b>	Mesures brutes des trois canaux à n différentes conditions (nA)	n×3
<b>D</b>	Débit de dose mesuré à partir des matrices <b>X</b> et <b>M</b> , pour les n différentes conditions (mGy/s)	n×2

Dans ce mémoire, il est question d'un détecteur à 2 points de mesures. Donc, afin d'obtenir tous les facteurs requis, il est nécessaire d'obtenir des mesures brutes des trois canaux (notés  $B, V, R$ ) dans  $N + 1$  situations différentes. Dans le cas d'un détecteur à deux points, trois conditions de calibrations sont nécessaires, numérotées de 1 à 3. De plus, le débit de dose ( $d_a, d_b$ ) à ces deux points ( $a$  et  $b$ ) est connu, calculé par la méthode TG-43 [4] présentée dans la sous-section suivante. Pour le système 2-points, il faut résoudre le système matriciel linéaire suivant [50] :

$$\begin{bmatrix} d_{a,1} & d_{a,2} & d_{a,3} \\ d_{b,1} & d_{b,2} & d_{b,3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_{a,B} & X_{a,V} & X_{a,R} \\ X_{b,B} & X_{b,V} & X_{b,R} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} m_{B,1} & m_{B,2} & m_{B,3} \\ m_{V,1} & m_{V,2} & m_{V,3} \\ m_{R,1} & m_{R,2} & m_{R,3} \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

$$\mathbf{d} = \mathbf{X} \times \mathbf{m}, \quad (1.3)$$

où  $\mathbf{d}$  est la matrice des débits de dose calculées à chaque point pour les trois conditions de calibration de taille  $2 \times 3$  et  $\mathbf{m}$  est la matrice des mesures brutes de voltage de taille  $3 \times 3$  pour les trois canaux et les trois conditions. La matrice totale  $\mathbf{X}$  est donc de taille  $2 \times 3$  dans un cas de détecteur 2-points.

Les facteurs de calibrations sont calculés par la méthode de régression linéaire des moindres carrés. Au lieu de résoudre exactement le système d'équations comme le ferait le calcul matriciel direct, cette méthode cherche à minimiser la somme du carré des résidus  $S$ , où les résidus sont calculés à partir des débits de dose  $d$  calculés par TG-43 et des mesures de débits de dose  $\mathbf{X} \times \mathbf{m}$  [52] :

$$S(\theta) = \sum_{i,j=1}^n (d_{i,j} - X_{i,j} \times m_{i,j})^2 \quad (1.4)$$

Cette méthode permet donc de minimiser l'erreur sur chaque point de mesure.

Les trois conditions de calibration sont choisies telles qu'illustrées à la figure. 1.6 :

- 1) La source est placée à 90° du scintillateur distal, donc la dose est maximale au point distal ;
- 2) La source est placée à 90° du scintillateur proximal, donc la dose est maximale au point proximal ;
- 3) La source est placée loin des scintillateurs vers le photodétecteur afin de maximiser l'effet de tige.

Ces conditions de calibration permettent d'optimiser le signal émis par le scintillateur distal, le scintillateur proximal et la production d'effet de tige respectivement. Afin de minimiser l'erreur sur la matrice de calibration, donc sur le calcul de la dose, il est préférable de blinder tout le détecteur sauf le point d'intérêt lors de la calibration. La couche de demi-atténuation (CDA) pour une source d'iridium-192 est de 4,8 mm [53]. La CDA est l'épaisseur requise d'un matériau donné pour atténuer le faisceau de moitié. Dans ce cas-ci, des briques de plomb de 8 cm d'épaisseur ont été utilisées, ce qui équivaut à plus de 16 CDA. Donc, le faisceau résultant n'est plus que 0,001% du faisceau initial. De plus, comme les mesures de calibration sont effectuées dans l'air, un facteur de conversion air/eau devra être appliqué.



FIGURE 1.6 – Conditions de calibrations.

**Calcul de la dose** — Lorsque la matrice de calibration  $\mathbf{X}$  est déterminée, le débit de dose en un point est facilement calculable par :

$$\mathbf{D} = \mathbf{X} \times \mathbf{M}, \quad (1.5)$$

où  $\mathbf{M}$  représente la matrice des mesures brutes pour une condition distincte pour les trois canaux, de taille  $3 \times 1$ . La matrice  $\mathbf{D}$  est désormais le débit de dose à chaque point.

Dans le cas où les mesures de dose sont effectuées dans des conditions différentes de la mesure de la matrice de calibration, il devra y avoir normalisation des mesures. Par exemple, si la matrice de calibration est calculée dans l'air et que les mesures de dose sont dans un milieu équivalent à l'eau, on normalisera alors avec un point de mesure dont le débit de dose est connu avec précision.

La différence de dose est calculée en comparaison avec le TG-43 :

$$Erreur(\%) = \frac{D_{mesure} - D_{TG-43}}{D_{TG-43}} \times 100\% \quad (1.6)$$

### 1.3.2 Méthode de calcul TG-43

L'Association américaine de physique médicale (AAPM) a publié en 1995 un protocole de calcul de la dose introduisant un formalisme, maintenant reconnu comme étant la norme en curiethérapie [4, 48, 54]. Jusqu'à ce jour, le calcul de la dose considère le milieu homogène et composé uniquement d'eau. Pour une source d'iridium-192, cette approximation est négligeable sur l'erreur de dose à l'intérieur d'un rayon de 10 cm [55, 56]. Considérant une source ligne bidimensionnelle (Fig. 1.7), le débit de dose  $\dot{D}$  au point d'intérêt  $(r, \theta)$  est calculé par :

$$\dot{D}(r, \theta) = S_K \cdot \Lambda \cdot \frac{G_L(r, \theta)}{G_L(r_0, \theta_0)} \cdot g_L(r) \cdot F(r, \theta) \quad (1.7)$$

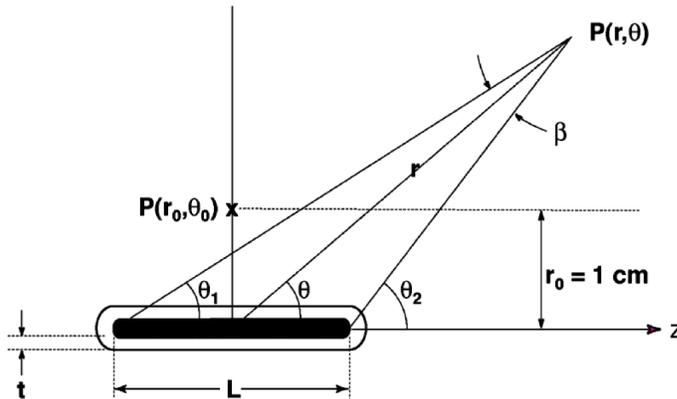


FIGURE 1.7 – Géométrie du formalisme TG-43 (tirée de Nath et *al.*, 1995 [4]).

D'abord, le kerma est un acronyme anglais pour *Kinetic Energy Released per unit Mass* ; c'est l'énergie cinétique transférée des particules chargées dans un volume d'intérêt [2]. La puissance du kerma dans l'air  $S_K$  ( $cGy \cdot cm^2/h$ ) est donc définie comme le produit du débit de kerma dans l'air et la distance à la source au carré. Cette donnée est mesurée lors de la calibration de la source et sa décroissance est calculée par le logiciel en temps réel.

La constante de débit de dose  $\Lambda$  est propre à la source et reflète le type de source, la construction et l'encapsulation. Cette valeur est décrite comme le débit de dose à 1 cm dans le plan transverse dans l'eau, normalisé à la valeur de la puissance du kerma dans l'air. Cette constante a des unités  $cm^{-2}$ .

Comme les sources utilisées en curiethérapie ont une forme cylindrique, une simple règle du carré inverse ne peut être appliquée. C'est la fonction géométrique  $G(r, \theta)$  qui tient compte de la décroissance de la fluence et de la géométrie de la source, mais sans considérer l'atténuation et la diffusion. Cette fonction est calculée par :

$$G_L(r, \theta) = \begin{cases} \frac{\beta}{L \cdot r \cdot \sin \theta} & (\theta \neq 0) \\ \frac{1}{r^2 - L^2/4} & (\theta = 0) \end{cases} \quad (1.8)$$

où  $\beta$  est l'angle soutendu par les extrémités de la source de longueur  $L$ .

En complément à la fonction géométrique, la diffusion et l'atténuation sont prises en compte par les fonctions radiale et anisotrope. La fonction radiale  $g_L(r)$  tient compte de la dépendance radiale dans le plan transverse, tandis que la variation de la dose par rapport au plan transverse ( $\theta = \pi/2$ ) est décrite par la fonction anisotrope  $F(r, \theta)$ . Ces fonctions sont définies comme :

$$g_L(r) = \frac{\dot{D}(r, \theta_0) G_L(r_0, \theta_0)}{\dot{D}(r_0, \theta_0) G_L(r, \theta_0)}, \quad (1.9)$$

$$F(r, \theta) = \frac{\dot{D}(r, \theta) G_L(r, \theta_0)}{\dot{D}(r, \theta_0) G_L(r, \theta)}. \quad (1.10)$$

Pour une source d'iridium-192 Flexisource, les valeurs  $g_L(r)$  et  $F(r, \theta)$  sont préalablement calculées par Monte Carlo et tabulées dans l'article de Granero et *al.* [57].

Pour calculer la dose reçue en un point, il suffit d'additionner les contributions de débits de dose de chacune des positions de source en multipliant par leur temps d'arrêt respectifs.

De plus, la décroissance de la source durant le traitement est négligée. En effet, le temps de traitement de quelques minutes est beaucoup plus court que le temps de demi-vie de l'isotope de 73,83 jours.

Les conditions du calcul du TG-43 sont telles que la source est considérée dans un milieu diffusant homogène et infini qui peut être approximé par une sphère d'eau de rayon minimal de 40 cm autour du point de mesure [58]. De plus, la distance entre le point de calcul de dose et la source ne devrait pas excéder 10 cm [48].

## 1.4 Présentation du projet de recherche

### 1.4.1 Mise en contexte

Comme mentionné précédemment, la principale problématique des détecteurs à scintillation à fibre optique plastique est l'impossibilité de calculer la dose en plus d'un point à la fois.

En effet, chaque scintillateur correspond à seulement un point de mesure de dose. La solution proposée par Therriault-Proulx et *al.* est de coupler plusieurs scintillateurs au bout de la même fibre optique collectrice pour ainsi mesurer la dose à de multiples points simultanément.[41] Les prototypes de détecteurs multi-points déjà élaborés utilisent un spectromètre comme photodétecteur, permettant ainsi de récolter le signal de plusieurs scintillateurs en une mesure. Par contre, cela implique que le signal doit être intégré sur quelques secondes, donc la résolution temporelle de la lecture est à améliorer. Afin de mesurer la dose avec une meilleure précision temporelle, le photodétecteur doit avoir une haute sensibilité. Le défi est donc d'élaborer un système de photodétection capable de discriminer les signaux provenant des divers points de dose avec suffisamment de sensibilité pour une application en curiethérapie HDR.

### 1.4.2 Objectifs

Dans un premier temps, la chaîne optique d'un système à un point et à deux points est caractérisée. Cela permet d'établir les composantes optimales d'un détecteur 2-points (chapitre 2). Ensuite, un système de photodétecteurs composé de trois PMTs est caractérisé dans le cadre d'applications en curiethérapie HDR utilisant la source d'iridium-192. Ce système est décrit en détails dans le chapitre 3. À partir de ces deux études précédentes, deux détecteurs 2-points sont contruits et testés avec le système de photodétecteurs dans le but de calculer la dose et le débit de dose en plusieurs points lors d'un traitement typique de curiethérapie HDR.

## Chapitre 2

# Caractérisation spectrale d'un détecteur à 2-points

Ce chapitre présente la première partie du projet qui consiste à caractériser la chaîne optique d'un détecteur à 2-points dans le but d'en sélectionner les composantes optimales. Les composantes choisies seront ensuite testées avec le système de photodétecteur décrit dans le chapitre 3.

### 2.1 Matériel et méthode

Un détecteur a été assemblé avec une extrémité interchangeable de composantes radiosensibles. Plus de trente combinaisons de 2 points ont été construites et testées au bout de la même fibre optique collectrice. Les composantes scintillantes de 3 mm ( $\pm 0,3$  mm) de longueur sont séparées de 2 cm et sont couplées mécaniquement entre elles et à la fibre optique de 15 m (ESKA GH-4001). Le détecteur fait 1 mm de diamètre et est protégé de la lumière ambiante par une gaine noire opaque de polyéthylène. La position des scintillateurs est décrite par rapport au photodétecteur, comme illustré dans la figure 1.1, c'est-à-dire que le scintillateur distal est le plus distant du photodétecteur, tandis que le scintillateur proximal en est le plus près. Le signal lumineux provenant des scintillateurs et transporté par la fibre optique est lu par un spectromètre (Shamrock, Andor et QE65Pro, Ocean Optics). Pour toutes les combinaisons possibles, un spectre d'émission total est obtenu en irradiant les deux scintillateurs simultanément, recevant ainsi la même dose. Aussi, chaque scintillateur est irradié individuellement en blindant le deuxième point afin d'acquérir les spectres individuels distal et proximal. Dans ce chapitre, toutes les mesures ont été effectuées avec un appareil d'orthovoltage (Philips RT-250 et Xshtral 200) à 125 kVp pour éviter une contamination Cerenkov du signal. De plus, la fibre optique est toujours gardée connectée par connecteur SMA au photodétecteur pour une plus grande stabilité des mesures.

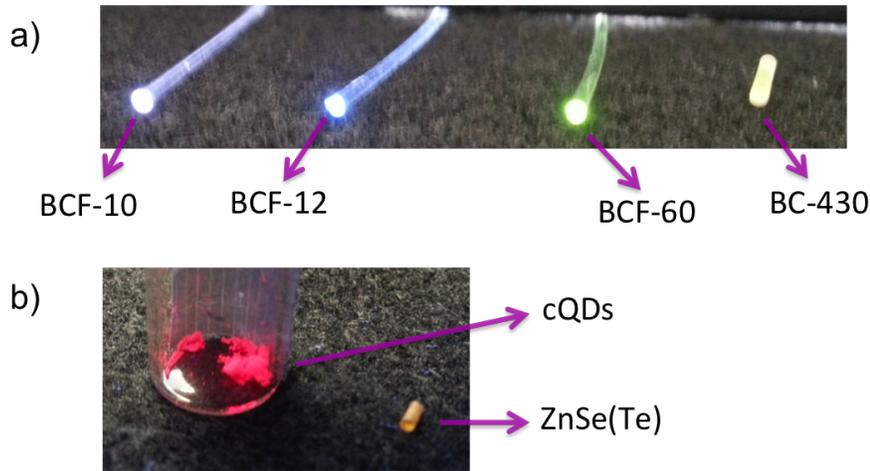


FIGURE 2.1 – Scintillateurs a) organiques plastiques et b) inorganiques utilisés.

### 2.1.1 Les scintillateurs

Les combinaisons testées comprennent quatre différents scintillateurs plastiques (BCF-10, BCF-12, BCF-60 et BC-430, tous fabriqués par Saint-Gobain Crystals) et deux scintillateurs inorganiques (des points quantiques colloïdaux maison de CdSe et un cristal ZnSe(Te) fabriqué par Moltech). Les scintillateurs BCF-10, BCF-12 et BCF-60 sont des fibres plastiques scintillantes, c'est-à-dire qu'ils sont recouverts d'une gaine de plastique d'indice de réfraction plus faible que le cœur de scintillateur de telle façon à imiter la fibre optique et ainsi maximiser le transport de lumière [59]. L'autre scintillateur plastique BC-430 a été coupé en cylindres de 1 mm de diamètre à partir d'une plaque scintillante. Dans le cas des scintillateurs inorganiques, les points quantiques utilisés (cQDs) sont synthétisés par le groupe de Claudine Allen à l'Université Laval et sont caractérisés dans le cadre du projet de doctorat de Marie-Ève Delage [46]. Les cQDs ont un spectre d'émission étroit autour de 660 nm et sont sous forme de poudre. Le scintillateur ZnSe(Te), quant à lui, est un semi-conducteur dopé de 0,5% de tellure lui conférant ses propriétés scintillantes. Comme ce scintillateur est peu utilisé dans le domaine médical, la caractérisation du ZnSe(Te) dans différentes conditions dosimétriques est nécessaire et est décrite dans la section 2.1.2.

Tout d'abord, il a été validé que les multiples déconnexions et reconnexions de la partie scintillante à la fibre optique n'affectent pas les mesures. En fait, la forme des spectres d'émission est inchangée et l'intensité varie de moins de 1%, ce qui confirme la stabilité des mesures et valide ainsi la méthode utilisée dans ce chapitre (Fig. 2.2).

Dans le but de servir de spectre de référence, le spectre d'émission individuel de chacun des scintillateurs a été mesuré (Fig. 2.3). Les spectres sont normalisés à l'aire sous la courbe, car ils seront utilisés pour quantifier les changements spectraux lorsque les scintillateurs sont couplés en paires (voir chapitre 2.2). De plus, la réponse spectrale du spectromètre en fonction de la

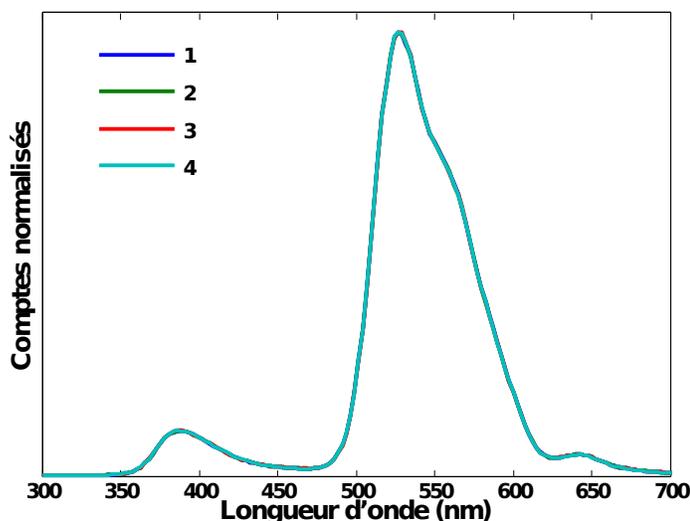


FIGURE 2.2 – Spectres d’émission normalisés du BCF-60 après plusieurs déconnexions et reconnexions de la partie scintillante.

longueur d’onde est tenue en compte pour chacune des mesures de spectre de ce chapitre.

L’intensité des scintillateurs plastiques a ensuite été mesurée ; le BCF-60 étant le plus lumineux et le BC-430 avec la plus faible intensité par millimètre (Fig. 2.4). Ces mesures sont normalisées à la longueur de chaque scintillateur respectivement. Comme ces résultats semblent aller à l’encontre des conclusions d’une étude précédente sur la luminosité des scintillateurs plastiques [19], ces mesures ont été revalidées expérimentalement. En effet, Archambault et *al.* ont mesuré une intensité lumineuse plus faible pour le scintillateur BCF-60 relativement aux scintillateurs BCF-10 et BCF-12. Il est à noter que la méthode de normalisation n’est pas la même ; Archambault et *al.* comparent le nombre total de comptes normalisés à l’aire sous la courbe, tandis que la figure 2.4 compare seulement l’intensité normalisée à la longueur des scintillateurs. De plus, la plage spectrale est limitée dans le cas de l’étude précédente. Malgré tout, ces différences pourraient s’expliquer en partie par l’incertitude sur la longueur du scintillateur ainsi que l’incertitude de préparation (polissage, assemblage, etc.).

Ensuite, utilisant un spectrophotomètre (Cary-500, Agilent), l’atténuation à même les scintillateurs a été mesurée pour des scintillateurs plastiques de 10 mm et un scintillateur ZnSe(Te) de 2 mm (Fig. 2.5). La plage d’absorption des scintillateurs peut être estimée à l’intervalle de longueur d’onde où la transmission est nulle. Ce résultat est nécessaire pour la sélection du scintillateur distal afin d’éviter la perte d’information provenant de ce point. Les scintillateurs plastiques atténuent environ 15 fois plus à 400 nm qu’à 500 nm. De ce fait, afin d’optimiser le signal provenant du scintillateur distal, celui-ci devrait avoir un spectre d’émission supérieur à 450 nm. Les scintillateurs satisfaisant ce critère sont les scintillateurs inorganiques et les

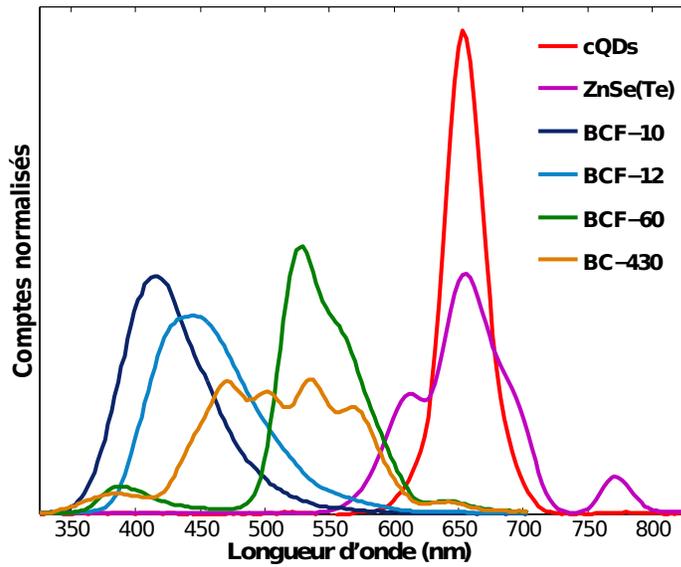


FIGURE 2.3 – Spectres d’émission des scintillateurs plastiques et inorganiques à 120 kVp, normalisés à l’aire sous la courbe.

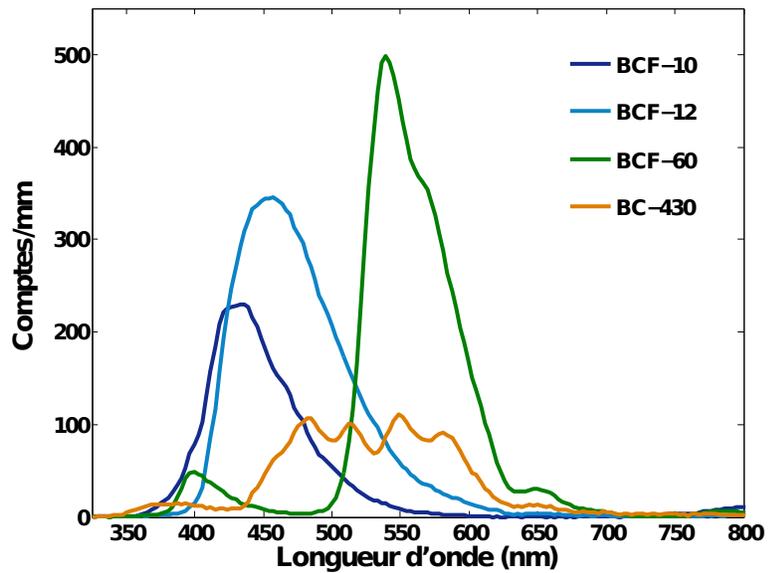


FIGURE 2.4 – Spectres d’émission des scintillateurs plastiques normalisés à 1 mm de scintillateur.

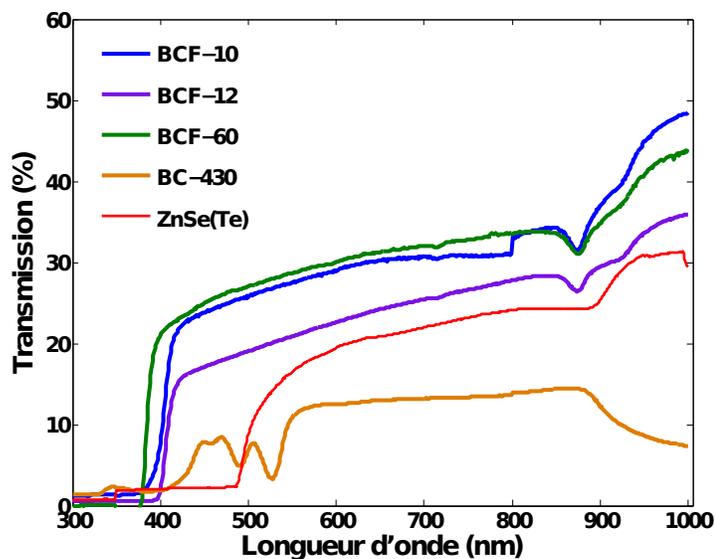


FIGURE 2.5 – Transmission de la lumière incidente en pourcentage pour chacun des scintillateurs plastiques et du ZnSe(Te).

scintillateurs plastiques BCF-60 et BC-430. Par contre, le scintillateur BC-430 n'a pas été retenu, en raison d'une grande variabilité spectrale qui semble dépendre du polissage et de la préparation.

### 2.1.2 Caractérisation du ZnSe(Te)

Le principal intérêt du ZnSe(Te) est son spectre d'émission principalement dans le rouge, de 550 à 800 nm, qui se distingue en longueur d'onde des spectres d'émission des scintillateurs plastiques utilisés dans ce projet de recherche (Fig. 2.3). Son spectre est caractérisé par une décroissance rapide (3-5  $\mu$ s) à 610 nm, une décroissance lente (30-50  $\mu$ s) à 655 nm et une trappe à électron à 775 nm causée par les impuretés de tellure à haute énergie. Ayant une densité de 5,42 g/cm<sup>3</sup> et un numéro atomique effectif ( $Z$ ) de 33, ce cristal n'est pas équivalent à l'eau, comme le sont les scintillateurs plastiques. Cela a le désavantage de créer une hétérogénéité pouvant perturber la dose absorbée autour du scintillateur. Étant donné que seulement quelques millimètres cube sont utilisés dans un détecteur, cette propriété peut devenir un avantage ; il est possible de déterminer avec précision la position du scintillateur dans le détecteur par imagerie kV (Fig 2.6), ce qui est d'autant plus avantageux lors d'application en curiethérapie où le gradient de dose est très élevé. Par ailleurs, ce scintillateur promet un haut rendement lumineux jusqu'à 80 000 photons/MeV, ce qui représente une réponse environ 10 fois plus élevée que les scintillateurs plastiques [60]. En fait, l'étude des coefficients d'atténuation massiques et des pouvoirs d'arrêts démontre que ce scintillateur a une réponse 10 fois plus élevée que l'eau aux énergies kV, car l'effet photoélectrique est dominant dans cette plage d'énergie (Fig. 2.7). Par contre, le coefficient d'atténuation massique est semblable à l'eau aux

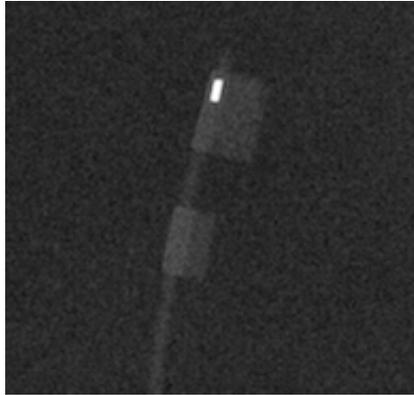


FIGURE 2.6 – Imagerie kV du détecteur avec 3 mm de ZnSe(Te) (en blanc) dans sa gaine de polyéthylène.

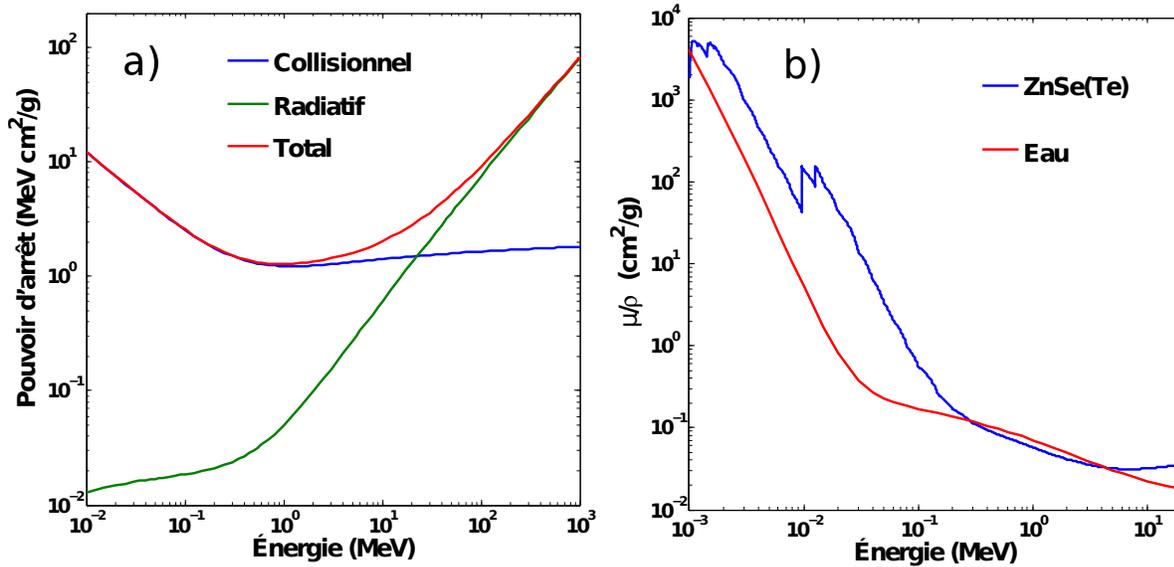


FIGURE 2.7 – Pouvoir d'arrêt (a) et coefficient d'atténuation massique (b).

énergies supérieures à 300 keV [61].

La caractérisation de ce scintillateur est réalisée à partir de faisceaux de différentes énergies utilisant un appareil d'orthovoltage (120-220 kVp), une source d'iridium-192 (380 keV) et un accélérateur linéaire en photons (6-23 MV) ainsi qu'en électrons (6-18 MeV). La dépendance angulaire est évaluée de même que la dépendance en énergie, en dose et en débit de dose. Dans tous les cas, les mesures ont été effectuées après stabilisation du cristal.

**Dépendance angulaire** — La dépendance angulaire spectrale et en intensité a été évaluée pour un scintillateur de 3 mm de longueur. Comme le scintillateur est cylindrique, seulement

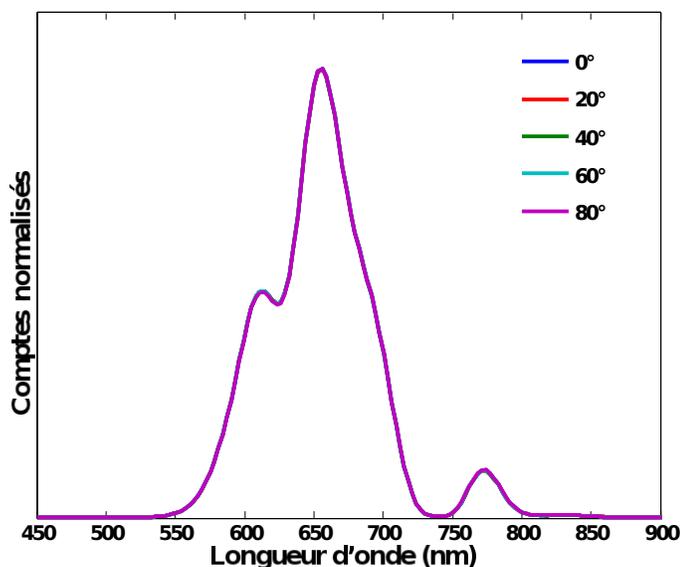


FIGURE 2.8 – Spectres d’émission du ZnSe(Te) pour différents angles selon l’axe longitudinal.

la dépendance selon l’axe longitudinal a été étudiée. D’abord, les spectres d’émission ont été mesurés à 120 kVp pour différents angles d’incidences du faisceau selon l’axe longitudinal du scintillateur (Fig 2.8). Les spectres normalisés à l’aire sous la courbe démontrent qu’il n’y a pas de changement au niveau de la forme des spectres d’émission, donc pas de dépendance angulaire spectrale. De plus, l’étude de dépendance angulaire en intensité a été mesurée à la même énergie de faisceau (Fig. 2.9). Le signal a été mesuré avec un tube photomultiplicateur (H10721, Hamamatsu) et un électromètre (SuperMAX, Standard Imaging) pour les mesures de dépendance angulaire en intensité ainsi que pour l’évaluation de la dépendance en dose et débit de dose. Le tension de gain appliquée est telle que le gain total est de  $5 \times 10^3$  afin de lire des courants de l’ordre du nanoampère (mode de lecture *High Range*). Les mesures ont été répétées à trois reprises et démontrent la même tendance ; le signal augmente avec l’angle d’incidence du faisceau. La variation de l’intensité du signal est constante pour les angles de 0 et 30° de même que pour les angles de 60 et 90°. Cette augmentation de signal à plus grand angle est expliquée par la plus grande proportion de photons incidents se dirigeant vers le photodétecteur à 90° en comparaison à 0°. En effet, comme ce scintillateur n’est pas recouvert d’une gaine optimisant la réflexion totale interne, les photons incidents à 90° ont une probabilité plus grande de se rendre au photodétecteur.

**Dépendance en énergie** — La dépendance spectrale en énergie a été mesurée pour différents faisceaux de photons et d’électrons. La figure 2.10 montre les spectres d’émission normalisés par l’aire sous la courbe afin de mettre en relief les différences spectrales. Aux énergies MV, une composante s’ajoute à 690 nm et est plus prononcée lorsque l’énergie moyenne des particules

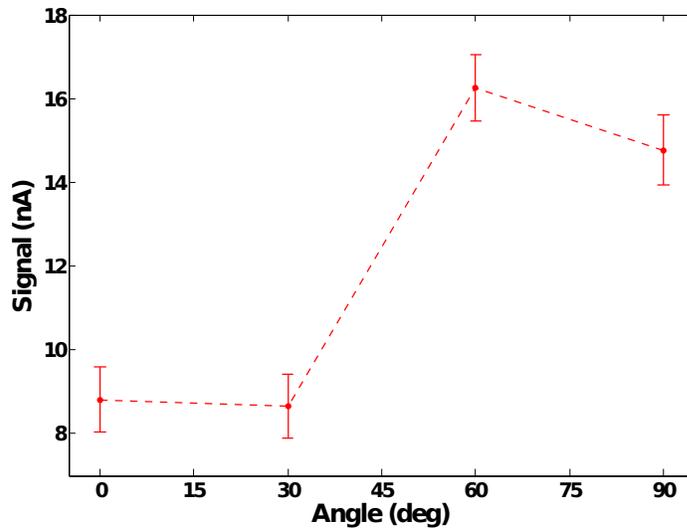


FIGURE 2.9 – Intensité du signal du ZnSe(Te) pour différents angles selon l’axe longitudinal.

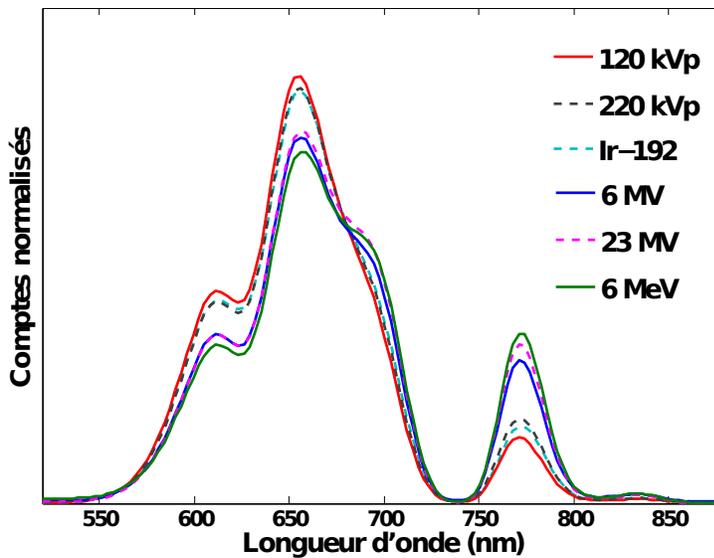


FIGURE 2.10 – Spectres d’émission du ZnSe(Te) pour différentes énergies de faisceau.

augmente. Aussi, la trappe à électrons à 775 nm augmente en proportion avec l’augmentation de l’énergie des électrons secondaires. Il serait possible de s’affranchir de cette dépendance spectrale en ajoutant un filtre ayant un spectre de transmission en deçà de 690 nm.

**Dépendance en dose** — Le signal a été mesuré pour différents temps d’exposition à la même énergie de faisceau. Pour une énergie donnée, le scintillateur démontre une linéarité entre le signal et la dose reçue avec un coefficient de corrélation  $R^2 > 0,996$  pour tous les faisceaux testés (Fig. 2.11). De plus, le scintillateur a une réponse plus élevée à basse énergie

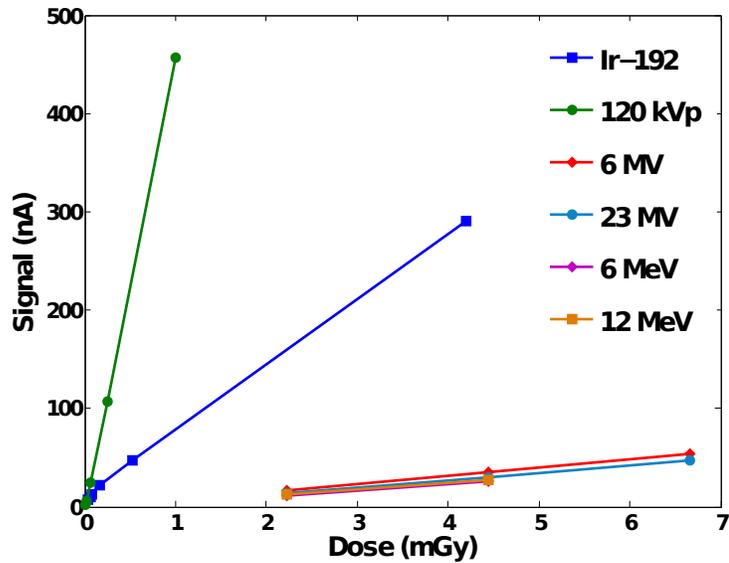


FIGURE 2.11 – Dépendance en dose.

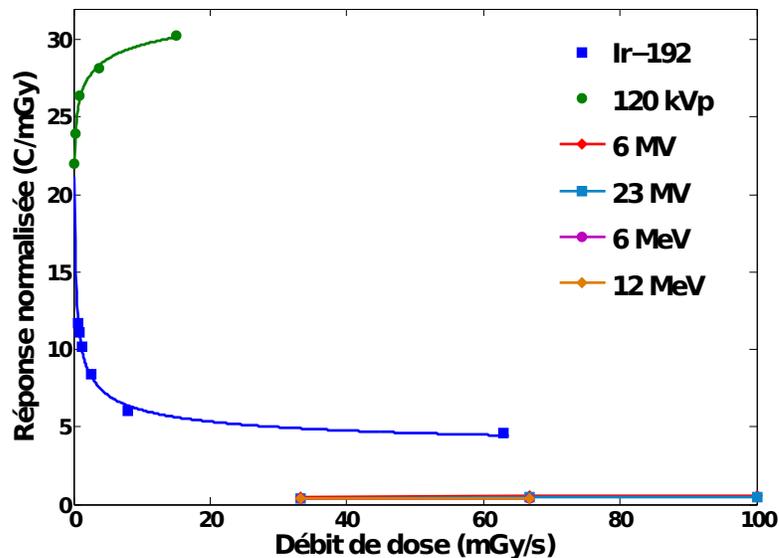


FIGURE 2.12 – Dépendance en débit de dose.

tel qu'attendu de par les coefficients d'atténuation massiques.

**Dépendance en débit de dose** — Ensuite, le signal a été mesuré à différentes distances afin de faire varier le débit de dose pour tous les faisceaux mentionnés (Fig. 2.12). Pour les faisceaux de haute énergie, il ne semble pas y avoir de dépendance notable. Par contre, aux énergies kV, la réponse du scintillateur tend à se stabiliser à plus haut débit de dose, suivant une fonction de puissance avec un coefficient de corrélation  $R^2 > 0,996$ . Par ailleurs, la dépen-

dance est inverse pour les faisceaux d'orthovoltage, où la réponse du scintillateur augmente avec le débit de dose, contrairement à la source d'iridium-192.

**Temps de stabilisation** — Lorsque le signal est lu avec un PMT et un électromètre, le courant mesuré se stabilise habituellement en quelques secondes. Par contre, un intervalle de temps considérable a été observé avant la stabilisation avec ce scintillateur, et de plus en plus important lorsque le débit de dose diminue (Fig. 2.13). C'est pourquoi le temps de stabilisation a été mesuré à différentes énergies (Fig. 2.14). Pour s'assurer que ce comportement ne provient pas du faisceau ou de l'appareil lui-même, ces mesures ont aussi été effectuées avec une source d'iridium-192, où le flux de photons est considéré constant. À haute énergie, le scintillateur prend en moyenne 15 secondes avant de se stabiliser, indépendamment du débit de dose. Par contre, aux énergies kV, le signal prend jusqu'à 2 minutes pour se stabiliser lorsque le débit est sous 1 mGy/s. Tout comme à plus haute énergie, le temps de stabilisation tend à devenir constant à plus haut débit de dose suivant une fonction rationnelle. Pour s'assurer que ce phénomène ne provient pas de la lecture du PMT et de l'électromètre, les mêmes mesures ont également été faites avec un scintillateur plastique BCF-60 (Fig. 2.15). De la même façon que le ZnSe(Te), la mesure avec le scintillateur plastique BCF-60 tend à se stabiliser plus lentement à de faibles débits de dose. Par contre, les temps de stabilisation sont moins importants et c'est pourquoi ce phénomène n'a pas été rapporté dans le cas des scintillateurs plastiques. En comparaison, à 0,1 mGy/s, un temps de 16 secondes est mesuré pour le scintillateur plastique contre 160 secondes pour le scintillateur inorganique. En fait, le temps de stabilisation devient constant à partir de 0,5 mGy/s seulement pour le scintillateur plastique comparativement à plus de 4 mGy/s pour le ZnSe(Te). Par conséquent, le ZnSe(Te) se comporte comme le scintillateur plastique aux débits de dose plus élevés que 4 mGy/s. Une des hypothèses pouvant expliquer ce phénomène est la contribution des composantes spectrales en différé, particulièrement la trappe à électron à 775 nm qui pourrait être plus lente. Cela peut être vérifié en mesurant le spectre d'émission du scintillateur à une fréquence élevée et à différents débits de dose. Par contre, les composantes à 610, 655 et 775 nm augmentent en proportion équivalentes dans le temps peu importe le débit de dose, infirmant ainsi cette hypothèse.

Dans une étude précédente, un temps de stabilisation d'environ 5 secondes a été observé pour un photodétecteur de nano-pointes de ZnSe(Te) [62]. Dans ce cas, le cristal était soumis à un voltage de 5 V. En fait, comme la décroissance du scintillateur est lente, il se crée une saturation dans la désexcitation des électrons-trous [63]. Un phénomène connexe est démontré pour une mince couche de CdTe lorsque la polarité appliquée sur le cristal est inversée [64]. Donc, le fait d'ajouter une polarité au cristal permet d'augmenter le nombre de désexcitation possible et ainsi réduire le temps de stabilisation. Cette analyse permet de soulever une hypothèse du comportement de ce scintillateur en fonction du débit de dose ; lorsque le débit

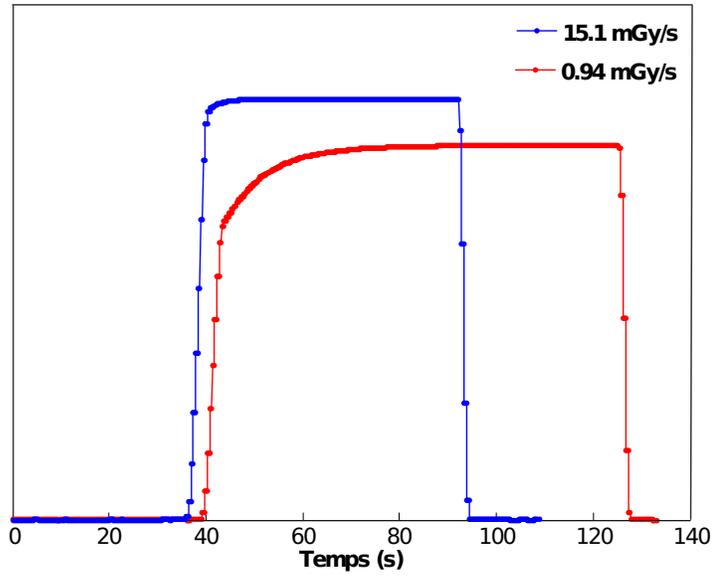


FIGURE 2.13 – Signal mesuré par le PMT et l'électromètre au débit de dose minimal et maximal à 120 kVp (axe arbitraire).

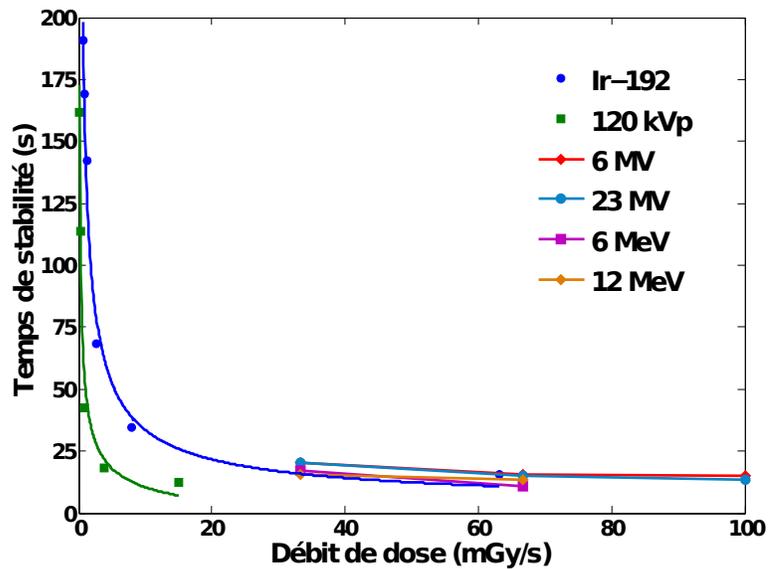


FIGURE 2.14 – Temps de stabilisation du signal à différentes énergies de faisceau.

de dose augmente, le nombre de paires électron-trou migrant dans le cristal augmente aussi. Cette hypothèse reste toutefois à être expérimentée pour le ZnSe(Te).

**Longueur du scintillateur** — Le signal a été mesuré pour un scintillateur ZnSe(Te) de longueurs entre 0,5 et 2 mm. Les résultats démontrent que ce scintillateur n'est pas transparent

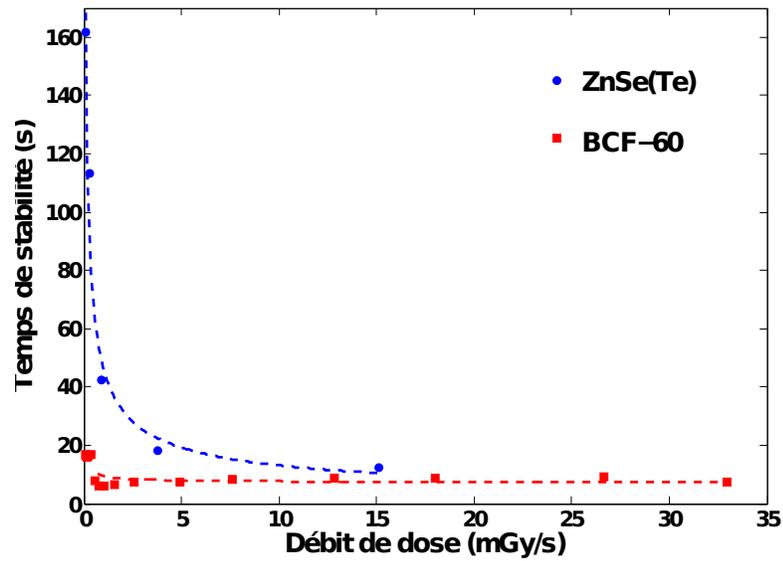


FIGURE 2.15 – Temps de stabilisation du scintillateur inorganique ZnSe(Te) et du scintillateur plastique BCF-60 à 120 kVp.

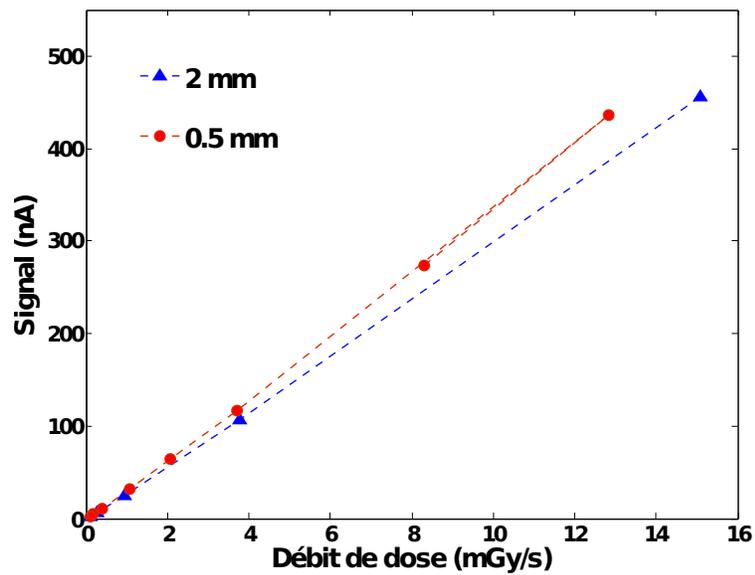


FIGURE 2.16 – Mesures de signal provenant de scintillateur inorganique ZnSe(Te) de différentes longueurs à 120 kVp.

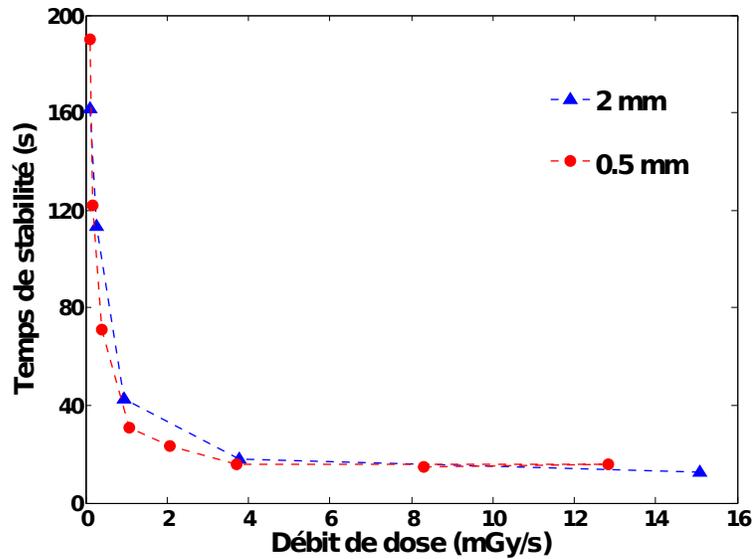


FIGURE 2.17 – Mesures de temps de stabilisation provenant de scintillateur inorganique ZnSe(Te) de différentes longueurs à 120 kVp.

à sa propre lumière et seulement les 0,5 mm du côté proximal contribuent au signal émis. En effet, le courant mesuré est semblable pour des scintillateurs de 0,5 et 2 mm (Fig. 2.16). La différence jusqu'à 5% entre les deux mesures est attribuable à la variabilité des extrémités du scintillateur qui ne sont pas polies à cause de la fragilité du matériau. De plus, il a été démontré que la longueur du scintillateur n'affecte pas le comportement du temps de stabilisation à différents débits de dose tel que décrit précédemment (Fig. 2.17).

Finalement, le comportement de ce scintillateur, principalement à bas débit de dose, demeure incompris. Il reste donc encore des mystères à élucider avant de pouvoir l'inclure dans un prototype de détecteur multi-points.

## 2.2 Combinaisons à 2-points

Les spectres d'émission individuels et totaux ont été mesurés pour toutes les combinaisons de 2-points et sont présentés dans cette section. Au final, trois différentes combinaisons optimales seront présentées.

### 2.2.1 Spectres individuels

Dans un premier temps, les combinaisons comprenant seulement les scintillateurs plastiques ont été étudiées. Les scintillateurs de 3 mm sont séparés par 2 cm de fibre optique claire. Les spectres individuels sont mesurés en blindant tout le détecteur sauf le scintillateur d'intérêt. Ces spectres individuels des scintillateurs plastiques démontrent qu'il y a de faibles interactions

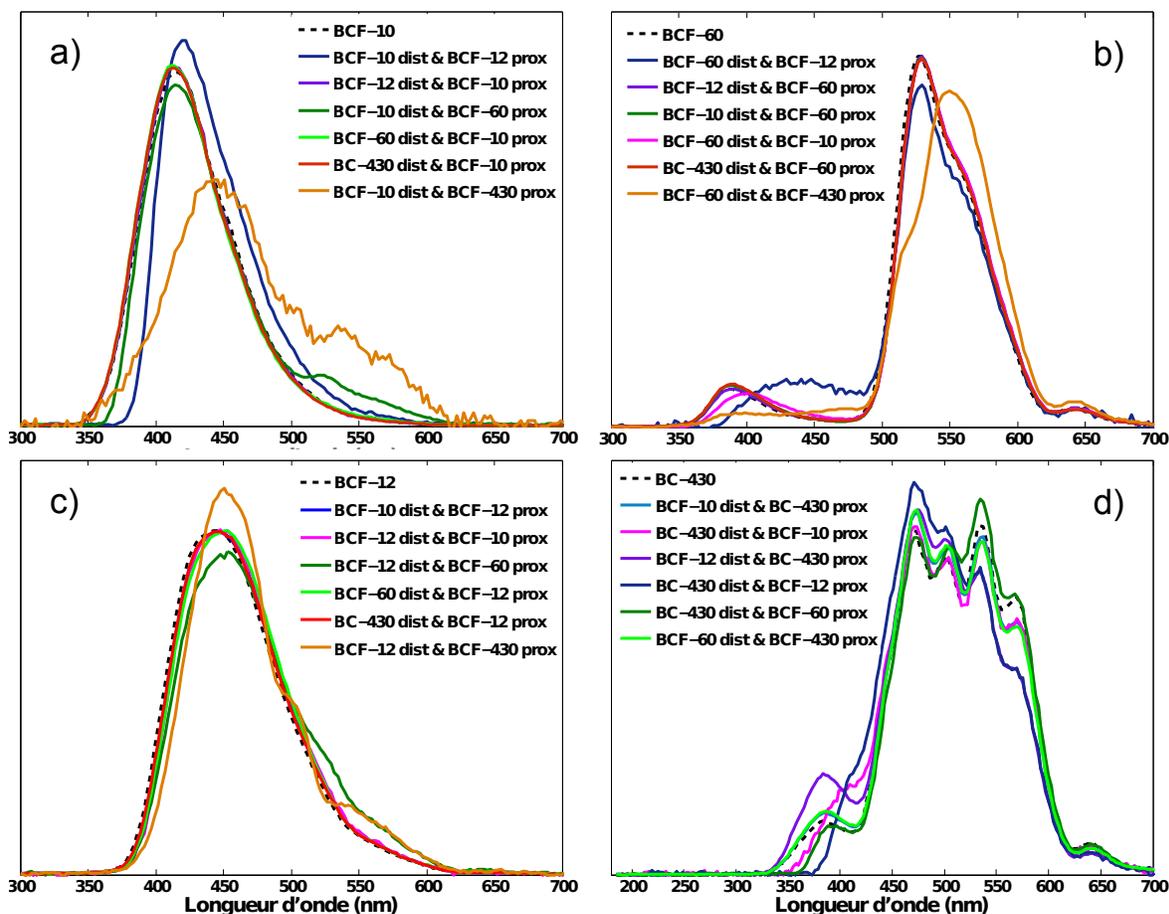


FIGURE 2.18 – Spectres individuels des scintillateurs a)BCF-10; b)BCF-60; c)BCF-12; d)BC-430, pour chaque combinaisons de 2-points incluant seulement les scintillateurs plastiques.

entre eux-ci (Fig. 2.18). Par exemple, lorsque le scintillateur BCF-12 est en position proximale, le spectre individuel du point distal du scintillateur BCF-10 ou BCF-60 a une composante bleue du BCF-12 qui s'ajoute (courbe bleue dans la figure 2.18a,b). Même s'il y a faible excitation du scintillateur proximal, cela n'occasionne pas de conséquence majeure sur le calcul de dose des deux points ; l'essentiel est que les spectres d'émission des deux points soient différents et stables dans le temps.

Ensuite, les combinaisons des scintillateurs inorganiques couplés aux scintillateurs plastiques ont été étudiées. D'abord, les situations où les cQDs ou le ZnSe(Te) sont placés en position proximale sont illustrées dans la figure 2.19. Le signal du point distal est perdu, c'est-à-dire qu'il est complètement absorbé par le scintillateur proximal qui ré-émet ce signal dans son propre spectre d'émission. En fait, le spectre d'absorption de ces deux scintillateurs inorganiques est dans la même plage de longueur d'onde que le spectre d'émission des scintillateurs plastiques. Donc, les situations où les cQDs et le ZnSe(Te) sont en position proximale sont à exclure.

Par la suite, le scintillateur ZnSe(Te) est placé en position distale. Les spectres individuels des

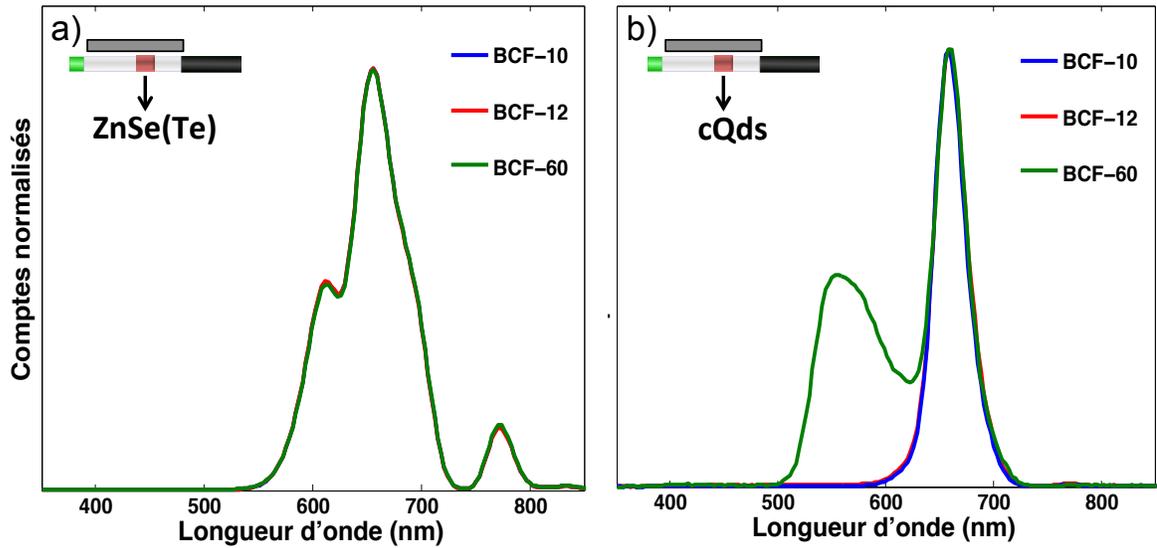


FIGURE 2.19 – Spectres d'émission individuels à 120 kVp des scintillateurs plastiques en position distale couplés aux scintillateur inorganiques en position proximale.

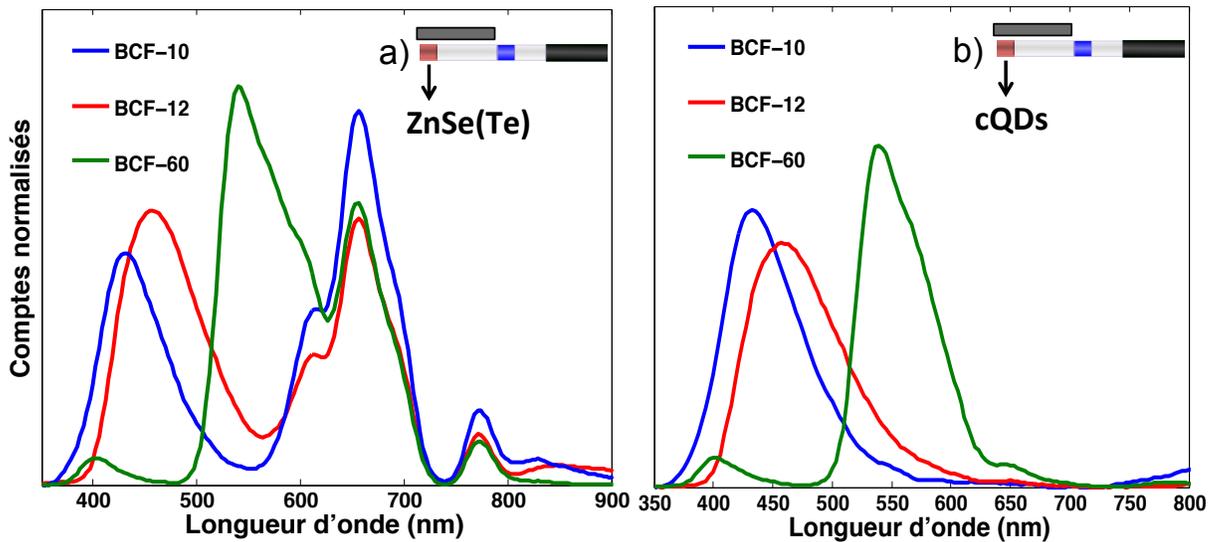


FIGURE 2.20 – Spectres d'émission individuels à 120 kVp des scintillateurs plastiques en position proximale couplés aux scintillateur inorganiques en position distale.

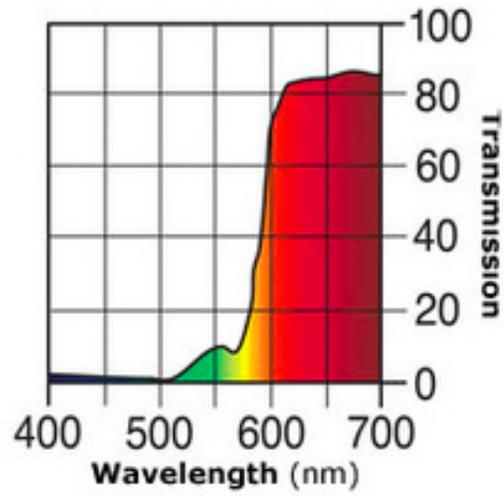


FIGURE 2.21 – Spectre de transmission du filtre HT-022 [5].

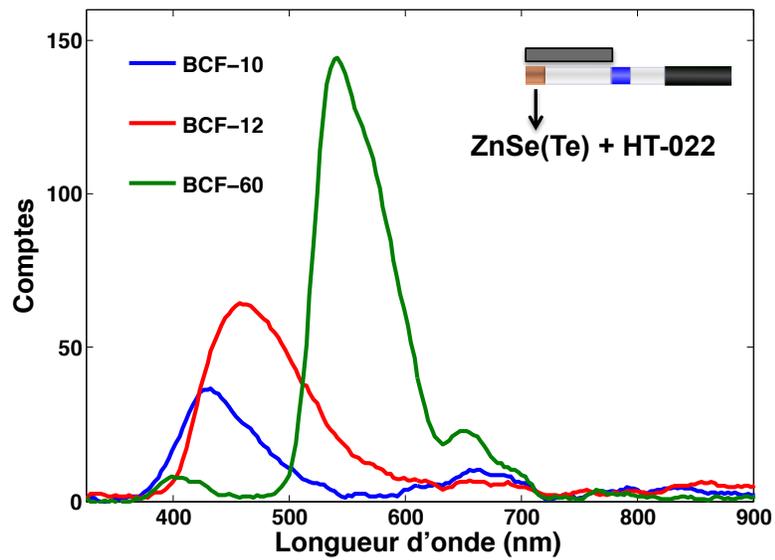


FIGURE 2.22 – Spectres d'émission individuels à 120 kVp des scintillateurs plastiques en position proximale couplés au scintillateur ZnSe(Te) en position distale et l'ajout du filtre HT-022.

scintillateurs plastiques montrent qu'il y a toujours une interaction du ZnSe(Te) (Fig. 2.20a). En fait, comme le ZnSe(Te) a un rendement lumineux élevé, les photons provenant du point proximal ne se dirigeant pas vers le photodétecteur ne sont pas à négliger. C'est pourquoi un filtre a été ajouté du côté proximal du scintillateur ZnSe(Te) (HT-022, LEE Filters) [5]. Ce filtre a un spectre de transmission tel que les scintillateurs plastiques en position proximale ne pourront exciter le scintillateur ZnSe(Te) en position distale (Fig. 2.21). Ainsi, il est possible de s'affranchir de ces interactions et ainsi augmenter le signal du point proximal (Fig. 2.22). Malgré tout, ce scintillateur est dépendant de l'énergie du faisceau. Pour régler partiellement ce problème, un filtre coupant les longueurs d'onde au-delà de 690 nm devrait être utilisé. Par contre, ce type de filtre pour d'aussi hautes plages de longueur d'onde est formé de plusieurs couches successives de matériaux diélectriques qui doivent être appliquées par chauffage à plus de 150°C. À cause de la température élevée du chauffage, ce filtre ne peut être apposé directement sur la fibre optique plastique, dont la température maximale avant la détérioration des propriétés physiques et optiques est de 85°C [65], ni directement sur le scintillateur ZnSe(Te) qui est fragile aux manipulations. Une fibre en silice pourrait être utilisée, mais une interface serait ajoutée à la chaîne optique dans ce cas.

Dans le cas où les cQDs sont placés en position distale, les spectres individuels sont bien distincts (Fig. 2.20b). Donc, les combinaisons où les cQDs sont au point distal sont à retenir.

Le tableau 2.1 regroupe toutes les combinaisons de 2-points testées lors de cette étude. Le critère choisi pour évaluer les bonnes combinaisons des mauvaises est basée seulement sur les mesures des spectres individuels et d'atténuation présentés dans cette sous-section. Afin de déterminer les combinaisons optimales, les mesures de proportion de signal devront être prises en compte et sont présentées dans la sous-section suivante.

TABLE 2.1 – Combinaisons de 2-points testées.

		Scintillateur proximal						
		Organiques plastiques				Inorganiques		
		BCF-10	BCF-12	BCF-60	BC-430	cQDs	ZnSe(Te)	
Scintillateur distal	Org. plast.	BCF-10	—	✓	✗	✗	✗	✗
		BCF-12	✓	—	✗	✗	✗	✗
		BCF-60	✓	✓	—	✗	✗	✗
		BC-430	✗	✗	✗	—	✗	✗
Inor.	cQDs	✓	✓	✓	✗	—	✗	
	ZnSe(Te)	✓	✓	✓	✗	✗	—	

— : Combinaison non-testée

✓ : Bonnes combinaisons

✗ : Mauvaises combinaisons

### 2.2.2 Proportion de signal

Pour toutes les mesures de spectre d'émission total, c'est-à-dire lorsque les deux points sont irradiés simultanément, la proportion de signal provenant de chacun des scintillateurs est calculée par l'aire sous la courbe. Les tableaux 2.2 et 2.3 présentent les cas de 2-points composés de scintillateurs plastiques seulement, puis de scintillateurs inorganiques en position distale respectivement.

Tel que démontré dans la section précédente avec les mesures d'atténuation, le choix du scintillateur distal dans les combinaisons de scintillateurs plastiques seulement devient le BCF-60. Le tableau 2.2 démontre que la proportion du signal est plus équilibrée lorsqu'il est couplé avec le BCF-10 ; le signal à 530 nm représente 37% du signal total avec le BCF-10 comparativement à seulement 9% avec le BCF-12. Donc, la combinaison BCF-60 distal et BCF-10 proximal est à retenir.

Pour ce qui est des combinaisons incluant les cQDs en position distale, le tableau 2.3 démontre que la combinaison avec le scintillateur plastique BCF-10 est optimale. En fait, le signal du BCF-10 représente 30% du signal total par rapport à 24% et 6% pour le BCF-12 et BCF-60 respectivement.

Finalement, utilisant le scintillateur inorganique ZnSe(Te) en position distale, la proportion de signal est optimale lorsque le scintillateur BCF-12 est en position proximale.

### 2.2.3 Configurations optimales

Pour la chaîne optique du détecteur, les composantes ayant un spectre d'émission de plus hautes longueurs d'onde doivent être en position distale. Cela évite la réabsorption du signal et optimise ainsi la transmission de signal. En effet, à cause du décalage de Stokes, le spectre d'absorption est toujours inférieur en longueur d'onde que le spectre d'émission.

De plus, les résultats précédents ont permis de déterminer trois configurations optimales (Fig. 2.23) ; d'abord avec seulement les scintillateurs plastiques, la combinaison BCF-60 distal et BCF-10 proximal (1), puis incluant les scintillateurs inorganiques, la combinaison cQDs distal et BCF-10 proximal (2) et enfin la combinaison ZnSe(Te) distal et BCF-12 proximal (3). Par contre, pour la suite du projet, la combinaison # 3 ne sera pas explorée plus en détails à cause des dépendances du ZnSe(Te) exposées dans le présent chapitre. En effet, cette combinaison requiert une recherche plus approfondie afin de comprendre les phénomènes physiques d'absorption de la dose à l'intérieur du scintillateur inorganique.

TABLE 2.2 – Proportion de signal (%) du scintillateur distal\scintillateur proximal pour les combinaisons de scintillateurs plastiques seulement.

		Proximal			
		BCF-10	BCF-12	BCF-60	BC-430
Distal	BCF-10	-	8.6\91.4	17.6\82.4	-
	BCF-12	18.8\81.2	-	7.2\93.8	-
	BCF-60	37.4\62.6	8.8\91.2	-	-
	BC-430	8.4\91.6	17.9\82.1	9.9\90.1	-

TABLE 2.3 – Proportion de signal (%) du scintillateur distal\scintillateur proximal pour les combinaisons avec les scintillateurs inorganiques en position distale

		Proximal			
		BCF-10	BCF-12	BCF-60	BC-430
Distal	cQDs	30.1\69.4	24.1\75.9	6.2\93.8	-
	ZnSe(Te) sans filtre	98.2\1.8	94.5\5.5	96.6\3.4	-
	ZnSe(Te) avec filtre	8.0\92.0	25.9\74.1	24.0\76.0	-

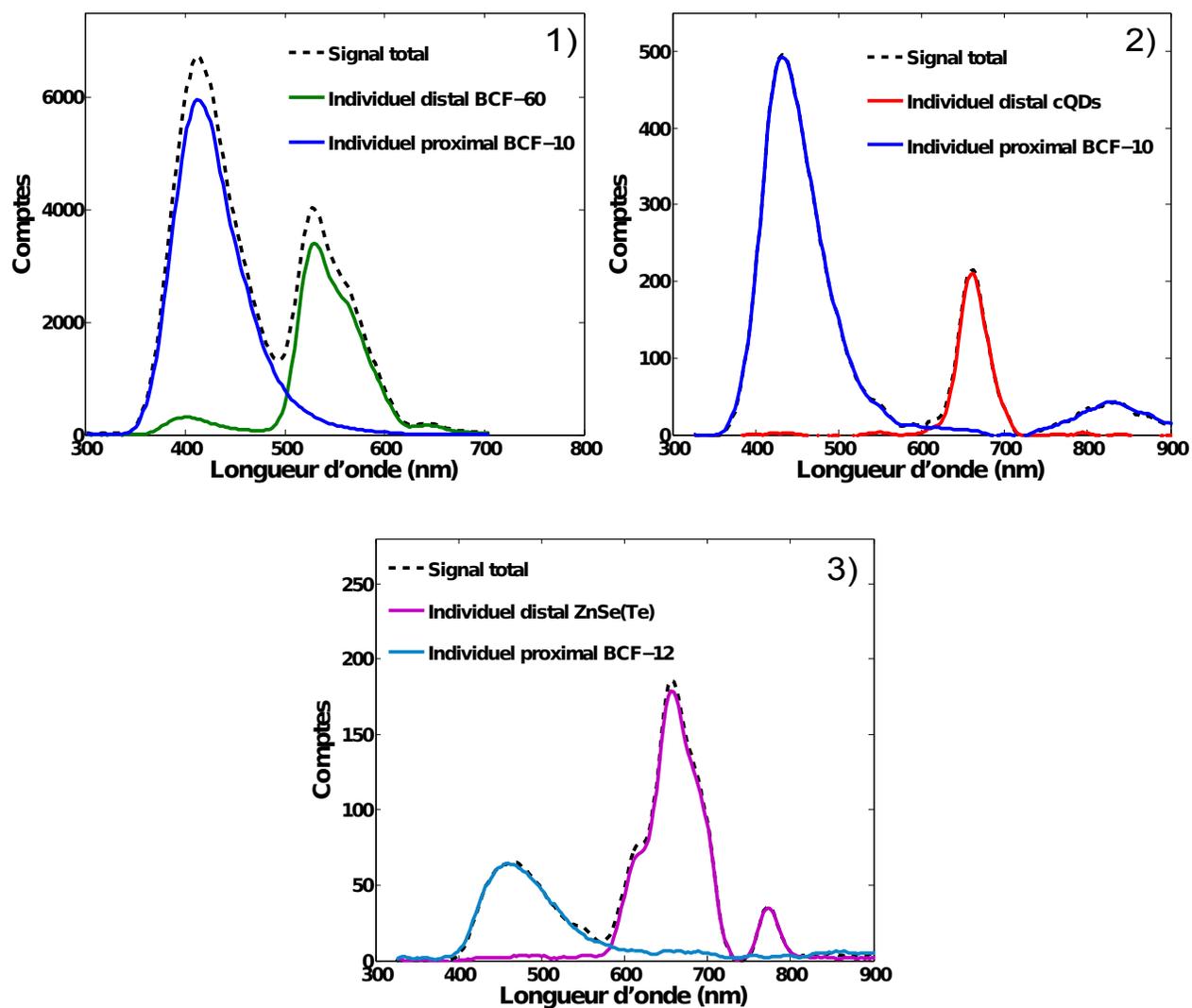


FIGURE 2.23 – Spectres d'émission total et individuels à 120 kVp des trois combinaisons optimales : 1) BCF-60 distal & BCF-10 proximal ; 2) cQDs distal & BCF-10 proximal ; 3) ZnSe(Te) distal & BCF-12 proximal.

## Chapitre 3

# Caractérisation du système multi-PMTs

Ce chapitre expose la seconde partie du projet qui consiste en la caractérisation du système de photodétecteur pour des applications multi-points. Les composantes scintillantes du détecteur ont été préalablement choisies et présentées au chapitre 2. Les limites du calcul de dose pour ces détecteurs sont ensuite testées.

### 3.1 Description du système multi-PMTs

Le système de photodétecteur utilisable dans un détecteur multi-points doit avoir la capacité de lire plusieurs plages de longueurs d'onde (canaux) simultanément avec une grande stabilité. De plus, le photodétecteur choisi doit avoir une grande sensibilité, car le signal reçu dans chacun des canaux n'est qu'une fraction du signal total émis par les scintillateurs. Précédemment, une caméra EMCCD couplée à une configuration de filtres optiques a été utilisée avec un détecteur à 2-points [41] et un prototype de détecteur à 3-points utilisant un spectromètre a été testé [41, 43]. Cependant, ces prototypes de photodétecteur proposés doivent intégrer le signal sur un certain intervalle de temps pour obtenir un signal suffisamment élevé. Dans le cadre de ce projet, le système de photodétecteur est composé de tubes photomultiplicateurs (PMTs) qui offrent une réponse rapide et une meilleure sensibilité.

Ce système de photodétecteur multi-points peut être décomposé en trois sections : une portion optique séparant le signal lumineux en plusieurs canaux, les PMTs eux-mêmes qui convertissent les photons en électrons pour chacun des canaux, et une composante de lecture et d'analyse du signal électrique (Fig 3.1). Comme l'effet de tige doit être soustrait du signal total, un canal lui sera dédié. Pour un détecteur 2-points, un minimum de trois canaux est donc requis.

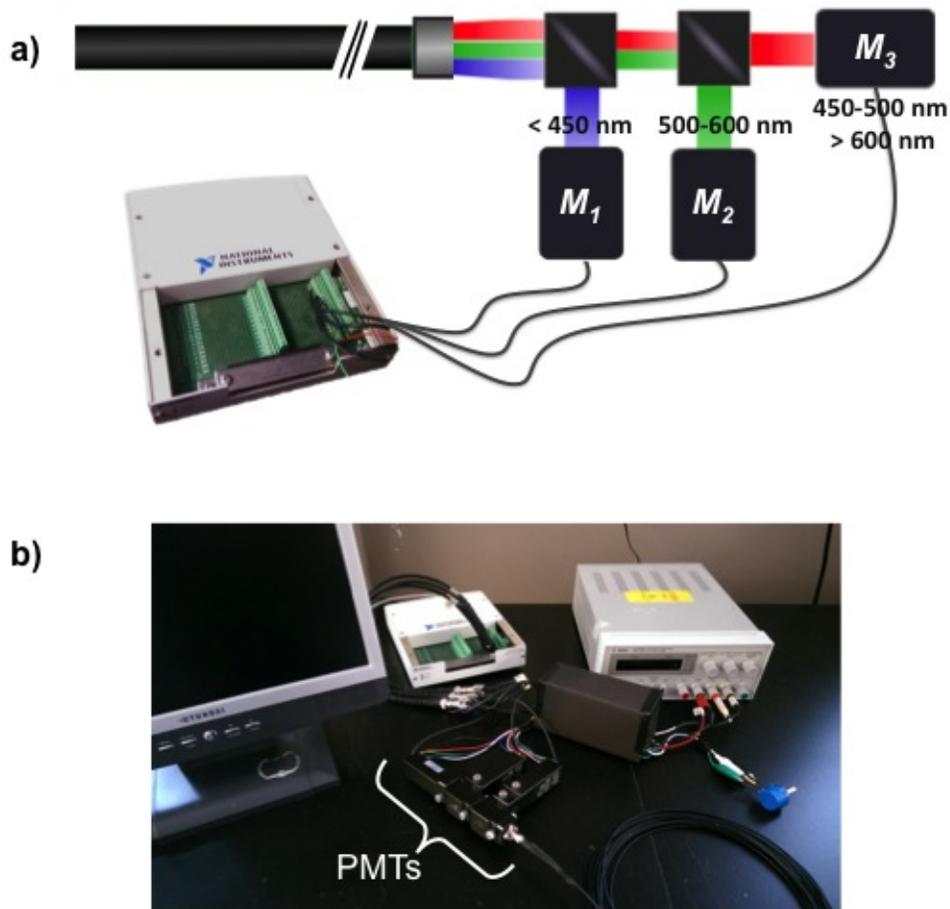


FIGURE 3.1 – Schéma (a) et photo (b) du système de photodétecteur à 3 canaux.

D'abord, deux miroirs dichroïques (A10034-03, A10034-05 ; Hamamatsu) sont placés à l'extrémité proximale de la chaîne optique afin de séparer le signal en trois canaux de mesure. De plus, un filtre optique (A10033-71, Hamamatsu) est ajouté à la suite d'un de ces miroirs, tout juste avant l'entrée du PMT, de manière à mieux définir la plage de longueurs d'onde mesurée par chacun des trois PMTs. Les trois canaux de mesures couvrent approximativement 1) le bleu ( $< 450$  nm), 2) le vert (500-600 nm) et 3) le rouge (450-500 nm et  $> 600$  nm) (Fig 3.2). Les composantes optiques ont été choisies par optimisation dans le cadre du projet de maîtrise de Cédric Laliberté-Houdeville (MSc Université Laval, 2016). En fait, les efficacités en longueur d'ondes de toutes les possibilités de miroirs dichroïques, filtres ou PMTs du fabricant sont connues. L'objectif est donc d'obtenir une efficacité totale des composantes en fonction des longueurs d'onde correspondant avec la réponse spectrale du détecteur mesurée au chapitre 2.

En deuxième lieu, le signal lumineux est converti en signal électrique par les PMTs. Ces modules de PMTs incluent un tube photomultiplicateur à boîtier métallique, une source de haute tension à faible consommation et un circuit diviseur de voltage pour distribuer la tension à

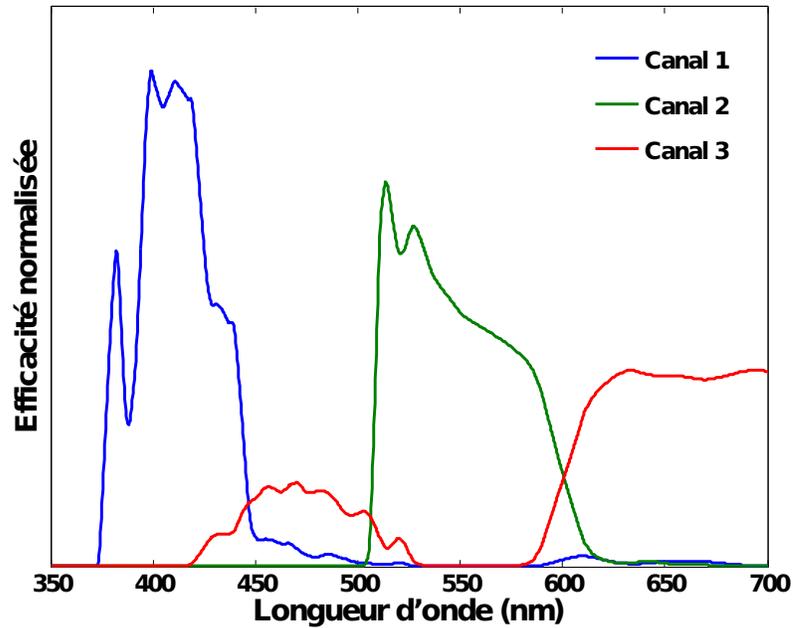


FIGURE 3.2 – Efficacité des trois canaux de mesures.

chaque dynode [66]. En fait, à l'intérieur d'un PMT, chaque photon atteignant la photocathode produit un électron selon son efficacité quantique intrinsèque. Cet électron va ensuite frapper les dynodes en cascade créant plusieurs électrons secondaires sur son passage [23, 44]. Les électrons sont accélérés par la différence de potentiel entre la cathode et l'anode. Cela provoque la multiplication des électrons. Par conséquent, le signal sera amplifié d'un facteur allant jusqu'à  $10^6$  selon la tension de gain appliquée (0,5 - 1,1 V). Les PMTs utilisés sont les modèles de Hamamatsu H10722-210 pour les deux premiers canaux et H10722-21 pour le troisième canal [66]. Ces modules requièrent une alimentation de  $\pm 5$  V. La sortie maximale possible est de 4 V pour une résistance de 10 k $\Omega$ .

Finalement, le signal électrique est lu par une carte d'acquisition ou un électromètre. La carte d'acquisition utilisée DAQPad-6015 de National Instruments possède 2 sorties et 16 entrées analogiques de 16 bits. La lecture est possible entre  $\pm 0,05$  et  $\pm 10$  V [67]. L'analyse du signal est ensuite effectuée avec LabVIEW de National Instruments. La sensibilité de mesure de cette carte d'acquisition a été jugée insuffisante à de faibles débits de dose, les mesures de signal électrique ont donc aussi été effectuées par deux électromètres SuperMAX de Standard Imaging, chaque électromètre possédant seulement deux canaux d'entrée. Dans ce cas, l'analyse du signal est réalisée avec un programme maison sur MATLAB. La valeur maximale lue par l'électromètre est de 500 nA, tandis que la valeur minimale est de 1 pA (mode de lecture *High Range*).



FIGURE 3.3 – Fantôme maison de PMMA [6].

### 3.1.1 Méthode

Pour chacun des détecteurs, l'extrémité distale est dépouillée de sa gaine épaisse et recouverte d'une peinture noire opaque. Ainsi, les détecteurs peuvent être insérés dans un cathéter de 1,1 cm de rayon interne. Les cathéters utilisés ont une longueur de 30 cm (modèle 15G de Best Medical). Afin de reproduire les conditions dosimétriques requises pour le calcul de la dose du TG-43, toutes les mesures sont réalisées de telle façon que la source et le détecteur sont entourés de 20 cm d'eau isotropiquement. De plus, pour s'assurer de la justesse et la reproductibilité de la distance entre la source et le détecteur, les cathéters sont insérés dans un fantôme maison de PMMA consistant en deux gabarits d'insertion de cathéters de  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  et distancés de 20 cm (Fig. 3.3). De cette façon, la source se déplace toujours parallèlement au détecteur. Ce fantôme est placé dans une cuve d'eau de dimension  $32 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$  (Fig. 3.4). Des plaques d'eau solide sont ajoutées afin d'obtenir un milieu d'eau ayant des dimensions minimales de 20 cm.

Les positions d'arrêt de la source sont les suivantes :

- 1) La source est positionnée à  $90^\circ$  du scintillateur distal ;
- 2) La source est positionnée à égale distance des deux scintillateurs ;
- 3) La source est positionnée à  $90^\circ$  du scintillateur proximal ;
- 4) La source est positionnée loin des deux scintillateurs.

Ces positions sont décrites selon la géométrie du TG-43 (Fig. 1.7).

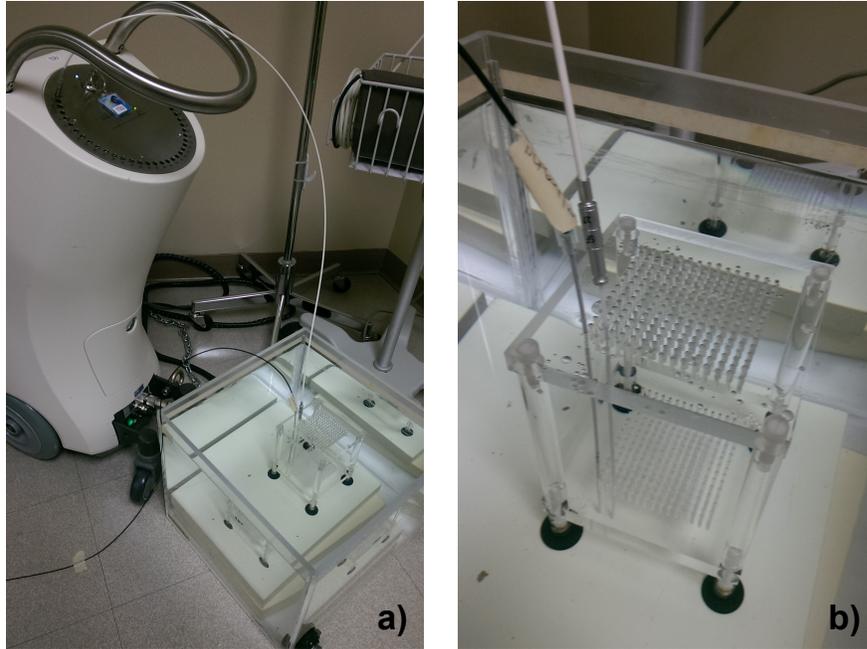


FIGURE 3.4 – Montage expérimental avec le détecteur et la source.

Afin de diminuer le débit de dose à chacun des points de mesure, le cathéter contenant la source et celui du détecteur sont distancés de 0,5 jusqu'à 10 cm. La sensibilité et la dose à chaque point est calculée selon la méthode présentée dans la section 3.2 et 1.3.1 respectivement, pour un détecteur de référence et les détecteurs 2-points choisis au chapitre précédent. Le détecteur de référence correspond à un scintillateur vert BCF-60 de 3 mm. Les détecteurs 2-points sont quant à eux composés de 4 mm de BCF-60 et 3 mm de BCF-10 pour le premier détecteur tandis que le second est fait de cQDs et de 3 mm de BCF-10. Dans les deux cas, les scintillateurs sont séparés de 24 mm de fibre claire.

## 3.2 Sensibilité

La sensibilité du photodétecteur est évaluée avec le détecteur de référence à 1-point pour les cas où le signal est mesuré avec la carte d'acquisition et avec un électromètre. Par contre, pour les détecteurs 2-points, la sensibilité est mesurée avec l'électromètre uniquement. Le rapport signal sur bruit ( $SNR$ ) et le coefficient de variation du signal ( $CV$ ) sont calculés pour chaque position de détecteur. Ces deux quantités sont définies comme :

$$SNR = \frac{\mu_{signal}}{\sigma_{signal}} \quad (3.1)$$

$$CV = \frac{1}{SNR} \quad (3.2)$$

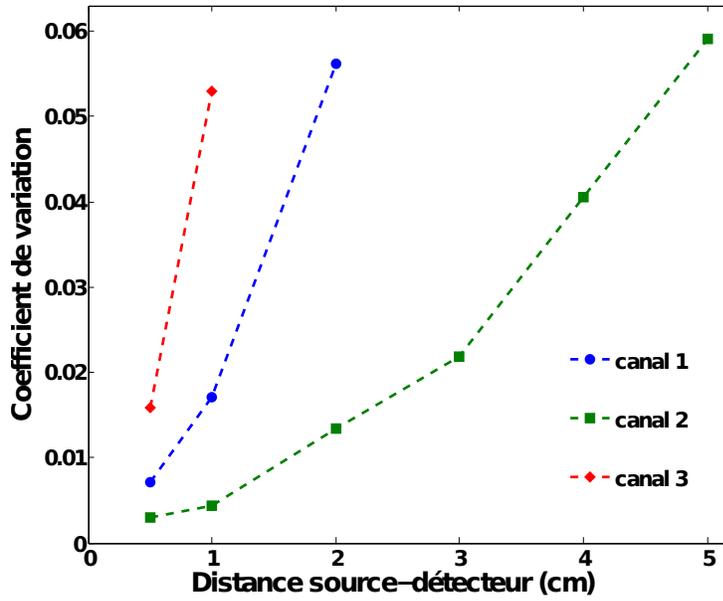


FIGURE 3.5 – Coefficient de variation du détecteur de référence 1-point en fonction du débit de dose reçu avec la carte d'acquisition.

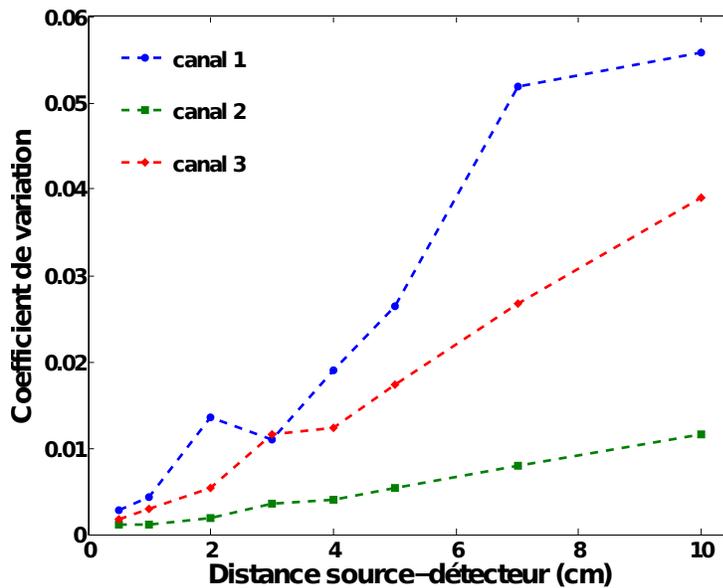


FIGURE 3.6 – Coefficient de variation du détecteur de référence 1-point en fonction du débit de dose reçu avec l'électromètre.

avec  $\mu$  étant la moyenne et  $\sigma$  l'écart-type du signal pour un intervalle de mesure de 60 secondes.

Selon le critère de Rose, le  $SNR$  minimal permettant d'identifier un objet est de 5 [68]. Dans le cadre de ce projet, un  $SNR$  de 5 correspondant à un  $CV$  de 0,2 sera la valeur limite de sensibilité minimale considérée.

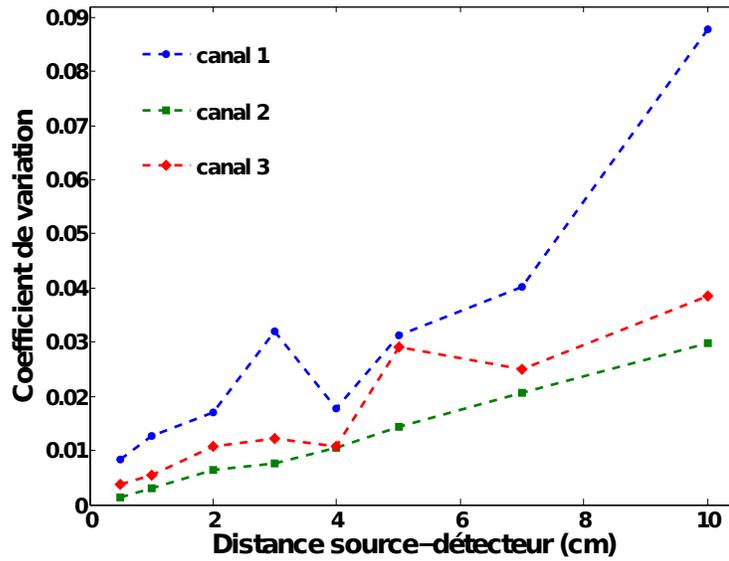


FIGURE 3.7 – Coefficient de variation du détecteur 2-points BCF-60 & BCF-10 en fonction du débit de dose reçu avec l'électromètre.

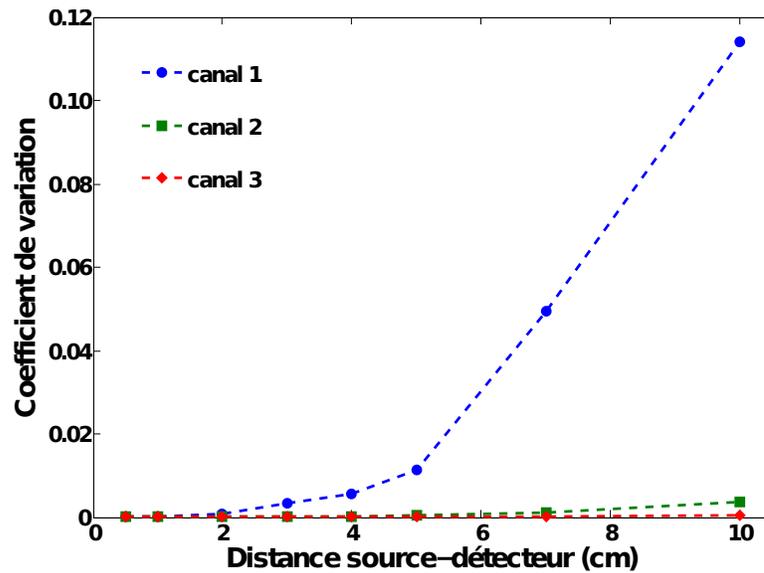


FIGURE 3.8 – Coefficient de variation du détecteur 2-points cQDs & BCF-10 en fonction du débit de dose reçu avec l'électromètre.

### 3.2.1 Détecteur à 1-point

Dans le système de photodétecteur, le canal vert semble récolter le plus de signal, tandis que le canal bleu est le moins performant. Pour le détecteur à 1-point seulement, le signal varie entre 0,001 et 1 V avec la carte d'acquisition et entre 0,01 et 100 nA avec l'électromètre. La carte d'acquisition n'est pas assez sensible pour mesurer un signal de l'ordre du mV et le coefficient de variation des canaux augmente rapidement (Fig. 3.5). En fait, seul le canal vert est assez sensible pour mesurer une valeur de tension au delà de 2 cm de distance entre la source et le détecteur. Toutefois, ce canal est rapidement limité à 5 cm. Pour optimiser l'utilisation de cette carte d'acquisition, un pré-amplificateur devrait être ajouté à la sortie des PMTs. Cela permettrait de multiplier la tension de sortie des PMTs qui est normalement maximale à 4 V. Ce signal amplifié devra être au maximum de 10 V, qui est la limite supérieure d'entrée de la carte d'acquisition.

En utilisant l'électromètre pour la lecture du courant de sortie du détecteur à 1-point, la sensibilité est augmentée (Fig. 3.6). Le canal bleu est le moins sensible avec un coefficient de variation allant jusqu'à 6%. Le canal rouge a un coefficient de variation de moins de 4% tandis que le canal vert a un coefficient de variation de moins de 1% jusqu'à 10 cm. Donc, ce détecteur a une sensibilité suffisante jusqu'à 10 cm avec un coefficient de variation jusqu'à 6%, étant limité par le canal le moins performant.

### 3.2.2 Détecteurs à 2-points

Dans le cas des détecteurs 2-points, le signal récolté est environ 10 fois plus faible qu'avec le détecteur de référence à 1-point. En effet, la tension lue par la carte d'acquisition varie entre 0,001 et 0,1 V, tandis que le courant lu par l'électromètre varie entre 0,01 et 10 nA. Cette diminution du signal est due en partie au scintillateur proximal, qui ajoute à la chaîne optique deux interfaces que le signal lumineux doit traverser. D'après Ayotte et *al.*, il y aurait une perte d'environ 10 à 15% à chaque interface [69]. De plus, ce signal lumineux produit par le scintillateur proximal a une probabilité non-nulle de se diriger vers le scintillateur distal.

Le premier détecteur constitué des scintillateurs plastiques BCF-60 & BCF-10 démontre une sensibilité semblable au détecteur de référence ; le canal bleu étant le moins sensible montre un coefficient de variation jusqu'à 9% (Fig. 3.7). Donc, le détecteur 2-points à scintillateurs plastiques a une sensibilité suffisante jusqu'à 10 cm.

Par contre, dans le cas du deuxième détecteur cQDs & BCF-10, le coefficient de variation du canal bleu augmente jusqu'à 200 fois en comparaison avec le détecteur de référence est évalué à près de 4% à partir de 3 cm seulement (Fig. 3.8). En fait, ce détecteur a un signal de sortie jusqu'à deux fois plus faible que le détecteur BCF-60 & BCF-10. Ce faible signal a pour conséquence de diminuer le rapport signal sur bruit. Comme les cQDs répondent mieux à basse énergie, les canaux vert et rouge récoltent plus de signal. De plus le BCF-10 contribue

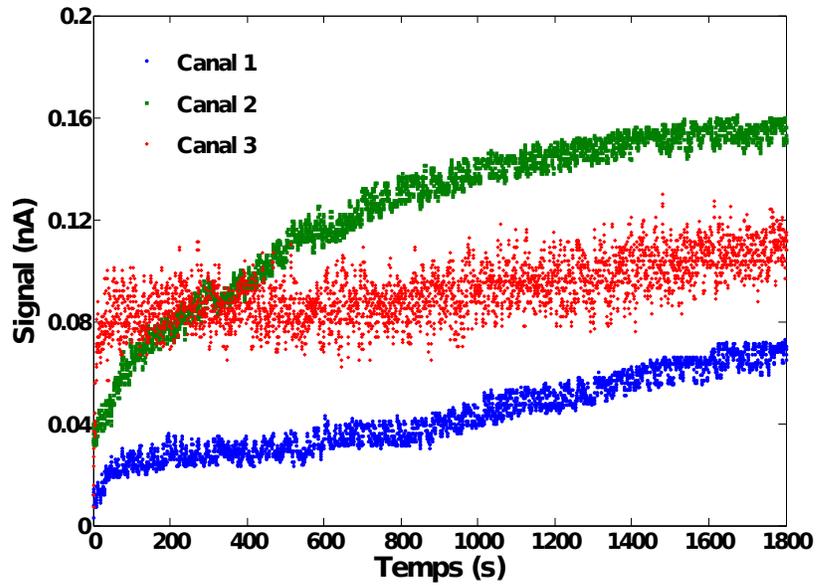


FIGURE 3.9 – Stabilité du signal mesuré dans les 3 canaux avec l'électromètre immédiatement après le branchement.

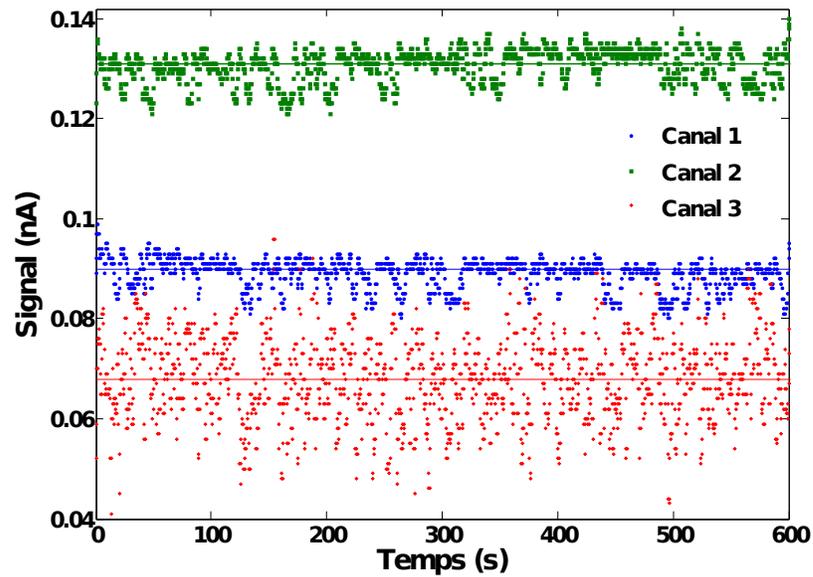


FIGURE 3.10 – Stabilité du signal mesuré dans les 3 canaux avec l'électromètre, 30 minutes après le branchement.

aussi aux canaux vert et rouge. C'est pourquoi le canal bleu montre un coefficient de variation élevé en comparaison aux deux autres canaux. Pour ces raisons, ce détecteur sera exclu de l'étude de dosimétrie présentée à la section 3.4.

### 3.3 Stabilité

La stabilité du signal et du bruit a été évaluée pour les trois canaux. Comme pour les mesures de dosimétrie absolue, ces mesures de stabilité sont effectuées avec l'électromètre. Lorsque le système d'alimentation du photodétecteur est branché tout juste avant une mesure, le signal prend environ de 20 à 30 minutes avant de se stabiliser (Fig. 3.9). Lorsque le système de photodétecteur est alimenté 20 minutes avant une mesure, le signal est stable (Fig. 3.10). En effet, pour les trois canaux, la variance du signal est de 5% en moyenne. En fait, c'est la température des PMTs qui doit se stabiliser. Donc, pour optimiser le signal et ainsi diminuer les erreurs, le système de photodétecteur doit être branché au minimum 30 minutes avant la première mesure.

### 3.4 Dosimétrie absolue

Le débit de dose est mesuré à la suite de la calibration de chacun des détecteurs. Cette calibration permet de mesurer les facteurs associés à chaque scintillateur et pour chacun des canaux de mesure. Le débit de dose théorique est ensuite calculé, basé d'après le formalisme du TG-43 expliqué dans la section 1.3.2. Ces débits de dose mesurés et calculés sont finalement comparés.

#### 3.4.1 Calcul d'incertitudes

En curiethérapie, le débit de dose varie rapidement en fonction de la distance. Une simple erreur de positionnement de la source ou du détecteur peut entraîner une propagation d'erreur importante sur le calcul de la dose. C'est pourquoi l'incertitude sur le débit de dose a été évaluée à partir des incertitudes de positions du détecteur en  $r$  et  $z$ . La variable  $r$  correspond au positionnement dans le plan transverse aux cathéters tel qu'utilisé dans le formalisme du TG-43 (Fig. 1.7), tandis que la variable  $z$  correspond au positionnement selon l'axe longitudinal des cathéters. La méthode de calcul d'incertitudes utilisée est basée sur celle précédemment proposée par Andersen et *al.* [31]. Cette technique Monte Carlo considère les coordonnées  $(r, z)$  de la source comme deux distributions normales ayant leur moyenne et écart-type respectifs. En générant aléatoirement des positions  $r, z$  selon leur distribution normale respectives, le débit de dose est calculé par la méthode présentée dans le TG-43. Cette étape est répétée à des milliers de reprises pour en calculer l'incertitude. Selon l'incertitude choisie en  $r$  et  $z$ , la propagation d'erreur est illustrée dans la figure 3.11. L'erreur sur la position du détecteur, c'est-à-dire l'écart-type de chaque distribution normale, a été choisie comme étant de 0,2 mm en  $r$  dans l'axe transverse et de 0,4 mm en  $z$  dans l'axe longitudinal de la source [6]. Ces incertitudes de position tiennent compte de la construction du fantôme, c'est-à-dire de la précision des trous d'insertion de cathéters et de l'alignement des deux gabarits. Ces écarts-type considèrent aussi l'incertitude de positionnement de la source dans les cathéters et tubes

de transfert.

Cette étude de propagation des erreurs permet de démontrer que l'incertitude sur le débit de dose atteint 50% lorsque la distance source-détecteur est en deça de 1 cm (Fig. 3.11). Afin de réduire l'erreur sur le calcul de dose, il est préférable d'effectuer la calibration du détecteur à une distance où l'erreur due au positionnement est moins grande. Par contre, si la calibration est faite à une distance plus élevée où l'erreur de positionnement est moins importante, le signal sera très faible. Le défi est de trouver un juste milieu entre un minimum d'erreur provenant du positionnement du détecteur et un maximum de signal. Pour les mesures de dosimétrie à 1 et 2-points, la calibration a été effectuée à une distance de 3 cm.

### 3.4.2 Détecteur 1-point de référence

Le détecteur 1-point sert à valider la calibration ainsi que la méthode de calcul matriciel. À première vue, le débit de dose mesuré semble correspondre au débit de dose calculé par TG-43. En fait, l'erreur se situe entre -4,0% et +1,8% pour une distance entre 1 et 10 cm. En comparaison, les détecteurs testés précédemment par d'autres groupes de recherche démontraient un écart de  $\pm 3\%$  entre 1 et 10 cm de distance [39]. Par contre, à une distance inférieure à 1 cm, l'erreur s'élève à 12%. Cet écart, qui peut sembler énorme, est acceptable considérant l'incertitude de débit de dose dû à l'incertitude de positionnement s'élevant à plus de 50% à cette distance.

### 3.4.3 Détecteur 2-points

Le calcul de dosimétrie à 2-points a été effectué avec le détecteur BCF-60 & BCF-10. L'écart de dose est compris entre  $\pm 5\%$  pour les deux points de mesure à une distance inférieure à 5 cm. Par contre, l'erreur de dose atteint  $\pm 8\%$  lorsque la source est éloignée du détecteur d'une distance de 7 et 10 cm pour les deux scintillateurs. Précédemment, Therriault-Proulx et *al.* ont obtenu des écarts de dose en deça de 12% pour un prototype de détecteur à 3-points pour une distance radiale de 3 cm [43]. Ce détecteur offre donc une meilleure sensibilité ainsi qu'une plus grande justesse de mesure que le précédent prototype. Par contre, la méthode de calibration pourrait être optimisée pour des applications en curiethérapie HDR.

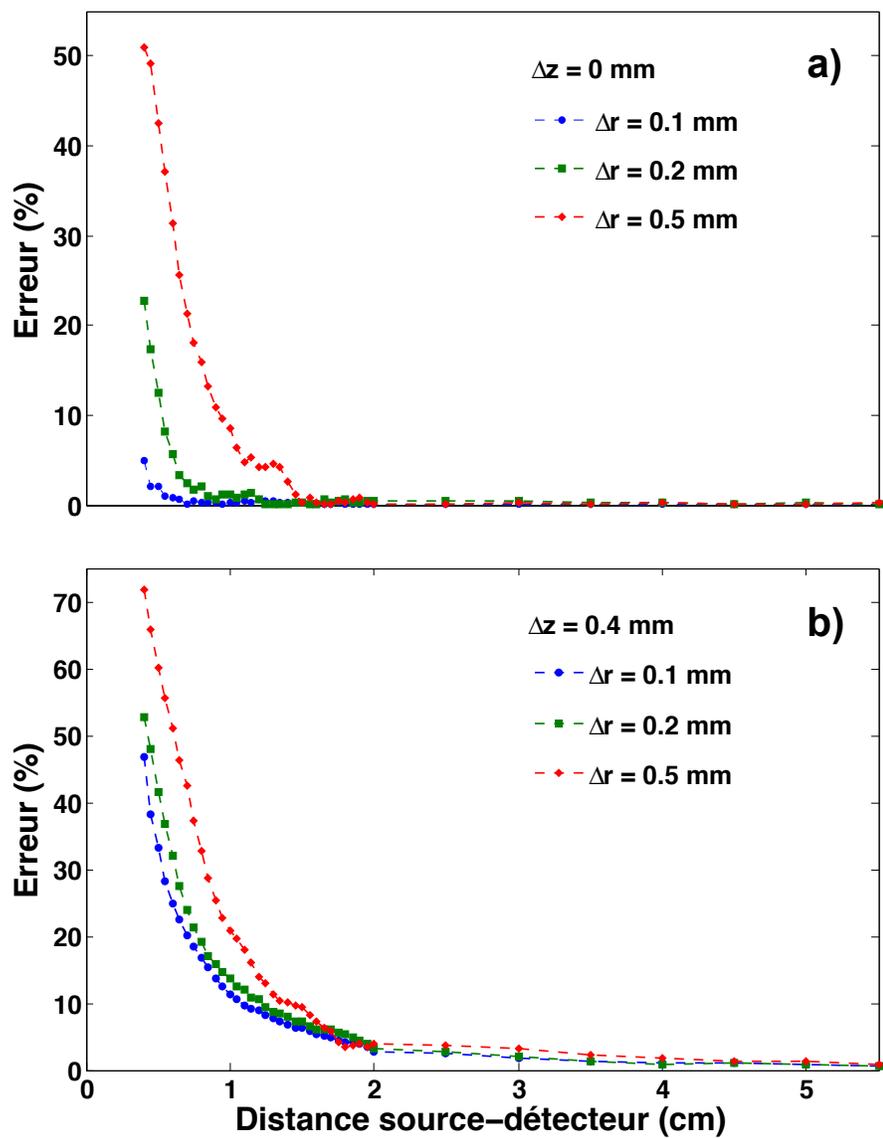


FIGURE 3.11 – Pourcentage d’erreur sur le calcul de débit de dose du TG-43 considérant une incertitude de positionnement de la source et du détecteur de 0,1 ; 0,2 et 0,5 mm en  $r$  et a) 0 mm et b) 0,4 mm en  $z$ .

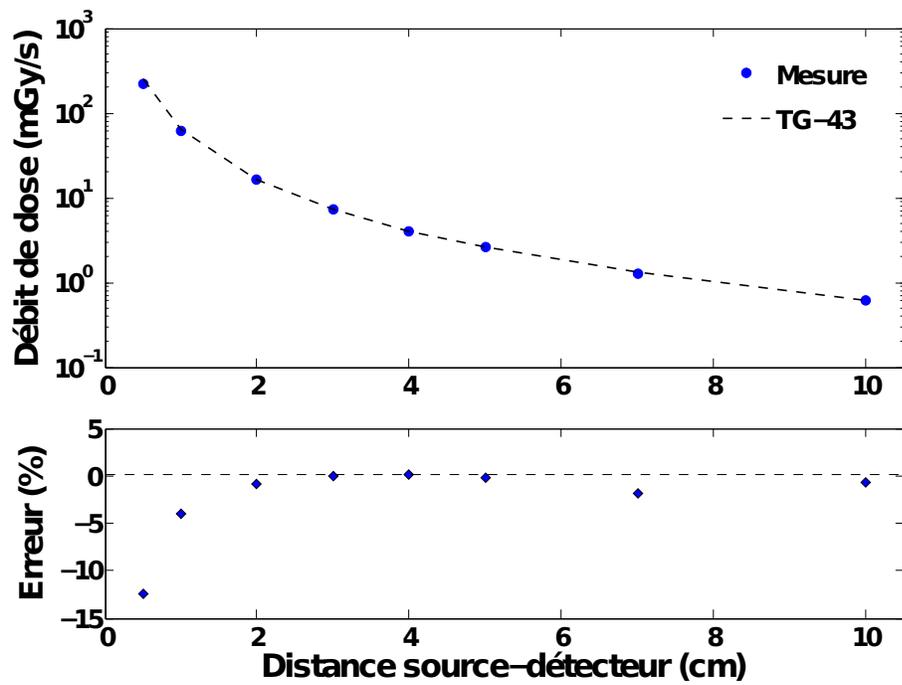


FIGURE 3.12 – Débit de dose mesurés et calculés par TG-43 pour le détecteur 1-point selon la distance entre la source et le détecteur de référence et l’erreur respective.

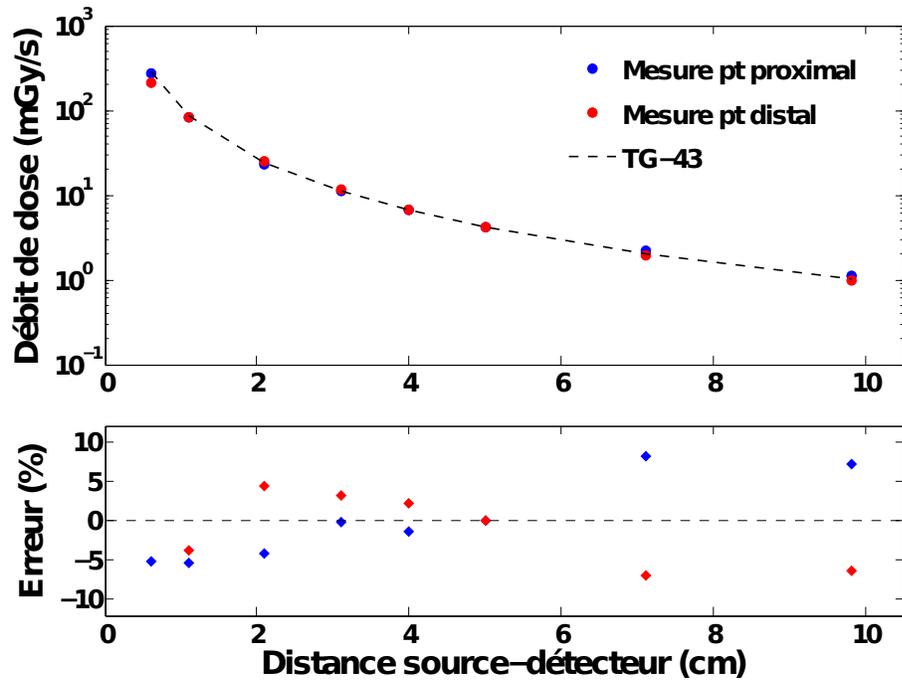


FIGURE 3.13 – Débit de dose mesurés et calculés par TG-43 pour le détecteur 2-points BCF-60 & BCF-10 selon la distance entre la source et le point de mesure avec l’erreur respective.



## Chapitre 4

# Conclusion

L'objectif principal de ce projet était d'élaborer un détecteur capable de mesurer la dose à plusieurs points simultanément avec une sensibilité suffisante pour des applications en curiethérapie à haut débit de dose. Pour ce faire, la première partie du projet a permis de faire la caractérisation spectrale d'un détecteur à 2-points. Les combinaisons de composantes scintillantes optimales choisies ont permis de construire les détecteurs à 2-points. Ensuite, la seconde partie du projet portait sur la caractérisation du système de photodétecteur. La stabilité et la sensibilité ont été évaluées. De plus, la dose a pu être mesurée utilisant les détecteurs 2-points choisis précédemment.

**Caractérisation spectrale d'un détecteur à 2-points** — Dans un premier temps, les combinaisons de 2-points utilisant six différents scintillateurs ont été étudiées. La proportion du signal de chaque composante ainsi que les interactions entre les scintillateurs ont été mesurées avec un spectromètre. Cela a permis d'arriver à la conclusion générale que les composantes ayant un spectre d'émission de plus hautes longueurs d'onde doivent être placés en position distale. De cette façon, la transmission du signal lumineux provenant du scintillateur distal est maximisé.

De plus, le scintillateur inorganique ZnSe(Te) a été caractérisé dans des conditions dosimétriques. Il en ressort que ce cristal a une dépendance angulaire, en énergie et en débit de dose qui sont indésirables pour des applications de dosimétrie *in vivo*. Ces résultats ont permis de soulever plusieurs questionnements à propos de son comportement à bas débit de dose et a permis d'amener des pistes de recherche qui restent à explorer.

À ce premier chapitre, il en résulte trois combinaisons optimales de 2-points, en terme de collection de lumière. Par contre, la combinaison avec le scintillateur inorganique ZnSe(Te) a été rejetée pour les raisons mentionnées auparavant. Donc, les combinaisons retenues pour la deuxième partie du projet sont :

- 1) BCF-60 distal et BCF-10 proximal
- 2) cQDs distal et BCF-10 proximal

**Caractérisation du système multi-PMTs** — Dans un deuxième temps, les combinaisons à 2-points du premier chapitre ont été construites et testées pour un nouveau système de photodétecteur à trois PMTs. Dans ce système multi-PMTs, l'utilisation de la carte d'acquisition testée a été abandonnée à cause de sa faible sensibilité. La lecture s'est donc fait utilisant un électromètre à deux canaux de mesure résultant à une sensibilité suffisante jusqu'à 10 cm de distance entre la source et le détecteur.

La sensibilité du détecteur à 1-point de même que pour le détecteur 2-points BCF-60 & BCF-10 a été démontrée suffisante pour des applications en curiethérapie HDR jusqu'à 10 cm. Par contre, à cause du faible signal du canal bleu, le détecteur 2-points cQDs & BCF-10 a été exclu du calcul de dosimétrie. Le signal dans le canal 1 pourrait être augmentée en utilisant un scintillateur BCF-10 plus long, mais la résolution spatiale serait alors diminuée.

De plus, les mesures de stabilité du système de photodétecteur ont démontré que les PMTs doivent être alimentées au minimum de 30 minutes avant la lecture. Cela permet à la température des PMTs de se stabiliser.

Ensuite, les résultats de dosimétrie ont démontrés que le détecteur de référence peut mesurer le débit de dose jusqu'à 4% entre 1 et 10 cm. Pour le détecteur 2-points BCF-60 & BCF-10, l'erreur de débit de dose se situe plutôt en deça de 8%. Ces résultats concordent avec les études de dosimétrie précédentes utilisant d'autres systèmes de photodétecteur. Par contre, la méthode de calibration devrait être améliorée et optimisée pour des applications en curiethérapie HDR. Une façon d'optimiser la calibration serait d'adapter pour la curiethérapie HDR la technique de calibration dans la plateforme de simulation PSDesigner, développée dans le cadre du projet de maîtrise de Cédric Laliberté-Houdeville [70].

Plusieurs améliorations pourraient être apportées au système de photodétecteur. D'abord, une carte d'acquisition permettrait la lecture des trois canaux simultanément avec un seul appareil. Toutefois, cette carte d'acquisition devra être plus sensible que celle testée dans ce projet, ou encore un pré-amplificateur devra être ajouté à la sortie des PMTs [71]. Cela permettrait d'amplifier le signal sortant avant sa lecture par la carte d'acquisition. En apportant les améliorations nécessaires au système de photodétecteur mentionnées ci-haut, il sera possible d'utiliser ce détecteur durant les traitements de curiethérapie HDR pour en détecter les erreurs éventuelles [72]. Ceci pourrait être d'abord valider sur un fantôme. Ainsi, en introduisant des erreurs durant un traitement typique de prostate, il pourra être possible d'évaluer un seuil de détection d'erreurs pour le détecteur à 2-points [31, 38, 43]. Les erreurs introduites sont par exemple l'inversion de canaux de mesure, l'inversion du branchement cathéters et tubes de transfert, un déplacement d'un ou plusieurs cathéters entre la planification et le traitement,

etc. Ainsi, lorsque le seuil de détection est sélectionné, la mesure de dose en temps réel par le détecteur 2-points aura la capacité d'avertir l'utilisateur de toute différence significative entre la dose mesurée et la dose planifiée.



# Bibliographie

- [1] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, 1964.
- [2] F. H. Attix, *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. New York : Wiley, 1986.
- [3] R. Nath, 2005. Available at <https://www.aapm.org/meetings/05SS/program/Radionuclides.pdf>.
- [4] R. Nath, L. L. Anderson, G. Luxton, K. A. Weaver, J. F. Williamson, and A. S. Meigooni, “Dosimetry of interstitial brachytherapy sources : Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43,” *Medical Physics*, vol. 22, pp. 209–234, Feb. 1995.
- [5] “LEE Filters – Masters of sight,” 2015. Available at <http://www.leefilters.com/index.php>.
- [6] F. Therriault-Proulx, T. M. Briere, F. Mourtada, S. Aubin, S. Beddar, and L. Beaulieu, “A phantom study of an in vivo dosimetry system using plastic scintillation detectors for real-time verification of 192Ir HDR brachytherapy,” *Med Phys*, vol. 38, pp. 2542–2551, May 2011.
- [7] B. Mijnheer, S. Beddar, J. Izewska, and C. Reft, “In vivo dosimetry in external beam radiotherapy,” *Medical Physics*, vol. 40, p. 070903, July 2013.
- [8] K. Tanderup, S. Beddar, C. E. Andersen, G. Kertzscher, and J. E. Cygler, “In vivo dosimetry in brachytherapy,” *Medical Physics*, vol. 40, p. 070902, July 2013.
- [9] A. L. Palmer, “BJR brachytherapy dosimetry special feature,” *BJR*, vol. 87, p. 20140506, July 2014.
- [10] G. Kertzscher, A. Rosenfeld, S. Beddar, K. Tanderup, and J. E. Cygler, “In vivo dosimetry : trends and prospects for brachytherapy,” *The British Journal of Radiology*, vol. 87, no. 1041, p. 20140206, 2014. PMID : 25007037.
- [11] A. S. Beddar, T. R. Mackie, and F. H. Attix, “Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry : II. Properties and measurements,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, p. 1901, Oct. 1992.

- [12] A. S. Beddar, T. R. Mackie, and F. H. Attix, "Water-equivalent plastic scintillation detectors for high-energy beam dosimetry : I. Physical characteristics and theoretical considerations," *Physics in medicine and biology*, vol. 37, no. 10, p. 1883, 1992.
- [13] L. Archambault, A. S. Beddar, L. Gingras, F. Lacroix, R. Roy, and L. Beaulieu, "Water-equivalent dosimeter array for small-field external beam radiotherapy," *Medical Physics*, vol. 34, pp. 1583–1592, May 2007.
- [14] F. Lacroix, L. Archambault, L. Gingras, M. Guillot, A. S. Beddar, and L. Beaulieu, "Clinical prototype of a plastic water-equivalent scintillating fiber dosimeter array for QA applications," *Medical Physics*, vol. 35, pp. 3682–3690, Aug. 2008.
- [15] J.-C. Gagnon, D. Thériault, M. Guillot, L. Archambault, S. Beddar, L. Gingras, and L. Beaulieu, "Dosimetric performance and array assessment of plastic scintillation detectors for stereotactic radiosurgery quality assurance," *Medical Physics*, vol. 39, pp. 429–436, Jan. 2012.
- [16] M. Guillot, L. Beaulieu, L. Archambault, S. Beddar, and L. Gingras, "A new water-equivalent 2d plastic scintillation detectors array for the dosimetry of megavoltage energy photon beams in radiation therapy," *Medical Physics*, vol. 38, pp. 6763–6774, Dec. 2011.
- [17] A.-M. Frelin, J.-M. Fontbonne, G. Ban, J. Colin, M. Labalme, A. Batalla, A. Vela, P. Boher, M. Braud, and T. Leroux, "The DosiMap, a new 2d scintillating dosimeter for IMRT quality assurance : Characterization of two Čerenkov discrimination methods," *Medical Physics*, vol. 35, pp. 1651–1662, May 2008.
- [18] V. Collomb-Patton, P. Boher, T. Leroux, J.-M. Fontbonne, A. Vela, and A. Batalla, "The DOSIMAP, a high spatial resolution tissue equivalent 2d dosimeter for LINAC QA and IMRT verification," *Medical Physics*, vol. 36, pp. 317–328, Feb. 2009.
- [19] L. Archambault, J. Arsenault, L. Gingras, A. S. Beddar, R. Roy, and L. Beaulieu, "Plastic scintillation dosimetry : Optimal selection of scintillating fibers and scintillators," *Medical Physics*, vol. 32, pp. 2271–2278, July 2005.
- [20] J. V. Jelley, "Čerenkov radiation and its applications," *British Journal of Applied Physics*, vol. 6, pp. 227–232, July 1955.
- [21] A. S. Beddar, T. R. Mackie, and F. H. Attix, "Čerenkov light generated in optical fibres and other light pipes irradiated by electron beams," *Phys. Med. Biol.*, vol. 37, p. 925, Apr. 1992.
- [22] L. Archambault, A. S. Beddar, L. Gingras, R. Roy, and L. Beaulieu, "Measurement accuracy and Čerenkov removal for high performance, high spatial resolution scintillation dosimetry," *Medical Physics*, vol. 33, pp. 128–135, Jan. 2006.
- [23] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach*. Springer Science & Business Media, Dec. 2012.

- [24] C. J. Marckmann, C. E. Andersen, M. C. Aznar, and L. Botter-Jensen, "Optical fibre dosimeter systems for clinical applications based on radioluminescence and optically stimulated luminescence from  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$ ," *Radiat Prot Dosimetry*, vol. 120, pp. 28–32, Sept. 2006.
- [25] J. Brumm, "Brachytherapy as a treatment option for prostate cancer : overview and nursing considerations," *Proc (Bayl Univ Med Cent)*, vol. 13, pp. 227–229, July 2000.
- [26] L. J. Korb and M. K. Brawer, "Modern Brachytherapy for Localized Prostate Cancers : The Northwest Hospital (Seattle) Experience," *Rev Urol*, vol. 3, no. 1, pp. 51–62, 2001.
- [27] F. M. Khan, *The Physics of Radiation Therapy : Mechanisms, Diagnosis, and Management*. 3rd ed., 2003.
- [28] A. Gerbault, "The GEC ESTRO handbook of brachytherapy," 2002.
- [29] D. Baltas, L. Sakelliou, and N. Zamboglou, *The Physics of Modern Brachytherapy for Oncology*. CRC Press, Sept. 2006.
- [30] G. Anagnostopoulos, D. Baltas, A. Geretschlaeger, T. Martin, P. Papagiannis, N. Tselis, and N. Zamboglou, "In vivo thermoluminescence dosimetry dose verification of transperineal  $^{192}\text{Ir}$  high-dose-rate brachytherapy using CT-based planning for the treatment of prostate cancer," *International Journal of Radiation Oncology\*Biophysics*, vol. 57, pp. 1183–1191, Nov. 2003.
- [31] C. E. Andersen, S. K. Nielsen, J. C. Lindegaard, and K. Tanderup, "Time-resolved in vivo luminescence dosimetry for online error detection in pulsed dose-rate brachytherapy," *Medical Physics*, vol. 36, no. 11, p. 5033, 2009.
- [32] I. A. Brezovich, J. Duan, P. N. Pareek, J. Fiveash, and M. Ezekiel, "In vivo urethral dose measurements : A method to verify high dose rate prostate treatments," *Medical Physics*, vol. 27, pp. 2297–2301, Oct. 2000.
- [33] J. Lambert, D. R. McKenzie, S. Law, J. Elsey, and N. Suchowerska, "A plastic scintillation dosimeter for high dose rate brachytherapy," *Phys. Med. Biol.*, vol. 51, p. 5505, Nov. 2006.
- [34] L. E. Cartwright, N. Suchowerska, Y. Yin, J. Lambert, M. Haque, and D. R. McKenzie, "Dose mapping of the rectal wall during brachytherapy with an array of scintillation dosimeters," *Medical Physics*, vol. 37, pp. 2247–2255, May 2010.
- [35] B. Reniers, G. Landry, R. Eichner, A. Hallil, and F. Verhaegen, "In vivo dosimetry for gynaecological brachytherapy using a novel position sensitive radiation detector : Feasibility study," *Medical Physics*, vol. 39, pp. 1925–1935, Apr. 2012.
- [36] N. Sahoo, "Measurement of transit time of a remote after-loading high dose rate brachytherapy source," *Medical Physics*, vol. 28, pp. 1786–1790, Aug. 2001.

- [37] E. L. Seymour, S. J. Downes, G. B. Fogarty, M. A. Izard, and P. Metcalfe, “In vivo real-time dosimetric verification in high dose rate prostate brachytherapy,” *Medical Physics*, vol. 38, pp. 4785–4794, Aug. 2011.
- [38] G. Kertzscher, C. E. Andersen, F.-A. Siebert, S. K. Nielsen, J. C. Lindegaard, and K. Tanderup, “Identifying afterloading PDR and HDR brachytherapy errors using real-time fiber-coupled Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:C dosimetry and a novel statistical error decision criterion,” *Radiotherapy and Oncology*, vol. 100, pp. 456–462, Sept. 2011.
- [39] J. Lambert, T. Nakano, S. Law, J. Elsey, D. R. McKenzie, and N. Suchowerska, “In vivo dosimeters for HDR brachytherapy : A comparison of a diamond detector, MOSFET, TLD, and scintillation detector,” *Medical Physics*, vol. 34, pp. 1759–1765, May 2007.
- [40] L. Archambault, T. M. Briere, F. Pönisch, L. Beaulieu, D. A. Kuban, A. Lee, and S. Beddar, “Toward a Real-Time In Vivo Dosimetry System Using Plastic Scintillation Detectors,” *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, vol. 78, pp. 280–287, Sept. 2010.
- [41] F. Therriault-Proulx, L. Archambault, L. Beaulieu, and S. Beddar, “Development of a novel multi-point plastic scintillation detector with a single optical transmission line for radiation dose measurement,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 57, p. 7147, Nov. 2012.
- [42] F. Therriault-Proulx, L. Beaulieu, L. Archambault, and S. Beddar, “On the nature of the light produced within PMMA optical light guides in scintillation fiber-optic dosimetry,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 58, pp. 2073–2084, Apr. 2013.
- [43] F. Therriault-Proulx, S. Beddar, and L. Beaulieu, “On the use of a single-fiber multi-point plastic scintillation detector for 192Ir high-dose-rate brachytherapy,” *Medical physics*, vol. 40, p. 062101, 2013.
- [44] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. Hoboken, N.J : Wiley, 4 edition ed., Aug. 2010.
- [45] T. White, “Scintillating fibres,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 273, no. 2, pp. 820 – 825, 1988.
- [46] M.-E. Lecavalier, M. Goulet, C. N. Allen, L. Beaulieu, and D. Larivière, “Water-dispersible colloidal quantum dots for the detection of ionizing radiation,” *Chemical Communications*, vol. 49, no. 99, p. 11629, 2013.
- [47] J. E. Turner, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*. John Wiley & Sons, Jan. 2008.
- [48] L. Beaulieu, C. Tedgren, J.-F. Carrier, S. D. Davis, F. Mourtada, M. J. Rivard, R. M. Thomson, F. Verhaegen, T. A. Wareing, and J. F. Williamson, “Report of the Task Group 186 on model-based dose calculation methods in brachytherapy beyond the TG-43

- formalism : Current status and recommendations for clinical implementation,” *Medical physics*, vol. 39, no. 10, pp. 6208–6236, 2012.
- [49] M. W. Johns and S. V. Nablo, “Disintegration of  $ir^{192}$  and  $ir^{194}$ ,” *Phys. Rev.*, vol. 96, pp. 1599–1607, Dec 1954.
- [50] L. Archambault, F. Therriault-Proulx, S. Beddar, and L. Beaulieu, “A mathematical formalism for hyperspectral, multipoint plastic scintillation detectors,” *Phys. Med. Biol.*, vol. 57, p. 7133, Nov. 2012.
- [51] F. Therriault-Proulx, S. Beddar, T. M. Briere, L. Archambault, and L. Beaulieu, “Technical Note : Removing the stem effect when performing Ir-192 HDR brachytherapy in vivo dosimetry using plastic scintillation detectors : A relevant and necessary step,” *Medical Physics*, vol. 38, pp. 2176–2179, Apr. 2011.
- [52] C. Moler, “MathWorks : Least Squares,” 2015. Available at <http://www.mathworks.com/moler/leastsquares.pdf>.
- [53] “NDT Resource Center : H<sub>0.5</sub> Value Layer,” 2014. Available at <https://www.nde-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/HalfValueLayer.htm>.
- [54] M. J. Rivard, B. M. Coursey, L. A. DeWerd, W. F. Hanson, M. S. Huq, G. S. Ibbott, M. G. Mitch, R. Nath, and J. F. Williamson, “Update of AAPM Task Group No. 43 Report : A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations,” *Medical Physics*, vol. 31, pp. 633–674, Mar. 2004.
- [55] C. S. Melhus and M. J. Rivard, “Approaches to calculating AAPM TG-43 brachytherapy dosimetry parameters for Cs137, I125, Ir192, Pd103, and Yb169 sources,” *Medical Physics*, vol. 33, pp. 1729–1737, June 2006.
- [56] “The dosimetric impact of heterogeneity corrections in high-dose-rate  $^{192}Ir$  brachytherapy for cervical cancer : Investigation of both conventional Point-A and volume-optimized plans,” vol. 11.
- [57] D. Granero, J. Pérez-Calatayud, E. Casal, F. Ballester, and J. Venselaar, “A dosimetric study on the Ir-192 high dose rate Flexisource,” *Medical Physics*, vol. 33, no. 12, p. 4578, 2006.
- [58] J. Perez-Calatayud, F. Ballester, R. K. Das, L. A. DeWerd, G. S. Ibbott, A. S. Meigooni, Z. Ouhib, M. J. Rivard, R. S. Sloboda, and J. F. Williamson, “Dose calculation for photon-emitting brachytherapy sources with average energy higher than 50 keV : Report of the AAPM and ESTRO,” *Medical Physics*, vol. 39, pp. 2904–2929, May 2012.
- [59] “Saint-Gobain Scintillating Fibers,” 2015. Available at [http://www.crystals.saint-gobain.com/Scintillating\\_Fiber.aspx](http://www.crystals.saint-gobain.com/Scintillating_Fiber.aspx).

- [60] “ZnSe(Te) Scintillation Crystals and its General Characteristics,” 2013. Available at [http://www.mt-berlin.com/frames\\_cryst/crystals\\_frameset1.htm](http://www.mt-berlin.com/frames_cryst/crystals_frameset1.htm).
- [61] “NIST : X-Ray Mass Attenuation Coefficients,” 2015. Available at <http://www.nist.gov>.
- [62] S. Chang, S. Chih, C. Hsiao, B. Lan, S. Wang, Y. Cheng, T. Li, and S. Chang, “Growth and Photoelectric Properties of Twinned ZnSe Te Nanotips,” *IEEE Transactions on Nanotechnology*, vol. 10, pp. 379–384, May 2011.
- [63] P. Schotanus, P. Dorenbos, and V. Ryzhikov, “Detection of CdS(Te) and ZnSe(Te) scintillation light with silicon photodiodes,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, pp. 546–550, Aug. 1992.
- [64] T. J. McMahon, “Dark current transients in thin-film CdTe solar cells,” in *Conference Record of the Twenty-Ninth IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 2002*, pp. 768–771, May 2002.
- [65] “Industrial Fiber Optics : GH-4001,” 2015. Available at <http://i-fiberoptics.com/fiber-detail.php?id=47>.
- [66] “Photosensor module H10722,” 2015. Available at <http://www.hamamatsu.com/eu/en/product/category/3100/3003/3045/H10722-20/index.html>.
- [67] “Portable High-Performance Multifunction DAQ for USB,” 2005. Available at [http://www.ni.com/pdf/products/us/ni\\_daqqad\\_601x.pdf](http://www.ni.com/pdf/products/us/ni_daqqad_601x.pdf).
- [68] J. T. Bushberg, *The Essential Physics of Medical Imaging*. Lippincott Williams & Wilkins, 2002.
- [69] G. Ayotte, L. Archambault, L. Gingras, F. Lacroix, A. S. Beddar, and L. Beaulieu, “Surface preparation and coupling in plastic scintillator dosimetry,” *Medical Physics*, vol. 33, no. 9, p. 3519, 2006.
- [70] C. Laliberte-Houdeville, L. Beaulieu, and L. Archambault, “Th-cd-304-09 : Simple and automatic calibration technique for plastic scintillation dosimeters,” *Medical Physics*, vol. 42, no. 6, pp. 3724–3724, 2015.
- [71] M. Hannula, A. Sakkinen, and A. Kylmanen, “Development of emfi-sensor based pressure sensitive insole for gait analysis,” in *Medical Measurement and Applications, 2007. MEMEA '07. IEEE International Workshop on*, pp. 1–3, May 2007.
- [72] N. Suchowerska, M. Jackson, J. Lambert, Y. B. Yin, G. Hrubby, and D. R. McKenzie, “Clinical Trials of a Urethral Dose Measurement System in Brachytherapy Using Scintillation Detectors,” *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, vol. 79, pp. 609–615, Feb. 2011.