

FRANÇOIS CÔTÉ

CONCEPTION ET RÉALISATION D'UN DOSIMÈTRE À FIBRE SCINTILLANTE EN CURIETHÉRAPIE

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

FACULTÉ DES SCIENCES ET DU GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2007

Résumé

Un détecteur optique à fibre scintillante pour la curiethérapie fut développé au cours de ce projet afin de simplifier les problèmes rencontrés par un physicien faisant face à des cas complexes d'irradiation. Les caractéristiques recherchées sont une grande résolution spatiale et un bon volume sensible possédant des propriétés radiologiques comparables à celles de l'eau. Le détecteur optique à fibre scintillante permet d'effectuer la mesure de profils de dose de faisceaux de photons avec une précision supérieure à 1 %. Le détecteur optique a permis d'obtenir des mesures de rendement en profondeur comparables à celles d'une chambre à ionisation. Ceux-ci représentent une différence de dose maximale de 0,5 % ou de 0,5 cGy entre la chambre à ionisation et le détecteur optique. La reproductibilité de mesure de l'appareil permet en plus de l'utiliser en dosimétrie absolue pour réaliser la mesure de débits de dose de faisceaux de radiation.

Avant-propos

Ce projet de maîtrise croise plusieurs disciplines: la physique bien sûr, mais aussi le génie et la médecine. Sa réalisation m'a procuré une satisfaction sur le plan scientifique et, si le dosimètre à scintillation proposé ici voit éventuellement le jour, j'aurai en plus le plaisir de savoir que j'aurai contribué à améliorer la santé d'autrui. Je remercie chaleureusement mon directeur Luc Beaulieu pour son support durant ma maîtrise.

Finalement, j'exprime ma gratitude au Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie (CRSNG) et l'Institut de recherche en santé du Canada (IRSC) pour leurs soutiens financiers à travers la subvention de recherche de mon directeur de recherche. Sans ce soutien, la réalisation de ce projet de maîtrise n'aurait pas été possible.

Table des matières

Résumé	ii
Avant-propos	iii
Table des matières	iv
Liste des tableaux	vi
Liste des figures	vi

Chapitre 1

Introduction	1
1.1 La radiothérapie	2
1.2 La radioprotection	3
1.3 Dosimétrie	5
1.3.1 La chambre à ionisation	5
1.3.2 Les films radiographiques	6
1.3.3 Les détecteurs à semi-conducteurs (diode)	7
1.3.4 Les dosimètres thermoluminescents	7
1.3.5 Les détecteurs à scintillation	8
1.4 La curiethérapie	8
1.4.1 Curiothérapie à bas débit	8
1.4.2 Curiothérapie à haut débit	8
1.5 Problèmes actuels en dosimétrie	9
1.6 Dosimétrie par scintillateurs plastiques	11
1.6.1 Principe physique de la scintillation	11
1.6.1 Rayonnement Čerenkov	13
1.6.2 Solution à l'effet Čerenkov	13
1.6.3 La fibre scintillante	14
1.7 But du projet	15

Chapitre 2

Photodiode	16
2.1 Théorie de la diode	17
2.1.1 Caractéristiques électriques d'une photodiode	19
2.1.2 Caractéristiques optiques	21
2.1.3 Circuits associés aux photodiodes	21
2.2 La régulation de procédé	22
2.2.1 L'identification du procédé	24
2.2.2 Identification paramétrique	24
2.3 Les méthodes de conception de régulateur	25
2.3.1 Conception du régulateur	25

Chapitre 3

Fonctionnement du dosimètre optique	26
3.1 Partie optique.....	26
3.1.1 Interface milieu/scintillateur	27
3.1.2 Interface scintillateur/fibre optique	27
3.1.3 Perte de signal dans la fibre optique.....	28
3.1.4 L'effet de Čerenkov	29
3.1.5 Interface fibre optique/photodétecteur	29
3.2 Partie électronique.....	30
3.2.1 Contre-réaction.....	30
3.2.2 Courant de fuite.....	30
3.2.3 Gain en tension.....	31
3.3 Partie régulation	31
3.4 Partie logiciel.....	34
3.4.1 Temps mort associé au Co-60	36
3.4.2 Temps d'intégration	37

Chapitre 4

Mesures expérimentales	38
4.1 Effet de la température	38
4.1.1 Reproductibilité du signal	38
4.1.2 Coefficient de variation PDNC / PDC pour différentes températures	40
4.1.3 Facteur de température	44
4.2 Effet de la fibre optique.....	45
4.2.1 Distance au foyer.....	45
4.2.2 Torsion	48
4.2.3 Rotation	45
4.3 Effet de la ventilation	49
4.4 Étalonnage absolu	52

Chapitre 5

Conclusion.....	53
Annexes.....	56
Bibliographie.....	66

Liste des figures

Figure 1.1 : Processus de luminescence induit par la présence de dopants spécifiques dans les cristaux inorganiques.....	11
Figure 1.2 : Processus de luminescence induit par la présence de niveaux excités moléculaires dans certaines molécules organiques.....	12
Figure 1.3 : Courbe de spectre des scintillateurs BCF-12.....	14
Figure 2.1 : Courbe de spectre du photo-détecteur.....	17
Figure 2.2 : Structure d'une photodiode.....	18
Figure 2.3 : Coupe transversale d'une photodiode PIN.....	19
Figure 2.4 : Symbole d'une photodiode à gauche et son circuit équivalent à droite.....	19
Figure 2.5 : Circuit d'un ampli-opérationnelle en mode transimpédance suivi d'un autre ampli-opérationnelle en mode non inverseur.....	22
Figure 2.6 : Système asservi en boucle fermée.....	22
Figure 3.1 : Illustrations de la réalisation du dosimètre optique à fibre scintillante en curiethérapie.....	26
Figure 3.2: Les effets de bruits.....	27
Figure 3.3 : Schéma du cône de lumière issu de la fibre optique sur le photodétecteur...	28
Figure 3.4 : Schéma de la distance optimale.....	29
Figure 3.5 : Carte d'acquisition NI-DAQ-6015.....	32
Figure 3.6 : Module de pompage de chaleur à effet Peltier : principe de fonctionnement.....	33
Figure 3.7: Cylindre fileté avec un trou percé en V et au centre utilisé avec une vis de téflon percé au centre.....	33
Figure 3.8: Programmes d'acquisition, de commande des transistors et des régulateurs.....	35
Figure 3.9 : Temps mort de la tension en fonction du temps.....	37
Figure 4.1 : Densité de probabilité en fonction de la tension pour différentes températures pour la reproductibilité du signal.....	39
Figure 4.2 : Coefficient de variation σ/X pour différentes températures.....	40
Figure 4.3 : Densité de probabilité en fonction de la tension pour différentes températures du photodétecteur collecteur (PDC).....	41
Figure 4.4 : Densité de probabilité en fonction de la tension pour différentes températures du photodétecteur non-collecteur (PDNC).....	42
Figure 4.5 : Différence entre le coefficient de variation σ/X du photodétecteur collecteur (PDC) et le photodétecteur non collecteur (PDNC) pour différentes températures..	43
Figure 4.6 : Facteur de température en fonction de différentes températures.....	45
Figure 4.7: Représentation de la jonction des trois couleurs du photodétecteur MCS3AT...	46
Figure 4.8: Tension en fonction de la distance de la fibre scintillante de la photodiode bleue.....	46
Figure 4.9 : Gain de la tension relative pour une distance fibre-photodétecteur de 1,2 mm.....	47
Figure 4.10 : Différence d'intensité relative en fonction de la torsion.....	48
Figure 4.11: Rotation de la fibre optique à la jonction du photodétecteur.....	49
Figure 4.12 : Tension en fonction du numéro de la mesure pour la couleur verte au TS-150 à 150 KV.....	50
Figure 4.13 : Tension en fonction du numéro de la mesure pour la couleur rouge au TS-150 à 150 KV.....	51

Figure 4.14 : Tension en fonction du numéro de la mesure pour la couleur rouge au TS-150 à 150 KV	51
Figure 4.15 : Différence en tension relative en fonction des différentes couleurs pour l'effet de ventilation à 150 KV.....	52
Figure 4.16 : Rendement en profondeur du détecteur optique calibré avec une chambre à ionisation de type Farmer	53
Figure B.1: Design du circuit électronique	59
Figure D.1: Circuit d'instrumentation.....	64

Liste des tableaux

Tableau 3.1 : Mesure du temps mort.....	35
Tableau 4.1 : La moyenne et l'écart-type en fonction de la température.....	39
Tableau 4.2 : La moyenne et l'écart-type pour chaque photodétecteur en fonction de la température.....	42
Tableau 4.3 : Mesure de la calibration du détecteur optique avec la chambre à ionisation Farmer	54

Chapitre 1

Introduction

La recherche sur les des dosimètres à scintillation n'est pas récente. Ces appareillages sont constitués d'un morceau de scintillateur plastique, convertissant la dose absorbée en lumière. Celle-ci est guidée, au moyen d'une fibre optique, vers un photodétecteur permettant d'acquérir un signal électrique exploitable. La principale difficulté est relative à l'existence du rayonnement Čerenkov, induit par les rayonnements incidents dans la fibre optique de guidage et dans le scintillateur. Ce rayonnement produit une lumière d'aspect bleuté qui s'ajoute à la lumière issue du scintillateur, faussant ainsi toute mesure directe de cette lumière.

Dans le cadre de ce projet, la conception d'un détecteur optique, en curiethérapie, utilisant une fibre scintillante était recherchée. La fibre scintillante sera éventuellement insérée dans un cathéter qui sera fixé sur ou à l'intérieur d'un organe comme la prostate ou le sein. Mais avant tout, il est important de s'assurer du bon fonctionnement du détecteur.

Dans ce mémoire sera présentée la conception d'un dosimètre à fibre scintillante en curiethérapie adapté à la mesure de rayonnement ionisant délivré par les appareils de radiothérapie. Un dosimètre à fibre scintillante capable de mesurer les faisceaux de radiation en milieu hospitalier sera proposé.

Pour débiter, il y aura exposition des éléments de dosimétrie nécessaires à la compréhension de notre exposé. Nous insisterons en particulier sur l'importance de ces mesures en radiothérapie.

1.1 La radiothérapie

La radiothérapie est une technique de traitement basée sur les rayonnements ionisants pour soigner les patients atteints d'un cancer. L'objectif est d'administrer une dose létale pour les tissus cancéreux, sans pour autant endommager les tissus sains avoisinants [1].

Suite à la découverte des rayonnements ionisants, la pratique a vu le jour à la fin du XIX^e siècle. De nos jours, l'utilisation des sources radioactives est toujours d'actualité dans le traitement de certains cancers. Cependant, l'essor des accélérateurs a permis d'obtenir de grande de souplesses dans les techniques de traitements. Cette souplesse permet l'optimisation des traitements appliqués aux patients, mais en contrepartie, cette utilisation nécessite une parfaite connaissance des rayonnements délivrés par l'appareil selon les diverses conditions d'exploitation. Ainsi, les techniques d'irradiation se sont complexifiées depuis les débuts de la radiothérapie.

L'application thérapeutique de radiation aux tumeurs cancéreuses se nomme la radiothérapie. Le but de cette méthode thérapeutique consiste à déposer une dose précise de radiation dans le volume tumoral tout en minimisant les dommages causés aux tissus sains afin de contrôler la maladie et d'augmenter la qualité de vie du patient. L'interaction entre les radiations ionisantes et la matière a pour effet de briser les liaisons des molécules d'ADN cellulaire des volumes ciblés, annihilant ainsi leur capacité de reproduction [2]. L'écart entre la probabilité de contrôle de la tumeur et la perspective de créer des effets secondaires importants étant généralement faible, l'efficacité d'un traitement de radiothérapie dépend tout particulièrement de la précision de la dose déposée dans le volume ciblé. En radiothérapie, l'optimisation de la précision de la dose est une préoccupation constante faisant l'objet de plusieurs travaux de recherche à travers le monde. Ces efforts de développement se font sentir en particulier au niveau des appareils de traitement et des instruments de mesure de dose. En Amérique du Nord, environ 50% des gens atteints d'un cancer reçoivent des traitements de radiothérapie [3]. La méthode thérapeutique qui leur est prescrite consiste souvent en une combinaison de radiothérapie, de chirurgie et de chimiothérapie afin d'optimiser la lutte contre le cancer. Les traitements dispensés en radiothérapie sont la radiothérapie externe et la curiethérapie. Le premier mode de traitement consiste à irradier le volume ciblé à l'aide de faisceaux externes de radiations dont la source est située à plusieurs centimètres du patient. Les appareils de traitement employés à l'Hôtel-Dieu de Québec sont les accélérateurs

linéaires d'électron, la source radioactive Co-60 et l'appareil de thérapie superficielle (tube kilovoltage). Les accélérateurs linéaires font partie des appareils à mégavoltages, car ils accélèrent les électrons à des énergies supérieures à 1 MeV. Les tubes à rayon X sont, pour leur part, des appareils à kilovoltage. Ils utilisent des tensions d'accélération entre 150 à 500 kV. Les accélérateurs linéaires d'électrons et le Co-60 produisent des faisceaux de photons et d'électrons à haute énergie (>1 MeV) et sont utilisés principalement pour traiter les cancers du sein, du poumon, de la prostate et du domaine de l'ORL. Quant aux tubes à rayons X, ils sont utilisées pour traiter les cancers superficiels.

Contrairement à la radiothérapie externe, la dose déposée dans le volume à traiter lors des traitements de curiethérapie provient de sources radioactives implantées temporairement ou en permanence à l'intérieur du patient. Le césium-137, l'iridium-92 et l'iode-125 sont les matériaux radioactifs principalement utilisés en curiethérapie. La précision de dose généralement visée et acceptée pour ce type de traitement est la même qu'en radiothérapie externe et correspond à une incertitude maximale de 5% en tout point du volume ciblé [1].

1.2 La radioprotection

La radioprotection a pour but de protéger l'homme contre les dangers des rayonnements ionisants tout en lui permettant de les utiliser. Les dangers d'une exposition excessive et sans précaution aux rayonnements ionisants apparurent très vite après la découverte des rayons X par Roentgen en 1895 et celle de la radioactivité par Becquerel en 1896, en raison du rapide essor de leurs applications.

Le but essentiel de la radioprotection est de réduire la dose reçue par les travailleurs professionnellement exposés aux radiations ionisantes, non seulement en dessous des normes admissibles, mais à un niveau aussi bas que possible, en tenant compte des conditions et facilités de travail de l'utilisateur et des impératifs économiques. La réduction du débit de dose peut s'effectuer en éloignant la source de l'utilisateur : effet de la distance. C'est une excellente méthode, simple, efficace et économique pour réduire l'irradiation externe. L'affaiblissement du débit de dose suit la loi géométrique classique, c'est-à-dire que pour une source ponctuelle, le débit de dose est inversement proportionnel au carré de la distance. La réduction du débit de dose peut également s'effectuer en absorbant le rayonnement de la

source dans un écran protecteur ayant une épaisseur et une qualité appropriées. Il s'agit d'un moyen de protection très utilisé avec les appareils émettant de la radiation. L'absorption du rayonnement par la matière est d'un emploi général en radioprotection. La détermination de leurs épaisseurs exige la connaissance de la nature de la source, du spectre d'émission des rayonnements et les caractéristiques de leur emplacement par rapport aux structures voisines [4].

Les doses s'expriment dans le système international d'unités en $J.kg^{-1}$ et correspondent donc à une densité massique d'énergie délivrée sous forme d'ionisation et de chaleur. D'ailleurs, ces deux phénomènes sont liés à l'interaction des rayonnements avec la matière. La dose absorbée mesure l'énergie moyenne délivrée sur un volume élémentaire de matière. Elle s'exprime en Gray (Gy). Le Gray correspond à un dépôt d'énergie de un joule par kilogramme de matière. La dose absorbée est directement mesurable à l'aide d'un dosimètre.

Une fois quantifiés, les effets des rayonnements ionisants permettent de déterminer les conséquences chez un individu ayant été exposé. Cette détermination est assez complexe et laisse une belle part à l'expérience. En se référant aux bases de données, les dégâts d'irradiation dans une population sont souvent liés aux accidents nucléaires tels que Tchernobyl, Hiroshima, ou bien encore à des études épidémiologiques portant sur des cohortes d'individus radiographiés ou ayant subi un traitement de radiothérapie [5]. Il est à constater que des doses efficaces sont souvent très élevées (supérieures à une centaine de mSv). On note que l'unité le sievert Sv représente une dose absorbée qui est convertie en équivalent de dose biologique. Quant aux effets des doses faibles (en dessous de quelques dizaines de mSv par an), ils sont méconnus en raison d'un trop grand échantillonnage à évaluer [5]. Devant cette difficulté et souvent par principe de précaution, les données clairement établies pour les doses très élevées sont extrapolées linéairement pour les faibles doses.

1.3 Dosimétrie

L'utilisation de la radiation à des fins thérapeutiques nécessite une connaissance très précise de l'énergie délivrée à un patient. En physique médicale, la dosimétrie est chargée de mesurer les doses de radiation. Son but n'est donc pas de compter individuellement chaque particule, comme c'est souvent le cas en physique nucléaire, mais plutôt d'intégrer toute l'énergie livrée par une irradiation donnée. Le but de ce travail est de développer un dosimètre qui facilitera l'évaluation des doses en jeu dans un traitement de radiothérapie. La sécurité du patient dépend directement de la qualité des mesures faites par les physiciens médicaux et les trop nombreux accidents répertoriés à travers le monde démontrent bien l'importance d'une grande rigueur dans l'étalonnage des détecteurs et dans l'évaluation des faisceaux de traitement [5].

Le choix du dosimètre pour réaliser ces mesures varie d'une situation à l'autre. Les films radiographiques, les détecteurs à semi-conducteur (diode), les dosimètres thermoluminescents ou les dosimètres à fibre scintillante peuvent, par exemple, être employés lorsque la chambre d'ionisation ne se prête pas aux exigences du montage. Les sections suivantes décrivent brièvement le fonctionnement de ces appareils de détection. Ces dosimètres, dont la méthode d'utilisation est moins uniforme que celle de la chambre à ionisation, sont utilisés en particulier en recherche.

1.3.1 La chambre à ionisation

La chambre à ionisation est le dosimètre le plus répandu en physique médicale. L'étalonnage et le mode d'utilisation de ces dosimètres sont maintenant bien établis et décrits en détail dans les protocoles de mesures de doses de l'AAPM [6,7]. Le principe du fonctionnement d'une chambre à ionisation consiste à collecter, à l'aide d'un champ électromagnétique de quelques centaines de volts, les charges produites par ionisation dans un petit volume d'air sous l'effet des radiations incidentes. Un modèle de chambre à ionisation couramment utilisé est celui à cylindre creux. Cette chambre à ionisation possède en général une électrode d'aluminium de 1 mm de diamètre par 20 mm de long qui est insérée dans la cavité sur l'axe du cylindre. Une différence de potentiel de 300 V est appliquée entre la paroi cylindrique en graphite (équivalent à l'air) et l'électrode centrale permet de collecter la charge

produite par ionisation dans l'air sous l'effet des radiations de haute énergie [8]. Le courant produit par la chambre à ionisation est ensuite intégré ou mesuré directement à l'aide d'un électromètre de précision. Les chambres à ionisation à plaques parallèles fonctionnent sous le même principe que les chambres en dé. La principale différence se situe au niveau de la géométrie du volume sensible du dosimètre. Contrairement à la chambre Farmer, le volume sensible d'une chambre à plaques parallèles a la forme d'un disque creux de quelques millimètres de diamètre par environ 2 mm d'espacement intérieur. Les deux faces circulaires et opposées de la chambre servent d'électrode de collection. La face supérieure de la chambre, faite généralement de mica ou de polystyrène, possède une épaisseur comprise entre 0.01 et 0.03 mm. La chambre à plaques parallèles est conçue principalement pour réaliser des mesures de doses à faible profondeur. En dosimétrie absolue, différentes corrections doivent être appliquées aux mesures réalisées à l'aide de chambres à ionisation. Le volume sensible des chambres en dé ou à plaques parallèles n'étant pas scellé, la quantité d'air qu'il contient varie selon la température et la pression ambiante. La réponse du dosimètre doit être corrigée pour ces variations atmosphériques puisque la charge produite dans la chambre est fonction de la densité de l'air qu'elle contient. En plus des corrections dues aux variations atmosphériques, les mesures réalisées dans l'eau sont également corrigées pour les perturbations de doses introduites par la présence de la chambre dans le milieu [6,7].

1.3.2 Les films radiographiques

Le noircissement d'une émulsion photographique a été la première méthode de détection des rayonnements nucléaires [1]. Lorsqu'un rayonnement frappe un film photographique, il ionise les halogénures d'argent présents dans l'émulsion. L'effet est si faible que le film exposé ne présente aucun changement visible. Néanmoins, au cours du développement, l'image latente est transformée en un dépôt noir d'argent métallique. Ce noircissement est généralement proportionnel à la quantité de rayonnement que reçoit le film. La courbe d'étalonnage d'un lot de films radiographiques ne peut pas en effet être utilisée avec un autre lot de films produits à un moment différent sans risquer d'introduire des erreurs importantes. Les films radiographiques ont aussi le désavantage d'avoir une réponse linéaire restreinte. Ainsi, la courbe d'étalonnage du film limite le niveau de dose mesurable. Cependant, il est possible d'utiliser les films radiographiques tant qu'il n'y a pas de saturation. Au niveau de la dosimétrie relative, la sensibilité du film à la lumière ambiante ainsi que le temps nécessaire à son développement limitent l'application de ce dosimètre [7].

1.3.3 Les détecteurs à semi-conducteur (diode)

Lorsqu'un rayonnement ionisant perd de l'énergie dans la zone de déplétion d'une jonction polarisée en inverse, il va y avoir création de paires électron-trou. Une partie de l'énergie va provoquer des vibrations du réseau cristallin (phonons), L'autre partie de l'énergie (énergie apparente) va créer une paire électron-trou si son énergie est supérieure à l'énergie de gap. La présence du champ électrique intense dans la zone de déplétion va séparer les porteurs de charges qui vont migrer en sens opposé. C'est le déplacement des charges qui va induire un courant dans le circuit [8].

1.3.4 Les dosimètres thermoluminescents

Une petite part de l'énergie déposée dans les matériaux thermoluminescents par les rayonnements ionisants y est emmagasinée et peut être restituée sous forme lumineuse lorsque ceux-ci sont chauffés. La quantité de lumière émise dans des conditions données de chauffage est proportionnelle à la dose reçue. Les dosimètres thermoluminescents (TLD) sont apparus à la fin des années 1960. Ils ont été très largement utilisés pour la surveillance individuelle, mais aussi d'ambiance et dans l'environnement. Ils existent sous forme de pastilles extrudées, de frites ou de poudres. Le seuil de détection des TLD varie selon les matériaux, de quelques μSv pour les plus courants (CaSO_4 dopé au Dy) à environ $10 \mu\text{Sv}$ (LiF dopé au Mg, Ti). La réponse est linéaire jusqu'à des doses intégrées relativement élevées : par exemple 1 Gy pour le LiF : Mg, Ti. Ils peuvent donner rapidement une première évaluation des doses reçues en cas d'accident. Les TLD sont plus sensibles que les dosimètres photographiques. Ils sont réutilisables plusieurs centaines de fois (sauf cassures). Chaque dosimètre doit être étalonné individuellement, ce qui permet de s'affranchir des problèmes de reproductibilité qui se posent à l'intérieur d'un même lot. De plus, la dosimétrie par TLD est basée sur une technique pratiquement insensible aux conditions environnementales courantes [7].

1.3.5 Les détecteurs à scintillation

Il s'agit cette fois d'une technique différente. Le photon γ pénètre dans un corps solide transparent (par exemple : iodure de sodium dopé au thallium Tl), est absorption provoquant la création de photons lumineux (scintillation). La mesure de la faible intensité lumineuse

produite est effectuée par un photomultiplicateur ou une photodiode (discuté en détail au chapitre suivant). Par la suite, les impulsions de quelques centaines de microsecondes sont comptées avec une électronique adéquate. Les scintillateurs possèdent l'avantage de prendre toutes sortes de formes et de dimensions. De plus, le détecteur à scintillation est très sensible et permet d'opérer avec une meilleure précision géométrique [9].

1.4 La curiethérapie

Le traitement par curiethérapie consiste à placer directement dans la tumeur, ou dans une cavité du corps, des sources radioactives. Celles-ci sont positionnées à l'aide d'un projecteur de sources. Deux techniques de curiethérapie sont possibles : la curiethérapie à bas débit et la curiethérapie à haut débit.

1.4.1 Curie thérapie à bas débit

Au CHUQ, la curiethérapie à bas débit est caractérisée par l'introduction permanente d'implants d'iode radioactif ^{125}I à l'intérieur de la tumeur. L'intervention, qui prend environ une heure, est réalisée sous anesthésie locale, régionale ou générale. Puisque les sources radioactives n'émettent que très peu de radiations à l'extérieur du corps du patient, le retour à la maison peut se faire sans recommandation spéciale. À l'Hôtel-Dieu de Québec, on utilise la curiethérapie à bas débit en particulier pour le traitement des cancers de la prostate [1].

1.4.2 Curie thérapie à haut débit

Lors d'un traitement à haut débit, la source radioactive ^{192}Ir circule à travers la tumeur, marquant des arrêts à certaines positions. Au CHUQ, on utilise des cathéters creux (de minces tubes de plastiques) ou des aiguilles reliées au projecteur de source pour diriger les sources. Après une à cinq minutes d'irradiation, la source retourne se loger dans son compartiment blindé. On peut ainsi délivrer de très hautes doses dans un temps très court, réduisant ainsi la durée et la fréquence des traitements. Bon nombre de cancers gynécologiques ainsi que les cancers de la prostate à un stade avancé, sont traités par cette technique à l'Hôtel-Dieu de Québec. Pour cette dernière méthode, la source radioactive a une activité de l'ordre de

quelques curies et elle est insérée de façon temporaire dans la prostate via des cathéters creux préalablement implantés. La radiation, dans ce cas, va donc de l'intérieur de la prostate du patient vers l'extérieur. Les photons émis par la source sont préférentiellement absorbés par les quelques premiers centimètres de tissus. La dose curative s'en trouve entièrement déposée dans un volume prédéfini, permettant ainsi de protéger les tissus sains environnants, comme la vessie et le rectum, tout en respectant la dose prescrite au volume cible [1].

1.5 Problèmes actuels en dosimétrie

Les méthodes de traitements actuels sont de plus en plus complexes dans le milieu de la radiothérapie. L'avènement des collimateurs multilames (MLC) a permis une évolution des méthodes de traitement. Ce dernier a permis de mieux confiner la dose au tissu cancéreux et ainsi de moins endommager les tissus sains avoisinants.

D'autres avancements technologiques dans le domaine de la radiothérapie ont aussi permis l'arrivée de la radiothérapie d'intensité modulée (IMRT). Son principe est de varier spatialement l'intensité d'un faisceau de radiothérapie pour accroître la conformité. C'est une conformité tridimensionnelle qui adapte la forme des champs de radiation aux volumes cibles, mais celle-ci utilise une intensité relativement uniforme pour chaque faisceau. Cependant, la méthode de résolution algorithmique pour arriver à une solution optimale, la planification inverse, entraîne des champs à fort gradient de dose. Ainsi, dans le cas d'un volume cible qui ne doit pas être surdosé, il faut s'assurer que l'appareil de traitement délivre ce qui a été planifié et que de légères erreurs de positionnement n'entraînent aucune conséquence majeure. Par conséquent, de nouveaux détecteurs sont nécessaires pour répondre aux nouvelles exigences.

Le milieu de la curiethérapie requiert aussi un nouveau détecteur pour répondre aux besoins de la qualité du traitement. Il peut être intéressant de mesurer directement la dose déposée dans le patient durant le traitement. Ces mesures de dose *in vivo* servent aussi à vérifier et à compléter les calculs de doses prévisionnels. Elles nécessitent bien sûr l'utilisation de détecteurs miniatures, tels que les diodes ou les cristaux thermoluminescents, éliminant donc la possibilité d'employer une chambre à ionisation. En curiethérapie par exemple, l'introduction d'un dosimètre miniature dans les cathéters servant à l'insertion des sources

radioactives dans le patient permet de mesurer la distribution de dose relative dans le volume cible. La dosimétrie *in vivo* peut aussi être réalisée par les voies naturelles. Un détecteur inséré au niveau du rectum permettra par exemple d'évaluer la dose à la vessie lors du traitement de la prostate. Cette mesure de dose permet d'éviter les surdosages qui sont la cause d'effets secondaires. Les exemples de dosimètre *in vivo* sont nombreux. Cependant, dans le cas des diodes, il y a des problèmes de non équivalence à l'eau et elles sont sensibles au taux de dose [11]. Dans le cas des cristaux thermoluminescents, il est possible de les utiliser *in vivo*, mais ces détecteurs sont imprécis et la mesure n'est pas instantanée. Ces mesures de dose *in vivo*, bien que complexes, sont la source d'informations dosimétriques habituellement inaccessibles. Chaque situation rencontrée nécessite un dosimètre qui lui est adapté.

Dans le cadre du présent projet, la conception d'un détecteur optique utilisant les fibres scintillantes est recherchée. Les fibres scintillantes seront insérées dans des cathéters. Par la suite, ces cathéters seront fixés sur ou à l'intérieur d'un organe comme la prostate ou le sein. La fibre scintillante combine les avantages d'un scintillateur et ceux d'une fibre optique si on recouvre le scintillateur d'une gaine non scintillante d'indice différente [10]. Cela favorise la capture et la propagation de la lumière qui est produite à l'intérieur. Ces derniers sont tous en plastiques. Ainsi, les problèmes de non-équivalence à l'eau sont évités. De plus, la fibre scintillante permet d'avoir une bonne résolution spatiale. La théorie des fibres scintillantes a déjà fait l'objet d'un projet de doctorat dans le groupe de recherche en physique médicale de l'hôpital Hôtel Dieu de Québec par Louis Archambault [10]. Ainsi, la section suivante décrira les principaux fondements du dosimètre à fibre scintillante.

1.6 Dosimétrie par scintillateurs plastiques

Les dosimètres optiques appartiennent à la classe des détecteurs à effet indirect. En d'autres termes, ils passent par un milieu intermédiaire pour mesurer la dose absorbée. Ici, il s'agit de la transformation de l'énergie déposée en lumière qui sera elle-même convertie en charges par un photodétecteur. Par conséquent, la chaîne physique des phénomènes doit être examinée. L'usage répandu des chambres d'ionisation est lié au fait que la quantité de charges produite dans le volume du détecteur est rigoureusement proportionnelle à la perte d'énergie par ionisation. La mesure de la dose absorbée passe par une étape intermédiaire qui consiste à la transformation de la perte d'énergie par collision des électrons incidents en une grandeur

exploitable. Dans le cas du scintillateur, il s'agit d'une quantité de lumière. Quant à la chambre à ionisation, le passage intermédiaire se fait linéairement avec le pouvoir d'arrêt des électrons traversant le détecteur. La quantité de lumière produite par un scintillateur est généralement linéaire à la dose absorbée et ne dépend pas de l'énergie des électrons incidents (indépendance des pouvoir d'arrêt) tant que la majorité d'entre eux transportent une énergie supérieure à quelques centaines de keV [12] correspondant en tous points aux applications courantes de la radiothérapie. Cependant, la difficulté majeure liée à l'utilisation de phénomènes optiques est l'existence de rayonnement Čerenkov. Avant de poursuivre notre discussion sur le rayonnement Čerenkov, une courte étude sur le principe physique de la scintillation sera abordée.

1.6.1 Principe physique de la scintillation

Dans les scintillateurs inorganiques, l'émission de lumière est généralement due à la présence d'un dopant en faible quantité (comme le thallium dans le NaI ou le CsI) qui induit dans le cristal des niveaux localisés à l'intérieur du gap (voir figure 1.1). Lorsque des paires électron-trou sont créées, ces charges se retrouvent rapidement piégées sur ces niveaux localisés appelés centres de luminescence. La transition d'un électron du niveau excité au niveau « libre » fondamental se traduit alors par l'émission d'un photon. Celui-ci, ayant une énergie inférieure à celle de la bande interdite, peut se propager aisément dans le scintillateur avec une probabilité faible d'être absorbé. Un autre processus concurrent permet à l'électron, *via* des niveaux localisés dans le gap « quenching » d'effectuer une transition non radiative vers l'état fondamental [10].

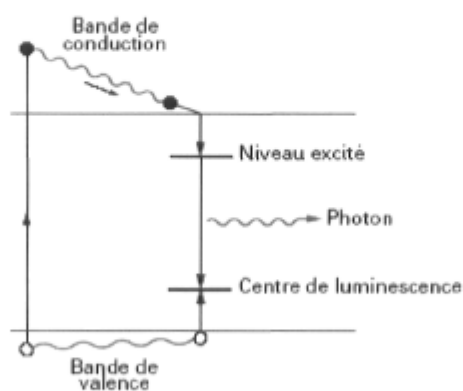


Figure 1.1 : Processus de luminescence induit par la présence de dopants spécifiques dans les cristaux inorganiques [14]

La fluorescence dans les scintillateurs organiques est un phénomène d'origine moléculaire. Lorsque des chaînes d'hydrocarbonées aromatiques sont soumises à des radiations ionisantes, une excitation se produit au niveau des électrons de valence de la molécule ainsi qu'au niveau de divers modes de vibration, voir figure 1.2. Cette différence par rapport aux scintillateurs inorganiques explique leur rapidité. Leur émission se fait généralement quelques dizaines de nanosecondes et moins après la stimulation. [10, 11].

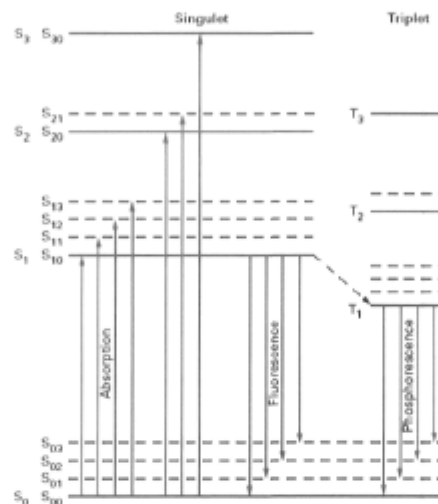


Figure 1.2 : Processus de luminescence induit par la présence de niveaux excités moléculaires dans certaines molécules organiques [14]

1.6.2 Rayonnement Čerenkov

L'origine du rayonnement Čerenkov est avant tout la polarisation du milieu traversé par le champ électromagnétique de l'électron incident. Après le passage de l'électron, le cortège électronique retourne à son équilibre, mais entre-temps, chaque atome polarisé se comporte comme un minuscule dipôle électronique qui rayonne dans l'espace temps. L'onde produite par chaque dipôle est largement insuffisante pour produire une lumière, mais si ces ondes interfèrent de manière constructive, il apparaît quelques photons sur ces zones d'interférences [14]. Si l'électron incident voyage plus lentement que la vitesse de la lumière dans le milieu, toutes ces ondes sont contenues les unes dans les autres telles des sphères imbriquées et ne peuvent en aucun cas interférer. Par contre, si l'électron traverse le matériau à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, les ondes produites, qui voyagent à la vitesse de la lumière dans le matériau, se rassemblent pour interférer de manière constructive sur le cône ayant un angle bien précis par rapport à la trajectoire. La lumière

produite est à l'origine de couleur bleutée nettement visible. Cette lumière va influencer directement les mesures de doses basées sur une conversion optique de l'énergie déposée. Pour un milieu d'épaisseur beaucoup plus grande que les longueurs d'onde émises, l'angle d'émission est donné par :

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \quad [1.1]$$

où $\beta = v/c$, est la vitesse de la particule relativement à celle de la lumière [8]. β est compris entre $1 > \beta > 1/n$. Dans le cas du polystyrène, l'indice de réfraction n est de 1,59, ce qui fait qu'un électron atteindra la vitesse de la lumière dans ce milieu à partir de 146 keV [10, 15]. Ainsi, le rayonnement Čerenkov est une source nuisible de lumière bleutée donc une source d'erreur potentielle. Malgré ce fait, il y a une solution à ce problème et cela est exposé dans la section suivante.

1.6.3 Solution à l'effet Čerenkov

Il s'agit de déterminer la dose absorbée à partir des mesures effectuées, m_{Vert} et m_{Bleu} [15]. Il est possible de faire des mesures dans 2 régions de longueurs d'ondes différentes pour discriminer le rayonnement Čerenkov de la scintillation. Nous savons quelle relation relie nos paramètres, nous pouvons bien sûr connaître la dose absorbée. La solution est de placer à proximité un autre détecteur. Alors, la réalisation de deux mesures dans des conditions différentes. Nous obtenons alors le système :

$$\begin{pmatrix} Dose^1 \\ Dose^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{Vert}^1 & m_{Bleu}^1 \\ m_{Vert}^2 & m_{Bleu}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad [1.2]$$

Nous faisons l'hypothèse que le système est inversible.

$$\Delta = m_{Vert}^1 \cdot m_{Bleu}^2 - m_{Vert}^2 \cdot m_{Bleu}^1 \neq 0 \quad [1.3]$$

Nous pouvons donc conclure que :

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{Vert}^1 & m_{Bleu}^1 \\ m_{Vert}^2 & m_{Bleu}^2 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} Dose^1 \\ Dose^2 \end{pmatrix} \quad [1.4]$$

Il est possible de faire une analogie avec la chambre à ionisation où les coefficients a et b correspondent aux coefficients d'étalonnage de notre dispositif. À partir de là, il est possible d'utiliser la dernière équation avec les coefficients a et b pour déterminer, quelle que soit la quantité de rayonnement de Čerenkov, la dose absorbée dans le scintillateur.

1.6.4 La fibre scintillante

Le scintillateur que nous utilisons est une fibre scintillante BCF12 de BICRON. Cette sélection est justifiée par le choix de la correction de l'effet Čerenkov que nous avons mise au point et qui nécessite une lumière de scintillation située dans la partie du spectre contenant le moins de lumière Čerenkov [10].

Les scintillateurs plastiques ont été choisis, avant tout, pour leur caractère organique. Les scintillateurs, lorsqu'ils sont irradiés, produisent une lumière de fluorescence dont le spectre est bien défini. La figure 1.3 présente les spectres de scintillation du BCF-12 qui représente l'intensité mesurée en fonction de la longueur d'onde. Les scintillateurs BCF-12 ont démontré qu'ils sont plus appropriés pour nos applications médicales [10].

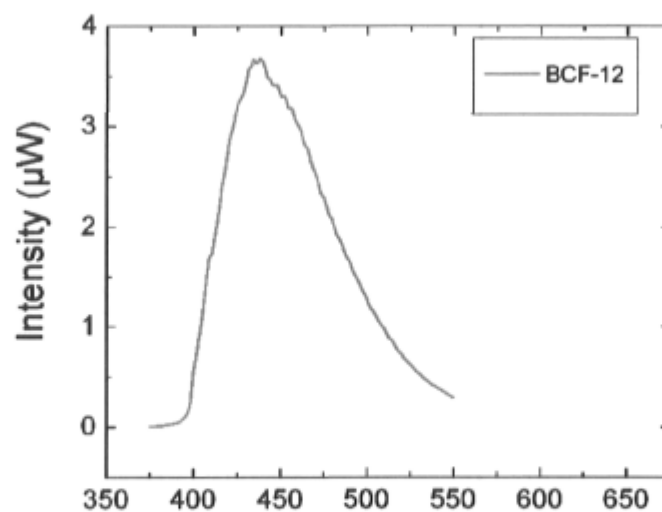


Figure 1.3 : Courbe de spectre des scintillateurs BCF-12

Les fibres scintillantes plastiques ont une gaine de PMMA et un cœur de polystyrène d'une densité de $1,05 \text{ g/cm}^3$ et un indice de réfraction de 1,6. Seules les deux extrémités du cylindre ont été polies. Le scintillateur, long de 1 cm, est collé à une fibre optique de 45 cm ou 2 m. Le bout du scintillateur est recouvert d'un morceau de gaine de fibre et l'étanchéité est assurée par une colle opaque noire. Cela constitue la partie sensible et il s'agit de cet assemblage que nous utiliserons dans les mesures expérimentales.

1.7 But du projet

Dans le cadre de ce projet, la conception d'un détecteur optique utilisant une fibre scintillante est recherchée. Un photodétecteur capte le signal lumineux de la lumière issu de la fibre scintillante. Cependant, l'utilisation d'une photodiode a montré des contraintes liées au courant de fuite due à des variations en température [11]. Le but de ce projet est de concevoir un détecteur qui est indépendant du courant de fuite, en plus d'être conçu pour optimiser le rapport signal sur bruit résultant. De plus, un système de régulation a été développé pour augmenter le gain en tension du signal issu du photodétecteur. Le détecteur optique à fibre scintillante doit effectuer la mesure de profils de dose de faisceaux de photons dont la précision est de 2 % ou mieux. Le détecteur optique doit effectuer des mesures de rendement en profondeur comparables à celles d'une chambre à ionisation. L'appareil doit pouvoir être utilisé en dosimétrie absolue pour réaliser la mesure de débits de dose de faisceaux de radiation.

Le détecteur à fibre scintillante sera utilisé ultimement dans le cadre de la curiethérapie où la fibre scintillante sera insérée dans un cathéter. Par la suite, le cathéter sera introduit dans un organe comme la prostate ou le sein. Cependant, son application ne se restreint pas seulement à la curiethérapie. Le détecteur à fibre pourra être utilisé pour répondre aux objectifs du MLC et de l'IMRT décrits dans la section 1.5 *Problème actuel en dosimétrie*.

Dans un premier temps, une étude générale de la photodiode sera présentée. Par la suite, une étude sur les principes de régulation montrera les possibilités offertes pour optimiser le procédé.

Chapitre 2

Photodiode

L'utilisation d'une photodiode dans la conception d'un détecteur à scintillation fut longtemps inhabituelle en physique nucléaire. Ainsi, l'emploi d'une photodiode est avantageux comparativement à d'autres détecteurs comme le tube photomultiplicateur. La photodiode est moins coûteuse, plus robuste et peut être exposée à la lumière ambiante sans risquer d'être endommagée. Ces avantages font de la photodiode un détecteur de lumière intéressant pour la conception du détecteur à scintillation. Le gain élevé d'un tube photomultiplicateur demeure par contre l'attrait principal de celle-ci. Dans ce présent travail, les photodiodes au silicium (modèle MCS3AT produites par *Laser Components*) sont employées.

Le photodétecteur MCS3AT a été choisi pour son faible coût, comparativement au photomultiplicateur, et pour son excellente sensibilité [13]. La sensibilité est autour de 2% de la longueur d'onde. Ce photodétecteur a été utilisé dans le projet de doctorat de Jean-Marc Fontbonne en 2002 [15]. La conception de ce dosimètre présentait des fluctuations de signaux dues aux courants de fuite. À la figure 2.1, les spectres du photodétecteur sont représentés. Ce photodétecteur possède trois photodiodes PIN, chacune recouverte d'un filtre diélectrique laissant passer une partie du spectre bleu, rouge et vert.

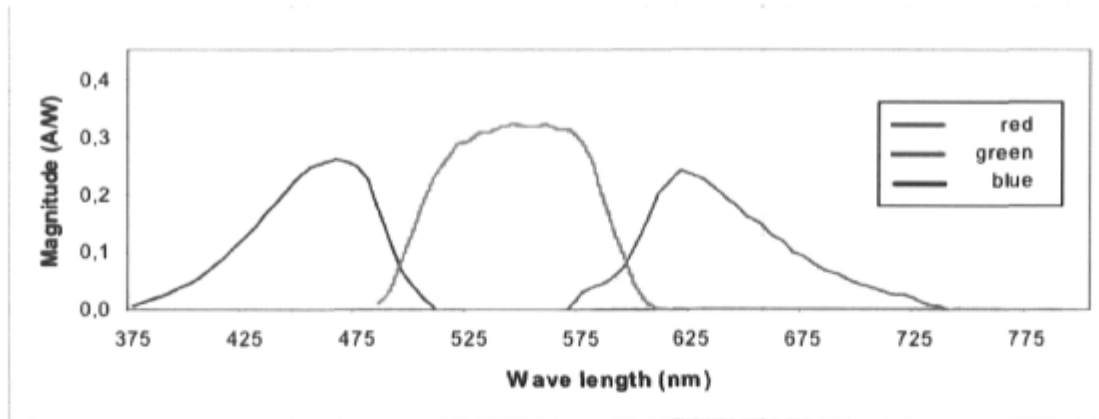


Figure 2.1 : Courbe de spectre du photodétecteur

La capacité du détecteur est donnée à 50pF pour une polarisation de 5 V. Elle couvre une plage de longueurs d'onde de 375 à 750 nm. La sensibilité dans le vert est de 300mA/W, ce qui correspond à une efficacité quantique de l'ordre de 70%. La lumière produite par le scintillateur est propagée par la fibre optique est convertie en signal électrique par le photodétecteur.

2.1 Théorie de la diode

Une diode à jonction PN est une juxtaposition d'un semi-conducteur de type P (porteurs majoritaires : trous) et d'un semi-conducteur de type N (porteurs majoritaires : électrons). On sait que si l'on expose une diode polarisée en inverse à un rayonnement, on observe une augmentation du courant inverse. Ce courant a pour origine les charges créées par le rayonnement dans les régions neutres et la génération de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. Dans les zones électriquement neutres P et N, les photoporteurs diffusent, voir figure 2.2. Ceux qui atteignent la région de charge d'espace sont propulsés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires. Dans la zone de charge d'espace (ZCE), les paires électron-trou créées par le rayonnement incident sont dissociées et accélérées par le champ électrique, l'électron (trou) est propulsé vers la région de type N (P).

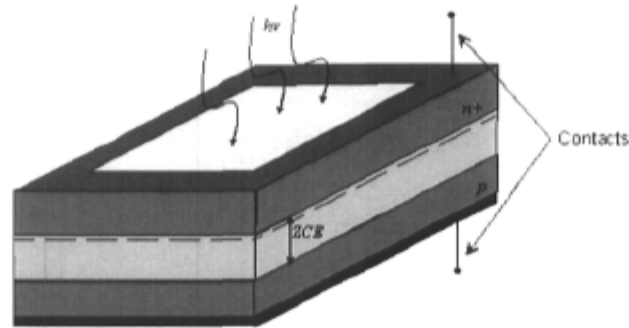


Figure 2.2 : Structure d'une photodiode

Ces porteurs donnent naissance à un photocourant de génération. Ces deux contributions s'ajoutent pour créer un photocourant résultant contribuant au courant inverse de la diode. Compte tenu de la double origine du photocourant, le temps de réponse de la diode est conditionné d'une part par la diffusion des photoporteurs des régions neutres vers la ZCE, et d'autre part par le temps de transit des porteurs à travers la ZCE. Le premier phénomène est relativement lent et se traduit par une constante de temps de l'ordre de 10^{-8} et 10^{-9} s, le second phénomène peut être très rapide si la tension de polarisation inverse de la diode est importante. Dans ce cas, les porteurs traversent la ZCE avec leur vitesse de saturation et le temps de transit est de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-11} s. Pour diminuer au maximum la constante de temps de la diode, on a donc intérêt à ce que le rayonnement soit essentiellement absorbé dans la ZCE de la jonction où il crée le courant de génération. On cherchera donc une photodiode avec une zone frontale aussi mince que possible et une ZCE suffisamment épaisse pour absorber une grande partie de l'énergie du rayonnement incident.

Il est possible d'augmenter artificiellement l'épaisseur de la ZCE en intercalant une région intrinsèque neutre entre les régions de type N et P. On obtient ainsi des ZCE importantes garantissant une bonne sensibilité d'une part, et une grande rapidité d'autre part. Cette structure, appelée diode PIN (voir figure 2.3), est celle communément utilisée en détection des rayonnements ionisants. Les bandes d'énergies interdites des semi-conducteurs des trois régions peuvent être choisies de façon à favoriser l'absorption dans la région intrinsèque. Par exemple, la ZCE entre 20-50 μm pour Ge et Si pour des temps de diffusion est plus grand de 200ps. Pour une zone de charge entre 3-5 μm pour du InGaAs, les temps de diffusion sont plus petits que 10 ps [16, 17, 18]. Nous obtenons ainsi des photodiodes très rapides. De plus,

le champ électrique dans la ZCE empêche la recombinaison des porteurs, rendant la photodiode très sensible.

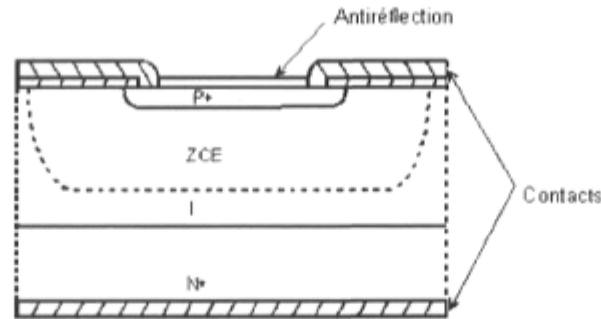


Figure 2.3 : Coupe transversale d'une photodiode PIN

2.1.1 Caractéristiques électriques d'une photodiode

Une photodiode peut être représentée par une source de courant I_{ph} (une source de courant pour la simple raison que le courant que fournit la photodiode dépend uniquement de l'intensité de lumière). La figure 2.4 décrit le schéma équivalent d'une photodiode. Cette source est due à la génération des électrons-trous. En parallèle avec la source, nous trouvons la capacité de jonction et une résistance de shunt R_{sh} d'une valeur élevée décrivant ainsi la perte de courant. Ensuite, il existe une résistance interne de la photodiode appelée R_s représentée en série [19].

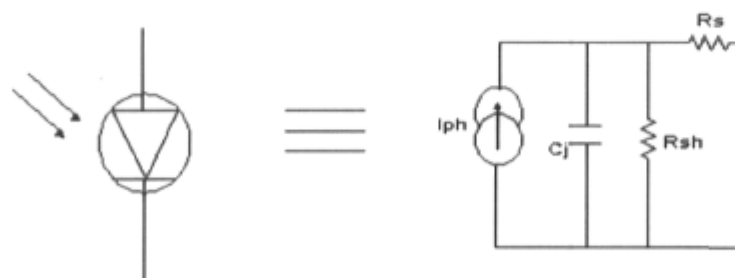


Figure 2.4 : Symbole d'une photodiode à gauche et son circuit équivalent à droite

Si nous considérons une photodiode comme idéale, elle devrait avoir une résistance de shunt égale à l'infinie. En réalité, cette résistance est comprise entre $1 \text{ G}\Omega$ et $100 \text{ G}\Omega$ selon la qualité de la photodiode. Cette résistance est utilisée pour calculer le courant de fuite (ou bruit) en mode photovoltaïque c'est-à-dire sans polarisation de la photodiode.

Nous avons observé qu'une photodiode comporte une zone de charge d'espace, ce qui se traduit par une capacité de jonction C_j . Elle est inversement proportionnelle à la largeur de charge d'espace W où A est la surface :

$$C_j = \frac{\epsilon_o \epsilon_r}{W} A \quad [2.1]$$

W étant proportionnel à la polarisation inverse, ce fait implique que si la polarisation augmente, la capacitance diminue. Cette capacitance oscille autour de 100 pF pour les faibles polarisations à quelques dizaines de pF pour les polarisations élevées. La résistance série R_s est essentiellement due à la résistance du substrat et la résistance des contacts. R_s peut varier entre 10 Ω et 500 Ω selon la surface de la photodiode. Le temps de réponse est défini comme le temps de montée ou de descente. Il est habituellement défini comme le temps nécessaire pour atteindre 90% du courant final de la photodiode. Ce temps dépend de 3 facteurs : $t_{transit}$, $t_{diffusion}$ et la constante de temps t_τ .

$t_{transit}$ est le temps que parcourent les porteurs dans la zone de charge d'espace.

$t_{diffusion}$ est le temps que parcourent les porteurs dans les régions neutres.

t_τ est la constante du temps à partir du schéma équivalent (figure 2.4). La résistance est égale à la résistance R_s plus la résistance de charge R_C (dispositif placé avec la photodiode).

La capacité est égale à la capacité de jonction C_j plus la capacité de charge C_γ , ce qui donne :

$$t_\tau = (R_s + R_C)(C_j + C_\gamma) \quad [2.2]$$

Ainsi, la constante de temps peut être égale à :

$$\sqrt{t_{diffusion}^2 + t_{transit}^2 + t_\tau^2} \quad [2.3]$$

Il n'y a pas de paramètre qui domine les autres. D'ailleurs, mesurer chaque temps est difficile ; seul le temps global est pris en compte. Généralement, le temps de diffusion est plus lent que le temps de transit, c'est-à-dire qu'une photodiode PIN est plus rapide qu'une photodiode PN.

2.1.2 Caractéristiques optiques

Le premier paramètre important est le courant généré par rapport à la puissance optique émise. Ce facteur est dominé par le coefficient d'absorption. Pour le silicium, le paramètre est maximal vers les 780 nm. Si la photodiode est éclairée non pas sur sa totalité, mais sur une partie de sa surface, il s'agit alors de non-uniformité puisque seule une région de la surface va créer un courant.

Une photodiode est linéaire (courant généré proportionnel à puissance optique émise) du moment qu'un certain niveau d'éclairage n'est pas dépassé pouvant faire saturer le courant généré par la photodiode. Si ce seuil est dépassé, la photodiode devient non linéaire [17].

2.1.3 Circuits associés aux photodiodes

Le courant issu d'une photodiode est très faible; il varie de quelques picoampères à quelques microampères selon l'intensité de la lumière et la surface de la photodiode.

La première étape consiste à amplifier le courant. Pour obtenir un temps de réponse qui se rapproche de la constante du temps du photodétecteur, il faut donc que le photocourant soit converti en tension sans que le temps de réponse du détecteur n'en soit affecté. L'utilisation d'un montage amplificateur transimpédance à amplificateur opérationnel (A.O.) nous apparaît comme la solution la plus évidente, d'une part parce que la résistance de contre-réaction employée pour la conversion courant-tension n'affecte pas le temps de réponse du capteur (l'ampli a une très large bande passante) et d'autre part, parce que le bruit généré par cette résistance est divisé par le gain de l'ampli.

Ainsi, l'A.O. utilisé doit avoir une très large bande passante, des courants d'entrées très faibles puis une impédance d'entrée très grande ainsi qu'un bruit très faible, voir figure 2.5. Typiquement, A.O. doit avoir une largeur de bande passante de l'ordre de 3 MHz et des courants d'entrée de l'ampli ne dépassant pas quelques centaines de femptoampères [16]. La tension de sortie de A1 n'étant pas suffisante, nous ajoutons un autre A.O. en configuration non inverseur (gain $1 + R1/R2$) pour obtenir une tension de sortie acceptable soit une tension de 1 volt [17].

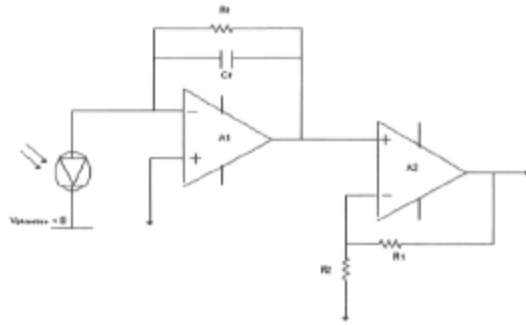


Figure 2.5 : Circuit d'un ampli-opérationnel en mode transimpédance suivi d'un autre ampli-opérationnel en mode non inverseur

2.2 La régulation de procédé

Dans le cadre de la conception du dosimètre optique, la régulation du procédé est un élément essentiel. Le régulateur est un contrôleur de température. Il est important de définir les bases d'une méthode pour créer un régulateur efficace et adapté au projet. En premier lieu, il faudra définir ce qu'est un système asservi et par la suite démontrer comment identifier un procédé pour pouvoir concevoir le régulateur adéquat.

Le système asservi en boucle fermée de la figure 2.6 est une boucle de régulation permettant de modifier constamment la sortie du régulateur pour ajuster le procédé jusqu'à ce que la sortie y soit égale à la consigne r [20].

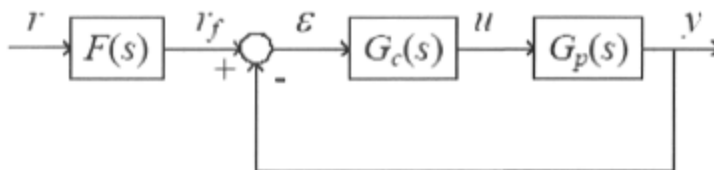


Figure 2.6 : Système asservi en boucle fermée

- r = Consigne (dans le cas présent la température désirée)
- $F(s)$ = Le filtre de consigne pour éliminer le bruit de consigne
- r_f = La consigne filtrée
- ϵ = L'erreur entre la consigne et la valeur réelle de la sortie du procédé

- $G_c(s)$ = Régulateur
- u = Sortie du régulateur
- $G_p(s)$ = Procédé
- y = Valeur réelle à la sortie du procédé (dans le cas présent la température)

Dans le cas présent, le procédé est imposé par les contraintes physiques du montage. Pour ce qui est du régulateur, un choix judicieux est nécessaire, car il existe une multitude de types de régulateurs différents. Pour des fins pratiques, seuls les régulateurs proportionnels intégral et dérivé (PID) seront étudiés.

L'action proportionnelle corrige de manière instantanée, donc rapide, tout écart de la grandeur à régler, elle permet de vaincre les grandes inerties du système. Afin de diminuer l'écart de réglage et rendre le système plus rapide, on augmente le gain (on diminue la bande proportionnelle) mais on est limité par la stabilité du système. Le régulateur P est utilisé lorsqu'on désire régler un paramètre dont la précision n'est pas importante.

L'action intégrale complète l'action proportionnelle. Elle permet d'éliminer l'erreur résiduelle en régime permanent. Afin de rendre le système plus dynamique (diminuer le temps de réponse), on diminue l'action intégrale. Ceci provoque l'augmentation du déphasage ce qui provoque l'instabilité en état fermé. L'action intégrale est utilisée lorsqu'on désire avoir en régime permanent, une précision parfaite, en outre, elle permet de filtrer la variable à régler d'où l'utilité pour le réglage des variables bruitées comme la pression.

L'action dérivée accélère la réponse du système et améliore la stabilité de la boucle. Ainsi, l'action dérivée permet notamment un amortissement rapide d'une oscillation due soit à l'apparition d'une perturbation ou d'une variation subite de la consigne. L'action D est utilisée dans l'industrie pour le réglage des variables lentes telles que la température, elle n'est pas recommandée pour le réglage d'une variable bruitée ou trop dynamique (la pression). En dérivant un bruit, son amplitude risque de devenir plus importante que celle du signal utile.

2.2.1 L'identification du procédé

Pour pouvoir concevoir un régulateur PID, il faut disposer d'un modèle du procédé. D'une part, en fonction de la méthode de calcul du régulateur choisie, et d'autre part, en fonction du type d'expérience que nous pouvons effectuer sur le procédé afin d'identifier sa dynamique. Dans le cadre du projet, le régulateur est un contrôleur de température. L'identification de la dynamique se fait à partir d'une expérience sur le procédé réel, en appliquant à l'entrée du procédé un signal d'excitation et en le mesurant à la sortie du procédé. Les signaux d'excitation typiquement utilisés à l'entrée du procédé sont l'échelon ou la sinusoïde, dépendamment du choix fait entre une identification sur la réponse fréquentielle et une identification paramétrique [21].

2.2.2 Identification paramétrique

L'expérience sur le procédé consiste en l'application d'un échelon à l'entrée du procédé en boucle ouverte (et quand le procédé est au repos) et l'enregistrement à la sortie, qui est mise à l'échelle en la divisant par la valeur de l'échelon. Par la suite, l'échelon d'entrée est considéré comme une valeur unitaire et la sortie part de 0. Sinon, il faudrait traduire l'axe de $y(t)$ de la valeur de $y(0)$, pour que la sortie parte de l'origine.

Dans le cas du présent procédé, qui est la température à l'intérieur des supports à diode, il devient clair qu'il faut faire l'identification en utilisant la réponse à un échelon de consigne, car dans les faits, le procédé décrit précédemment doit être régulé à la consigne que l'opérateur impose. Pour ce faire, il suffit d'appliquer un échelon de consigne aux modules de refroidissements (voir chapitre 3) et lire à l'aide des thermocouples, la valeur de la sortie et en faire l'acquisition dans Labview. Cependant, il est à noter que tout cela doit se faire en boucle ouverte. La fonction de transfert du procédé sera de la forme suivante :

$$Y_p = \frac{G_0}{1 + T_s s} \quad [1.10]$$

Le gain statique est défini par G_0 , T_s correspond à la constante de temps. Dans ce système, la valeur de G_0 se détermine graphiquement. Cette valeur correspond à la valeur de la sortie du système en régime permanent donc à $G_{(0)} = y_{(\infty)}$. Pour ce qui est de la valeur de la constante de temps T_s , il faut observer graphiquement à quel instant le procédé a atteint un dépassement du

point de consigne inférieur à 5%, ce qui correspond à 3τ du régime transitoire. De cette façon, le procédé est identifié et simplifié à un ordre 1. Cette simplification est acceptable dans un procédé comme la régulation de température car l'inertie du procédé est relativement élevée. Une fois cette identification effectuée, la conception d'un régulateur efficace est maintenant possible.

2.3 Les méthodes de conception de régulateur

2.3.1 Conception du régulateur

Il y a trois compromis à respecter dans la conception d'un régulateur : le compromis entre la performance et la robustesse, le compromis entre la performance et la douceur de la commande ainsi que le compromis entre la performance et la sensibilité au bruit de mesure [21].

Le compromis entre la performance et la robustesse est lorsqu'un système asservi est dit stable de façon robuste s'il demeure stable malgré des variations du procédé $G_p(s)$. Le procédé réel a toujours un comportement différent du modèle utilisé pour l'analyse du système asservi.

Le compromis entre la performance et la douceur de la commande est trouvé lorsqu'un signal de commande en régime statique dépend uniquement du procédé et non du régulateur. Par conséquent, dans le cas d'un système asservi plus performant, le signal contiendra davantage de hautes fréquences et sera plus brusque. Il existe donc un compromis entre la douceur de l'action et la performance du système en régulation.

Pour que le bruit de mesure ne soit pas transmis, il faut que le régulateur réagisse faiblement aux fréquences contenues dans le bruit de mesure. Ainsi, cela permet obtenir un compromis entre la performance et la sensibilité au bruit de mesure. La présence du bruit de mesure limite donc la largeur de bande de la boucle de régulation. Dans le chapitre suivant, le fonctionnement de la partie régulation sera présenté en plus des autres parties de la composition du dosimètre optique.

Chapitre 3

Fonctionnement du dosimètre optique

Dans cette section le système de fonctionnement du dosimètre optique sera exposé. La figure 3.1 illustre les composantes du détecteur optique. En premier lieu, la partie optique du détecteur sera traitée. Cette partie comporte notamment le scintillateur, le couplant et la fibre optique. Par la suite, il y aura présentation de la partie électronique, avec un enchaînement sur la partie régulation, et en terminant par la partie logiciel.

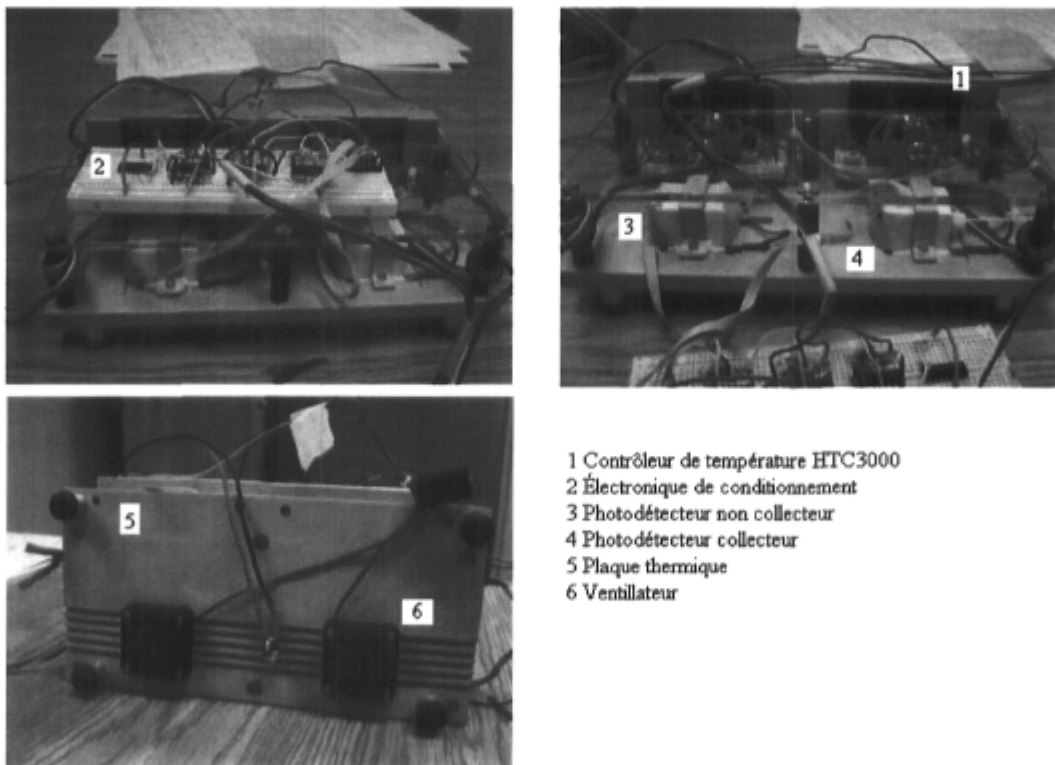


Figure 3.1 : Photographies du dosimètre optique à fibre scintillante

3.1 Partie optique

L'utilisation de plusieurs composantes dans les détecteurs à fibres scintillantes a montré que le signal résultant est une faible fraction de la lumière initiale [10]. Cette diminution de signal est due par des pertes lumineuses qui sont illustrées à la figure 3.2 [22].

Cependant, en connaissant, plus particulièrement l'origine des pertes lumineuses, on est en mesure de concevoir un dispositif optimisé.

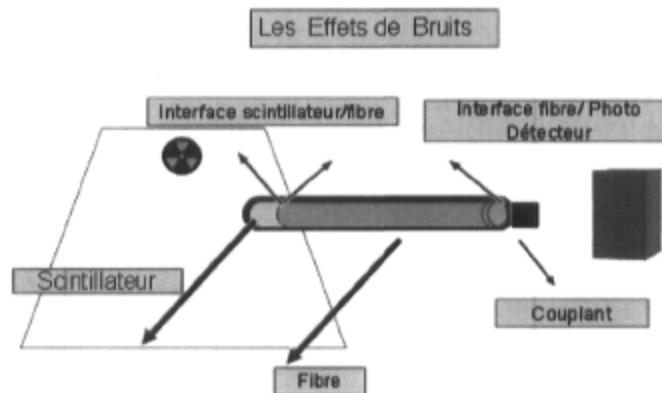


Figure 3.2: Les effets de bruits

Les différents effets sont causés par l'interface scintillateur/fibre optique, par la perte de signal dans la fibre optique, par l'effet Čerenkov, par l'interface fibre optique/photodétecteur et le photodétecteur lui-même. Les sections suivantes présentent ces différents effets.

3.1.1 Interface milieu/scintillateur

La particularité d'un dosimètre optique est de transformer l'énergie déposée en lumière. Cette fonction est exécutée par le scintillateur. Pour préparer un scintillateur, il faut commencer par polir le bout d'une fibre scintillante. À partir de celle-ci, il faut couper 2 mm de scintillateur [9,10, 11]. Cependant, il est difficile de polir l'autre extrémité du scintillateur. Ces irrégularités dans l'interface milieu/scintillateur causent des pertes.

3.1.2 Interface scintillateur/fibre optique

Il est nécessaire d'avoir recours à un couplage entre le scintillateur et la fibre optique pour joindre le scintillateur et la fibre optique. Ce processus entraîne une perte causée par les irrégularités dans la surface, les résidus d'air entre l'interface scintillateur/fibre optique causant ainsi des réflexions. Pour réduire ces impacts, on s'assure de bien polir les deux interfaces scintillateur/fibre optique. On applique une graisse optique d'indice de réfraction de 1,52 qui démontre les meilleurs résultats en termes de transmission lumineuse [9].

3.1.3 Perte de signal dans la fibre optique

Les fibres ESKA ont un cœur de PMMA et une gaine de polymère. Elles ont été choisies, car en plus d'être abordables (6,2 \$/m), elles offrent une résistance à la radiation suffisante pour les besoins des prototypes développés au cours de ce projet. De plus, puisque ce sont des fibres plastiques, elles sont, tout comme les scintillateurs, pratiquement équivalentes à l'eau et ne risquent donc pas de perturber la mesure de la dose. L'atténuation dans la fibre est de 0,1dB/m¹ ou encore 1 %/m [11,23].

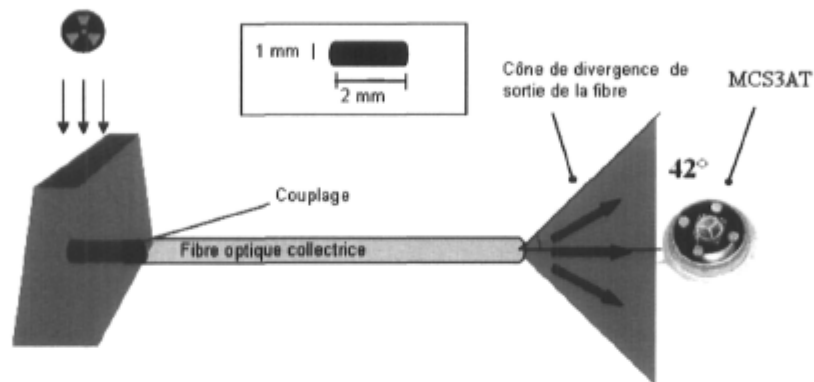


Figure 3.3 : Schéma du cône de lumière issu de la fibre optique vers le photodétecteur

La lumière, lorsqu'elle est extraite de la fibre doit passer du cœur, d'indice égal à 1,49, à l'air, d'indice optique égal à 1. Donc, cette condition impose :

$$\theta < \arcsin\left(\frac{n_{air}}{n_{cœur}}\right) \quad [3.1]$$

Cette expression définit un cône de demi-angle de 42°, dans lequel sont transmis les photons (voir figure 3.3). Lors de ce changement de milieu, une partie de la lumière est transmise (96% en indice normal) et le reste est réfléchi dans la fibre conduisant à des pertes par réflexion.

Ainsi, on est en mesure d'établir la distance maximale entre la fibre optique et le photodétecteur. La distance optimale est de 1,12 mm du photodétecteur, (figure 3.4). Dans cette figure, 2 mm représente le diamètre de la surface collectrice du photodétecteur.

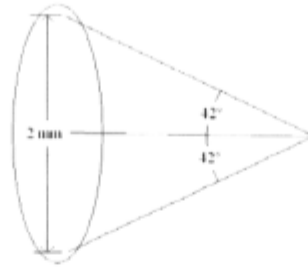


Figure 3.4 : Schéma de la distance optimale

Au chapitre 4, le gain obtenu avec la distance au foyer sera présenté.

3.1.4 L'effet de Čerenkov

L'effet de Čerenkov est un problème majeur dans l'utilisation des fibres optiques, car, il contribue à diminuer l'intensité du signal lumineux atteignant le photodétecteur. Puisque l'émission de radiation Čerenkov dépend de l'indice de réfraction du milieu, il pourrait être envisagé de sélectionner un matériau qui empêche autant que possible la production de cette lumière indésirable [7].

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dl} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \eta^2(\lambda)} \right) \quad [3.2]$$

Où α est la constante de structure fine. La dépendance en λ^{-2} assure que la lumière produite sera de prédominance bleue, car les faibles longueurs d'onde sont favorisées. Le PMMA minimise la production du rayonnement Čerenkov par un indice de réfraction plus petit que d'autres fibres optiques sur le marché, notamment des fibres en polystyrène ($n = 1,59$) ou de quartz ($n = 1,55$) [11,24].

3.1.5 Interface fibre optique/photodétecteur

Pour l'interface fibre optique/photodétecteur, il faut s'assurer de bien polir l'extrémité de la fibre optique. Par la suite, il y a application de la graisse optique sur l'extrémité de la fibre polie afin d'améliorer la transmission. Au chapitre 4, d'autres effets sur la fibre optique seront traités notamment, la rotation de la fibre à la jonction du photodétecteur et la torsion de la fibre optique.

3.2 Partie électronique

La partie électronique représente les composantes qui conditionnent le signal du photodétecteur collecteur du rayonnement ionisant pour être en mesure d'obtenir un signal interprétable. Ainsi, différentes composantes du système, soit l'A.O. en mode transimpédance, l'A.O. en mode inverseur soustracteur et l'A.O. en mode inverseur, permettent de répondre aux exigences de la contre-réaction, du courant de fuite et du gain en tension.

3.2.1 Contre-réaction

La contre-réaction est définie comme étant une application sur l'entrée d'un signal proportionnel au signal de sortie. La phase du signal est telle qu'il s'oppose au signal d'entrée. Ainsi, il faut que la contre-réaction employée pour la conversion courant-tension n'affecte pas le temps de réponse du capteur pour des signaux faibles. L'A.O. utilisé, le TLO84ACN [25], possède une très large bande passante de 3 Mhz, des courants d'entrée très faibles, une impédance d'entrée très grande et un bruit très faible. Le design électronique comprend trois parties. La première partie comprend l'utilisation d'un A.O. à chacune des sorties du photodétecteur collecteur et du photodétecteur non collecteur (annexe B). La résistance de la contre-réaction employée pour la conversion courant-tension n'affecte pas le temps de réponse du capteur, étant donné la large bande passante de l'A.O. L'ajout de l'A.O. transimpédance améliore le rapport signal sur bruit de 4,32 fois plus que seulement le photodétecteur. Les calculs menant à cette conclusion sont présentés à l'annexe A. Par ailleurs, le bruit généré par la résistance de la contre-réaction est divisé par le gain de l'A.O. À la sortie de l'A.O. en mode transimpédance, il y a une erreur de 0,016 mV. Ainsi, cela correspond à un bruit de la puissance optique de $1,81 \cdot 10^{-10} W$ pour le bleu, de $1,42 \cdot 10^{-10} W$ pour le vert et de $1,15 \cdot 10^{-10} W$ pour le rouge (annexe C). À fin de comparaison, 0,016 mV représente une erreur d'environ 0,032 cGy avec le détecteur (1 cGy est égale à 0,5 mV). À la section 4.4 « *Étalonnage absolu* », on notera que le détecteur a une différence de 0,5 cGy avec la chambre à ionisation. Ainsi, le bruit causé par l'électronique de conditionnement est négligeable.

3.2.2 Courant de fuite

Le deuxième objectif est d'enlever les dérives thermiques causées par le courant de fuite du photodétecteur. La solution envisagée est d'utiliser deux photodétecteurs. Un photodétecteur collecteur capte le signal issu de la fibre scintillante et un autre photodétecteur non collecteur capte un signal d'obscurité. L'utilité est de soustraire le courant de fuite du photodétecteur collecteur en supposant que les caractéristiques des deux détecteurs sont similaires. Au chapitre 4, les mesures expérimentales montreront qu'il est possible de faire cette soustraction. Alors, l'ajout d'un amplificateur en mode inverseur soustracteur à la sortie des deux A.O. en mode transimpédance permet de la tension du photodétecteur non collecteur au photodétecteur collecteur.

3.2.3 Gain en tension

Le troisième objectif est d'amplifier le signal où le courant de fuite a été éliminé. Un A.O. en mode inverseur avec un gain de 23 est utilisé pour amplifier le signal qui sera acquis par la suite par une carte d'acquisition. Il assure une bonne amplification du signal en inversant la tension négative résultante de l'amplification en mode inverseur soustracteur.

3.3 Partie régulation

Dans le présent projet, la partie régulation a été réalisée par essais et erreurs. Il est important de définir les bases d'une méthode pour créer un régulateur efficace et adapté au projet.

Un contrôleur compact et stable en température a été utilisé, le HTC3000 [26]. Cependant, il faut tenir compte que le HTC3000 est strictement un régulateur, il n'a donc pas de carte de mémoire et ne peut emmagasiner les données d'opérations. La carte d'acquisition NI-DAQ-6015 (figure 3.5), permettra de lire la température issue des senseurs de température, TCS-10k5 de la compagnie Teamwavelength, via les deux régulateurs HTC3000 des deux photodétecteurs (voir figure 3.1).



Figure 3.5: Carte d'acquisition NI-DAQ-6015

LabView permet de créer un programme pour réguler le système en boucle fermée. Le régulateur régule la température par l'intermédiaire des effets Peltier. L'effet Peltier (aussi appelé *effet thermoélectrique ou TEC*) est un phénomène physique de déplacement de chaleur en présence d'un courant électrique. L'effet se produit dans des matériaux conducteurs de natures différentes liés par des jonctions (contacts). Une des jonctions se refroidit alors légèrement, pendant que l'autre se réchauffe. On sait que, à la jonction entre deux conducteurs différents, il existe une force électromotrice de contact, variable avec la température. Ce phénomène est dû à l'effet Seebeck. L'application de l'effet Seebeck permet de mesurer la température par couple thermoélectrique. Si, dans cette jonction, on fait passer un courant continu dans un sens tel qu'elle se comporte en générateur électrique, elle assure la transformation réversible d'énergie thermique en énergie électrique ; ce phénomène est connu sous le nom d'effet Peltier. Enfin, si deux parties d'un conducteur homogène sont portées à des températures différentes, il existe entre ces deux parties une différence de potentiel électrique. Si un courant électrique circule entre ces deux parties, on obtient également une conversion réversible d'énergie thermique en énergie électrique ou vice versa. À ces effets s'ajoutent bien sûr l'effet Joule, conversion non réversible d'énergie électrique en chaleur, dû à la résistivité des matériaux, et l'effet Fourier lié à la conduction thermique.

Un module de refroidissement à effet Peltier est généralement formé de deux plaques de céramique entre lesquelles sont disposés un certain nombre de plots d'un alliage de bismuth, tellure, sélénium et antimoine fortement dopés alternativement N et P. Ces plots sont connectés électriquement en série de sorte que le courant I circule de la plaque chaude vers la plaque froide dans les plots N et inversement dans les plots P (figure 3.6). Le module absorbe une puissance thermique p par sa face froide et rejette une puissance thermique $p + UI$ par sa face chaude, U étant la tension à ses bornes.

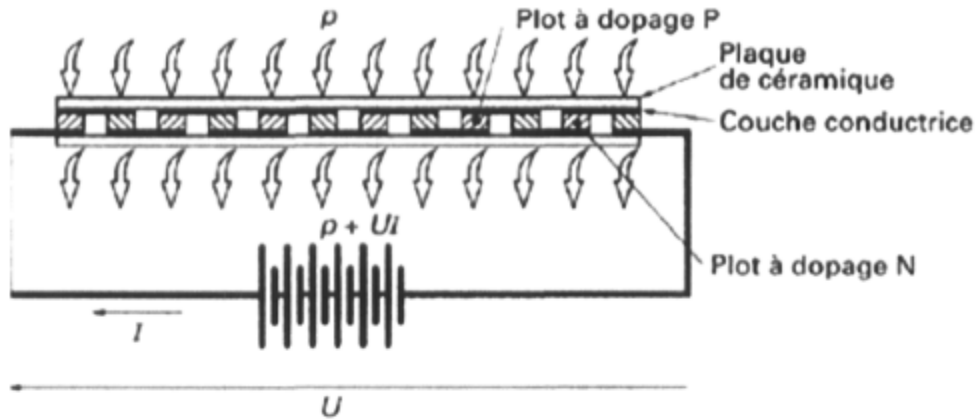


Figure 3.6 : Module de pompage de chaleur à effet Peltier : principe de fonctionnement [27]

Les TEC utilisés sont les TEC CP1.0-71-08L de la compagnie Melcor. La conception d'un design approprié du système permet l'optimisation du temps de régulation. Dans le cadre de ce projet, le système est une plaque thermique en aluminium avec deux ventilateurs, placés sous la plaque et utilisés pour faciliter l'évacuation de la chaleur produite par les actionneurs, les TEC. Les TEC refroidissent les compartiments en aluminium des deux photodétecteurs. Le photodétecteur noncollecteur est dans un environnement noir. Le photodétecteur collecteur possède un compartiment fabriqué pour qu'une fibre optique puisse être bien alignée et fixée à celui-ci. Pour ce faire, un cylindre fileté avec un trou percé en V est utilisé avec une vis de téflon percé au centre, permettant de fixer la fibre optique sans ajout de colle telle que montrée à la figure 3.7. Donc, la fibre optique est bien alignée avec le photodétecteur et la distance focale peut être ajustée. Cependant, on montrera au chapitre 4 que la vis de téflon présentait un défaut qui est devenu apparent dans les mesures de rotation de la fibre.



Figure 3.7 : Cylindre fileté avec un trou percé en V et au centre utilisé avec une vis de téflon percé au centre

Dans le cadre du projet, la méthode de régulation par essais et erreurs a entraîné le surchauffage de la plaque. Les mesures expérimentales ont montré que le refroidissement de la plaque était inefficace après une heure et demie. En effet, la température de la plaque augmente au lieu de diminuer. De plus, le système prend un temps relativement long pour atteindre son point de consigne. Donc, une meilleure méthode d'identification de régulation permettra d'améliorer le chauffage de la plaque et du temps d'attente pour que la température atteigne le point de consigne demandé.

3.4 Partie logicielle

Dans le cadre du projet, le langage de programmation LabView (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) a été utilisé. LabView est un instrument virtuel conçu dans un langage graphique que l'on appelle langage G. Le G est comparable aux autres langages de programmation comme le C ou le BASIC, mais sa principale différence est que la programmation se fait non pas avec des lignes de commandes, mais par des illustrations. Comme beaucoup d'autres logiciels de programmation, LabView est un système de programmation à usage général, avec des bibliothèques pour l'acquisition de données, le contrôle d'instruments série et GPIB, ainsi que pour l'analyse, la présentation et le stockage de données. Il comprend également des outils de développement telle la visualisation des transferts de données et l'exécution pas à pas afin de faciliter la mise au point des programmes et la détection des erreurs.

Dans le cadre du projet, différents programmes ont été conçus. Il y a notamment un programme d'acquisition, un programme de commande des transistors et un programme de commande des régulateurs qui ont été développés. Un exemple est présenté à la figure 3.8.

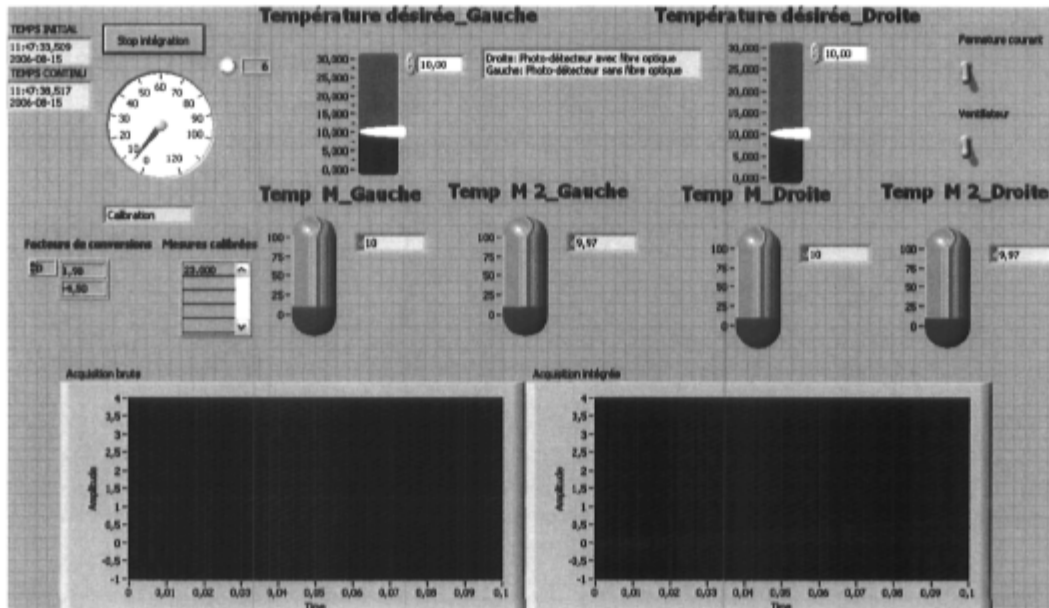


Figure 3.8: Programmes d'acquisition, de commande des transistors et des régulateurs

Le programme d'acquisition permet d'acquérir les données du circuit électronique. Il est possible d'avoir une représentation soit du signal brut ou du signal intégré. Des fichiers textes sont produits pour être en mesure d'interpréter les données résultantes. Par la suite, il est possible d'avoir le facteur de conversion et la mesure calibrée lorsque les mesures sont faites en parallèle avec une chambre à ionisation calibrée.

Le programme de commande des transistors est conçu pour éviter une entrée involontaire d'un fort courant. Par exemple, à l'initialisation ou à l'ouverture du programme, les températures demandées par les régulateurs sont de 0°C. Le programme permet de ne pas actionner les régulateurs. Dans le cas contraire, les régulateurs et les TEC augmenteraient énormément en température et aient éventuellement endommagés. De plus, il est possible d'actionner les ventilateurs pour améliorer la dissipation de chaleur sous la plaque thermique.

Le programme de commande des régulateurs de température permet de commander les régulateurs du photodétecteur avec ou sans fibre optique. Tel que mentionné antérieurement, le photodétecteur sans fibre optique permet de soustraire le bruit intrinsèque du photodétecteur collectant la radiation. Le programme demande une consigne d'entrée qui est la température désirée sur les 2 photodétecteurs. Par la suite, le système se régule en boucle fermée vers son point de consigne. La température M est la température que le régulateur

demande pour éventuellement être au point de consigne. La température M2 est la température lue par le thermistor du photodétecteur.

3.4.1 Temps mort associé au Co-60

Dans cette partie, la détermination du temps mort va permettre de choisir un temps d'acquisition. Lors des mesures expérimentales, nous avons d'abord placé une chambre à ionisation de type Farmer 30006, ayant un facteur d'étalonnage de 5,33 cGy/nC, à 5cm de profondeur dans l'eau solide avec une distance source-surface (DSP) de 80cm et un champ carré de 10cm². Nous avons effectué les mesures deux fois afin d'assurer la stabilité de la chambre et l'exactitude des résultats. Les mesures obtenues sont résumées dans le tableau 3.1 suivant :

Tableau 3.1 : Mesure du temps mort

Temps (min)	Mesure A Charge (nC)	Mesure B Charge (nC)	Moyenne Charge (nC)
0.2	3.443	3.439	3.441
2.0	32.64	32.66	32.65

Le temps mort de l'appareil se déduit à partir de l'équation suivante : $M = k(t + \varepsilon)$ où M est la mesure de charge prise avec la chambre, k est une constante inconnue reliant la mesure de charge au temps d'irradiation, t est le temps d'irradiation programmé dans l'appareil et ε est le temps mort de l'appareil, également inconnu. Il y a donc deux inconnues, deux équations correspondant à deux irradiations de temps différents sont alors nécessaires. En substituant une équation dans l'autre on obtient l'équation suivante pour le temps mort : $\varepsilon = \frac{M_1 t_2 - M_2 t_1}{M_2 - M_1}$.

En y plaçant les valeurs mesurées, on arrive à un temps mort de 0,01205 minute. Il faut donc ajouter ce temps au temps d'irradiation calculé afin d'obtenir la dose désirée. Bien que pour les temps d'irradiation plus longs le temps mort perd de l'importance, pour des temps d'irradiation assez brefs, par exemple quelques secondes, le temps mort prend toute son importance.

3.4.2 Temps d'intégration

Dans cette section, le temps d'intégration a été choisi de manière qu'il ne soit pas affecté par le temps mort du Co-60. Dans un premier temps, le temps d'intégration a été fixé à 1 Hz. Les mesures expérimentales ont été réalisées au Cobalt-60. Une fibre optique de 2 m de longueur et un scintillateur de 2 mm de longueur ont été utilisés. Dans le cadre des mesures expérimentales, le temps d'irradiation était une minute et le signal était intégré à chaque seconde. Le régulateur de température a fonctionné selon une consigne de $5 \pm 0,5^\circ \text{C}$. Une boîte de carton protégeait le détecteur optique des erreurs de mesures causées par la ventilation. Les mesures ont été reprises quatre fois. Par la suite, on a tracé le graphique de la tension en fonction du temps et on a fait les prolongements des trois lignes pour obtenir la valeur du temps mort. La figure 3.9 montre le temps mort de qui est le laps de temps entre le point où la droite coupe l'abscisse et l'origine.

Le temps mort est d'environ de 1,2 ms pour le bleu, de 1,2 ms pour le vert et de 1,8 ms pour le rouge. Donc, on suppose que 0,12 % du temps de l'intégration du signal bleu du signal se comporte comme le 99,88 % du temps de l'intégration. Le même raisonnement est valide pour le signal vert et rouge.

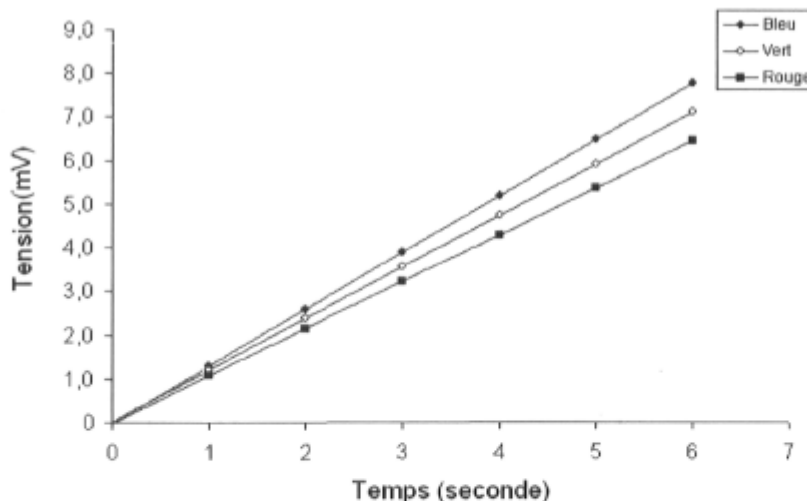


Figure 3.9 : Temps mort de la tension en fonction du temps

Ainsi, un temps d'intégration d'une seconde est satisfaisant, car le temps mort est petit comparativement au temps d'intégration. Donc, un temps d'intégration d'une seconde sera appliqué dans les mesures expérimentales les sections suivantes.

Chapitre 4

Mesures expérimentales

Dans cette section, on traitera des différentes mesures expérimentales pour être en mesure de comprendre les effets de la température sur le dosimètre à fibre scintillante. Par la suite, différentes applications porteront sur les effets optiques et de ventilation. Dans la dernière partie, un étalonnage absolu du dosimètre sera fait.

4.1 Effet de la température

La température a un effet significatif dans les applications des photodiodes. Des études antérieures ont montré un effet de courant de fuite causé par le même photodétecteur [11]. Dans le cadre du projet, l'application d'un deuxième photodétecteur est utilisée pour soustraire le courant de fuite du photodétecteur collecteur. Cette section a pour objectif de montrer que, à basse température, le signal est plus précis et qu'une légère différence en température n'a pratiquement pas d'impact sur les mesures. Par la suite, l'effet significatif de l'utilisation des deux photodétecteurs à des températures inférieures à 10°C présente des avantages sur la possibilité d'enlever les fuites de courant du photodétecteur collecteur. En dernier lieu, l'ajout d'un régulateur pour abaisser la température entraîne effectivement un gain au niveau du signal d'acquisition. Dans un premier temps, des mesures ont été faites pour la reproductibilité du signal.

4.1.1 Reproductibilité du signal

Dans le cadre de ces mesures expérimentales, le matériel utilisé est une lampe ultraviolette à luminosité constante, et une fibre optique de 45 cm de longueur. La température du photodétecteur collecteur et non collecteur a été variée de entre 22°C et 0°C. Une boîte protectrice a protégé le système contre l'évacuation de la chaleur de la plaque. Lors des

manipulations, les acquisitions ont été prises lorsque la température a atteint son point de consigne où 30 intégrations d'une seconde ont été appliquées. La figure 4.1 présente les mesures effectuées sous forme d'histogramme et un lissage utilisant la loi normale. Le tableau 4.1 présente la moyenne et l'écart-type pour chaque température.

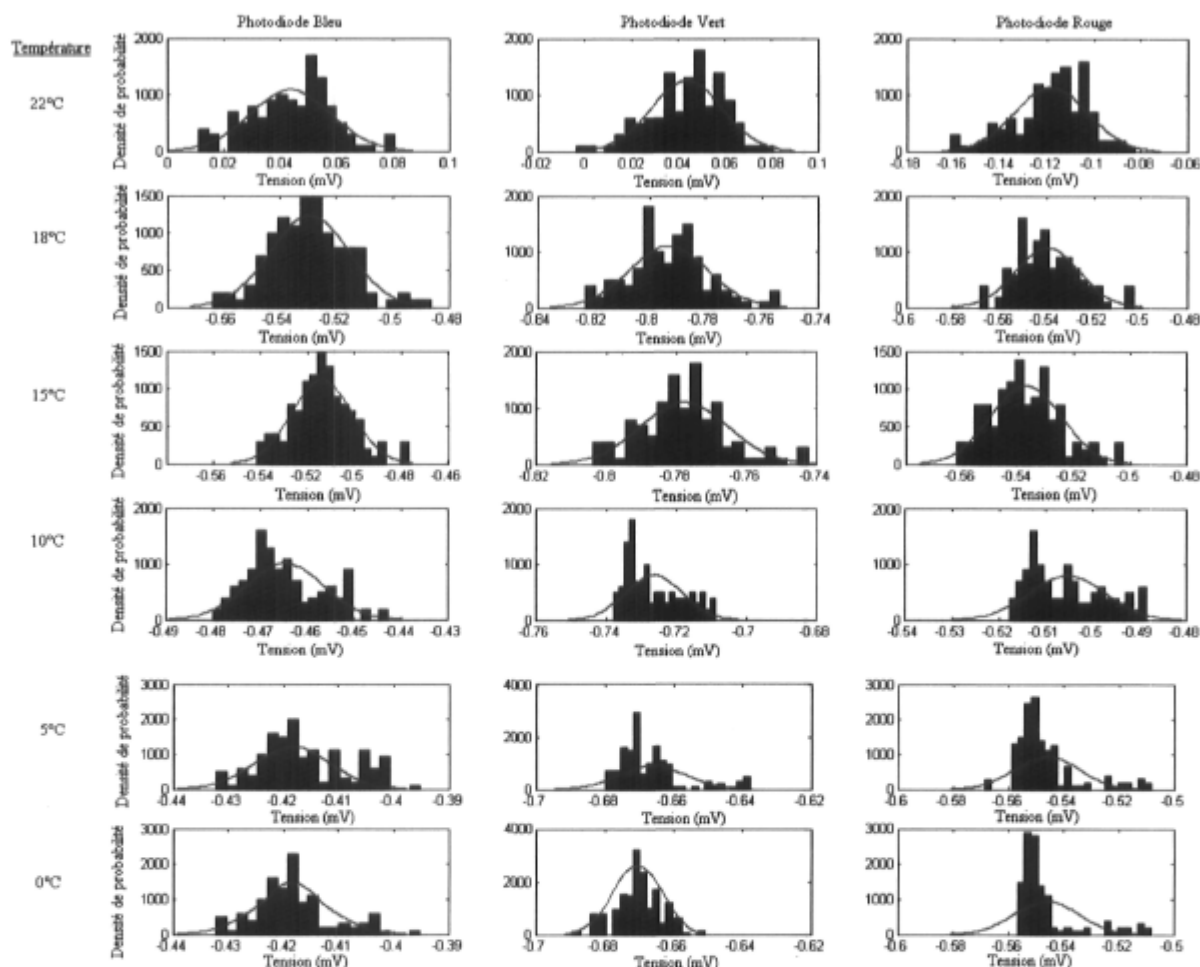


Figure 4.1 : Densité de probabilité en fonction de la tension pour différentes températures pour la reproductibilité du signal

Tableau 4.1 : La moyenne et l'écart-type en fonction de la température

Température (°C)	Bleu		Vert		Rouge	
	moyenne (\bar{x})	Écart-type (σ)	moyenne (\bar{x})	Écart-type (σ)	moyenne (\bar{x})	Écart-type (σ)
22	0,0450	0,0632	0,0460	0,0644	-0,1200	0,1705
18	0,5320	0,7400	-0,7920	1,1022	-0,5420	0,7557
15	-0,5140	0,7186	-0,7930	1,1101	-0,5420	0,7601
10	-0,4650	0,6540	-0,7310	1,0283	-0,5050	0,7110
5	-0,4150	0,5810	-0,6680	0,9350	-0,5510	0,7709
0	-0,4170	0,5856	-0,6720	0,9439	-0,5530	0,7765

À fin de comparer les différentes températures avec les trois photodiodes, la figure 4.2 présente une simplification de la figure 4.1. Ainsi, la figure 4.2 représente le coefficient de

variation pour diverses températures. Le coefficient de variation représente l'écart type σ sur la moyenne X . L'écart type et la moyenne sont extraits de 30 mesures. Les mesures présentent une plus petite dispersion par rapport à la moyenne à 18 °C. Ainsi, une légère variation de la température devrait entraîner une faible reproductibilité du signal. Cependant, le coefficient de variation augmente légèrement entre 0 et 5 °C par rapport à 18°C. Mais, la différence de coefficient de variation entre 0 et 5 °C est négligeable. Donc, une légère variation de la température entraîne une bonne reproductibilité du signal. Il faut noter aussi que ce coefficient varie d'environ 1% pour des températures inférieures à 18°C. On note, à une température de 22°C, un écart maximal égal à 1,4%. On remarque que la photodiode rouge est plus sensible à la température. Malgré ce fait, il serait possible d'utiliser le dosimètre à la température de la pièce, car on recherche une précision de 2 %. Cependant, plus la température diminue plus cet écart tend vers zéro. Lors de la calibration de l'appareil, on emploie la méthode chromatique qui utilise seulement deux couleurs. Malgré cette condition, on est intéressé à calibrer le dosimètre optique pour les trois photodiodes. Donc, on recherche une très faible dispersion selon la moyenne entre les photodiodes.

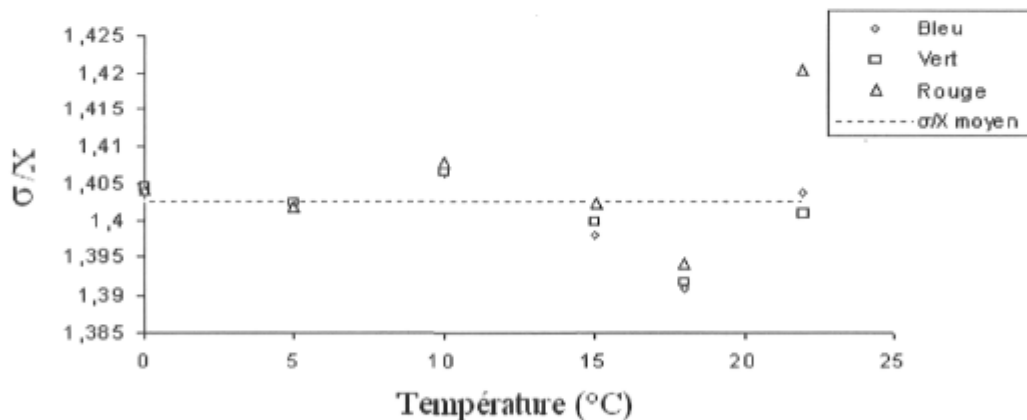


Figure 4.2 : Coefficient de variation σ/X pour différentes températures

4.1.2 Coefficient de variation PDNC / PDC pour différentes températures

Dans cette partie, on s'intéresse à la différence moyenne entre les deux photodétecteurs et le bruit (absolu) sur cette différence en l'absence de signal. Ainsi, la différence entre le coefficient de variation σ/X du photodétecteur collecteur (PDC) et le photodétecteur non collecteur (PDNC) pour différentes températures a été recherchée. Le photodétecteur non collecteur est isolé dans un compartiment où la région à détecter est noire. Le compartiment du photodétecteur collecteur a été modifié à un compartiment où la région à

détecter est noire. De plus, une fibre optique de 45cm de longueur a été utilisée avec un scintillateur de 2 mm de longueur. La température du photodétecteur collecteur et celle du non collecteur a varié de 22°C à 0°C. Les acquisitions ont été prises lorsque la température a atteint son point de consigne où 30 intégrations d'une seconde ont été réalisées. Les résultats sont présentés sous formes d'histogrammes aux figures 4.3 et 4.4. Le tableau 4.2 présente la moyenne et l'écart-type pour chaque photodétecteur à température différente.

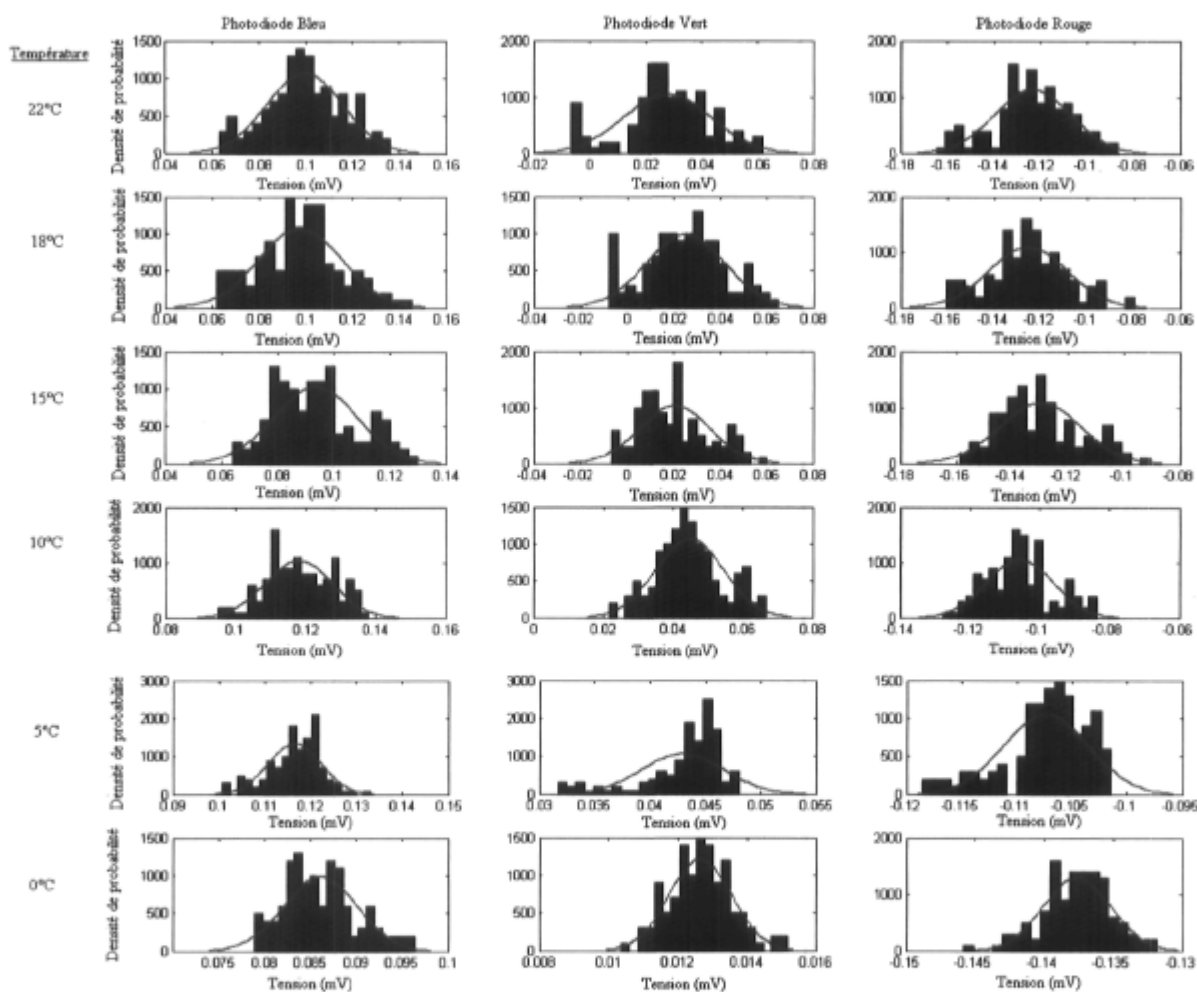


Figure 4.3 : Densité de probabilité en fonction de la tension pour différentes températures du photodétecteur collecteur (PDC)

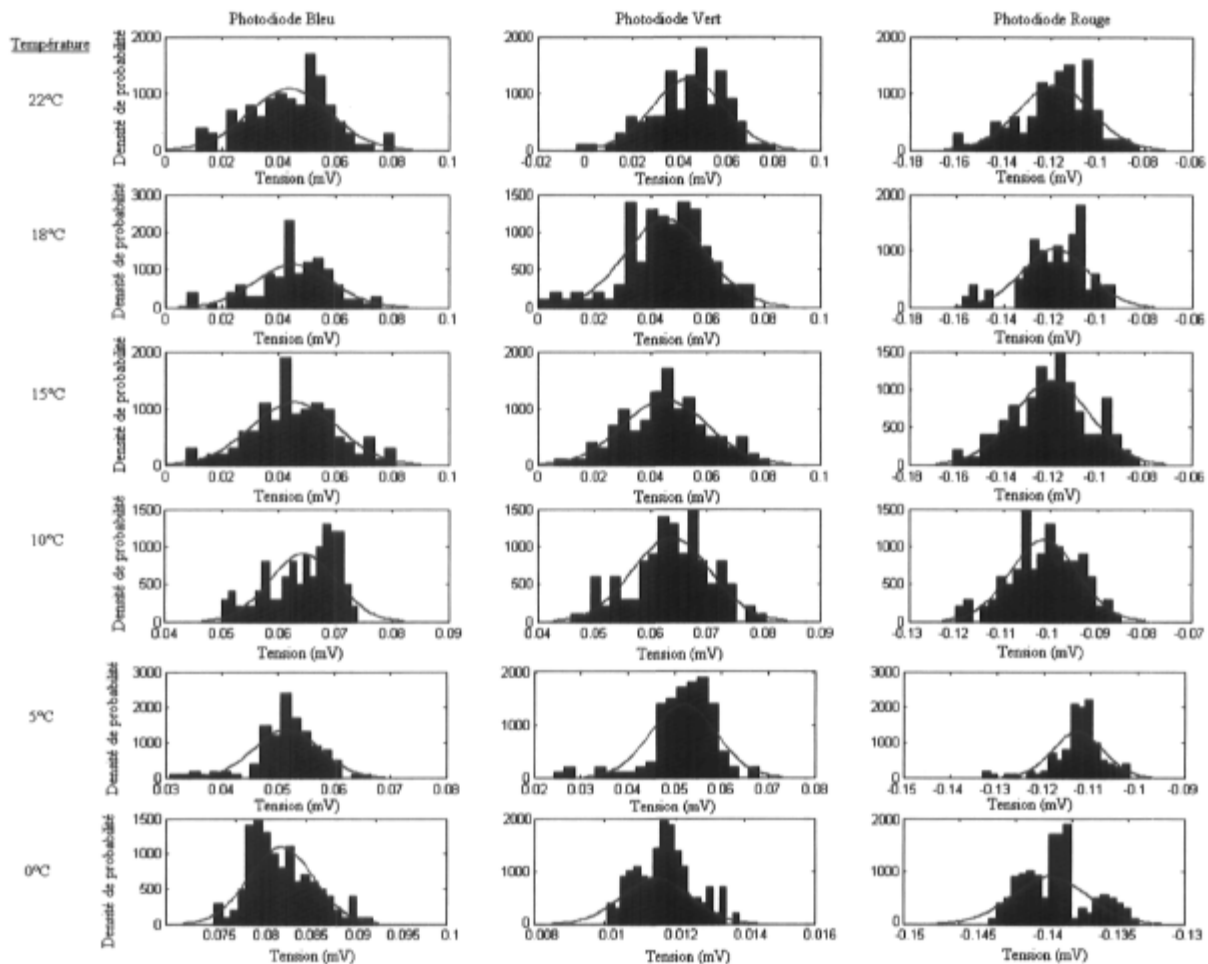


Figure 4.4 : Densité de probabilité en fonction de la tension pour différentes températures du photodétecteur non-collecteur (PDNC)

Tableau 4.2: La moyenne et l'écart-type pour chaque photodétecteur en fonction de la température

Photodétecteur collecteur (PDC)

	Bleu		Vert		Rouge	
Température (°C)	moyenne (\bar{X})	Écart-type (σ)	moyenne (\bar{X})	Écart-type (σ)	moyenne (\bar{X})	Écart-type (σ)
22	0,101	0,089	0,0303	0,0517	-0,115	0,035
18	0,0995	0,0605	0,0306	0,0494	-0,125	0,045
15	0,0957	0,0413	0,021	0,04	-0,135	0,055
10	0,115	0,035	0,042	0,038	-0,109	0,049
5	0,116	0,034	0,043	0,037	-0,107	0,012
0	0,086	0,01	0,0123	0,0057	-0,137	0,008

Photodétecteur non collecteur (PDNC)

	Bleu		Vert		Rouge	
Température (°C)	moyenne (\bar{X})	Écart-type (σ)	moyenne (\bar{X})	Écart-type (σ)	moyenne (\bar{X})	Écart-type (σ)
22	0,040	0,018	0,041	0,062	-0,12	0,037
18	0,041	0,015	0,042	0,060	-0,122	0,044
15	0,045	0,011	0,042	0,077	-0,123	0,050
10	0,065	0,010	0,064	0,052	-0,105	0,047
5	0,050	0,009	0,05	0,040	-0,115	0,013
0	0,082	0,005	0,0113	0,005	-0,141	0,008

À fin de comparer les différentes températures avec les trois photodiodes, la figure 4.5 présente une simplification des la figures 4.3 et 4.4. Ainsi, la figure 4.5 présente la différence entre le coefficient de variation σ/X du photodétecteur collecteur (PDC) et le photodétecteur non collecteur (PDNC) pour les différentes températures utilisées durant les expérimentations. Le coefficient de variation de la différence entre les deux photodétecteurs utilisées présente une plus faible dispersion par rapport à la moyenne pour des températures plus faibles. De plus, la dispersion entre chaque couleur est plus faible à de basses températures. Le coefficient de variation tend à augmenter pour le vert pour des températures supérieures à 10°C. Ce phénomène est moins observable pour le rouge et le bleu. Ainsi, à des températures supérieures à 10°C, il n'est pas possible d'éliminer les courants de fuite de la photodiode verte. De plus, à 22°C la dispersion entre le bleu et le rouge représente une variation de 35%. Alors, il n'est pas possible d'éliminer les courants de fuite des photodiodes bleues et rouges à 22°C.

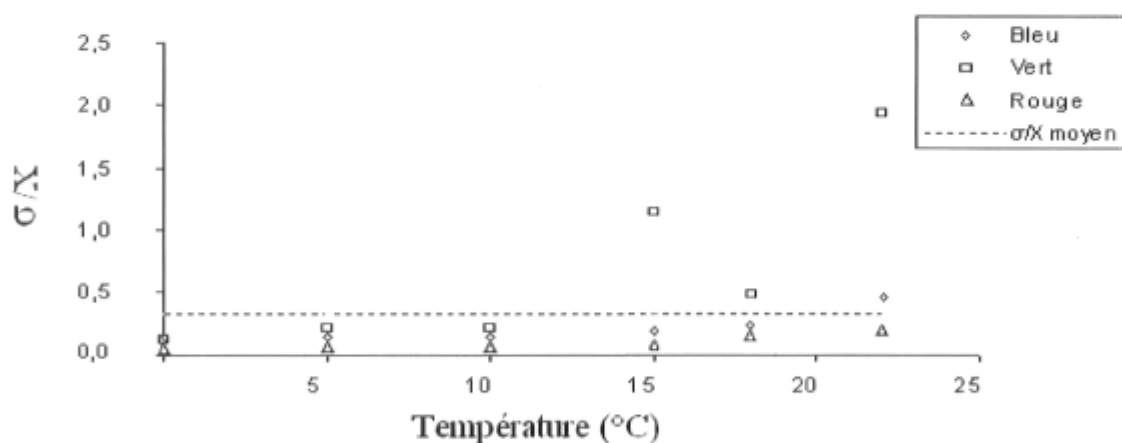


Figure 4.5 : Différence entre le coefficient de variation σ/X du photodétecteur collecteur (PDC) et le photodétecteur non collecteur (PDNC) pour différentes températures

Donc, l'utilisation des deux photodétecteurs à des températures inférieures à 10° C présente des avantages sur la possibilité d'enlever les fuites de courant du photodétecteur, car la dispersion des mesures expérimentales par rapport à la moyenne tend vers 0 et que σ/X ne varie que légèrement entre 0 et 10° C. On note que le photodétecteur est composé de trois photodiodes. Chaque photodiode produit aussi ses propres bruits. Dans les présentes manipulations expérimentales, la tension de polarisation est nulle. Il y a un courant de bruit i_{Rsh} dû à l'obscurité. Il est attribué à l'agitation thermique des porteurs dans la résistance

équivalente R_{sh} . D'autre part, la présence d'une composante qui traverse la barrière de potentiel de la jonction PN de la photodiode, génère un bruit de grenaille i_{no} . Les équations 4.1, expressions de densités spectrales quadratiques, sont indépendantes de la fréquence.

$$\begin{aligned}
 S_{Rsh} &= 4k_B T \frac{1}{R_{Sh}} \\
 S_{no} &= 2qI_\phi \\
 S_{Rf} &= 4k_B T \frac{1}{R_f}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

La résistance de contre-réaction R_f produit un courant de bruit d'origine thermique dont la source i_{Rf} est reliée entre l'entrée « moins » de l'A.O. en mode transimpédance et le commun. R_f établit une contre-réaction de type parallèle entre l'entrée et la sortie du circuit actif. Cependant, il a été démontré que lorsque la tension de polarisation est nulle, la contre-réaction de type parallèle ne modifie pratiquement pas la valeur de la densité spectrale quadratique en tension [28]. De plus, en obscurité I_ϕ est égale à 0. Dans ces conditions, le bruit électronique est dû uniquement au courant de fuite de la diode.

4.1.3 Facteur de température

Dans cette partie, on démontre que l'ajout d'un régulateur pour abaisser la température entraîne effectivement un gain au niveau du signal d'acquisition. Une lampe ultraviolette, à luminosité constante, et une fibre optique de 45 cm de longueur ont été utilisées. La température des photodétecteurs collecteur et non collecteur a varié de 25 à 5°C. Les acquisitions ont été prises lorsque la température a atteint son point de consigne avec un temps d'intégration de 1 Hz pendant 30 secondes. La figure 4.6 représente le gain obtenu en baissant la température. Par exemple, si on désire travailler à 5° C où le bruit intrinsèque du photodétecteur est moins élevé, on obtient des gains d'environ 1,1 pour le bleu, de 1,4 pour le vert et de 1,6 pour le rouge. Cet effet est linéaire dans la plage de température utilisée.

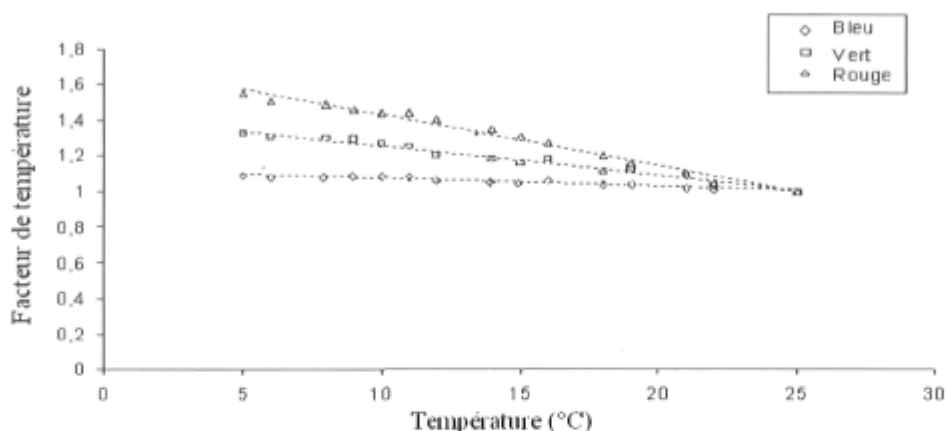


Figure 4.6 : Facteur de température en fonction de différentes températures

En résumé, on a vu que le dosimètre à fibre scintillante était plus sensible à la température ambiante due à la plus grande dispersion du photodétecteur rouge. De plus, une légère variation de la température entraîne tout de même une bonne reproductibilité du signal pour des températures inférieures à 17°C. Par la suite, les résultats ont montré une indépendance aux courants de fuite pour les trois couleurs du photodétecteur pour des températures inférieures à 10°C. On a démontré qu'une baisse de la température entraînait un gain du signal. Ainsi, une température de 5 °C permet d'obtenir un facteur de température plus élevé et une meilleure soustraction du courant de fuite. Ainsi, il faut contrôler et maintenir la température pour bénéficier de ces avantages.

4.2 Effet de la fibre optique

Dans cette section, la distance du foyer, la torsion et la rotation de la fibre scintillante seront traitées. Toutes les mesures ont été prises au TS-150 à une énergie de 150 KV. Une fibre optique de 45 cm de longueur et un scintillateur de 2 mm ont été utilisés.

4.2.1 Distance au foyer

Dans un premier temps, des mesures expérimentales ont été prises pour obtenir le meilleur gain en tension par rapport à une distance à déterminer de la fibre. Dans le chapitre 3, on a établi que la distance optimale pour maximiser la lumière entrant dans la fibre optique

était de 1,12 mm. Ainsi, 5 distances de 0 à 2 mm ont été acquises 30 fois avec intégration du signal d'une seconde. Les mesures ont démontré un effet significatif de la distance au foyer de $1,2 \pm 0,5$ mm. Ce résultat est satisfaisant, car la valeur théorique calculée antérieurement est comprise dans l'intervalle de la mesure expérimentale. On note aussi que lorsque la fibre optique est déposée sur le photodétecteur, à une distance nulle (figure 4.8), les mesures expérimentales montrent une baisse de signal. Ceci est causé par la jonction des trois diodes du photodétecteur qui représente la masse du photodétecteur tel qu'illustré à la figure 4.7. Il y a alors une obstruction du cône de lumière par la masse.



Figure 4.7 : Représentation de la jonction des trois couleurs du photodétecteur MCS3AT

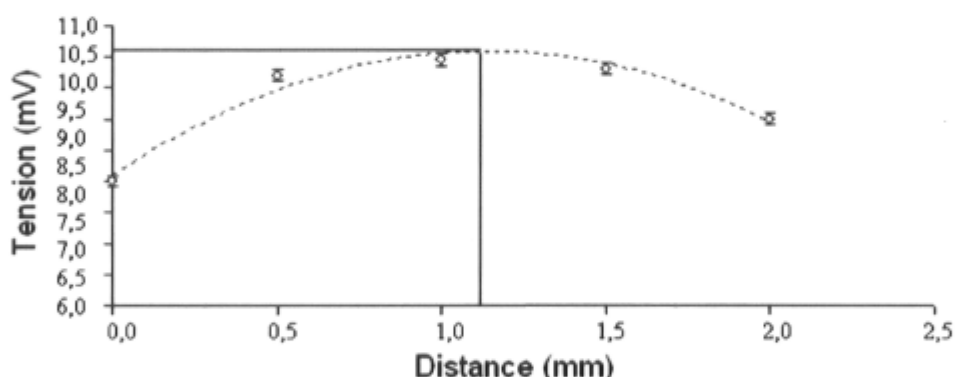


Figure 4.8 : Tension en fonction de la distance de la fibre scintillante de la photodiode bleue

Lorsque la fibre est placée à la distance au foyer, il y a un gain en tension par rapport à la position où la fibre est déposée sur le photodétecteur. La figure 4.9 représente l'effet du déplacement des trois diodes à la distance au foyer par rapport à la position où la fibre est déposée sur le photodétecteur.

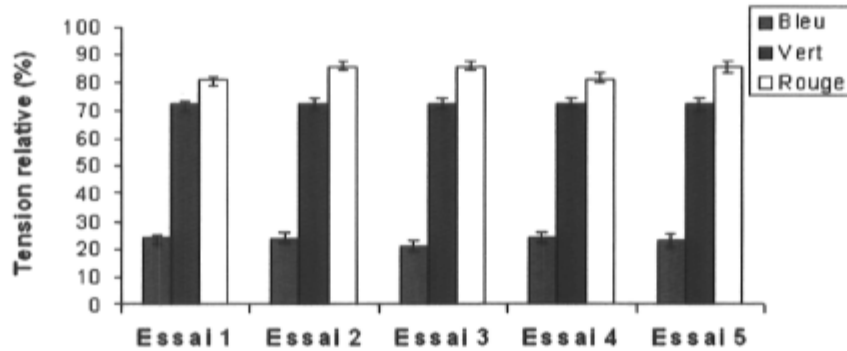


Figure 4.9 : Gain de la tension relative pour une distance fibre-photodétecteur de 1,2 mm

Les mesures prises témoignent un gain d'approximativement 24% pour le bleu, de 72 % pour le vert et de 81 % pour le rouge. Les mesures varient donc beaucoup moins pour le bleu que pour le vert et le rouge. On peut supposer que la fibre optique est au départ mieux orientée avec la photodiode bleu comparativement au vert et au rouge. Ceci nous a permis de constater qu'il y avait un mauvais centrage avec la vis de téflon.

4.2.2 Torsion

Par la suite, des mesures ont été prises pour montrer l'effet de la torsion sur les mesures. Une fibre optique de 2 m de longueur et un scintillateur de 2 mm ont été utilisés. On note que la fibre optique était bien fixée. Lors des expérimentations, une torsion a été appliquée à la fibre optique. Ainsi, une torsion d'un tour sur la figure 4.10 représente une fibre optique entourée autour d'un cylindre de 6 cm de diamètre. Cela entraînait un rayon de courbure entre 2 à 3 cm le long de la fibre optique. La figure 4.10 présente la différence des mesures entre une fibre non en torsion avec une fibre en torsion. Lorsque la fibre optique est plus tordue, il y a une augmentation de la différence d'intensité relative d'une fibre non en torsion comparativement d'une fibre en torsion. Chacune des mesures est la moyenne de trois essais.

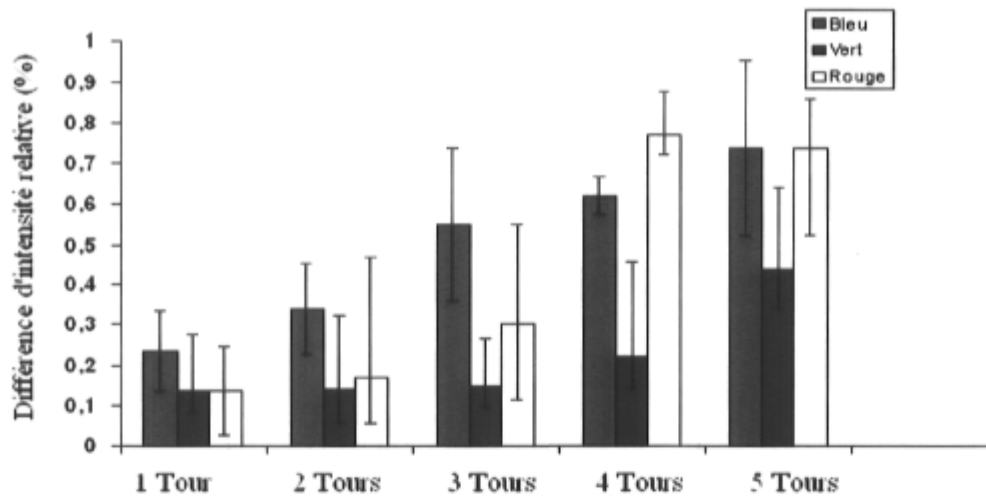


Figure 4.10: Différence d'intensité relative en fonction de la torsion

Les mesures sont concluantes, car une application d'une torsion entraîne une incertitude plus faible que 1 %. Lors de l'implémentation d'une fibre optique dans un cathéter, celle-ci peut être courbée pour afin d'être insérée dans le milieu tumoral. Les mesures suivantes, sous des conditions extrêmes, montrent que l'effet de la rotation de la fibre optique est minimal, bien qu'il y ait avantage avec le nombre de tours.

4.2.3 Rotation

Pour poursuivre, des mesures ont été prises pour étudier l'effet de la rotation de la fibre optique à la jonction du photodétecteur sur les mesures. Sous des conditions extrêmes, une fibre optique de 45 cm de longueur et un scintillateur de 2 mm ont été utilisés. La fibre de 45 cm a été tournée selon son angle de repos de 90°. La figure 4.11 présente la différence relative d'une fibre tordue par rapport à une fibre non tordue, ou au repos. Un petit rayon de courbure était appliqué à la fibre optique en rotation. De plus, nous avons découvert que la fibre sous cette condition pouvait bouger légèrement, car le soutien de la fibre optique présentait un défaut lors de la fabrication. Le défaut est une fissure dans les rayons filetés de la vis. Le soutien de la fibre optique est fait en deux parties. La première partie est un cylindre fileté percé en V au centre. La deuxième partie est une vis en téflon percé au centre. Pour coincer la fibre optique sans ajout de colle, il faut insérer la fibre optique dans la vis en téflon et le cylindre fileté. Cependant, le défaut de fabrication dans la vis de téflon ne stabilise pas entièrement la fibre et celle-ci bouge légèrement dans le trou percé. Cela explique la

différence importante entre l'intensité relative à un angle de 120 et de 105° qui n'était pas apparente à son angle réciproque de -30 et -15° (voir figure 4.11).

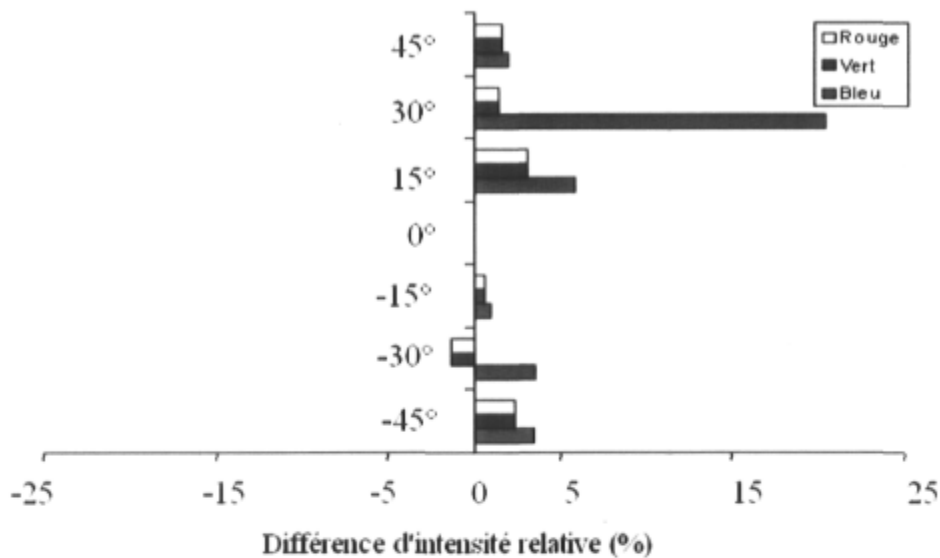


Figure 4.11: Rotation de la fibre optique à la jonction du photodétecteur

Malgré le défaut de la vis de téflon, la variation maximale est de 4 % pour la fibre non tordue. À la section *Distance au foyer*, on a remarqué que les mesures varient beaucoup moins pour le bleu que pour le vert et le rouge. On suppose que la fibre optique est bien orientée avec la photodiode bleue comparativement au vert et au rouge. Ce résultat est de nouveau représenté à la figure 4.11. Le signal du photodétecteur bleu est plus important pour chacune des orientations. Ainsi, on peut supposer qu'à l'intrusion de la fibre dans la fissure à 15°, le cône de lumière a divergé vers le rouge et le vert. Lorsque la fibre est à 30°, le cône de lumière diverge encore plus du bleu. Cependant, puisque la fibre est prise dans la fissure, un angle se crée par la torsion et le cône lumineux diverge du bleu en améliorant ainsi le signal du vert et du rouge. Ainsi, ces mesures témoignent de l'importance du soutien de la fibre à la jonction du photodétecteur. La fabrication ultérieure d'une autre vis de téflon sans défaut pourrait améliorer l'effet de rotation de la fibre optique à la jonction du photodétecteur.

4.3 Effet de la ventilation

Dans le cadre des mesures sous radiation, les mesures expérimentales ont montré que la ventilation du système de régulation a un effet significatif sur les mesures prises. Sous cette

nouvelle contrainte, des mesures ont été effectuées sans et avec boîte protectrice au TS-150 pour avoir un ordre de grandeur de son impact sur les mesures.

Dans un premier temps, l'erreur sur la tension causée par la ventilation a été mesurée par l'utilisation d'une fibre optique de 45 cm de long avec un scintillateur de 2 mm. Le scintillateur était ajusté au centre de l'ouverture du cône de 15 cm de diamètre de l'appareil sur de l'eau solide. La fibre optique était fixée sur l'eau solide jusqu'au détecteur. Le régulateur de température fonctionnait avec une consigne de 22°C. Des mesures ont été obtenues sans protection et avec protection de la ventilation à une énergie de 150 kV. Le protecteur était seulement une boîte de carton. Il y a 25 mesures d'une intégration par seconde qui ont été prises pour chaque couleur du photodétecteur. Les figures 4.12, 4.13 et 4.14 représentent la variation de la tension par rapport au nombre de mesures avec et sans boîte protectrice. Sur les figures 4.12 et 4.13, on note que l'écart type avec boîte σ_s et l'écart type sans boîte σ_a . On observe une baisse de signal avec une boîte protectrice.

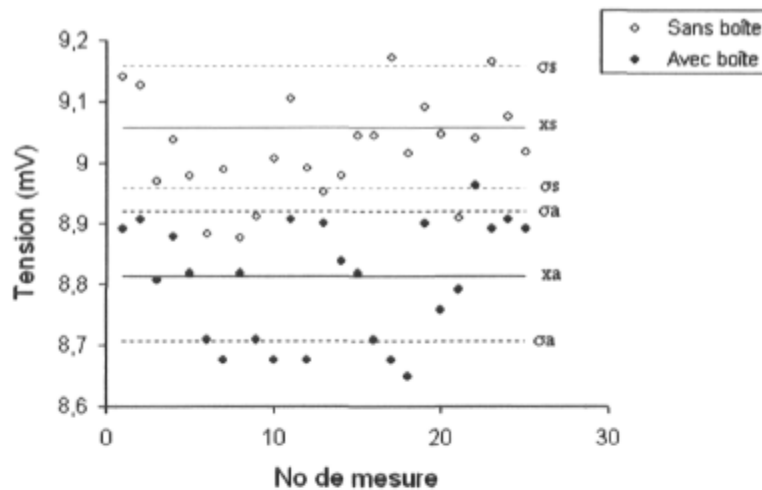


Figure 4.12 : Tension en fonction du numéro de la mesure pour la couleur verte au TS-150 à 150 KV

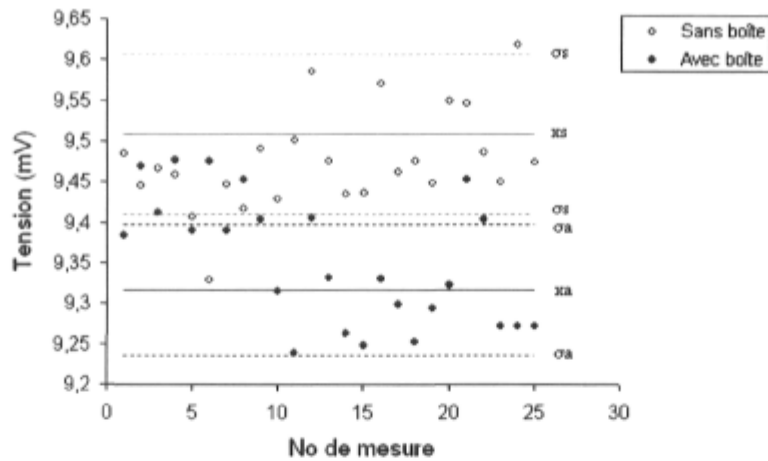


Figure 4.13 : Tension en fonction du numéro de la mesure pour la couleur rouge au TS-150 à 150 KV

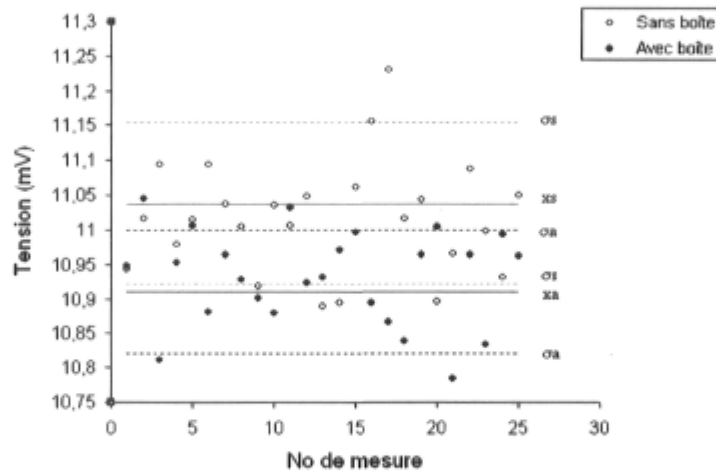


Figure 4.14 : Tension en fonction du numéro de la de mesure pour la couleur bleue au TS-150 à 150 KV

Ainsi, la figure 4.15 présente les résultats sommaires de la différence en tension relative en fonction des différentes couleurs pour les effets de ventilation des trois dernières figures. La ventilation du système entraîne une différence de tension des mesures avec et sans boîte de 2,7% pour le vert, de 1,6% pour le rouge et de 1,15% pour le bleu.

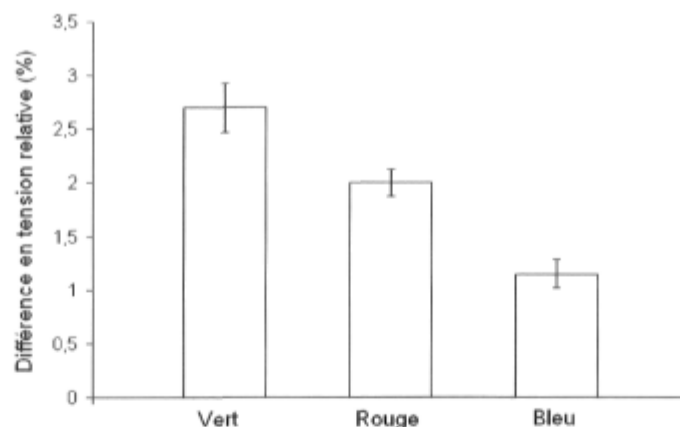


Figure 4.15 : Différence en tension relative en fonction des différentes couleurs pour l'effet de ventilation à 150 KV

La ventilation a un effet significatif sur les mesures effectuées sous radiation. Cet effet est plus important pour le vert et le rouge que pour le bleu. L'évacuation de la chaleur du système a un effet négatif sur la partie électronique qui gère l'acquisition du signal du photodétecteur. Une isolation des photodétecteurs par rapport à la partie électronique permettra de résoudre le problème de la ventilation.

4.4 Étalonnage absolu

Dans cette section, la calibration du détecteur optique a été faite selon la méthode chromatique (chapitre 1). Les mesures expérimentales ont été réalisées au Cobalt-60. La chambre à ionisation de type Farmer 30006 avec un facteur d'étalonnage de 5,33 cGy/nC était l'instrument de référence. La mesure de la charge accumulée dans la chambre doit être corrigée pour la température et la pression. Une fibre optique de 2 m de longueur et un scintillateur de 2 mm de longueur ont été utilisés. Dans le cadre des mesures expérimentales, le temps d'irradiation était une minute et le signal était intégré à chaque seconde sur une seconde. Le régulateur de température a fonctionné selon une consigne de $5 \pm 0,5^\circ \text{C}$. Une boîte protectrice protégeait le détecteur optique des variations pouvant être produites par l'effet de ventilation.

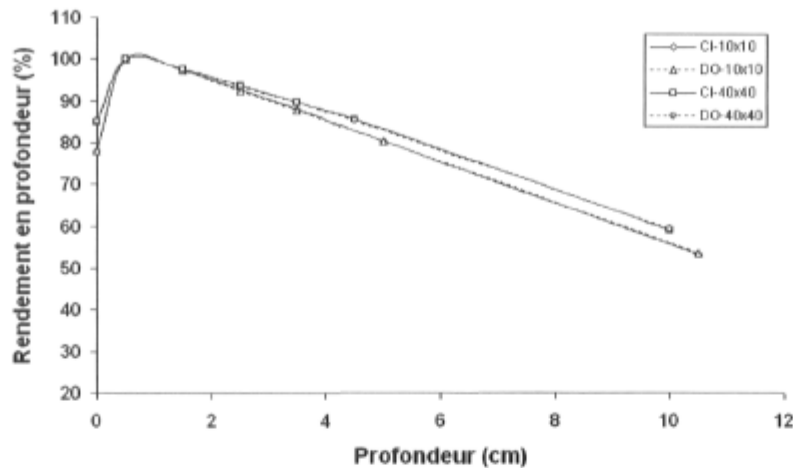


Figure 4.16 : Rendement en profondeur du détecteur optique calibré avec une chambre à ionisation de type Farmer

La figure 4.13 présente le rendement en profondeur mesuré par le détecteur optique et la chambre à ionisation pour des champs de 10x10 cm² et 40x40 cm². La distribution de la dose est faite selon l'axe du faisceau. Le rendement en profondeur dépend de la distance source-surface, de l'énergie du faisceau et de la grandeur de champ. Il est donné par l'équation suivante :

$$\%DD = \frac{D_d}{D_{Max}} . 100 \quad [4.2]$$

Soit avec le détecteur optique ou la chambre à ionisation, le maximum de la dose se dépose à une profondeur de 0,5 cm. On a varié la profondeur de 0 à 10 cm avec l'utilisation de l'eau solide. Le facteur de conversion a/b était de -0,44. Selon la théorie, la valeur a/b devrait être de -1,13 [11]. Cet écart est probablement dû au mauvais positionnement de la fibre optique face aux photodétecteurs. On a observé cet effet de mauvais positionnement de la fibre dans la section *Effet optique*. Selon le facteur de conversion, la fibre devrait être placée d'une manière telle que son ouverture lumineuse soit dirigée vers l'intérieur de la photodiode bleu et vers l'extérieur de la photodiode verte.

Le rendement en profondeur mesuré par le détecteur optique est très semblable à celui de la chambre à ionisation. La différence maximale est de 0,5 % qui représente 0,5 cGy de différence avec la chambre à ionisation (voir tableau 4.3).

Tableau 4.3 : Mesure de la calibration du détecteur optique avec la chambre à ionisation Farmer

10x10	Profondeur cm	Chambre à ionisation cGy	%	Détecteur optique cGy	%	Différence cGy	Différence %
	0	82,62	78	82,55	78	0,1	0,1
	0,5	105,80	100	105,80	100	0,0	0,0
	1,5	103,05	97	102,85	97	0,2	0,2
	2,5	97,91	93	97,71	92	0,2	0,2
	3,5	93,17	88	92,67	88	0,5	0,5
	5,0	85,07	80	85,04	80	0,0	0,0
	10,5	56,50	53	56,58	53	0,1	0,1
2x40	Profondeur cm	Chambre à ionisation cGy	%	Détecteur optique cGy	%	Différence cGy	Différence %
	0	98,34	85	98,46	85	0,1	0,1
	0,5	115,71	100	115,71	100	0,0	0,0
	1,5	112,84	98	113,05	98	0,2	0,2
	2,5	108,63	94	108,21	94	0,4	0,4
	3,5	103,83	90	103,74	90	0,1	0,1
	4,5	98,87	85	98,46	85	0,4	0,4
	10	68,49	59	68,53	59	0,0	0,1

Les inconvénients durant les manipulations sont survenus lors du chauffage de la plaque thermique. Le fonctionnement du régulateur durant plus d'une heure et demie entraîne le réchauffement de la plaque au lieu de son refroidissement. Cependant, le compromis entre la performance et la robustesse sera à améliorer avec une méthode d'identification plus adéquate (voir chapitre 1).

Chapitre 5

Conclusion

Un détecteur optique à fibre scintillante utilisant une photodiode fut développé au cours de ce projet. Les caractéristiques recherchées pour cet instrument sont une grande résolution spatiale et un volume sensible possédant des propriétés radiologiques comparables à celles de l'eau. Le prototype du dosimètre à fibre scintillante est constitué d'un scintillateur, d'une fibre optique de plastique suffisamment longue pour transporter le signal loin du champ d'irradiation et d'une photodiode pour convertir la lumière produite par le scintillateur en courant électrique.

La température permet d'avoir un signal reproductible et précis en éliminant le courant de fuite. Une température de 5° C permet d'obtenir un facteur de température plus élevé et une meilleure soustraction du courant de fuite. De plus, le signal est plus précis et permet une bonne reproductibilité pour une variation en température. Des températures supérieures à 10°C n'offrent pas des bons facteurs de température et la soustraction du courant de fuite est détériorée. Une légère variation de la température entraîne aussi une faible reproductibilité du signal.

Par la suite, les mesures expérimentales ont témoigné qu'un ajustement de la distance au foyer améliorerait le gain du signal. De plus, les mesures en torsion sont concluantes, car une application d'une torsion entraîne une incertitude inférieure à 1 %. Puisque le dosimètre optique sera éventuellement utilisé dans le cadre de la curiethérapie, les fibres optiques seront insérées dans un cathéter et subiront certaines torsions pour que ceux-ci puissent être insérés dans le milieu tumoral. Par la suite, les mesures expérimentales ont révélé l'importance du positionnement de la fibre optique à la jonction du photodétecteur. Une fabrication ultérieure d'une autre vis de téflon sans défaut pourrait diminuer ou éliminer l'effet de rotation de la fibre optique à la jonction du photodétecteur. Malgré le défaut de la vis de téflon, la variation maximale est de 4 %.

L'évacuation de la chaleur a aussi un effet significatif sur les mesures effectuées sous radiation. L'évacuation de la chaleur du système a un effet négatif sur la partie électronique qui gère l'acquisition de la radiation. Une isolation adéquate des photodétecteurs par rapport à la partie électronique permettra de résoudre l'effet de la ventilation de chaleur émanant du système de régulation.

En dernier lieu, la calibration du photodétecteur optique a donné des mesures de rendement en profondeur comparables à celles d'une chambre à ionisation. Cela représente une différence maximale de 0,5 % ou 0,5 cGy entre la chambre à ionisation et le photodétecteur optique.

Dans le cadre du présent projet, la conception d'un détecteur optique utilisant une fibre scintillante était recherchée. La fibre scintillante sera insérée dans un cathéter où celle-ci sera fixée sur un organe comme la prostate ou le sein. Éventuellement, la conception d'un détecteur optique utilisant plus d'une fibre optique serait favorisée. Avant de poursuivre la conception d'un détecteur multifibre, il sera important d'appliquer un ajustement du gain intrinsèque des A.O. en mode soustracteur et en mode inverseur. Pour ce faire, il faudra employer les TL081 et faire un circuit d'équilibrage pour éliminer l'erreur statique.

Il est possible d'optimiser davantage le circuit électronique. La conception de circuit électronique dans le domaine de l'instrumentation requiert quelques précautions élémentaires et non négligeables par rapport à d'autres types de circuits. Dans le cas présent, il y a deux endroits majeurs auxquels il faut s'attarder. En premier, le circuit étant un système distribué, il est sectionné en plusieurs circuits : circuit d'amplification, circuit de mesure, circuit de régulation, etc. Par conséquent, toutes les masses du système sont reliées ensemble. Cette pratique peut engendrer une induction sur la boucle de la masse des circuits. Si une induction crée une tension aussi minime soit-elle, une erreur de lecture est générée au niveau de la lecture différentielle à la sortie des photodiodes [19,27,29].

Il est aussi important de noter que tous les circuits de lecture sont reliés à la carte d'acquisition des données. Le facteur déterminant est que les fils entre la carte et les circuits sont relativement longs. Ces fils ont la possibilité d'être affectés par du bruit généré par de l'induction magnétique. Pour ces deux problèmes, certains types de circuit (tels que discuté à

l'annexe D) ont été développés pour pallier à ces désagréments. L'ampli d'instrumentation est une solution à la fois très facile à implanter et très peu couteuse.

En dernier lieu, l'annexe C démontre l'avantage d'utiliser un filtre passe-bas supplémentaire à la sortie du circuit. Cet ajout va permettre de diminuer l'influence de la tension de bruit en diminuant la puissance optique équivalente de bruit en tenant compte de la sensibilité spectrale des photodiodes.

Annexe A

Démonstration de l'avantage de l'utilisation d'ampli-opérationnel en mode transimpédance

On suppose dans cette comparaison que l'amplificateur est sans bruit. Le courant photoélectrique correspondant au signal utile et le courant de bruit de grenaille sont respectivement i et i_{no} . Le bruit de grenaille est dû aux fluctuations aléatoires des courants dans les composants électroniques actifs. Dans le cas d'une jonction PN, la loi de Shockley traduisant le comportement électrique macroscopique fait apparaître deux flux de porteurs. Compte tenu de la quantification de la matière, chaque flux n'est pas rigoureusement continu. Pour traduire le franchissement aléatoire de la barrière de potentiel, on associe à chacun de ces flux un bruit indépendant l'un de l'autre, de densité spectrale de puissance $S(f) = 2q|I_x|$. La densité spectrale de puissance du bruit de grenaille constitué de ces deux composantes est donc égale à : avec I_s courant de saturation, q charge de l'électron ($1,6 \times 10^{-19} C$).

$$S(f) = 2q(I_s \exp(\frac{qV}{kT}) + I_s) = 2qI \quad [A.1]$$

Lorsque la jonction PN est parcourue par un courant moyen $I_{obs} + I_\phi$, la valeur quadratique moyenne de l'intensité du courant de bruit est proportionnelle à ce courant moyen et à la bande équivalente de bruit :

$$\langle i_{no}^2 \rangle = 2q(I_{obs} + I_\phi) \quad [A.2]$$

où I_ϕ est la composante moyenne et I_{obs} est la composante d'obscurité. Habituellement, le courant d'obscurité I_{obs} est très faible et le courant correspondant est généré par la résistance équivalente shunt R_{sh} .

$$\langle i_R^2 \rangle = 4k_b T \frac{1}{R} B_n \quad [A.3]$$

Où k_B est la constante de Boltzmann ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K), T la température absolue et B_n est la bande passante équivalente de bruit associée aux sources de courant. Le rapport signal sur bruit correspondant est donné par la relation :

$$\left(\frac{v_s}{v_{sn}} \right)_1 = \frac{i}{\sqrt{\langle i_{no}^2 \rangle + \langle i_R^2 \rangle}} \quad [\text{A.4}]$$

Dans le cas où il y a un circuit transimpédance, une résistance R_f impose une contre réaction parallèle. On ramène à l'entrée le courant de bruit thermique i_{Rf} auto-généré dans la résistance de contre-réaction R_f .

$$\langle i_{Rf}^2 \rangle = 4k_B T \frac{1}{R_f} B_n \quad [\text{A.5}]$$

Le rapport signal sur bruit correspondant est :

$$\left(\frac{v_s}{v_{sn}} \right)_2 = \frac{i}{\sqrt{\langle i_{no}^2 \rangle + \langle i_{Rf}^2 \rangle}} \quad [\text{A.6}]$$

La comparaison des rapports signal sur bruit est représentée par la fonction suivante.

$$F_n = \frac{\left(\frac{v_s}{v_{sn}} \right)_2}{\left(\frac{v_s}{v_{sn}} \right)_1} = \left[\frac{\langle i_{no}^2 \rangle + 4k_B T \frac{1}{R} B_n}{\langle i_{no}^2 \rangle + 4k_B T \frac{1}{R(1-A_v)} B_n} \right]^{1/2} \quad [\text{A.7}]$$

En considérant que les deux circuits ont la même fréquence de coupure haute imposée par les constantes de temps de leurs circuits d'entrés avec les mêmes capacités, la relation

$$R = \frac{R_f}{1-A_v} \quad [\text{A.8}]$$

est valide entre les deux résistances. De plus, avec la condition extrême où le bruit de grenaille généré dans la photodiode serait nul $i_{no} = 0$ et en négligent le bruit des composants actifs, le circuit transimpédance apporte une amélioration de rapport signal sur bruit d'une valeur de

$$F_n = \sqrt{1 - A_v} \quad [\text{A.9}]$$

C'est pour cette raison que le circuit transimpédance a été choisi, car le meilleur rapport signal sur bruit une large bande passante est recherchée. Le gain en boucle fermée A_v pour un ampli transimpédance est décrit par l'équation A.10.

$$A_v = \frac{C_f + C_F}{C_f} \quad [\text{A.10}]$$

Selon les données du photodétecteur MCS3AT, on a une capacitance de transition C_F de 50 pF. La capacitance de transimpédance C_f du TL084ACN est de 3 pF. On déduit une amélioration du rapport signal sur bruit de 4,32.

Annexe B

Schéma électronique

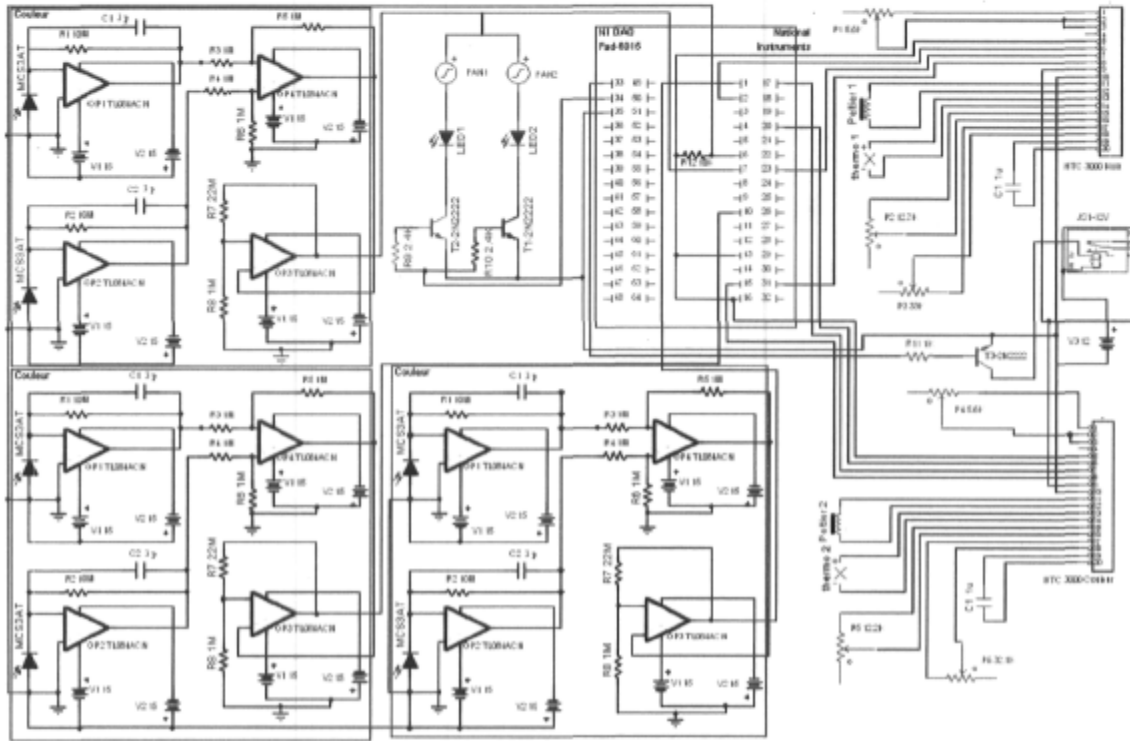


Figure B.1 : Design du circuit électronique (logiciel OrCad)

Annexe C

Tension totale de bruit à la sortie, puissance optique équivalente à l'entrée et réduction du bruit à la sortie

Les sources de courant et de tension produisent à la sortie des tensions quadratiques moyennes $\langle V_{sni}^2 \rangle$ et $\langle V_{sne}^2 \rangle$. La tension quadratique résultante à la sortie est [19,27] :

$$\langle V_{sn}^2 \rangle = \langle V_{sni}^2 \rangle + \langle V_{sne}^2 \rangle \quad [C.1]$$

Il est aussi important de noter que S_i (la densité spectrale du courant) est constante en fonction de la fréquence.

$$\langle V_{sni}^2 \rangle = R_f^2 \left[S_i + 2qI_\phi + 4kT \left(\frac{1}{R_{sh}} + \frac{1}{R_f} \right) \right] B_{ni} \quad [C.2],$$

$$\langle V_{sne}^2 \rangle = A_{vm0}^2 S_e \left[\frac{\pi}{2} \frac{f_{3n}^2}{f_{1n} + f_{3n}} + f_e \frac{1}{1 - \left(\frac{f_{1n}}{f_{3n}} \right)^2} \text{Ln} \left(\frac{f_{3n}}{f_{1n}} \right) \right] \quad [C.3].$$

Dans un premier cas, dans le calcul de la contribution de courant de bruit $\langle V_{sni}^2 \rangle$, l'expression pour connaître la largeur de la bande passante du bruit est définie par l'équation C.4 [18].

$$B_{ni} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha} f_0 \quad [C.4].$$

$$B_{ni} = \frac{\pi}{4} \frac{1}{1} 10kHz$$

Les valeurs suivantes ont été sélectionnées pour obtenir un facteur d'amortissement à $\alpha = 1$. La valeur de la résistance est fixée aléatoirement à $R_f = 10M\Omega$. À partir de cette valeur, un $f_0 = 10kHz$ est déterminé. Une fois ces valeurs déterminées, on trouve une largeur de bande passante pour le bruit de $B_{ni} = 7.854kHz$.

Il est possible de calculer la contribution du courant de bruit à la sortie produite par les courants par l'équation [C.5].

$$\langle V_{sni}^2 \rangle = (10 \times 10^6)^2 \left[(0.01 \times 10^{-15})^2 + 0 + 4.1.38 \times 10^{-23} \cdot 300 \left(\frac{1}{5 \times 10^{10}} + \frac{1}{10^7} \right) \right] 7.854 \times 10^3 \quad [C.5]$$

Alors, la contribution des sources de courant de bruit donne à la sortie est de:

$$\sqrt{\langle V_{sni}^2 \rangle} \equiv V_{sni} = 36.07 \mu V_{eff} \quad [C.6]$$

Dans un second cas, déterminons l'apport de la source de tension de bruit de l'amplificateur opérationnel : $\langle V_{snc}^2 \rangle$. Il est aussi important de noter que S_e (la densité spectral de la tension) n'est pas constante en fonction de la fréquence. Alors, les valeurs intrinsèques du TL084ACN sont:

$$R_f = 10 M\Omega, C_f = 3 pF, A_{d0} = 10^6, f_{t1} = 3 MHz, C_T = 50 pF,$$

$$f_{2n} = \frac{1}{2\pi R_f (C_f + C_T)} = \frac{1}{2\pi 10 M\Omega (3 pF + 50 pF)} = 300.29 Hz \quad [C.7],$$

$$f_{1n} = \frac{1}{2\pi (R_f C_f)} = \frac{1}{2\pi (10 M\Omega \cdot 3 pF)} = 5.3 kHz \quad [C.8],$$

$$A_{m0} = \frac{f_{1n}}{f_{2n}} \approx \frac{C_f + C_T}{C_f} = 17.66 \quad [C.9].$$

Une fréquence de coupure haute f_{3n} est imposée par le produit gain-bande passante :

$$f_{3n} = \frac{f_{T1}}{A_{m0}} = \frac{3 \times 10^6}{17.66} = 169.875 kHz \quad [C.10]$$

La tension de bruit qui correspond uniquement à l'influence de e_n est donc :

$$\langle V_{snc}^2 \rangle = 17.66^2 \cdot (18 \times 10^{-9})^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{(169.875 \times 10^3)^2}{(5.3 \times 10^3) + (169.875 \times 10^3)} + 400 \frac{1}{1 - \left(\frac{5.3 \times 10^3}{169.875 \times 10^3} \right)^2} \text{Ln} \left(\frac{169.875 \times 10^3}{5.3 \times 10^3} \right) \right] \quad [C.11],$$

$$\sqrt{\langle V_{snc}^2 \rangle} \equiv V_{snc} = 162.135 \mu V_{eff} \quad [C.12].$$

La tension totale de bruit à la sortie est :

$$\langle V_{sn}^2 \rangle = 2,63.10^{-8} + 1,3.10^{-9} = 2,76.10^{-8} V_{eff}^2 \quad [C.13],$$

$$V_{sn} = 166.135 \mu V_{eff} \quad [C.14].$$

La tension du bruit V_{sn} ainsi déterminée est ramenée à l'entrée du circuit. Afin de situer l'influence de ce bruit, il faut le convertir en puissance optique équivalente de bruit Φ_n en tenant compte de la sensibilité spectrale S_λ du photodétecteur MCS3AT. La sensibilité spectrale du bleu, du vert et du rouge est de 0,26, 0,33 et 0,41 A/W. Pour cela, il faut utiliser le courant de bruit i_n dans la résistance R_f . On fait l'hypothèse que ce signal optique équivalent de bruit a un spectre de fréquences contenu dans la bande passante de l'impédance de transfert du circuit dont la valeur de plateau est $|z_f(0)| = R_f$. Dans ces conditions, cette puissance optique s'écrit :

$$\Phi_n = \frac{i_n}{S_\lambda} = \frac{2\sqrt{2}(V_{sn}/R_f)}{S_\lambda} \quad [C.15].$$

Avec l'équation C.15, la puissance optique est de $1,81.10^{-10} W_{crêteàcrête}$ pour le bleu, de $1,42.10^{-10} W_{crêteàcrête}$ pour le vert et de $1,15.10^{-10} W_{crêteàcrête}$ pour le rouge.

Réduction du bruit à la sortie

Par les équations C.6 et C.12, on remarque que le bruit de la contribution de la tension de bruit provenant de l'amplificateur opérationnel est plus important que celui de l'intensité du courant de bruit. Ceci est partiellement dû à la bande passante équivalente totale À 260 kHz, c'est la sommation de A et B de l'équation C.11, ce qui est plus élevé que 7,85 kHz. On remarque que le premier terme A de l'équation a une plus grosse prépondérance. La solution est de diminuer A pour améliorer le rapport signal sur bruit à la sortie. Il faut noter que C_T et S_e n'ont pas changé. Une solution envisageable est d'ajouter un passe bas à la sortie du

circuit transimpédance, avec un amortissement $\alpha' = 1$, une fréquence proche voisine de $f_0 = 11\text{kHz}$ et un gain en tension de plateau égale à 1. Alors, on aura à la sortie une bande passante équivalente de bruit $B_{ne} = A$ réduite.

$$B_{ne} \cong \frac{\pi}{4} \frac{1}{\alpha'} f_0 = 8,64\text{KHz} \quad [\text{C.15}].$$

La tension de bruit à la sortie est :

$$\langle V_{ne}^2 \rangle = \frac{A - A'}{A + B} \langle V_{sne}^2 \rangle = \frac{8,64 + 1,2}{260} \cdot 2,63 \cdot 10^{-8} = 9,9 \cdot 10^{-10} V_{eff}^2 \quad [\text{C.16}],$$

$$V_{ne} = 31,5 \mu V_{eff} \quad [\text{C.17}].$$

L'ordre de grandeur de la tension de bruit après filtrage sera de :

$$\langle V_w^2 \rangle = 9,9 \cdot 10^{-10} V_{eff}^2 + 1,3 \cdot 10^{-9} V_{eff}^2 = 2,29 \cdot 10^{-9} V_{eff}^2 \quad [\text{C.18}],$$

$$V_w = 47,8 \mu V_{eff} \quad [\text{C.19}].$$

Le bruit optique par la nouvelle tension de bruit est alors :

$$\Phi_n = \frac{i_n}{S_\lambda} = \frac{2\sqrt{2} (V_w / R_f)}{S_\lambda} \quad [\text{C.20}].$$

Avec l'équation C.20, la puissance optique est de $5,11 \cdot 10^{-11} W_{crête\grave{a}crête}$ pour le bleu, de $4,09 \cdot 10^{-11} W_{crête\grave{a}crête}$ pour le vert et de $3,3 \cdot 10^{-11} W_{crête\grave{a}crête}$ pour le rouge. Ces calculs montrent le bénéfice qu'apporte un filtrage supplémentaire à la sortie du circuit.

Annexe D

L'ampli d'instrumentation

La conception de circuit électronique dans le domaine de l'instrumentation requiert quelques précautions élémentaires et non négligeables par rapport à d'autres types de circuits. Dans le cas présent, il y a deux endroits majeurs auxquels il faut s'attarder. En premier, le circuit étant un système distribué, il est sectionné en plusieurs circuits : circuit d'amplification, circuit de mesure, circuit de régulation, etc. Par conséquent, toutes les masses du système sont reliées ensemble. Cette pratique peut engendrer une induction sur la boucle de la masse des circuits. Si une induction crée une tension aussi minime soit-elle, une erreur de lecture est générée au niveau de la lecture différentielle à la sortie des photodiodes.

En seconds lieux, il est important de noter que tous les circuits de lecture sont reliés à la carte d'acquisition des données. Le facteur déterminant est que les fils entre la carte et les circuits sont relativement longs. Ces fils ont la possibilité d'être affectés par du bruit généré par de l'induction magnétique.

Certains types de circuit, voir figure D.1, ont été développés pour pallier à ces désagréments. L'ampli d'instrumentation est une solution à la fois très facile à implanter et très peu couteuse.

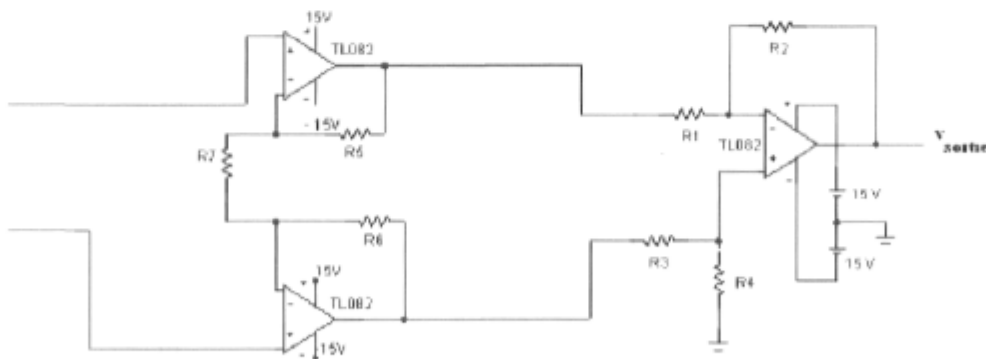


Figure D.1 : Circuit d'instrumentation (logiciel Orcad)

$$V_{\text{sortie}} = \frac{R_2}{R_1} \left[\left(1 + \frac{2R}{R_0} \right) \left[ed + em \left(\frac{1}{rrmc_2} - \frac{1}{rrmc_1} + \frac{1}{rrmc_3 \left(1 + \frac{2R}{R_0} \right)} \right) \right] \right] \quad [5.1]$$

Dans l'équation 5.1, $rrmc$ est le taux de rejet en mode commun qui fait partie des imperfections des A.O. non idéaux, ed est la tension différentielle à mesurer et em est la tension en mode commun indésirable. Le RRMC d'un ampli-opérationnel est généralement donné dans les fiches techniques. Cette valeur en décibel est facilement transférable avec la formule :

$$10^{\frac{(RRMC)_{dB}}{20}} = RRMC \quad [5.2]$$

En effectuant une analyse sommaire de la sortie, il est facile de constater que si les $rrmc$ sont égaux, le terme em tend vers 0. Donc, l'objectif principal est atteint, car il fallait éliminer le terme em indésirable. Par conséquent, à la sortie on retrouve une valeur approximativement égale à ed , si les valeurs de résistance sont judicieusement choisies.

Bibliographie

- [1] Faiz M. Khan. *The Physics of Radiation Therapy*. Lippincott Williams & Wilkins, 2^e édition, 1994, 360-363.
- [2] Eric, J Hall, *Radiobiology for the radiobiologist*, 5th edition, Lippincott, Williams & Wilkins New York, 588 pages.
- [3] Statistique Canada : www.statcan.ca, consulté le 15 avril 2007.
- [4] INRS, *Gestion des sources de rayonnements ionisants*, N°105, Journées de la SFRP-Paris, 19 et 20 septembre 2005.
- [5] Chrétien M., *La radiothérapie*, automne 2004, Québec.
- [6] AAPM *Task group 21*. A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photon and electron beams. *Med. Phys.*, 10(6) :741–771, 1983.
- [7] Frank H. Attix., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1^e édition, 1986, 292-310, 411-417, 457-460.
- [8] THEVENIN J.C., *Instrumentation pour la dosimétrie individuelle des travailleurs*, BN3490, 2003, Paris.
- [9] L Archambault, *Élaboration d'un dosimètre à fibre scintillantes*, Thèse de doctorat, Faculté des sciences et génie, Université Laval, 2005.
- [10] L Archambault, J Arsenault, L Gingras, AS Beddar, R Roy, and L Beaulieu. Plastic scintillation dosimetry : optimal selection of scintillating fibers and scintillators. *Med Phys*, 32(7):2271–8, Jul 2005.
- [11] J M Fontbonne, G It is, G Ban, A Battala, J c Vernhes, J Tiller, N Bellaize, C LeBrun, B Tamain, K Mercier, and Motin J-C. Scintillating fiber dosimeter for radiation therapy accelerator. *IEEE tr. Nucl. Sci.*, 49(5):223-227, October 2002.
- [12] J.V. Jelley, *Cerenkov radiation and its applications*, Pergamon Press, Oxford, 1958.
- [13] MCSAAT, *Datasheet, Laser components*, www.mazet.com, consulté le 15 avril 2007.
- [14] POCHET T., *Détecteurs nucléaires : Principes physiques de fonctionnement*, AIEA, BN3480.

- [15] J M Fontbonne, D Bloyet, Th Leroux, B Tamain and C LeBrun. Conception et réalisation d'un dosimètre à scintillation adapté à la dosimétrie de faisceaux de rayonnements ionisants en radiothérapie, Thèse de doctorat, Université de Caen/Basse-Normandie, 17 décembre 2002.
- [16] MALVINO, Principes d'électronique, 6ème édition, 2002, Dunod, Paris.
- [17] DZIADOWIEC, LESCURE, Fonctions à amplificateurs opérationnels, 1996, Eyrolles, Paris,
- [18] LaRoche S., Photorécepteurs, Note de cours, Université Laval, 2005
- [19] TROFIMENKOFF F.N., ONWUACHI O.A., Noise Performance of Operational Amplifier Circuits, IEEE Trans.on Education,vol.32,n°1, Feb.1989.
- [20] DESBIENS, A., Systèmes et commande linéaires, Université Laval, 2006.
- [21] System modeling and identification, JOHANSSON R., Prentice–Hall, Englewood Cliffs, 1993.
- [22] Côté F., Conception d'un circuit électronique pour un dosimètre en curiethérapie, Cours Travaux du génie physique, Université Laval. 2005.
- [23] G. Ban, J. Colin, J-M. Fontbonne, A-M. Frelin, M. Labalme. Développement pour l'industrie. LPC, le Centre Régional de Lutte Contre le Cancer (CRLCC) François Baclesse et la société ELDIM basée à Caen.
- [24] D Létourneau, J Pouliot, and R Roy. Miniature scintillating detector for small field radiation therapy. Med. Phys., 26(12):2555–25561, December 1999.
- [25] TL080,Texas Instruments, www.datasheet.com, consulté le 15 avril 2007.
- [26] HTC Series,Wavelength electronics,www.teamwavelength.com, consulté le 15 avril 2007.
- [27] Jacques LECLERCQ, Électronique de puissance - Éléments de technologie, D3220.
- [28] LESCURE M., DZIADOWIEC A., Analyse et calcul de circuits électroniques, Amplification à composants discrets,t. 1, Eyrolles, Paris, 1995.
- [29] RODEN, CARPENTER, Electronic Design, 3ème édition, 1997, Discovery Press, Burbank.