



Réalisation d'un mannequin anthropomorphe
pourvu de détecteurs afin d'évaluer la dose
efficace aux postes de travail soumis à des champs
photoniques : étude expérimentale

Darréon Julien
IFRN/IRSN/2009-120

Laboratoire de Dosimétrie des Rayonnements Ionisants



THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE
DISCIPLINE : Radiophysique, Physique nucléaire

*Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des
Télécommunications et des Systèmes »*

Présentée par : **Julien Darréon**

**Sujet : Réalisation d'un mannequin anthropomorphe pourvu de
détecteurs afin d'évaluer la dose efficace aux postes de travail
soumis à des champs photoniques : étude expérimentale**

Soutenance : Le 7 Décembre 2009 devant la Commission d'examen :

| | | |
|--------------------|---------------------------------|---|
| Président | PETRACHE Costel | Professeur, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay |
| Rapporteurs | MAKOVICKA Libor BRASSE David | Professeur, Université de Franche-Comté CR, Institut de Recherche Subatomique de Strasbourg |
| Directeur de thèse | BEAUMEL Didier | DR, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay |
| Examineurs | COLIN Jean LE GUEN Bernard | Professeur, Université de Caen Basse-Normandie Docteur en Médecine du travail, EDF Saint Denis |
| Invitée | VILLAGRASA Carmen | Docteur en science, IRSN Fontenay-aux-Roses |

Recherches effectuées à l'IRSN/DRPH/SDE/LDRI
B.P. 17, 92262 Fontenay-aux-Roses

Qu'importe l'issue du chemin, quand seul compte le chemin parcouru
David Le Breton (*Historien et sociologue*)

Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur C. Petrache, Professeur à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse, ses remarques ont été très pertinentes et ont contribué à améliorer la qualité du manuscrit.

Je remercie Monsieur D. Brasse, Chargé de recherche à L'Institut de Recherche Subatomique de Strasbourg et Monsieur L. Makovicka, Professeur à l'Université de Franche-Comté, pour avoir examiné avec soin mon travail en qualité de rapporteurs. Ils ont, par leurs expériences, contribué à parfaire ce document de thèse et je les en remercie grandement.

Je remercie Monsieur B. Le Guen, Medecin du travail et responsable de la radioprotection chez EDF pour sa présence à ce jury et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail. Je lui en suis très reconnaissant.

Je tiens à adresser tous mes remerciements à Monsieur Didier Beaumel, Directeur de recherche à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et Directeur de cette thèse pour son regard « neuf » sur le sujet et pour le soutien qu'il m'a témoigné au cours de ces trois années de thèse.

Je remercie tout particulièrement J. Colin, Professeur à l'université de Caen-Basse Normandie, avec qui j'ai eu la chance de collaborer sur le projet de thèse et auprès de qui j'ai énormément appris. Je lui suis également très reconnaissant pour tous les encouragements qu'il m'a apportés au cours de ces trois ans. Je remercie également toute l'équipe du LPC Caen avec qui j'ai collaboré, principalement, J-M. Fontbonne, J. Bregeot, J-F. Cam, D. Cussol, X. Fléchar, G. Lehaut, E. Batin et C. Pautard. Cette expérience de huit mois à leurs côtés fût très enrichissante et restera gravée dans mes souvenirs.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à C. Villagrasa, Ingénieur chercheur à l'IRSN de Fontenay-aux-Roses, qui a encadré mes travaux de recherches durant ces trois années de thèse.

J'adresse mes remerciements sincères à J-F. Bottolier-Depois et F. Quéinnec, responsable et adjoint au Service de Dosimétrie Externe pour m'avoir accueilli dans leurs service. Merci également à I. Clairand, Chargé de recherche à l'IRSN et responsable du Laboratoire de Dosimétrie des Rayonnements Ionisants, pour m'avoir permis de réaliser mon doctorat au sein de son laboratoire.

Je tiens à adresser mes remerciements à toute l'équipe, ancienne et présente, du Laboratoire et du Service, en particulier I. Robbes pour ses précieux conseils et ses petites pauses détente dont il a le secret. Un grand merci à C. Huet pour m'avoir soutenu et aidé dès que j'avais un problème informatique. Je veux remercier L. Donadille pour sa disponibilité et son accessibilité, toujours prêt

à chercher une solution aux problèmes que je me posais. Un grand merci également à E. Courageot, ma collègue de bureau, pour m'avoir supporté, surtout durant la période de rédaction. Courage pour ta dernière ligne droite ! Merci à nos deux supers secrétaires, D. Millien et B. Martin toujours disponibles et prêtes à rendre service.

Je remercie toute l'équipe de physique de l'Assistance Publique des Hôpitaux de Marseille pour m'avoir permis de terminer ma thèse dans de bonnes conditions avant de me consacrer pleinement à mon stage de physique médicale.

Merci à tous mes amis, Laurent, Stéphane, Maxime, Jean-Daniel, Claire ... et j'en oublie, je les remercie pour tout ce que nous avons partagé et par avance pour tout ce que nous partagerons. Merci également à tous les colocataires avec qui j'ai vécu, Lucie, Maximilian, Kathie.

Je remercie Florent, mon colocataire, collègue, ami, avec qui j'ai littéralement vécu la thèse. Quelques mots ne suffiraient pas pour dire à quel point je te suis reconnaissant d'avoir facilité mon intégration dans cette ville que je ne connaissais pas et où je ne connaissais personne.

Enfin, je veux témoigner à mes parents toute mon affection, ainsi que ma reconnaissance pour leurs encouragements systématiques et sans failles à tous les projets que j'ai entrepris. Merci d'être et d'avoir été toujours là pour moi.

Résumé

La dose efficace, E , est la grandeur de référence en protection radiologique, elle permet d'estimer la nocivité des effets des rayonnements ionisants reçus par l'ensemble des organes et tissus d'un individu. La dose E est employée, d'un point de vue réglementaire, pour définir les limites de doses annuelles des travailleurs et du public. La protection radiologique a pour objectif de veiller au respect de ces limites par la surveillance dosimétrique, mais doit également contribuer à la mise en œuvre de dispositions conduisant à la diminution des doses reçues par les individus.

La dose E n'étant pas directement mesurable, puisqu'elle nécessite la connaissance des doses absorbées par chaque organe, un travail de thèse précédemment mené au laboratoire a permis de conclure sur la faisabilité théorique d'un mannequin anthropomorphe, instrumenté de capteurs, offrant une estimation de la dose efficace à partir de mesures ponctuelles.

Suite aux conclusions de l'étude théorique, le travail de thèse présenté ici se propose d'étudier la faisabilité pratique de la réalisation de cet instrument d'expertise qui sera utilisé par le Laboratoire de Dosimétrie des Rayonnements Ionisants pour l'étude des postes en radioprotection.

Le travail se divise en deux aspects principaux : le premier concerne, le système de dosimétrie dont les détecteurs seront insérés dans le mannequin et le deuxième étudie (par simulation à l'aide d'un code de calcul Monte Carlo) les précisions des estimations de E pour différentes configurations d'irradiation que l'on pourrait obtenir avec notre instrument de mesure, en prenant en considération toutes les contraintes expérimentales. La caractérisation du détecteur a permis d'obtenir une mesure de la dose approchant à $\pm 30\%$ la dose déposée dans le tissu-mou dont est constitué le mannequin pour la gamme d'énergie entre 60 keV et 4 MeV. Les simulations numériques Monte Carlo, ont été réalisées à partir de la voxelisation d'un mannequin physique existant dans lequel ont été modélisés les capteurs placés aux positions déterminées lors de l'étude théorique, adaptées à notre géométrie. Ainsi, pour des irradiations homogènes, hétérogènes et typiques d'un poste de travail, le mannequin instrumenté permettrait l'estimation de la dose efficace E à $\pm 25\%$ pour la gamme d'énergie de 50 keV à 4 MeV. Cette estimation est donnée dans le cas d'une correction parfaite de la réponse des détecteurs par rapport au tissu-mou. De plus, la plus value du mannequin instrumenté sur la précision de l'estimation de E a été démontrée par comparaison aux valeurs obtenus pour l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ pour les configurations étudiées.

A la suite de cette étude, la précision de l'estimation pourra être améliorée en modifiant les positions des détecteurs par rapport aux doses déposées dans les futurs fantômes de référence de la Commission Internationale de Protection Radiologique. Une adaptation du projet aux champs mixtes photon-neutron pourra également être menée.

Mots clés : Dose efficace, mannequin anthropomorphe, dosimétrie par scintillation, simulation Monte Carlo, équivalent de dose individuel.

Contribution scientifique

Characterization of a detection system for an anthropomorphic phantom designed to measure the effective dose for photon fields.

J. Darréon*, C. Villagrasa, I. Clairand, L. Donadille, and F. Queinnec

Institut for Radiological Protection and Nuclear Safety,
BP17 92262 Fontenay-aux-Roses, Cedex France

J-M. Fontbonne, J. Colin, D. Cussol, and M. Labalme

Laboratory of Corpuscular Physics in Caen,
Boulevard Maréchal Juin, 6, Caen 14050, France

NUCLEAR TECHNOLOGY, VOL.168, p. 45-49 OCT. 2009

Anthropomorphic phantom for effective dose measurements: Feasibility numerical study and presentation of the detector development.

C. Villagrasa*, J. Darréon, I. Clairand, F. Queinnec, C. Furstoss, J.F. Bottolier-Depois

IRSN/DRPH/SDE, BP17 92262 Fontenay-aux-Roses, France

RADIATIONS MEASUREMENTS 43, p. 590-593, 2008

Assessment of the effective dose in neutron-irradiated workplaces within an anthropomorphic phantom.

C. Villagrasa*, J. Darréon, I. Clairand, and F. Queinnec

Institut for Radiological Protection and Nuclear Safety,
BP17 92262 Fontenay-aux-Roses, Cedex France

NUCLEAR TECHNOLOGY, VOL.168, p. 149-153, OCT. 2009

Soumis pour présentation à l' « European Conference on Individual Monitoring of Ionizing Radiation »
suivit d'une parution dans RADIATION PROTECTION DOSIMETRY.

March 8-12 2010, Athens, Greece.

Effective dose measurement at workplaces within an instrumented anthropomorphic phantom.

C. Villagrasa^{1*}, J. Darréon¹, N. Martin-Burtat¹, I. Clairand¹, J. Colin², J.M. Fontbonne²

¹ Institut de Radioprotection et Sécurité Nucléaire, IRSN/DRPH/SDE/LDRI,
BP17 92262 Fontenay-aux-Roses, Cedex France

² Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC), CNRS/IN2P3,
Boulevard Maréchal Juin, 6, Caen 14050, France

Table des matières

| | |
|--|----------|
| INTRODUCTION | 1 |
| CHAPITRE 1 : ESTIMATION DE LA DOSE EFFICACE : CONTEXTE ET OBJECTIF | 3 |
| 1.1. Origine des règles de radioprotection et leurs applications au droit français..... | 3 |
| 1.1.1. Les bases historiques..... | 3 |
| 1.1.2. Les principes de la radioprotection..... | 4 |
| La justification des pratiques | 5 |
| L'optimisation de la protection..... | 5 |
| L'application des limites de doses | 5 |
| 1.1.3. La transcription des recommandations | 7 |
| 1.2. Concepts et grandeurs utilisés en spectrométrie, dosimétrie et protection radiologique | 8 |
| 1.2.1. Les grandeurs physiques | 9 |
| 1.2.1.1. La fluence | 9 |
| 1.2.1.2. Le kerma..... | 9 |
| 1.2.1.3. La dose absorbée..... | 9 |
| 1.2.1.4. La dose moyenne absorbée à l'organe | 10 |
| 1.2.2. Les grandeurs de protection | 10 |
| 1.2.2.1. La dose équivalente | 10 |
| 1.2.2.2. La dose efficace | 12 |
| 1.2.3. Les grandeurs opérationnelles..... | 14 |
| 1.2.3.1. L'équivalent de dose | 14 |
| Le transfert linéique d'énergie | 15 |
| 1.2.3.2. Les grandeurs opérationnelles pour la surveillance d'ambiance | 16 |
| L'équivalent de dose ambiant | 16 |
| L'équivalent de dose directionnel | 16 |
| 1.2.3.3. Les grandeurs opérationnelles pour la surveillance individuelle | 17 |
| L'équivalent de dose individuel | 17 |
| 1.2.4. Les fantômes numériques | 18 |
| 1.3. Estimation de la dose efficace au poste de travail (étude bibliographique)..... | 20 |
| 1.3.1. Suivi des travailleurs par les grandeurs opérationnelles..... | 20 |
| 1.3.2. Limites expérimentales d'estimation de la dose efficace à partir de grandeurs physiques | 21 |
| 1.3.3. Limites des grandeurs opérationnelles pour l'estimation de la dose efficace..... | 22 |
| 1.3.4. Limites de détection des dosimètres..... | 26 |
| 1.3.5. Résultats de la revue bibliographique..... | 27 |

| | |
|--|-----------|
| 1.4. Objectifs du projet | 28 |
| 1.4.1. Une réponse au problème : la création d'un « fantôme instrumenté » | 28 |
| 1.4.2. Objectifs du projet de thèse..... | 29 |
| CHAPITRE 2 : ETUDE DE FAISABILITE ET CHOIX DE LA TECHNOLOGIE DE DETECTION | 31 |
| 2.1. Outil numérique de modélisation | 31 |
| 2.1.1. Les principes de base de la méthode Monte Carlo..... | 32 |
| 2.1.1.1. Les nombres aléatoires | 32 |
| 2.1.1.2. Les techniques de réductions de variance..... | 32 |
| 2.1.1.3. Les estimateurs de l'incertitude statistique | 33 |
| 2.1.2. Le code MCNPX | 34 |
| 2.1.2.1. Structure d'un fichier d'entrée MCNPX | 35 |
| 2.1.2.2. Les modes de transport | 35 |
| 2.1.2.3. Les grandeurs de sortie | 36 |
| 2.2. Etude de faisabilité [Furstoss, 2006] | 37 |
| 2.2.1. Le modèle mathématique anthropomorphe utilisé | 38 |
| 2.2.2. Principaux résultats | 38 |
| 2.2.2.1. Détermination du nombre et de la position des détecteurs..... | 39 |
| 2.2.2.2. Résultats obtenus pour l'évaluation de la dose efficace à partir de points de détECTION | 40 |
| - Pour des configurations standard d'irradiation : AP, PA, RLAT, LLAT | 41 |
| - Pour des champs d'irradiation inhomogènes | 41 |
| 2.2.2.3. Optimisation : réduction du nombre de détecteur | 41 |
| - Pour des configurations standard d'irradiation : AP, PA, RLAT, LLAT | 42 |
| - Pour des champs d'irradiation hétérogènes | 42 |
| 2.2.2.4. Exemples de champs d'irradiation typiques de poste de travail | 42 |
| - L'entreposage de déchets radioactifs | 43 |
| - La boîte à gants..... | 43 |
| 2.2.2.5. Conclusion de l'étude de faisabilité | 43 |
| 2.3. Technologies de détection adaptables à la réalisation de l'outil d'expertise dosimétrique.. | 44 |
| 2.3.1. Cahier des charges du système de détection | 44 |
| 2.3.2. Etude des technologies de détection..... | 45 |
| 2.3.2.1 Transistor à effet de champ à métal oxyde semi-conducteur (MOSFET)..... | 45 |
| 2.3.2.2. Dosimètre OSL à fibre optique..... | 47 |
| 2.3.2.3. Dosimètre à fibre optique scintillante | 49 |
| 2.3.3. Adaptation du détecteur à fibre optique scintillante pour la réalisation de l'outil d'expertise en radioprotection | 52 |
| 2.3.3.1. Etude de faisabilité théorique d'un détecteur de faible volume pour la dosimétrie photon au poste de travail | 52 |
| 2.3.3.2. Ebauche du prototype de détection | 55 |

| | |
|--|-----------|
| 2.3.3.3. Le mannequin anthropomorphe | 56 |
| 2.4. Conclusion | 58 |
| CHAPITRE 3 : REALISATION DU PROTOTYPE DU SYSTEME DE DOSIMETRIE PAR SCINTILLATION (SYDO) | 59 |
| 3.1. Lumière collectée et volume de détection | 59 |
| 3.1.1. Etude de la collection de la lumière | 60 |
| 3.1.1.1. Etude théorique quantitative | 60 |
| 3.1.1.2. Validation expérimentale..... | 62 |
| 3.1.2. Détermination du volume de détection..... | 65 |
| 3.1.2.1. Prise en compte des contraintes de détection pour la détermination du volume scintillant | 65 |
| 3.1.2.2. Choix du volume de détection..... | 67 |
| 3.1.2.3. Estimation de la lumière collectée par le système de détection final | 67 |
| 3.1.3. Bilan de l'étude pour la détermination du volume scintillant | 68 |
| 3.2. Réalisation du prototype de détection | 68 |
| 3.2.1. Le système de dosimétrie SYDO | 69 |
| 3.2.2. Module de détection (scintillateur, fibre optique et électronique de détection) | 70 |
| 3.2.2. Module d'alimentation..... | 73 |
| 3.2.3. Module d'acquisition | 74 |
| 3.2.3.1. Lancement du logiciel..... | 75 |
| 3.2.3.2. Dose et histogramme de mesure | 76 |
| - L'affichage graphique | 77 |
| - Configuration de l'acquisition..... | 78 |
| - L'affichage des résultats..... | 80 |
| 3.3. Premières mesures de la chaîne d'acquisition | 81 |
| 3.3.1. Caractérisation du signal de mesure | 81 |
| 3.3.2. Caractérisation de la chaîne de mesure, première approche..... | 87 |
| 3.3.2.1. Caractérisation du bruit de mesure..... | 87 |
| 3.3.2.2. Mesure de sources de rayonnement gamma..... | 91 |
| 3.4. Conclusion | 93 |
| CHAPITRE 4 : CARACTERISATION DU PROTOTYPE DU SYSTEME DE DOSIMETRIE PAR SCINTILLATION (SYDO) | 95 |
| 4.1. Expression de la mesure..... | 95 |
| 4.1.1. Les conditions d'équilibre électronique | 96 |
| 4.1.2. Le bruit de fond..... | 96 |
| 4.1.3. Les incertitudes | 96 |
| 4.1.3.1. L'incertitude-type composée | 96 |
| 4.1.3.2. L'incertitude relative élargie | 97 |

| | |
|--|------------|
| 4.2. Les installations de l'IRSN délivrant des rayonnements photoniques de référence | 99 |
| 4.2.1. Le générateur RX-320 kV | 99 |
| 4.2.2. Irradiateur multi-sources ^{60}Co - ^{137}Cs | 102 |
| 4.3. Méthode suivie pour caractériser le prototype de SYDO | 104 |
| 4.3.1. Introduction..... | 104 |
| 4.3.2. Mesure du bruit de fond : stabilité de la réponse..... | 105 |
| 4.3.3. Etalonnage du prototype : détermination du coefficient k_A | 106 |
| 4.3.4. Etude de la dépendance angulaire | 107 |
| 4.3.5. Etude de la réponse en fonction de la profondeur dans du PMMA | 107 |
| 4.3.6. Correction de la réponse en fonction de l'énergie | 108 |
| 4.3.6.1. Méthode | 108 |
| 4.3.6.2. Validation de la méthode de correction | 110 |
| 4.4. Résultats et discussions..... | 110 |
| 4.4.1. Résultats des acquisitions du bruit de mesure..... | 110 |
| 4.4.1.1. Histogramme du bruit | 110 |
| 4.4.1.2. Évolution du bruit au cours d'une journée | 111 |
| 4.4.1.3. Évolution du bruit pour différentes journées | 113 |
| 4.4.2. Etalonnage du prototype : détermination du coefficient k_A | 115 |
| 4.4.2.1. Voie de mesure n° 1 du prototype..... | 115 |
| Mesures au Cobalt-60 | 115 |
| Mesures au Césium-137..... | 116 |
| Droite d'étalonnage | 117 |
| 4.4.2.2. Voie de mesure n° 2 du prototype..... | 120 |
| Droite d'étalonnage | 120 |
| 4.4.3. Dépendance angulaire (voie n° 1) | 121 |
| 4.4.4. Réponse en fonction de la profondeur dans du PMMA (voie n° 1) | 122 |
| 4.4.5. Correction en fonction de l'énergie (voie n° 1)..... | 122 |
| 4.4.5.1. Mesures aux énergies de fluorescence X (voie n° 1) | 123 |
| 4.4.5.2. Détermination du canal de fin de 90 % de l'intégrale de lumière collectée | 126 |
| 4.4.5.3. Calcul des facteurs de correction | 127 |
| 4.4.5.4. Erreurs relatives sur l'intégrale de lumière collectée introduites par les facteurs de correction | 128 |
| 4.4.5.5. Validation de la correction pour des rayonnements X filtrés | 131 |
| 4.5. Conclusion | 132 |
| | |
| CHAPITRE 5 : EVALUATION DE LA DOSE EFFICACE A PARTIR DE LA SIMULATION DE L'OUTIL REEL D'EXPERTISE | 135 |
| 5.1. Les fantômes anthropomorphes numériques utilisés..... | 135 |
| 5.1.1. Fantôme anthropomorphe mathématique [Furstoss, 2006] | 136 |
| 5.1.2. Fantôme anthropomorphe RANDO [®] voxelisé | 136 |

| | |
|--|------------|
| 5.1.2.1. Numérisation du fantôme RANDO [®] avec l'outil SESAME..... | 136 |
| 5.1.2.2. Comparaisons morphologiques et anatomiques entre le mannequin RANDO [®] et le fantôme mathématique | 138 |
| 5.1.2.3. Modification du fichier d'entrée MCNPX du fantôme RANDO [®] | 140 |
| 5.1.3. Fantômes anthropomorphes voxelisés FAX et MAX | 143 |
| 5.2. Comparaisons des doses efficaces obtenues avec les différents fantômes présentés : méthodes de calcul utilisées | 144 |
| 5.2.1. Le calcul des grandeurs..... | 144 |
| 5.2.1.1. Facteurs de pondération utilisés | 145 |
| 5.2.1.2. Calcul de la dose efficace de référence de notre étude (fantôme mathématique)..... | 145 |
| 5.2.1.3. Calcul de la dose efficace à partir de la mesure des détecteurs (fantôme RANDO [®]) | 147 |
| 5.2.1.4. Calcul de la dose efficace à partir des fantômes voxelisés FAX et MAX..... | 147 |
| 5.2.1.5. Calcul de l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ | 148 |
| 5.2.2. Modélisations réalisées afin de valider le fantôme instrumenté RANDO [®] | 149 |
| 5.2.2.1. Simulations en champs d'irradiation standard..... | 150 |
| 5.2.2.2. Simulations en champs d'irradiation hétérogènes | 150 |
| 5.2.2.3. Exemple d'un champ d'irradiation rencontré au poste de travail | 151 |
| 5.3. Résultats de validation du fantôme instrumenté RANDO [®] et discussion..... | 152 |
| 5.3.1. Champs standard d'irradiation | 152 |
| 5.3.1.1. Estimation de la dose aux organes avec les scintillateurs en tissu-mou selon les recommandations de la CIPR 103 | 155 |
| 5.3.1.2. Estimation de la dose efficace calculée à partir des détecteurs en tissu-mou et en vinyltoluène (plastique scintillant) selon les recommandations de la CIPR 103 et de la CIPR 60 | 155 |
| 5.3.2. Champs d'irradiation hétérogènes..... | 158 |
| 5.3.2.1. Source ponctuelle en position basse..... | 159 |
| 5.3.2.2. Source ponctuelle en position médiane..... | 161 |
| 5.3.2.3. Source ponctuelle en position haute | 162 |
| 5.3.3. Exemple de champ d'irradiation rencontré au poste de travail : la boîte à gants..... | 163 |
| 5.4. Conclusion | 164 |
| CONCLUSION | 166 |
| Références bibliographiques | 170 |
| Annexes : Chapitre 1..... | 182 |
| A.1.1. Facteurs de pondération tissulaires (w_T) déterminés par les recommandations de la CIPR 60 [ICRP 60, 1990]..... | 182 |
| A.1.2. Rapport entre la dose efficace et l'équivalent de dose ambiant en fonction de l'énergie des neutrons | 182 |

| | |
|--|------------|
| Annexes : Chapitre 4..... | 184 |
| A.4.1. Principe de la fluorescence X | 184 |
| A.4.2. Générateur de rayons X filtrés et de fluorescence..... | 186 |
| A.4.3. Irradiateur multi-source ⁶⁰ Co et ¹³⁷ Cs CAMBERA | 187 |
| A.4.4. Résultat de la validation de la correction pour des rayonnements X filtrés..... | 188 |
| Annexes : Chapitre 5..... | 190 |
| A.5.1. Positions du centre des capteurs cylindriques dans le fantôme RANDO® adaptées des positions de détections établies dans le fantôme mathématique | 190 |
| A.5.2. Résultats des erreurs relatives concernant les doses déposées aux organes et la dose efficace obtenues pour les différents mannequins numériques..... | 191 |
| A.5.3. Compositions des matériaux du fantôme voxelisé FAX/MAX | 196 |

Introduction

Le Laboratoire de Dosimétrie des Rayonnements Ionisants du Service de Dosimétrie Externe de l'IRSN a, entre autres missions, celle de réaliser des études et des recherches menant au développement de techniques permettant d'évaluer les doses reçues par les travailleurs à leur poste de travail. Ainsi, l'un des objectifs principaux du laboratoire est de pouvoir fournir des solutions adaptées à l'évaluation des doses dans des situations d'expositions particulières intervenant dans le domaine médical, nucléaire ou dans celui de la recherche. Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du développement d'instruments d'expertise visant à étendre le plateau technique du laboratoire.

Introduite par la Commission Internationale de Protection Radiologique, la principale grandeur de référence pour évaluer les effets sur la santé des personnes exposées aux rayonnements ionisants, est la dose efficace, notée E . Elle est définie comme la somme des doses absorbées à certains organes de l'individu exposé, multipliées par deux facteurs de pondération dépendant respectivement, de la radiosensibilité du tissu irradié et de la nocivité du rayonnement. C'est à partir de cette grandeur que sont règlementées les limitations de dose des travailleurs et du public exposés à des rayonnements ionisants. Néanmoins, le principe de limitation de la dose ne suffit pas à lui seul à satisfaire à tous les principes de base de la protection radiologique ; il est également nécessaire de se conformer au principe fondamental d'optimisation. Ce principe, souvent représenté par l'acronyme *ALARA (As Low As Reasonably Achievable)*, vise à maintenir aussi bas que possible la dose reçue par les individus compte tenu des aspects sociaux et économiques.

Partant de ces principes de protection, il est alors nécessaire de quantifier les doses reçues individuellement par les travailleurs exposés aux rayonnements ionisants afin de poursuivre l'objectif de diminution des doses par l'amélioration de la protection radiologique. La dose efficace E est la grandeur utilisée pour établir ces limites. Elle n'est pas directement mesurable, puisqu'elle demande d'évaluer les doses absorbées pour chaque organe, cependant, des estimations de E à partir d'autres grandeurs mesurables sont possibles. Parmi ces grandeurs, l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ est la grandeur la plus utilisée. Définie par la Commission Internationale des Unités Radiologiques et des Mesures, elle permet une estimation de E à partir de dosimètres personnels passifs ou actifs portés sur la poitrine du travailleur. Néanmoins, des études numériques comparant l'estimation de la grandeur de protection et la grandeur opérationnelle ont montré que celle-ci pouvait sous-estimer la dose efficace dans certains cas (configurations d'irradiation et gammes en énergie) et, dans d'autres cas, la surestimer grandement, en donnant des valeurs très éloignées de la dose efficace. Les autres méthodes d'estimation de E , à partir de grandeurs physiques (kerma dans l'air ou fluence) ou par la simulation de postes de travail sont moins directes et nécessitent un travail préalable plus exhaustif (connaissance de la distribution en angle et en énergie) du rayonnement.

C'est dans ce contexte, et en vue de mieux appréhender la radioprotection de postes de travail soumis à des irradiations photoniques, que la possibilité d'estimer directement la dose efficace à

partir de mesures ponctuelles dans un mannequin anthropomorphe instrumenté a été étudiée. Une fois construit, cet instrument d'expertise devrait permettre d'évaluer de manière suffisamment précise la dose efficace reçue par un travailleur rapidement et sans nécessairement connaître précisément les caractéristiques du rayonnement photonique présent au poste de travail.

Le projet a débuté en 2003 par une précédente étude réalisée dans le laboratoire, dont le but était d'établir si la dose efficace était estimable à partir de mesures ponctuelles dans un mannequin et si cette estimation était suffisamment précise pour rester pertinente. Cette étude théorique a permis de conclure positivement sur ces deux questions et c'est à partir de ces résultats que le projet a été poursuivi en vue d'étudier les possibilités d'une réalisation pratique de l'outil d'expertise.

Dans ce rapport sont tout d'abord présentées les principales grandeurs dosimétriques. Le premier chapitre expose également les solutions disponibles pour l'évaluation de la dose efficace au poste de travail et leurs limites actuelles. A partir de ces constatations, l'objectif du projet « fantôme instrumenté » devant conduire à une estimation plus précise des doses efficaces est alors exposé. Dans le chapitre 2, les principales conclusions obtenues lors de l'étude théorique de faisabilité du projet mentionné plus haut sont rappelées. Puis, les différentes technologies disponibles qui ont été envisagées afin de construire le dosimètre à implanter dans le mannequin sont présentées, ainsi que le cahier des charges auquel le dosimètre doit répondre. Le résultat de cette étude a mené à la construction d'un prototype de système de dosimétrie (SYDO) réalisé en collaboration avec le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. Ses principales caractéristiques sont présentées au chapitre 3. La caractérisation de SYDO nécessaire à son utilisation a été effectuée dans les installations de métrologie de l'IRSN. Elle est expliquée au chapitre 4 et a notamment conduit à l'établissement de facteurs de correction nécessaires à ce que la réponse du détecteur soit équivalente à celle du tissu-mou pour la gamme d'énergies de 60 keV à 4 MeV. Enfin, l'adaptation de l'étude numérique de faisabilité aux conditions réelles de réalisation de l'outil d'expertise est présentée dans le chapitre 5. Ainsi, sont exposées les erreurs relatives obtenues à l'aide du code de calcul Monte Carlo MCNPX, entre l'estimation de la dose efficace avec notre instrument réaliste de mesure et celles obtenues avec le mannequin utilisé lors de l'étude de faisabilité théorique, pour diverses configurations d'irradiations (homogènes, hétérogènes et typique d'un poste de travail). Pour quelques configurations d'irradiation, une comparaison avec les doses efficaces obtenues avec un mannequin proche de ceux de référence sont également présentées. Dans tous les cas, les résultats de dose efficace ont été comparés à la grandeur opérationnelle $H_p(10)$.

Chapitre 1 : Estimation de la dose efficace : contexte et objectif

On estime à 300.000 le nombre de travailleurs français exposés régulièrement aux rayonnements ionisants dans le cadre de leur activité professionnelle. Ils sont employés dans les domaines de l'industrie nucléaire et non-nucléaire (alimentaire, construction, etc.), la recherche ou le domaine médical et ils font l'objet d'un suivi dosimétrique régulier. Les dosimètres individuels portés par les travailleurs mesurent l'équivalent de dose individuel permettant d'estimer la dose efficace, E . En effet, la dose efficace est une grandeur de protection qui quantifie le risque radiologique induit par les expositions externes et internes ; elle est utilisée pour définir les limites d'exposition aux rayonnements ionisants.

Dans ce chapitre, sont rappelés l'origine des règles de radioprotection ainsi que les concepts et les grandeurs utilisées par le système international de radioprotection. Nous verrons ensuite comment est estimée la dose efficace au poste de travail à partir des grandeurs opérationnelles et physiques, puis leurs limites en termes d'information et de précision. Ainsi, seront dégagées les motivations de nos recherches visant la réalisation d'un instrument précis pour l'estimation de la dose efficace aux postes de travail à partir de mesures ponctuelles. La dernière partie présentera les objectifs du projet de recherche dans lequel s'inscrit ce travail de thèse et nous conduira ainsi à préciser les objectifs spécifiques de la thèse.

1.1. Origine des règles de radioprotection et leurs applications au droit français

1.1.1. Les bases historiques

Depuis la découverte des rayons X par Willem Roentgen en 1895, puis de la mise en évidence de la radioactivité un an plus tard par Henri Becquerel, l'utilisation des rayonnements ionisants n'a cessé de s'accroître pour toucher aujourd'hui, aussi bien les domaines de l'industrie (construction, alimentation, etc.) que du médical (diagnostic et thérapie) et, bien évidemment, la recherche. Dès ces premières utilisations (diagnostic médical), au début de XX^e siècle, sont constatées les premières lésions causées par les rayonnements ionisants. On comprend alors le risque pathogène des rayonnements ionisants et les premières recommandations concernant leurs utilisations sont publiées en décembre 1896 dans la revue scientifique américaine le *Western Electrician* par Wolfram Fuchs (du laboratoire de rayons X de Chicago). Elles recommandent de « *s'exposer le moins longtemps possible [aux rayons X], de ne pas utiliser les tubes à rayons X à moins de 30 cm du corps et, afin de protéger la peau, de s'enduire de vaseline en laissant une couche épaisse sur les parties exposées* » [Health Physics Society, 2009]. En 1898 les 60 premiers cas de radiodermite sont décrits par Becquerel, alors qu'en 1904 on constate déjà les premiers décès attribués aux rayons X .

Lors du premier Congrès International de la Radiologie (ICR¹) en 1925, une première commission est créée : la Commission Internationale des Unités Radiologiques et des Mesures (CIUR, acronyme

¹ International Congress of Radiology

anglais ICRU²), chargée de définir les unités décrivant la radioactivité et son effet sur la matière. Lors de ce congrès sont aussi définies les premières limites d'exposition, sur la base du dixième de la dose constatée provoquant un érythème (soit une dose estimée aujourd'hui à 1000 mSv). C'est lors du deuxième congrès de l'ICR, en 1928, qu'est créée la Commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR, acronyme anglais ICRP³), afin de définir les règles de radioprotection. A ses débuts, la CIPR n'établira que des recommandations de principe visant à réduire le temps d'exposition au travail et à augmenter les temps de récupération.

En 1934, la dose maximale autorisée est fixée à 0,1 rem par jour (équivalent à 1 mSv/j soit, 360 mSv sur une année). En 1951, les effets cancérogènes des rayonnements sont reconnus et, par conséquence les limites de dose sont abaissées à 150 mSv par an. En 1956, la CIPR révisé une nouvelle fois les limites de dose à la baisse après avoir reconnu la possibilité d'apparition de pathologies à long terme (ce qui est désormais appelé « effet stochastique ») suite aux excès de leucémies constatées sur les populations suivies des survivants des bombardements d'Hiroshima et de Nagasaki (the Life Span Study, LSS) ainsi que de l'excès de pathologies malignes apparues chez les radiologues américains. Ces nouvelles limites paraissent dans la première publication officielle de la CIPR en 1959 [ICRP 1, 1959]: 50 mSv par an pour les travailleurs et 5 mSv pour le public. A partir de ce moment-là, la Commission a conseillé que « *tous les efforts soient consacrés pour réduire les expositions à tous les types de rayonnements ionisants au niveau le plus faible possible* » [ICRP, 1955], pour aboutir au principe d'optimisation et à la définition de l'acronyme anglais ALARA⁴ qui est : « [qu'il faut tendre vers les niveaux] *les plus faibles auxquels on peut parvenir sans difficulté, compte tenu des aspects économiques et sociaux* » [ICRP 22, 1973].

Les limites de dose définies en 1959 ont été conservées jusqu'en 1990 [ICRP 60, 1990] où elles ont été abaissées à 20 mSv pour les travailleurs et 1 mSv pour le public et sont les limites de dose en vigueur aujourd'hui en France. Ces limites ont été reprises par la dernière publication de la CIPR [ICRP 103, 2007] (tableau 1.1).

1.1.2. Les principes de la radioprotection

La radioprotection est l'ensemble des moyens et mesures mis en œuvre pour assurer la protection de l'Homme et de son environnement contre les effets néfastes des rayonnements ionisants, tout en permettant leur utilisation bénéfique dans plusieurs domaines.

C'est lors de la synthèse des publications précédentes, en 1977 [ICRP 26, 1977], qu'a été proposé par la CIPR un système de limitation des doses basé sur trois principes :

- la justification des pratiques ;
- l'optimisation de la protection ;
- l'application des limites de dose.

² International Commission on Radiation Units and Measurements

³ International Commission on Radiation Protection

⁴ As Low As Reasonably Achievable

La justification des pratiques

Ce principe veille à ce que chaque décision qui modifie la situation d'exposition aux rayonnements conduise à obtenir un bénéfice suffisant pour l'individu ou la société pour compenser le détriment produit.

L'optimisation de la protection

Ce concept préconise une amélioration sans cesse de la protection radiologique afin que la probabilité d'occurrence des expositions, le nombre de personnes exposées, ainsi que leurs doses individuelles soient maintenus aussi bas que raisonnablement possible, compte tenu des facteurs économiques et sociaux (concept *ALARA* : *as low as reasonably achievable*). Ce concept résulte de la prise de conscience des risques liés aux faibles expositions. Les effets consécutifs à une exposition aux rayonnements et préjudiciables au niveau de la santé de l'Homme, comprennent les effets somatiques, lorsqu'ils se manifestent chez l'individu exposé, et les effets héréditaires, lorsqu'ils affectent la descendance. Les effets somatiques des rayonnements ionisants dans les tissus irradiés causent à la fois des effets stochastiques et déterministes.

Les effets déterministes sont ceux pour lesquels la gravité des lésions ou l'altération de la capacité de récupération des tissus augmente avec la dose. Il existe une dose seuil (environ 100 mSv) au-dessus de laquelle des effets cliniques nocifs sont observés, ils peuvent aller du dysfonctionnement grave à la mort cellulaire. Cependant, pour des doses absorbées inférieures au seuil d'environ 100 mSv, aucun tissu n'est considéré comme présentant une altération fonctionnelle cliniquement significative.

En dessous de 100 mSv, l'effet de l'irradiation n'est plus déterministe mais stochastique. Les effets stochastiques sont ceux pour lesquels la probabilité d'occurrence de l'effet (non sa gravité) est considérée comme une fonction sans seuil de dose. Ce sont principalement les cancers radio-induits et les maladies héréditaires.

L'hypothèse générale de la protection radiologique est que le risque de ces effets stochastiques augmente de façon linéaire avec la dose dans la plage des faibles doses, sans seuil (modèle linéaire sans seuil : LNT) [UNSCEAR, 2000]. Ce modèle est considéré comme étant la meilleure approche pratique pour gérer le risque radiologique en accord avec le « principe de précaution » [UNESCO, 2005].

L'application des limites de doses

Le dernier principe incite à ne pas dépasser les limites recommandées par la CIPR, en termes de dose totale reçue par un travailleur ou un individu du public dans des situations d'exposition planifiées (tableau 1.1).

Tableau 1.1. Récapitulatif des limites de doses réglementaires en vigueur dans l'Union Européenne pour des situations planifiées [ICRP 103, 2007].

| Type de limite | Professionnelle | Public |
|---|---|----------------------------|
| Dose Efficace | 20 mSv par an, moyennés sur une période de 5 ans ⁴ | 1 mSv en 1 an ⁵ |
| Dose Equivalente annuelle pour : | | |
| le cristallin ¹ | 150 mSv | 15 mSv |
| la peau ^{2,3} | 500 mSv | 50 mSv |
| les mains et les pieds | 500 mSv | - |

¹ Cette limite est actuellement révisée par un groupe de travail de la CIPR

² La limitation sur la dose efficace assure une protection suffisante de la peau contre les effets stochastiques.

³ Moyennée sur 1 cm² de peau, indépendamment de la zone exposée.

⁴ A condition que la dose efficace ne dépasse pas 50 mSv en une seule année

⁵ Une valeur plus élevée de dose efficace pourrait être autorisée en une seule année, à condition que la moyenne sur 5 ans ne dépasse pas 1 mSv.

Les limites d'exposition aux rayonnements ionisants sont données en termes de dose efficace, c'est-à-dire la somme des doses reçues par les principaux organes radiosensibles du corps humain pondérées par la nocivité du rayonnement et la sensibilité du tissu (chapitre 1, section 1.2.2.2), et en termes de dose équivalente (énergie déposée par unité de masse, pondérée par la sensibilité de l'organe aux rayonnements) reçue par quelques organes pouvant être particulièrement exposés. Les déterminations des limites d'exposition aux rayonnements ionisants seront prochainement calculée pour une personne de référence à partir des fantômes anthropomorphes numériques (voir section 1.2.4) de l'Homme de référence et la Femme de référence [ICRP 89, 2002 ; Zankl, 2007] (figure 1.1).

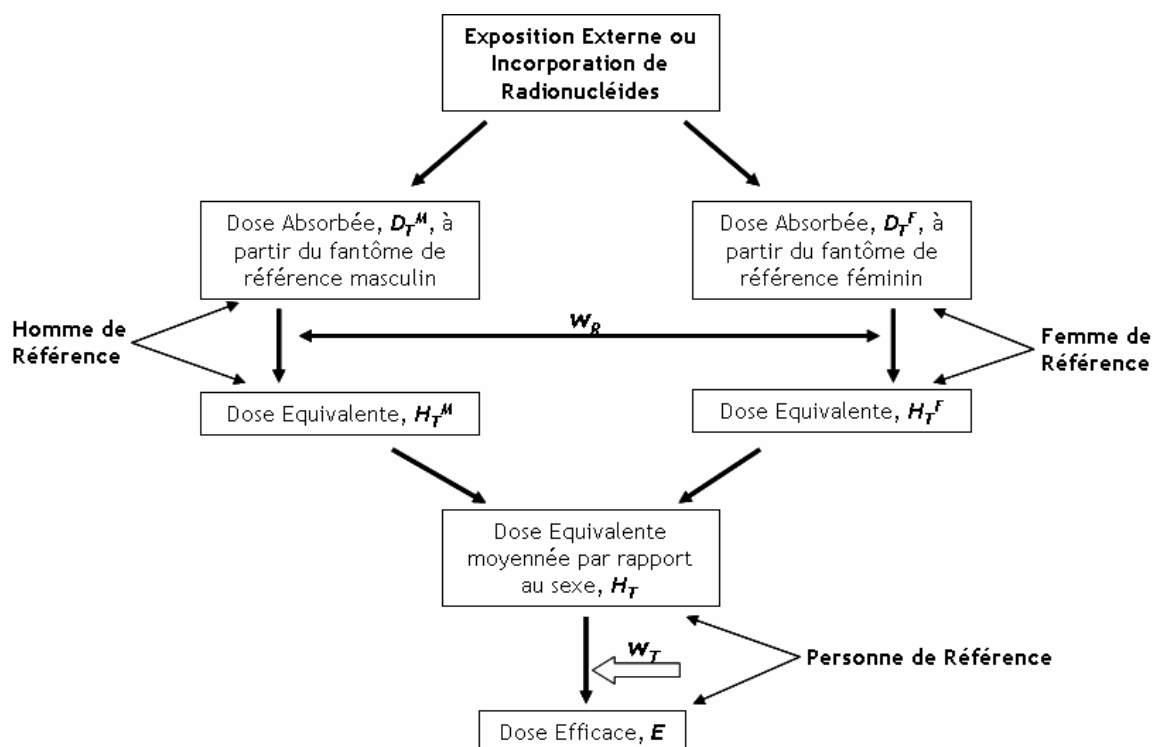


Figure 1.1. Principe de calcul de la dose efficace moyennée par rapport au sexe pour une situation d'exposition planifiée

1.1.3. La transcription des recommandations

Nous avons vu que la Commission Internationale de Protection Radiologique émettait des principes et recommandations d'après des études scientifiques internationales (synthèse de l'UNSCEAR [UNSCEAR, 2000]) (figure 1.2).

Plusieurs agences (AIEA⁵, OCDE⁶, OMS⁷ et BIT⁸ etc.) sont regroupées pour transposer les recommandations de la CIPR en standard internationaux (« International Basics Safety Standard ») utilisables par les pays qui le souhaitent. La Commission Européenne transcrit les recommandations de la CIPR en Directives Européennes qui doivent subir, pour s'appliquer dans chacun des pays de l'Union Européenne, une transposition nationale.

Les recommandations et principes du rapport 60 de la CIPR sont la base de la Directive Européenne Euratom 96/29 du 13 Mai 1996 qui fixe les normes relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants (en remplacement des Directives antérieures 80/836 et 84/467). Cette Directive Européenne a été transposée en droit français par l'ordonnance n°2001-270 qui modifie le code de la santé publique et du travail et amendée par les décrets 2002-460, 2003-270 et 2003-296, relatifs respectivement aux principes et à la protection du public, à la protection des patients et à la protection des travailleurs.

⁵ Agence Internationale pour l'Energie Atomique

⁶ Organisation de Coopération et de Développement Economique

⁷ Organisation Mondiale de la Santé

⁸ Bureau International du Travail

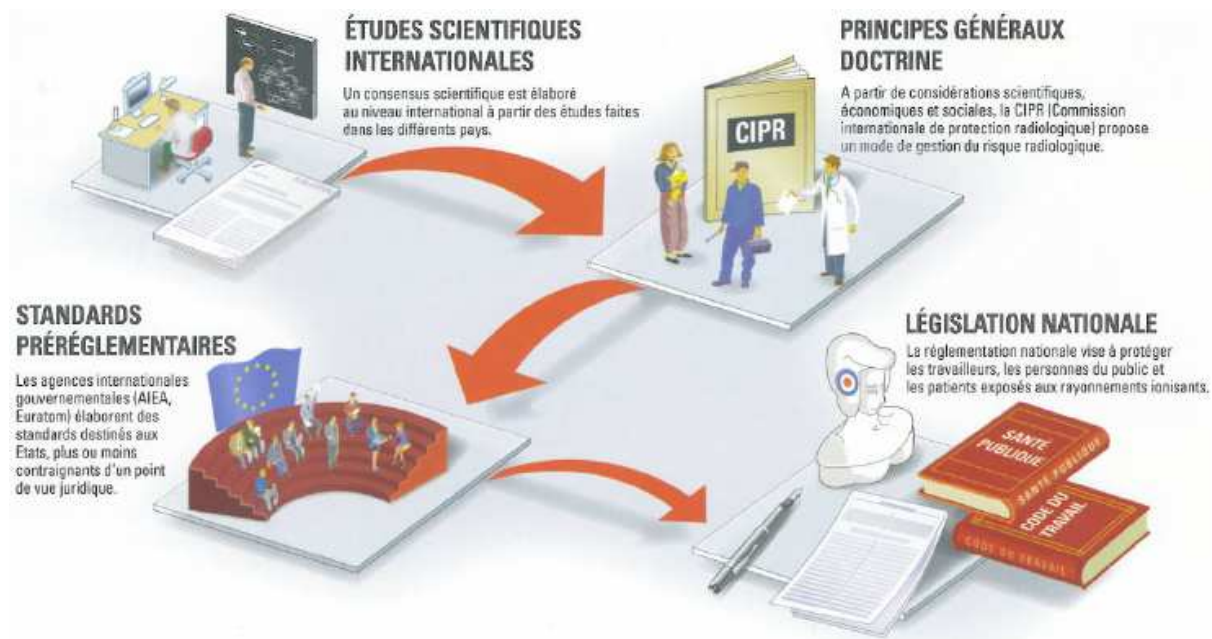


Figure 1.2. Transcriptions des recommandations en droit français [Repères 7, 2005].

A ce jour, le niveau de qualité des systèmes de radioprotection internationaux est imputable en grande partie aux travaux scientifiques et aux efforts de communication entrepris par la CIPR depuis sa création.

1.2. Concepts et grandeurs utilisés en spectrométrie, dosimétrie et protection radiologique

Le système international de radioprotection repose sur des grandeurs physiques mesurables et quantifiables (dose absorbée, kerma et fluence) auxquelles des résultats issus d'expériences sur les effets biologiques des rayonnements ionisants vont être associés. A partir des données radiobiologiques concernant l'estimation de la perte de vie, l'occurrence de cancers radio-induits et d'effets héréditaires sur la descendance, des facteurs (facteur de conversion, facteurs de pondération pour les tissus et les rayonnements) sont déduits et utilisés pour les définitions des grandeurs de protection (dose équivalente et dose efficace). Ces grandeurs de protection sont estimées en routine par les grandeurs opérationnelles.

Cette section rappelle les définitions des grandeurs physiques utilisées en spectrométrie et dosimétrie, des grandeurs de protection, ainsi que des grandeurs opérationnelles utilisées pour la surveillance des travailleurs et de l'environnement.

1.2.1. Les grandeurs physiques

En radioprotection les grandeurs physiques utilisées sont la fluence des particules, le kerma ainsi que la dose absorbée [ICRU 51, 1993 ; ICRU 60, 1998].

1.2.1.1. La fluence

La fluence permet de caractériser un champ d'irradiation appliqué à un espace libre ou dans la matière, pour tous les types de rayonnements. La fluence des particules notée φ , en un point du champ est calculée à partir du nombre de particules incidentes, dN , pénétrant une sphère de section da :

$$\varphi = \frac{dN}{da} . \quad (\text{Eq. 1.1.})$$

La fluence représente un nombre de particules incidentes par unité d'aire. L'unité de la fluence est le m^{-2} .

Elle peut également être exprimée en termes de longueur de trajectoire, des particules traversant un petit volume dV :

$$\varphi = \frac{dl}{dV} . \quad (\text{Eq. 1.2.})$$

où dl est la somme des longueurs de trajectoire au travers de ce volume dV .

1.2.1.2. Le kerma

Le kerma, K , représente le transfert d'énergie à la matière à partir des particules non-chargées (ou indirectement ionisantes). Il est défini par le rapport entre dE_{tr} et dm , où dE_{tr} est une valeur prévisionnelle de la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules ionisantes chargées et libérées par des particules incidentes ionisantes non-chargées dans un volume de masse dm de matière :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} . \quad (\text{Eq. 1.3.})$$

Le kerma est une grandeur non-stochastique, dont l'unité est le joule par kilogramme [$J.kg^{-1}$], également appelé gray [Gy].

1.2.1.3. La dose absorbée

La dose absorbée est considérée comme la grandeur physique utilisée pour le calcul de la dose en radiobiologie, radiologie clinique et protection radiologique. Elle s'applique à tous les types de rayonnements ionisants et pour toutes les géométries d'irradiation.

La dose absorbée en un point est le quotient de $d\bar{\varepsilon}$ par dm , $d\bar{\varepsilon}$ étant l'énergie moyenne conférée par le rayonnement ionisant à un volume élémentaire de matière de masse dm :

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}. \quad (\text{Eq. 1.4.})$$

L'unité de la dose absorbée est le joule par kilogramme [$J.kg^{-1}$] ou gray [Gy].

Cette quantité physique a pour but de fournir une grandeur corrélée aux effets des rayonnements ionisants dans la matière. Alors que le kerma dépend uniquement des interactions dans la matière, la valeur de la dose absorbée est obtenue à partir de la valeur moyenne de la grandeur stochastique ε , c'est-à-dire, l'énergie communiquée au milieu. Cette énergie moyenne tient compte de l'énergie déposée par les particules ionisantes entrantes dans l'élément de volume moins l'énergie emportée par celles qui en sortent plus la somme de tous les changements concernant l'énergie au repos des atomes du milieu. La dose absorbée est directement mesurable à l'aide d'instruments dosimétriques.

1.2.1.4. La dose moyenne absorbée à l'organe

Lorsque la distribution de la dose absorbée dans un tissu spécifique ou un organe T est connue, on peut estimer les effets des rayonnements ionisants sur cet organe ou tissu spécifique en effectuant le calcul de la dose absorbée moyenne (D_T). Il est donné par :

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int D \cdot dm = \frac{1}{m_T} \int \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \cdot dm. \quad (\text{Eq. 1.5.})$$

où m_T est la masse de tissu spécifique ou organe et D la dose absorbée dans l'élément de masse dm [ICRU 51, 1993].

1.2.2. Les grandeurs de protection

Les grandeurs de protection, introduites pour la première fois dans le rapport 60 de la CIPR [ICRP 60, 1991 ; ICRP 103, 2007], sont : la dose équivalente dans un organe ou tissu spécifique et la dose efficace. Elles sont définies à partir des doses absorbées moyennées aux organes et tissus à l'aide de facteurs de pondération. Ces grandeurs sont utilisées pour déterminer les limites de dose auxquelles la survenue d'effets stochastiques sur la santé est maintenue en dessous des niveaux inacceptables et les réactions tissulaires sont évitées (tableau 1.1).

1.2.2.1. La dose équivalente

La dose équivalente permet de mesurer les effets biologiques sur un tissu ou organe consécutifs à une exposition par un type de rayonnement ionisant. En effet, les dégâts observés sur un même

tissu ou organe varie selon la nature du rayonnement R . La dose équivalente, notée $H_{T,R}$, est obtenue en multipliant la dose absorbée dans un tissu ou organe par un facteur de pondération :

$$H_{T,R} = w_R \cdot D_{T,R}. \quad (\text{Eq. 1.6.})$$

où $D_{T,R}$ est la dose absorbée moyennée au tissu ou à l'organe, T , due au rayonnement R , et w_R est le facteur de pondération lié à la nocivité du rayonnement.

Lorsque le rayonnement est de nature diverse (différents types de particules présents dans le faisceau) avec des valeurs de w_R distinctes, la dose équivalente totale est la somme des doses équivalentes liées à chaque rayonnement :

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}. \quad (\text{Eq. 1.7.})$$

La dose équivalente s'exprime en sievert (Sv), car elle tient compte des effets biologiques. Un sievert correspondant à un gray (un joule par kilogramme de matière) pour les photons et les électrons.

Les valeurs de w_R , sont issues de données expérimentales radiobiologiques, et reposent principalement sur la notion d'efficacité biologique relative (EBR) des différents types de rayonnements par rapport aux effets stochastiques qu'ils produisent. L'EBR est liée aux différences de propriétés des dépôts d'énergie le long des traces des particules chargées mises en mouvement. La connaissance de l'efficacité biologique relative des différents types de particules étant encore mal maîtrisée, celle-ci change en fonction de l'évolution des connaissances en la matière. Les facteurs de pondération des rayonnements définis dans le rapport 60 de la CIPR [ICRP 60, 1991] (tableau 1.2) ont ainsi été modifiés en 2007 [ICRP 103, 2007]. Ces modifications concernent les facteurs affectés aux protons ainsi qu'aux neutrons en fonction de l'énergie (tableau 1.3).

Tableau 1.2. Facteurs de pondération liés à la nocivité des rayonnements édictés dans le rapport 60 de la CIPR [ICRP 60, 1991].

| Type de rayonnement | Facteur de pondération, w_R |
|--|-------------------------------|
| Photons | 1 |
| Electron et muons | 1 |
| Particules alpha, fragment de fission, ions lourds | 20 |
| Neutrons: | |
| <10 keV | 5 |
| 10-100 keV | 10 |
| >100 keV jusqu'à 2 MeV | 20 |
| 2-20 MeV | 10 |
| >20 MeV | 5 |
| Protons, autre que les protons de recul, >2 MeV | 5 |

Tableau 1.3. Facteurs de pondérations liés à la nocivité des rayonnements édictés dans le rapport 103 de la CIPR [ICRP 103, 2007].

| Type de rayonnement | Facteur de pondération, w_R |
|--|---|
| Photons | 1 |
| Electron ¹ et muons | 1 |
| Protons et pions chargés | 2 |
| Particules alpha, fragment de fission, ions lourds | 20 |
| Neutrons | Fonction continue dépendante de l'énergie du rayonnement ² |

¹A l'exception des électrons Auger émis par les noyaux de l'ADN

²Voir les équations décrivant les facteurs de pondération en fonction de l'énergie (Eq. 1.8).

$$w_R = \begin{cases} 2,5 + 18,2e^{-\frac{[\ln(E_n)]^2}{6}}, & E_n < 1 \text{ MeV} \\ 5,0 + 17,0e^{-\frac{[\ln(2E_n)]^2}{6}}, & 1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV} \\ 2,5 + 3,25e^{-\frac{[\ln(0,04E_n)]^2}{6}}, & E_n > 50 \text{ MeV} \end{cases} \quad (\text{Eq. 1.8.})$$

1.2.2.2. La dose efficace

La dose efficace, introduite dans la publication 60 de la CIPR [ICRP 60, 1991], est la grandeur de protection radiologique de référence. Son utilisation principale consiste à fournir un moyen de démontrer la conformité avec les limites d'exposition des travailleurs et du public (tableau 1.1). Dans ce sens, la dose efficace est utilisée à des fins de réglementation dans le monde entier. Elle est également utilisée pour limiter la survenue d'effets stochastiques en tenant compte des caractéristiques d'exposition données, et non pas des caractéristiques d'un individu spécifique. Elle ne peut donc pas être utilisée à des fins de dosimétrie individuelle, mais représente une valeur moyenne pour tous sexes et âges confondus d'une «Personne de Référence » (figure 1.1).

La dose efficace est définie par la somme pondérée des doses équivalentes reçues par les organes et tissus du corps humain considérés comme sensibles à l'induction d'effets stochastiques et pouvant engendrer des risques de cancers radio-induits, des risques d'effets héréditaires pour la descendance ou des risques de raccourcissement de l'espérance de vie :

$$\begin{aligned}
 E &= \sum_T w_T \cdot H_{T,R} \\
 &= \sum_T w_T \sum_R w_R \cdot D_{T,R}
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 1.9.}$$

L'unité de la dose efficace est le sievert (Sv). Le facteur de pondération tissulaire w_T , défini pour le tissu T (avec $\sum w_T = 1$), reflète la sensibilité de plusieurs tissus et organes à l'induction d'effets stochastiques. Les valeurs de w_T sont issues d'études épidémiologiques réalisées sur les populations irradiées d'Hiroshima et Nagasaki ainsi qu'à la suite de l'accident de Tchernobyl. Elles sont complétées par les études scientifiques en radiobiologie menées sur l'animal et transposées à l'homme. Les facteurs de pondération pour les tissus ne sont pas différenciés par rapport au sexe. Ils ont été définis pour 15 organes par la CIPR 103 (tableau 1.4) [ICRP 103, 2007] (ces organes étaient au nombre de 7 lors de leur introduction dans la publication 26 de la CIPR [ICRP 26, 1977] et 13 dans la publication 60 [ICRP 60, 1991]).

Tableau 1.4. Valeurs des facteurs de pondération pour les tissus recommandées par la CIPR 103 [ICRP 103, 2007].

| Tissu ou organe | Facteur de pondération, w_T | $\sum w_T$ |
|---|-------------------------------|------------|
| Moelle rouge, Côlon, Poumons, Estomac, Poitrine, Reste* | 0,12 | 0,72 |
| Gonades | 0,08 | 0,08 |
| Vessie, Œsophage, Foie, Thyroïde | 0,04 | 0,16 |
| Surface de l'os, Cerveau, Glandes salivaires, Peau | 0,01 | 0,04 |
| Total | | 1 |

* L'organe « reste » est composé des glandes surrénales, de la région extra-thoracique, de la vésicule biliaire, du cœur, des reins, des ganglions lymphatiques, du muscle, de la muqueuse buccale, du pancréas, de l'intestin grêle, de la rate, du thymus, de l'utérus/col de l'utérus (chez la femme) et de la prostate (chez l'homme).

Les valeurs présentées au tableau 1.4 diffèrent de celles données par la CIPR 60 (annexe A.1.1, tableau A.1.1). Les principaux changements concernent la poitrine (de 0,05 à 0,12), les gonades (de 0,20 à 0,08) et la pondération associée aux organes constituant le « reste » (de 0,05 à 0,12), ainsi que la désormais prise en compte du cerveau et des glandes salivaires.

La dose équivalente reçue par le « reste » est définie comme la moyenne arithmétique des doses équivalentes dans les 13 tissus répertoriés plus les deux organes différenciés sexuellement. Dans la publication 60 de la CIPR, le « reste » était composé des glandes surrénales, du cerveau, du gros intestin (ou côlon), de l'intestin grêle (ou petit intestin), des reins, des muscles, du pancréas, de la rate du thymus et de l'utérus.

Pour les besoins de la protection radiologique, il est utile d'utiliser une seule valeur de dose efficace pour les deux sexes. C'est pour cela que les facteurs de pondération pour les tissus sont des valeurs moyennes de nombreux individus de tous âges et sexes confondus, y compris les seins de l'homme et de la femme, les testicules et les ovaires. Cette façon de moyennner implique que cette approche se limite à la détermination de la dose efficace dans le cadre de la protection radiologique, et ne peut pas être utilisée pour l'évaluation du risque individuel. La dose efficace est donc calculée à partir des doses équivalentes pour les organes des deux sexes selon l'équation :

$$E = \sum_T w_T \left[\frac{H_T^M + H_T^F}{2} \right]. \quad (\text{Eq. 1.10.})$$

Par définition, les grandeurs de protection relatives à l'organisme (dose équivalente et dose efficace) ne sont pas directement mesurables. Les doses équivalentes aux organes et tissus spécifiques de l'homme et de la femme qui permettent de définir la dose efficace dans des champs d'irradiation standard sont déterminés en utilisant des « Fantômes de Référence » numériques (section 1.2.4). C'est dans le but de fournir une estimation de la dose efficace que des grandeurs opérationnelles ont été introduites.

1.2.3. Les grandeurs opérationnelles

Ces grandeurs ont été introduites par la CIUR en 1985 [ICRU 39 et 43, 1985 et 1988], puis définies plus précisément dans ses publications 51 et 66 [ICRU 51, 1993 ; ICRU 66, 2001]. Reprises depuis dans les réglementations ou dans les guides pratiques pour la surveillance de l'environnement ou des individus, ces grandeurs visent à fournir une «estimation enveloppe» ou limite supérieure aux valeurs de protection relative à l'exposition des personnes dans la plupart des conditions d'irradiation. Selon la CIUR [ICRU 74, 1996b], l'objectif des grandeurs opérationnelles est de fournir des « *grandeurs mesurables qui représentent de manière adéquate les grandeurs de protection* ». Et celles-ci atteignent généralement leur objectif, notamment si leurs valeurs sont en dessous des limites de protection.

Différents types de grandeurs opérationnelles sont utilisées pour les irradiations externes et internes, toutes ayant pour unité le sievert (Sv). Ici nous nous intéresserons uniquement à celles concernant notre domaine d'études, les irradiations externes.

1.2.3.1. L'équivalent de dose

L'équivalent de dose a été défini dans la publication 26 de la CIPR [ICRP 26, 1977], avec pour but d'évaluer l'exposition de l'ensemble ou d'une partie du corps, relativement à l'efficacité biologique en fonction de la qualité des rayonnements incidents, pour tout type de rayonnement :

$$H = Q \cdot D.$$

$$= \int_{L=0}^{\infty} Q(L) \cdot D_L \cdot dL. \quad (\text{Eq. 1.11.})$$

avec D , la dose absorbée au point d'intérêt dans le tissu, Q le facteur de qualité correspondant et L le transfert d'énergie linéique.

La valeur du facteur de qualité est déterminée par le type et l'énergie des particules chargées passant en ce point dans un volume élémentaire, autrement dit la valeur du transfert d'énergie linéique, L , (TEL) des particules chargées dans l'eau :

$$Q(L) = \begin{cases} 1, & L < 10 \text{ keV} / \mu\text{m} \\ 0,32 \cdot L - 2,2, & 10 \leq L \leq 100 \text{ keV} / \mu\text{m} \\ \frac{300}{\sqrt{L}}, & L > 100 \text{ keV} / \mu\text{m} \end{cases} \quad (\text{Eq. 1.12.})$$

Le transfert linéique d'énergie

Il est apparu que l'énergie absorbée dans un certain volume macroscopique de tissu ne suffisait pas à caractériser l'effet biologique obtenu sur ce tissu car pour une même quantité d'énergie absorbée, l'effet est différent suivant la nature des rayonnements primaires. L'expérimentation radiologique montre que les dégâts biologiques dépendent de la distribution microscopique de cette énergie absorbée, autrement dit de la manière dont l'énergie est cédée au milieu. L'effet biologique dépend donc de la répartition de l'énergie absorbée le long du parcours des particules chargées qui traversent le milieu. Cette distribution spatiale de l'énergie, le long de la trajectoire d'une particule, s'exprime par le transfert linéique d'énergie.

Le TEL ou pouvoir d'arrêt de collision, noté L_{Δ} , d'un matériau, pour une particule chargée, est le rapport de dE par dl , où dl est la distance parcourue par la particule et dE est l'énergie moyenne perdue par collision au cours d'évènements entraînant un transfert d'énergie inférieur à un seuil spécifié Δ .

$$L_{\Delta} = \frac{dE}{dl}. \quad (\text{Eq. 1.13.})$$

Cette énergie au dessus d'un seuil Δ est une énergie communiquée localement au matériau traversé. Lorsque l'on prend en considération toutes les valeurs des pertes d'énergie possible, on obtient alors le transfert d'énergie linéique L_{\dots} .

L'unité du TEL est le kilo électron-volt par micromètre [$\text{keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$].

1.2.3.2. Les grandeurs opérationnelles pour la surveillance d'ambiance

Elles sont définies pour tous les types de rayonnement externe, sur la base d'une valeur de l'équivalent de dose en un point dans un fantôme « simple », la sphère CIUR. C'est une sphère en matériau équivalent tissu-mou⁹ [ICRU 44, 1989] de 30 cm de diamètre et de densité égale à 1 g.cm^{-3} . Le matériau tissu-mou a été jugé comme celui s'approchant le mieux des propriétés du corps humain en ce qui concerne la diffusion et l'atténuation des rayonnements pour le domaine de la protection radiologique.

Pour la surveillance d'ambiance, les grandeurs opérationnelles font appel dans leur définition à la notion de champ de rayonnement unidirectionnel et expansé.

Un champ de rayonnement expansé est défini comme un champ hypothétique dans lequel la fluence spectrale et la fluence angulaire ont la même valeur en tout point d'un volume suffisamment grand, égale à la valeur dans le champ réel au point d'intérêt. Ainsi l'ensemble de la sphère est censé être exposé à un champ de rayonnement homogène, de même fluence et de même distribution en énergie et en angle qu'au point d'intérêt dans le champ de rayonnement réel.

Si l'ensemble des rayonnements est aligné dans le champ de rayonnement expansé, on obtient un champ unidirectionnel et expansé. De cette manière la sphère CIUR est irradiée de façon homogène et la fluence du champ est l'intégrale de la fluence différentielle angulaire au point d'intérêt dans le champ réel de rayonnement pour toutes les directions.

L'équivalent de dose ambiant

Pour la surveillance d'ambiance, la grandeur opérationnelle qui permet d'évaluer la dose efficace est l'équivalent de dose ambiant, défini par le rapport 60 de la CIUR [ICRU 60, 1998]. L'équivalent de dose ambiant, $H^*(d)$, en un point dans un champ de rayonnement expansé et unidirectionnel correspondant dans la sphère ICRU à une profondeur de d sur le rayon vecteur à l'opposé du champ de rayonnement unidirectionnel. La valeur recommandée de d est de 10 mm pour les rayonnements pénétrants et de 0,07 mm pour les rayonnements faiblement pénétrants.

Dans la plupart des situations pratiques d'exposition aux rayonnements externes, l'équivalent de dose ambiant remplit son rôle en fournissant une limite supérieure pour les valeurs des grandeurs de protection (exception faite des champs de rayonnement d'énergie très élevée où la profondeur de 10 mm ne suffit pas à obtenir l'équilibre électronique).

L'équivalent de dose directionnel

L'équivalent de dose directionnel, $H'(d, \Omega)$, en un point dans le champ de rayonnement est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé correspondant dans la sphère CIUR à une profondeur, d , sur un rayon dans une direction spécifiée, Ω . La valeur recommandée de d est

⁹ 76,2% d'oxygène, 11,1% de carbone, 10,1% d'hydrogène et 2,6% d'azote

de 10 mm pour les rayonnements pénétrants et de 0,07 mm pour les rayonnements faiblement pénétrants.

Dans le cas particulier d'un champ de rayonnement unidirectionnel, la direction peut être spécifiée en termes d'un angle, α , entre le rayon opposé au champ incident et le rayon spécifique (figure 1.2). Lorsque α est égal à 0° , l'équivalent de dose directionnel, $H'(d, 0^\circ)$ est égal à $H^*(d)$.

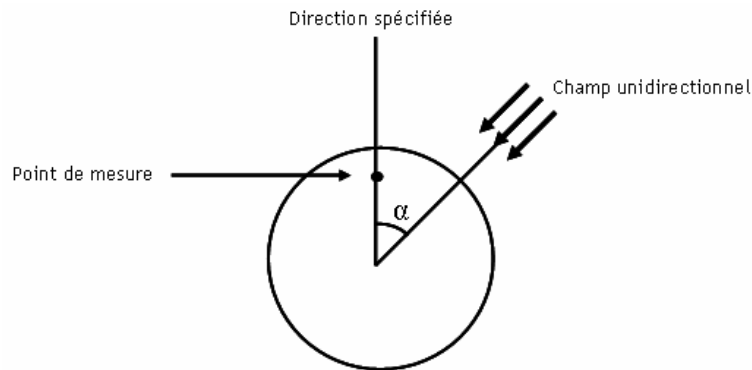


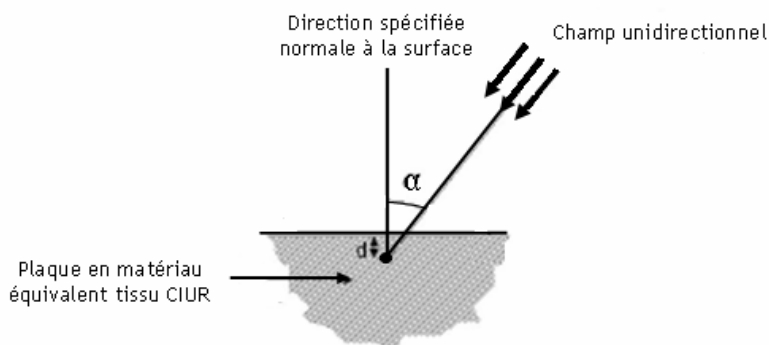
Figure 1.2. Définition de l'angle α pour $H'(d, \alpha)$

1.2.3.3. Les grandeurs opérationnelles pour la surveillance individuelle

La surveillance individuelle des travailleurs soumis à des expositions externes est réalisée par l'intermédiaire de l'équivalent de dose individuel, $H_p(d)$. Les dosimètres individuels portés sur le corps sont généralement étalonnés suivant cette grandeur.

L'équivalent de dose individuel

L'équivalent de dose individuel, $H_p(d, \alpha)$ (figure 1.3), est défini comme l'équivalent de dose reçu dans le tissu-mou à une profondeur d , sous un point spécifié du corps en fonction d'un angle d'irradiation α . Les valeurs de d sont : 0,03 mm pour une estimation de la dose au cristallin, 0,07 mm pour la dose reçue à la peau, et 10 mm pour une estimation de la dose efficace corps entier. $H_p(10)$ est évalué en routine par des dosimètres individuels (actifs ou passifs) portés à la poitrine. Pour étalonner ces dosimètres, des fantômes ont été spécifiés par la CIUR afin de simuler le torse humain : il s'agit de plaques de 30 cm x 30 cm x 15 cm constituées de matériau équivalent tissu-mou [ICRU 44, 1989].

Figure 1.3. Définition de l'angle α pour $H_p(d, \alpha)$.

1.2.4. Les fantômes numériques

Nous avons vu que la dose efficace était définie pour une Personne de Référence. Pour la déterminer, les doses équivalentes dans les organes et les tissus de la Femme et de l'Homme de Référence doivent d'abord être évaluées, et ensuite moyennées pour obtenir les doses équivalentes dans les organes de la Personne de Référence (section 1.1.2, figure 1.1). La dose efficace est obtenue à partir de la somme pondérée de ces valeurs par les facteurs w_T .

Les évaluations des doses équivalentes pour la Femme et l'Homme de Référence, et de la dose efficace pour la Personne de Référence, reposent sur l'utilisation de modèles anthropomorphes numériques.

Il existe deux grandes familles de fantômes anthropomorphes : les fantômes mathématiques et les fantômes voxelisés.

Les fantômes mathématiques, apparus dès les années 1960, décrivent les organes d'intérêt à partir d'équations mathématiques, ils ont donc des formes géométriques peu réalistes. Divers fantômes anthropomorphes mathématiques ont été développés, tels que les fantômes hermaphrodites du MIRD [Snyder, 1969], les modèles spécifiques au sexe de Kramer et *al.* [Kramer, 1982] ou les fantômes spécifiques à l'âge de Cristy et Eckerman [Cristy, 1987].

Les fantômes voxelisés (un voxel est un élément de volume en 3 dimensions), sont réalisés à partir de données tomographiques d'imagerie médicale (tomographie scanner ou IRM). Ils procurent une description plus réaliste du corps humain par rapport aux fantômes régis par des équations mathématiques (figure 1.4).

Auparavant, aucun fantôme anthropomorphe n'était préconisé pour effectuer les calculs des doses équivalentes aux organes et aux tissus (comme décrit à la figure 1.1). La CIPR a désormais adopté, dans sa publication 103, des fantômes de référence féminins et masculins (masse des organes conformes aux valeurs de référence [ICRP 89, 2002]).

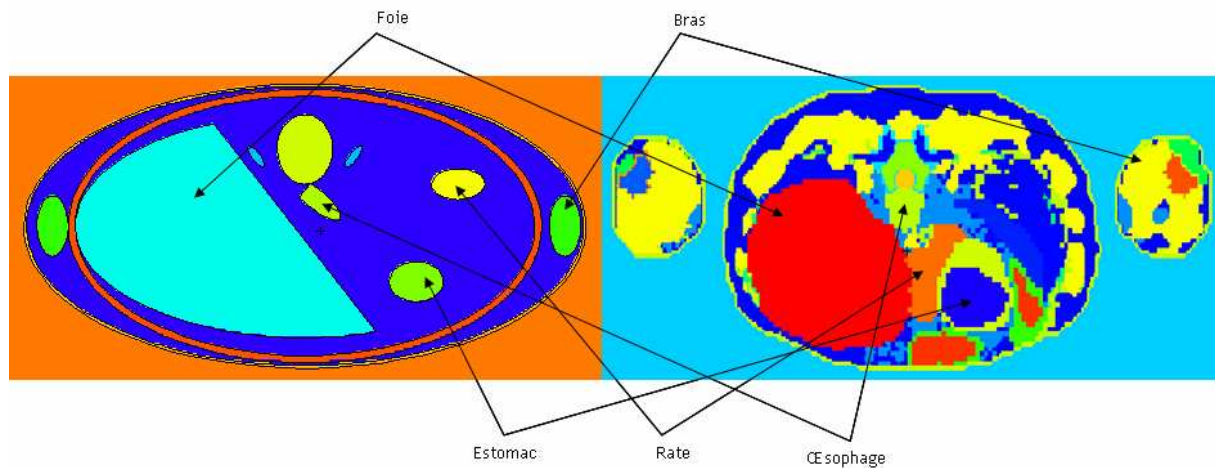


Figure 1.4. Coupe transverse d'un fantôme type MIRD (à gauche, utilisé par Furstoss) et d'un fantôme voxelisé (à droite, MAX réalisé par Kramer et *al.*)

Ces deux modèles voxelisés de référence, une femme adulte et un homme adulte ont été développés par Zankl et *al.* [Zankl, 2005 ; Zankl, 2007], en s'appuyant sur les deux modèles voxelisés de deux individus dont le poids et la taille sont proches de ceux de l'Homme et de la Femme de Référence. Ils ont été développés à partir d'images tomographiques informatiques de haute résolution d'un individu particulier, et sont constitués de millions de voxels, fournissant une représentation tridimensionnelle du corps humain et de la forme spatiale des organes ainsi que des structures qui les constituent. Environ 140 organes et tissus ont été définis, y compris différents tissus du squelette, ainsi que le cartilage, les muscles et les principaux vaisseaux sanguins. Les masses des organes des deux modèles ont été ajustées pour s'approcher de celles attribuées à l'Homme et la Femme de Référence par la publication 89 de la CIPR, sans déformer l'anatomie réaliste. A l'heure actuelle, ces mannequins numériques de Référence ont été réalisés, cependant ils sont encore en phase de test et ne sont pas disponibles pour tous les utilisateurs.

Des fantômes de référence numériques, pour les enfants de différents âges, allant jusqu'au fœtus, seront également développés pour calculer les coefficients de dose pour les individus du public (modèle du fœtus et de la femme enceinte en cours d'étude [Taranenko, 2009]).

Afin de fournir une méthode pratique pour l'évaluation des doses équivalentes et de la dose efficace, la CIPR 103 propose également des coefficients de conversion se rapportant aux grandeurs physiques (le kerma dans l'air libre, la fluence de particules ou les grandeurs de dose opérationnelles [ICRU 57, 1998]) qui ont été calculés pour des conditions standard d'exposition (exposition de l'ensemble du corps par des rayonnements mono-énergétiques parallèles et uniformes provenant de géométries de sources planaires : Antéro-postérieure (AP), Postéro-antérieure (PA), Latérale droite (RLAT), Latérale gauche (LLAT), Isotrope (ISO) et Rotationnelle (ROT) (suivant l'axe médian de la hauteur)) à l'aide des codes simulant le transport des rayonnements et les dépôts d'énergie (chapitre 2, section 2.1.2).

1.3. Estimation de la dose efficace au poste de travail (étude bibliographique)

1.3.1. Suivi des travailleurs par les grandeurs opérationnelles

La surveillance individuelle des travailleurs exposés aux rayonnements ionisants est établie selon les modalités décrites par les articles R.4453-19 à R.4453-33 du code du travail relatifs à la directive Euratom 96/29. Ces articles de loi, renforcés en novembre 2007 par décret (notamment le décret n°2007-1570), stipulent que les travailleurs appelés à intervenir en zone surveillée¹⁰ ou en zone contrôlée¹¹ doivent faire l'objet d'un suivi dosimétrique assuré par des mesures individuelles de l'exposition externe, en utilisant la dosimétrie passive (figure 1.5) et, le cas échéant, par des mesures permettant d'évaluer l'exposition interne (radiotoxicologie et anthroporadiamétrie). De plus, tout travailleur intervenant en zone contrôlée fait également l'objet d'un suivi par des mesures de dosimétrie opérationnelle (figure 1.6).

Selon l'arrêté du 30 décembre 2004 (R.4454-11), les résultats de la dosimétrie passive et opérationnelle ainsi que ceux du suivi de la contamination interne sont périodiquement transmises au système SISERI¹² et peuvent être consultés par le médecin du travail, la personne compétente en radioprotection, et l'inspection du travail s'il en fait la demande. La gestion du système SISERI a été réglementairement confiée à l'IRSN.



Figure 1.5. Exemple de dosimètres passifs photon et électron. De gauche à droite, la nouvelle génération de dosimètres passifs RPL¹³ de l'IRSN (2008), le dosimètre OSL de Landauer et un ancien dosimètre photographique photon de l'IRSN.

Les dosimètres passifs portés à la poitrine accumulent, jusqu'à leur lecture réalisée en différé, l'équivalent de dose individuel reçu par le travailleur, alors que les dosimètres actifs fournissent une valeur en temps réel de l'équivalent de dose individuel H_p .

¹⁰ Une zone surveillée est une zone où les travailleurs sont susceptibles de recevoir, dans des conditions normales d'exposition, une dose efficace dépassant les 1 mSv.an⁻¹

¹¹ Une zone contrôlée est une zone où les travailleurs sont susceptibles de recevoir, dans des conditions normales d'exposition, une dose efficace dépassant les 6 mSv.an⁻¹

¹² Système d'Information de la Surveillance de l'Exposition aux Rayonnements Ionisants

¹³ RPL : Radio-Photo-Luminescent. Lecture par stimulation à l'aide d'ondes radio-fréquences



Figure 1.6. Exemple de dosimètres actifs photon et électron (de gauche à droite) : Panasonic COMET, MGPI. DMC 2000XB, Rados DIS 100, Polimasters 1621.A, APVL mk2.3.

La dose efficace peut également être estimée par des radiamètres qui évaluent l'équivalent de dose ambiant ou à l'aide d'instruments permettant de caractériser le champ de rayonnement comme les spectromètres qui mesurent la distribution spectrale en énergie de la fluence qui est ensuite convoluée par les coefficients de conversion de la quantité recherchée [ICRU 57, 1998].

1.3.2. Limites expérimentales d'estimation de la dose efficace à partir de grandeurs physiques

Précédemment, nous avons vu qu'un champ de rayonnement pouvait être décrit par des grandeurs physiques telles que la fluence et le kerma dans l'air et leur distribution énergétique et angulaire. Aussi, il est possible d'estimer les grandeurs opérationnelles et de protection à partir de ces grandeurs physiques en convoluant les spectres de mesure avec les coefficients de conversion adéquats [ICRP 74, 1996b]. Plusieurs équipes ont participé à la détermination de ces coefficients de conversion ([Zankl, 1992 ; Zankl, 2001], [Reece, 1993] et [Yamagushi, 1994a]) à partir de simulations effectuées sur des fantômes numériques mathématiques développés par plusieurs équipes (les modèles homme et femme dérivés du MIRD [Snyder, 1969 ; Snyder, 1978] de Kramer et *al.* [Kramer, 1982], un modèle hermaphrodite dérivé du MIRD de Yamagushi et *al.* [Yamaguchi, 1991 ; Yamagushi, 1992]) à l'aide de différents codes de transport Monte Carlo (*i.e.* GSF [Kramer, 1982], DEEP [Yamaguchi, 1991], JEUNESSE [Yamagushi, 1992] et MCNP [Breismeister, 1997]). Ces simulations ont été réalisées pour des faisceaux de photons mono-énergétiques parallèles et pour des configurations d'irradiation standard.

L'évaluation de la distribution en énergie, de la fluence ou du kerma provenant du champ incident peut être évaluée à l'aide de spectromètres (généralement constitué d'un semi-conducteur au germanium pour les rayonnements photoniques et d'un système de sphère de Bonner pour les neutrons). Ces spectromètres permettent d'obtenir, en associant leurs mesures aux coefficients de conversion appropriés fournis par la CIUR [ICRU 57, 1998], les débits de doses du champ ainsi que l'équivalent de dose ambiant. En revanche, pour l'estimation de la dose efficace et des autres grandeurs opérationnelles (l'équivalent de dose individuel et directionnel), il apparaît que les

coefficients de conversion sont très fortement dépendants de la direction du rayonnement incident donc la connaissance de la distribution angulaire du champ est indispensable.

Actuellement, aucun instrument de spectrométrie n'est à même de fournir une mesure de la distribution angulaire de la fluence ou du kerma issu d'un champ de particules, bien que des recherches et développements soient entrepris ces dernières années, notamment concernant la reconstitution d'image issue de gamma caméra [Xu, 2007] et le développement de détecteurs quatre-pi qui seront bientôt capables de réaliser une spectroscopie à partir d'une sphère de détecteurs germanium en utilisant la technique de détection des traces de dépôt d'énergie dans le cristal.

Une telle méthode d'estimation des grandeurs de protection (dose efficace, équivalent de dose individuel et équivalent de dose directionnel), pose néanmoins le problème lié à la mesure ponctuelle de la fluence. Cette méthode suppose une irradiation homogène en termes de distribution en angle et en énergie sur toute la surface du corps ce qui n'est pas souvent le cas au poste de travail.

Ces dernières années, le laboratoire EDF-SEPTEN¹⁴ (situé à Villeurbanne) a développé un logiciel pour la prévision des débits d'équivalent de dose nommé PANTHERE (acronyme pour Prévision et Analyse Théorique de l'Exposition dans les Réacteurs) [Guigues, 2009]. Ce logiciel est un code de calcul de radioprotection qui permet de modéliser le transport des rayonnements gamma dans la matière dus à des sources radioactives en fonction de la géométrie en trois dimensions d'une installation nucléaire. Il a été développé pour s'adapter aux études de radioprotection (évaluation des grandeurs opérationnelles) des centrales de type Réacteur à Eau sous Pression (REP), en vue de permettre la prévision de la dosimétrie individuelle et collective d'une configuration de poste de travail où dans une installation nucléaire les mesures ne sont pas possibles ou les données insuffisantes (locaux excessivement irradiant ou inaccessibles, projet de construction d'installation). Ces études prévisionnelles, associées à une description des opérations, peuvent conduire à une meilleure définition des postes de travail en termes de radioprotection (dimensionnement et choix des protections). Pour une mesure de la dose efficace, il faudrait cependant pouvoir y intégrer un fantôme numérique représentant le travailleur, ce qu'il n'est actuellement pas possible de faire.

1.3.3. Limites des grandeurs opérationnelles pour l'estimation de la dose efficace

Nous avons vu que les grandeurs opérationnelles ont pour objectif de donner une « estimation enveloppe » de la dose efficace. C'est en ce sens que les estimateurs de E ont été définis, car ils doivent permettre de s'assurer que le risque encouru par le travailleur exposé n'est pas sous-estimé.

Les relations entre la dose efficace et les grandeurs opérationnelles ont été décrites dans la publication 74 de la CIPR [ICRP 74, 1996b] et reprises dans le rapport 57 de la CIUR. Pour ce dernier, l'étude a été effectuée en simulant par calcul Monte Carlo des géométries d'expositions

¹⁴ Electricité De France

standard, pour la gamme d'énergie photon allant de 10 keV à 10 MeV. Les configurations étudiées concernent des plans d'irradiation unidirectionnels et expansés couvrant la totalité du mannequin anthropomorphe mathématique de face, AP, de dos, PA, du côté droit, RLAT, du côté gauche, LLAT, rotationnelle (ROT, qui correspond à un champ parallèle d'incidence orthogonale à l'axe longitudinal du corps et tournant uniformément autour de cet axe) et isotrope (ISO, dont la fluence des particules par unité d'angle solide est indépendante de la direction). La même étude a été réalisée pour les neutrons (annexe A.1.2, figure A.1.1).

Il apparaît sur la figure 1.7, que la principale sous-estimation de la grandeur $H_p(10)$ par rapport à la dose efficace est donnée lors d'une irradiation postéro-antérieure. Cette sous-estimation augmente avec la diminution de l'énergie de la particule incidente. On observe également une surestimation de $H_p(10)$ pour les énergies inférieures à 100 keV, alors que l'estimateur $H'(10)$ surestime systématiquement la dose efficace.

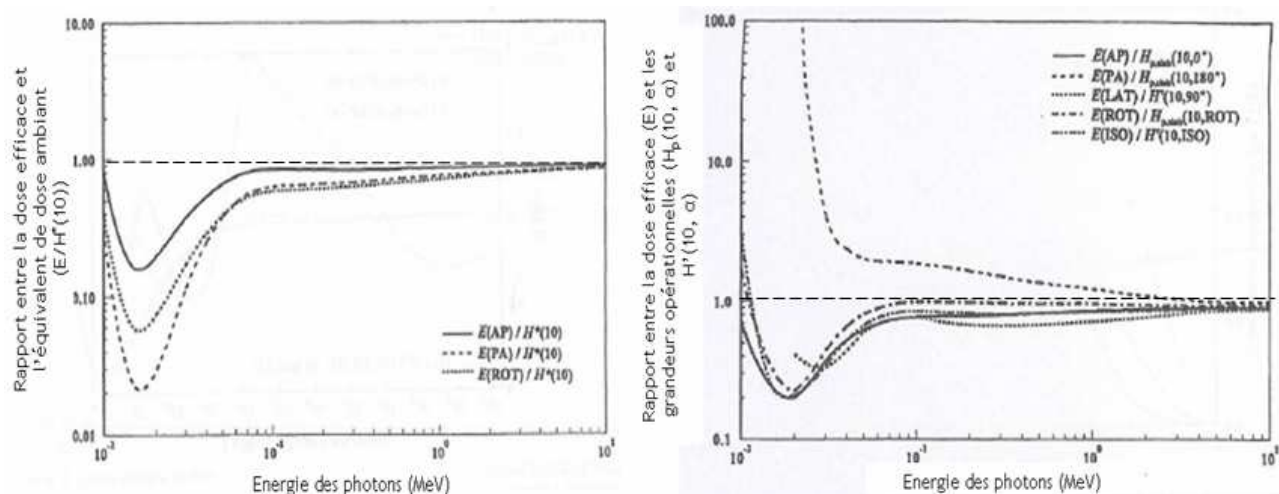


Figure 1.7. Rapport entre la dose efficace E et les grandeurs opérationnelles ($H_p(10)$, $H'(10)$ et $H''(10)$) pour différentes géométries d'irradiation en fonction de l'énergie des photons incidents [ICRU 57, 1998].

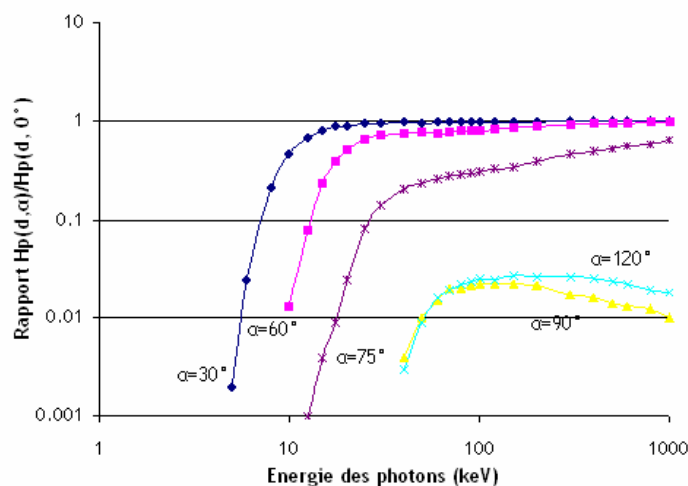


Figure 1.8. Dépendance angulaire de l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ en fonction de l'énergie des photons incidents et de l'angle polaire α . Graphique réalisé à partir des données de Grosswendt [Grosswendt, 1991a ; Grosswendt, 1991b].

Grosswendt a calculé la dépendance angulaire de l'équivalent de dose individuel (pour plusieurs profondeurs), liée à la géométrie du fantôme CIUR constitué de plaques en matériau équivalent tissu-mou à l'aide d'un code de calcul Monte Carlo [Grosswendt, 1991a ; Grosswendt, 1991b]. On peut constater (figure 1.8), que pour une même énergie (100 keV par exemple), l'équivalent de dose individuel décroît quand l'angle augmente. Cette tendance s'accroît d'autant plus que l'énergie des photons incidents diminue. Ceci s'explique aisément par la géométrie du fantôme CIUR, en effet plus l'angle d'irradiation augmente plus l'épaisseur de tissu traversée par le rayonnement est importante. Ce phénomène est plus important à basse énergie où l'atténuation du rayonnement est plus forte.

On peut donc aisément comprendre que l'estimation de la dose efficace par l'équivalent de dose personnel puisse être mise en question pour certaines configurations d'irradiation.

Chumak et Bakahanova ont alors voulu vérifier l'hypothèse selon laquelle le coefficient de conversion de la dose efficace par rapport à l'équivalent de dose personnel ($E/H_p(10)$) restait inférieur à l'unité, en fonction de l'incidence de l'irradiation (angle polaire et azimutal) et de l'énergie du rayonnement [Chumak, 2003]. Pour cela, ils ont évalué par simulation Monte Carlo, l'estimation de la dose efficace fournie par la grandeur opérationnelle en fonction de la position du dosimètre sur le tronc d'un fantôme anthropomorphe mathématique et de l'angle azimutal d'irradiation (figure 1.9).

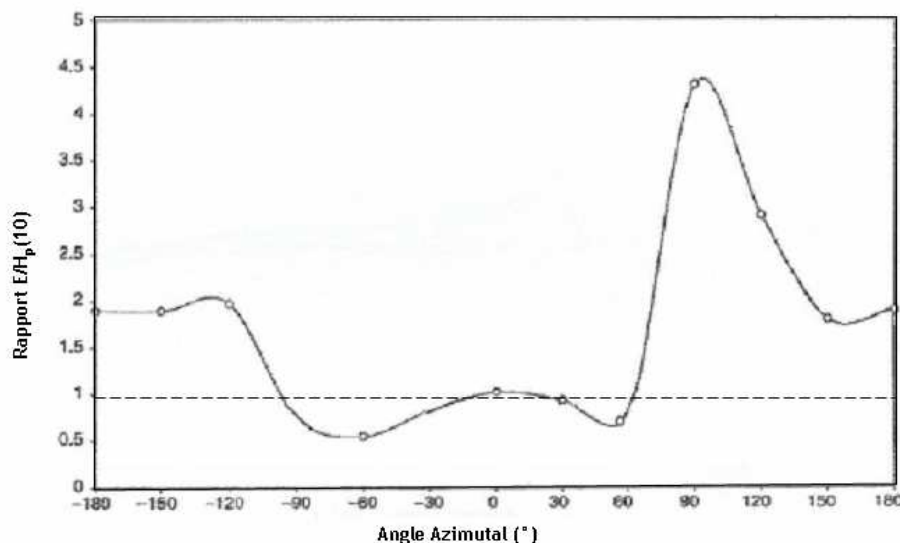


Figure 1.9. Dépendance angulaire du rapport entre la dose efficace, E , et l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ en fonction de l'angle azimutal, pour un faisceau mono-énergétique parallèle d'énergie 200 keV et pour un dosimètre positionné au niveau de la poche gauche de la blouse d'un travailleur [Chumak, 2003].

Au vue des travaux de Chumak et *al.* il apparaît que selon l'angle d'irradiation, l'équivalent de dose individuel peut sous-estimer la dose efficace jusqu'à un facteur 4 pour l'angle 90° . Les sous-estimations les plus importantes sont constatées pour les angles compris entre 60° et 180° , elles s'expliquent par l'atténuation dans le fantôme que subit le rayonnement avant d'atteindre le dosimètre.

Chumak et Bakahanova ont poursuivi leur étude en simulant des champs de photons anisotropiques communément rencontrés sur un poste de travail [Chumak, 2008]. Ils ont comparé les résultats de simulation obtenus pour un dosimètre individuel (Harshaw 8805) calibré en termes de $H_p(10)$ au calcul de la dose efficace, E , obtenue par un fantôme numérique mathématique. Plusieurs champs d'irradiation hétérogènes d'énergie variable, caractérisés par un coefficient d'anisotropie ont été simulés. Les résultats montrent que pour les coefficients d'anisotropie les plus importants, l'estimation de la dose efficace par un dosimètre n'est plus fiable puisque le coefficient de conversion entre E et $H_p(10)$ est supérieur à 1 (égal à 1,024). Ce qui signifie que l'équivalent de dose individuel sous-estime la dose efficace. Les auteurs concluent, que l'évaluation de la dose efficace pour des champs anisotropes comme il est commun d'en rencontrer au poste de travail, doit être effectuée par une méthode différente comme l'utilisation de plusieurs dosimètres.

Une autre étude, expérimentale cette fois, menée par Golikov et *al.* [Golikov, 2007] à l'aide de mesures sur fantôme RANDO® de tailles diverses (représentant une personne de référence à des âges différents), a montré que l'équivalent de dose individuel pouvait, pour des configurations réalistes d'exposition aux rayonnements photoniques comme la contamination d'un sol par des radionucléides, sous-estimer la dose efficace. Ces sous-estimations sont principalement

dépendantes de la taille du fantôme (masse du corps) et peuvent atteindre 16 % pour un mannequin de 9,3 kg. D'importantes surestimations (33 %) ont également été constatées pour un mannequin adulte de 71 kg.

Lors d'une étude numérique menée par Saito et *al.* [Saito, 1998] utilisant un code Monte Carlo et un fantôme anthropomorphe mathématique, les variations de la dose efficace ont été analysées en fonction de la posture du fantôme, des biais liés aux géométries d'irradiation réaliste des sources et de la taille du corps. Les différences de valeurs obtenues pour la dose efficace atteignaient 30 % entre la posture debout et couchée, jusqu'à 20 % pour des modifications de la géométrie de la source d'irradiation (40 % pour les basses énergies, 50 keV typiquement) et de 80 % à 90 % pour des tailles de mannequins différentes (entre adulte et enfant). La donnée la plus importante pour notre étude est la différence de la valeur de E obtenue pour deux postures différentes d'un même mannequin et pour un même champ d'irradiation. L'auteur explique qu'elle est liée aux propres effets d'atténuation du corps en fonction de la distribution angulaire des photons incidents : dans ces cas, l'équivalent de dose personnel peut fournir une mauvaise estimation de la dose efficace.

En 1997, Xu et Reece [Xu, 1997] en utilisant un code de transport de particules par simulation Monte Carlo et un fantôme anthropomorphe hermaphrodite, ont comparé la dose efficace à la lecture de l'équivalent de dose individuel provenant de 480 positions différentes sur le fantôme. Les résultats obtenus, pour des énergies de 80 keV à 1MeV, montrent qu'un dosimètre qui n'est pas dans le faisceau primaire principal peut sous-répondre de 60 % à 90 %. Xu conclut son étude en insistant sur l'importance d'une caractérisation approfondie du champ de rayonnement (direction, énergie, type de particule), de l'orientation du corps par rapport au faisceau primaire de photons, données qui sont indispensables afin d'adapter au mieux le placement du dosimètre et obtenir une estimation fiable de la dose efficace. Chumak et *al.* [Chumak, 2003] et Zankl et *al.* [Zankl, 1999] préconisent la même chose pour les postes de travail. Les deux auteurs vont jusqu'à proposer la double dosimétrie, un dosimètre porté sur le buste et un autre sur le dos, afin de prendre en compte les principales sous-estimations venant des irradiations postéro-antérieures lorsqu'un dosimètre est porté réglementairement dans la poche supérieure gauche de la blouse du travailleur.

1.3.4. Limites de détection des dosimètres

Les grandeurs opérationnelles (principalement $H_p(10)$) sont utilisées pour l'étalonnage des dosimètres de surveillance individuelle. Les plus communs sont les dosimètres passifs, photoluminescents et thermoluminescents (OSL, RPL, TL, etc.) (section 1.3.1).

Un groupe de travail de l'EURADOS¹⁵ a réalisé une inter-comparaison à partir des données fournies par 26 laboratoires sur la dépendance énergétique des dosimètres thermoluminescents qu'ils utilisaient [Lopez Ponte, 2004]. La référence, notée $H_p(10)_{\text{vrai}}$, a été calculée à partir de la mesure du kerma dans l'air convoluée avec les coefficients de conversion appropriés.

¹⁵ European Radiation Dosimetry Group

L'ensemble des réponses a été regroupé sur la figure 1.10. On constate alors qu'en dessous de 50 keV, la dispersion des réponses est très forte et la plupart sont hors des limites comprises entre plus et moins 20 %.

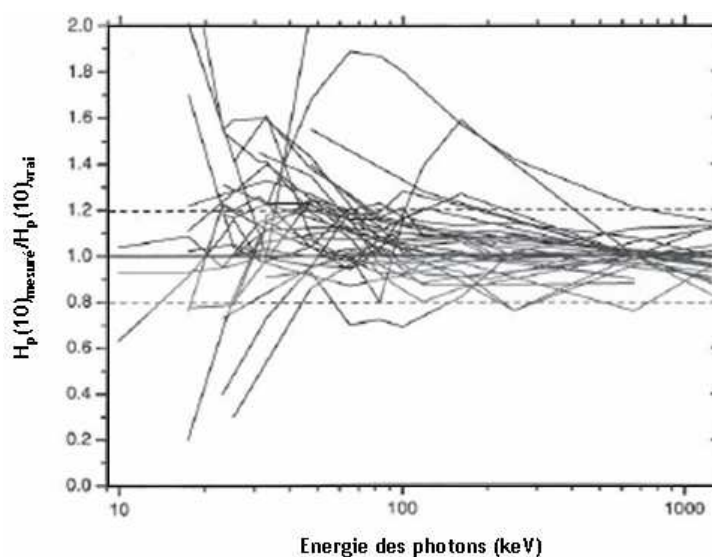


Figure 1.10. Inter-comparaison de la réponse $H_p(10)_{mesuré}$ par rapport à la valeur $H_p(10)_{vrai}$ des dosimètres thermoluminescents en fonction de l'énergie [Lopez Ponte, 2004].

Une inter-comparaison similaire a été menée concernant les dosimètres personnels actifs [IAEA-Eurados Projet, 2006]. Les résultats ont montré que la réponse de la majorité des dosimètres chute pour des énergies en-dessous de 50 keV et dépasse la limite des $\pm 30\%$ d'erreur tolérée par la Commission Electrotechnique Internationale (CEI). Pour les énergies supérieures à 50 keV, les réponses des différents dosimètres sont très variables, mais elles restent dans la limite des $\pm 30\%$. L'étude conclue sur l'importance de choisir un dosimètre personnel actif adapté à la distribution d'énergie rencontrée au poste de travail, pour une estimation correcte de la dose reçue.

Cette étude a été poursuivie en 2008 suite aux problèmes soulignés par l'AIEA concernant les réponses à basse énergie (entre 10 et 100 keV) [Clairand, 2008]. Cette étude portant sur les champs de rayonnement rencontrés en radiologie interventionnelle a conclu que quatre des cinq dosimètres étudiés répondent aux critères de la norme CEI 61526, tout en soulignant que la réponse de ces derniers peut varier significativement (jusqu'à 14 %) d'un dosimètre de même technologie à l'autre.

1.3.5. Résultats de la revue bibliographique

Cette revue bibliographique nous a permis de prendre la mesure des difficultés liées à l'estimation réaliste du risque radiologique encouru au poste de travail. En premier lieu, il apparaît que pour des champs d'irradiation standard, la dose efficace peut s'avérer être estimée de manière très imprécise voire erronée par l'équivalent de dose individuel, principalement en raison de l'atténuation du rayonnement dans le corps avant d'atteindre le dosimètre.

Nous avons vu également que pour des configurations d'irradiation plus réalistes de poste de travail soumis au rayonnement photonique (irradiation anisotrope), l'estimation de la dose efficace par des dosimètres individuels pouvait s'avérer encore plus défailante voire inadaptée. Cette estimation peut également être aggravée par la posture de l'opérateur soumis à irradiation.

De même, il a été vu que, pour un contrôle de l'exposition à l'aide d'un dosimètre mesurant l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$, il était nécessaire que ce dernier soit porté à une position représentative de l'exposition du corps. Ce qui suppose une connaissance précise du champ d'irradiation (spectre et distribution angulaire).

Les réponses des dosimètres les plus communément utilisés pour la surveillance dosimétrique individuelle (dosimètres passifs) ont été étudiées et montrent une grande dispersion qui augmente avec la diminution de l'énergie incidente, certains ne répondant pas aux normes de réponses standard.

La CIPR, dans son rapport 103, mentionne également qu'en cas d'exposition partielle du corps, la lecture du dosimètre individuel peut ne pas donner une valeur représentative pour l'évaluation de la dose efficace. Précisant que, si la valeur de la dose mesurée est bien en dessous de la limite de dose annuelle, la valeur de $H_p(10)$ peut être considérée comme une estimation suffisante de la dose efficace. En revanche, pour les doses individuelles élevées, approchant la limite de dose annuelle, ou pour des champs d'irradiation très hétérogènes (source ponctuelle par exemple), il serait nécessaire de considérer attentivement la situation réelle de l'exposition de la personne pour une correcte évaluation de la dose efficace.

C'est pour cela que la CIPR envisage d'utiliser les fantômes numériques pour calculer de nouveaux facteurs de conversion pour le calcul des doses équivalentes et de la dose efficace pour des géométries d'irradiation spécifiques qui soient applicables aux expositions externes rencontrées aux postes de travail. Cependant, pour pouvoir réaliser ce genre d'étude, il faudrait avoir préalablement identifié les postes de travail à risque et les avoir clairement caractérisés. Ce qui à ce jour n'a pas encore été réalisé.

1.4. Objectifs du projet

1.4.1. Une réponse au problème : la création d'un « fantôme instrumenté »

Suite aux problèmes constatés pour l'évaluation de la dose efficace au poste de travail, l'idée a germé dans le laboratoire de réaliser un outil pour l'expertise des postes soumis à des rayonnements ionisants. Le but est donc d'obtenir la meilleure estimation possible de la dose efficace, E , aux postes de travail quelle que soit la configuration d'irradiation et la position de l'opérateur. Dès lors, l'approche retenue consiste à équiper un mannequin physique, dont les matériaux et l'allure reproduisent ceux d'un corps humain de référence (matériaux équivalents au tissu-mou, au tissu poumon et à l'os), de détecteurs dont la mesure de la dose déposée soit la plus proche possible de celle déposée dans les organes.

Les détecteurs placés à l'intérieur du fantôme anthropomorphe devraient ainsi permettre de mesurer la dose déposée aux organes les plus radiosensibles considérés (selon les valeurs de w_T fournies par la CIPR, section 1.2.2.1, tableaux 1.2 et 1.3) et pour n'importe quelle configuration d'irradiation.

A partir de ces valeurs, cet instrument permettrait d'évaluer la dose efficace reçue par un travailleur à un poste de travail particulier de manière plus précise qu'il n'est actuellement possible. Ainsi, une référence dosimétrique pourrait être établie, et les incertitudes concernant les estimations de E par la dosimétrie ambiante et personnelle (électronique et passive) levées. Aussi une sélection de dosimètres mieux adaptés aux rayonnements rencontrés au poste de travail pourrait être réalisée afin d'avoir un suivi dosimétrique des travailleurs le plus juste possible. Enfin, en identifiant les détecteurs, c'est-à-dire les organes, contribuant le plus au calcul de la dose efficace, la radioprotection du poste de travail ainsi que son ergonomie pourraient être améliorées. Nous pourrions ainsi contribuer au plus important des principes de la radioprotection, qui est l'optimisation en facilitant l'application du concept *ALARA*.

Le champ d'application de cet outil est très large : le domaine médical, nucléaire ou dans le domaine de la recherche, pour tous les postes de travail où des rayonnements ionisants sont présents (radiologie interventionnelle, radiologie, travail en boîte à gants pour la fabrication du combustible ou la manipulation et le transport d'échantillons de combustibles irradiés...). Précisons enfin qu'une étude de faisabilité théorique de ce projet, réalisée par simulation Monte Carlo et pour des champs d'irradiation photonique, a fait l'objet d'une précédente thèse [Furstoss, 2006] (chapitre 2, section 2.2) sur laquelle nous avons basé notre propre travail.

1.4.2. Objectifs du projet de thèse

L'objectif de cette thèse est de réaliser une étude de faisabilité expérimentale du fantôme instrumenté en vue de sa réalisation définitive, en se basant sur l'étude théorique de Furstoss [Furstoss, 2006].

Le travail peut être divisé en deux grandes parties. Tout d'abord, d'un point de vue instrumentation, nous cherchons à identifier la technologie répondant le mieux au cahier des charges établi pour les détecteurs qui doivent être placés dans le mannequin (chapitre 2, section 2.3) ; puis nous devons réaliser et caractériser un prototype de système dosimétrique (SYDO) (chapitre 3 et 4) afin d'estimer l'erreur sur la mesure de la dose déposée dans les capteurs. Ensuite, nous devons adapter les résultats de simulation obtenus par Furstoss avec un fantôme mathématique, à un cas réel tenant compte des caractéristiques du mannequin physique existant ainsi que du détecteur développé (chapitre 5). L'évaluation de cette adaptation sera également faite par calcul Monte Carlo avec les paramètres réels de notre étude. Nous cherchons ainsi à établir la précision de l'estimation de la dose efficace à partir de mesures ponctuelles réalisées avec le fantôme instrumenté.

Chapitre 2 : Etude de faisabilité et choix de la technologie de détection

Les limites de l'estimation de la dose efficace via les grandeurs opérationnelles et physiques (fluence et angle d'irradiation) ont été identifiées et explicitées lors du premier chapitre de ce document. Cherchant à palier les incertitudes mises en évidence et à être en mesure d'offrir une meilleure caractérisation des postes de travail soumis à une irradiation de type photonique, l'IRSN a choisi de développer un mannequin anthropomorphe équipé de détecteurs pour effectuer une estimation directe de la dose efficace E aux postes de travail à partir de mesures ponctuelles.

Ce projet a débuté en 2003 par une étude de faisabilité numérique [Furstoss, 2006] à l'aide d'un code de calcul Monte Carlo dont le principe est expliqué dans la première partie de ce chapitre. Les principaux résultats obtenus lors de cette étude théorique seront rappelés dans la section 2.2. Enfin, la dernière partie expose le cahier des charges du détecteur conçu pour être placé à l'intérieur du fantôme et dont les mesures permettront une estimation de la dose efficace. Différentes technologies pouvant être a priori utilisées pour la détection seront ensuite présentées, afin de justifier le choix retenu pour la réalisation de notre projet.

2.1. Outil numérique de modélisation

L'outil numérique qui va être présenté dans cette section a été utilisé pour mener à bien l'étude de faisabilité [Furstoss, 2006], mais aussi dans le cadre de ce travail de thèse. L'outil numérique utilisé est le code Monte Carlo MCNPX pour le transport des particules dans la matière. Lors de l'étude de faisabilité, il a permis de simuler un fantôme mathématique anthropomorphe dans plusieurs champs d'irradiation et d'établir les positions de détection pour des capteurs idéaux (sphères de 0,5 cm) afin d'apporter des réponses théoriques à l'estimation de la dose efficace à partir de mesures ponctuelles dans un mannequin.

Le code MCNPX a également été mis à profit pour évaluer les différences entre l'étude de faisabilité de Furstoss, et une vision plus réaliste du projet à travers la prise en compte des dimensions réelles des détecteurs (réalisé au chapitre 3 et 4), de la morphologie du mannequin physique ainsi que des compositions de leurs matériaux. Cette étude comparative utilisant un fantôme anthropomorphe RANDO® et le fantôme mathématique utilisé par Furstoss pour référence, est présentée au chapitre 5.

Dans cette section, nous nous attarderons donc sur la description de l'outil numérique, en expliquant les principes de la méthode Monte Carlo, les techniques de réduction de variance qui permettent de diminuer le temps de calcul des simulations et les estimateurs statistiques de vraisemblance du résultat. Ensuite, sera présenté plus particulièrement le code Monte Carlo utilisé lors de ce travail, MCNPX [Hendricks, 2004] : la structure d'un fichier d'entrée, le transport des particules et les grandeurs de sortie.

2.1.1. Les principes de base de la méthode Monte Carlo

La méthode de calcul Monte Carlo, ou méthode de résolution par échantillonnage, a été proposée pour la première fois par Buffon [Buffon, 1777], avec son expérience connue sous le nom de « l'aiguille de Buffon » destinée à calculer le nombre π . Le véritable essor de cette technique s'est produit durant la seconde guerre mondiale, à l'occasion du projet Manhattan [Leslie, 1962], grâce aux travaux conjoints d'E. Fermi, N. Metropolis et S. Ulam [Metropolis, 1949 ; Ulam, 1950] sur la conception et la réalisation de la première bombe atomique.

Le principe de la méthode est l'estimation de grandeurs physiques par la moyenne des résultats de calculs d'intégrales pour un grand nombre d'histoires stochastiques. La méthode Monte Carlo présente une meilleure convergence que les autres techniques, dites déterministes, pour les calculs dans des espaces à plus d'une dimension, et est particulièrement adaptée à la résolution de problèmes faisant intervenir des événements rares et aléatoires.

2.1.1.1. Les nombres aléatoires

La puissance de la méthode Monte Carlo réside dans la qualité de son générateur de nombres aléatoires. Ceux-ci doivent en effet être indépendants les uns des autres et uniformément distribués entre 0 et 1. La génération de ces nombres aléatoires est régie par une relation de récurrence qui entraîne, de fait, une périodicité dans la séquence des nombres générés. Les générateurs couramment utilisés génèrent donc uniquement des nombres pseudo-aléatoires. La précision de la simulation est directement liée à la l'uniformité de la répartition des nombres aléatoires et à la période du générateur. La description des phénomènes physiques est obtenue à partir de l'échantillonnage sur des lois de probabilités en utilisant ces nombres aléatoires.

2.1.1.2. Les techniques de réductions de variance

Afin d'obtenir des résultats avec une précision statistique correcte, il est nécessaire de modéliser un grand nombre d'événements, ce qui peut être très coûteux en temps de calcul (ce temps est inversement proportionnel à l'erreur statistique). Grâce aux moyens de calculs informatiques de plus en plus puissants, la méthode Monte Carlo s'est largement démocratisée et est maintenant utilisée pour résoudre un grand nombre de problèmes. Dans notre cas, l'application qui en est faite concerne la modélisation du transport de particules dans la matière. Le temps de calcul nécessaire à l'obtention du résultat est alors fonction du nombre et du type des particules générées, de leur énergie, ainsi que du milieu dans lequel elles interagissent. Etant donné l'augmentation des niveaux de détail demandés, la résolution de ces calculs complexes peut vite atteindre des jours, voire des semaines.

Afin de diminuer le temps de calcul tout en conservant une erreur statistique faible, des techniques dites de réduction de variance, ont été développées [Bielajew, 1989]. Il en existe quatre catégories, dont deux ont été utilisées dans ce projet. La première, l'interaction forcée ou « Forced Collision », permet d'augmenter le nombre d'interactions dans les cellules de mesure étudiées et

les méthodes de modification/biaisage des distributions, « Modified Sampling Methods » [Burn, 1996 ; Breismeister, 2000]. L'interaction forcée est utilisée lorsque la majorité des particules incidentes simulées ne contribuent pas à la mesure dans la région d'intérêt (ou cellule pour MCNPX). Dans ce cas, la réduction de variance consiste à forcer les particules à interagir par modification des libres parcours moyens. Le poids statistique des particules forcées à interagir est ensuite modifié pour tenir compte de la contrainte imposée et ne pas fausser le résultat final. Cette réduction de variance est réalisée à l'aide de la carte « FCL » en spécifiant, le type des particules et les cellules où la collision sera forcée.

La deuxième méthode employée consiste à modifier les distributions des densités de probabilité de la source et/ou du transport des particules. Elle se traduit par la modification du poids statistique associé à la particule. Seule la modification de la source a été étudiée lors de ce projet. Elle peut être appliquée à tous les paramètres de la source : sa position, son énergie et l'angle d'émission des particules par modification de la densité de probabilité de chaque paramètre avec la carte « SB ». Ainsi, seules les particules émises par la source dans une direction d'intérêt, définies par un angle solide, sont simulées.

2.1.1.3. Les estimateurs de l'incertitude statistique

Les désintégrations radioactives ainsi que les interactions rayonnement-matière des particules émises qui en découlent sont des phénomènes physiques aléatoires. Les grandeurs de mesure qui en résultent sont également à caractère aléatoires, et leur estimation revient donc à résoudre un problème statistique.

La méthode Monte Carlo donne lieu à l'estimation de plusieurs grandeurs statistiques, qui permettent de juger de la fiabilité et de la précision du résultat [Breismeister, 2000]. MCNPX propose différents estimateurs :

- L'erreur statistique sur la moyenne :

$$s_x = \sqrt{\frac{s_x^2}{n}} \quad (\text{Eq. 2.1.})$$

avec $s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$ (Eq. 2.2.), la variance associée à la distribution des valeurs x_i et

n le nombre total d'histoires simulées.

- L'erreur relative du résultat d'un calcul normalisé par rapport au nombre de particules incidentes est donnée par :

$$R = \frac{s_x}{x} \quad (\text{Eq. 2.3.})$$

En règle générale, pour que le résultat d'un calcul soit considéré comme satisfaisant, il faut que R soit inférieur à 5 %.

- La précision du calcul peut être définie par un autre estimateur : la « Figure Of Merit » (ou *FOM*), définie par l'équation :

$$FOM = \frac{1}{R^2 \cdot T} \quad (\text{Eq. 2.4.})$$

Avec T le temps de calcul (en minutes). Si le résultat est bien défini, c'est-à-dire s'il converge, la FOM doit rester à peu près constante après quelques fluctuations statistiques au début du calcul pour un nombre suffisamment important d'histoires simulées.

Il existe d'autres tests statistiques, comme la variance de la variance ou les résultats de dix tests statistiques donnés pour un canal (bin), qui permettent à l'utilisateur de vérifier la fiabilité de son calcul et d'en connaître la précision [Booth, 1985].

2.1.2. Le code MCNPX

A l'heure actuelle plusieurs codes de transport de particules par méthode Monte Carlo ont été développés et nombre d'entre eux sont employés à la résolution de problèmes de radioprotection. Les plus répandus d'entre eux sont :

- Le code Monte Carlo EGS (Electron Gamma Shower) développé au « Stanford Linear Accelerator Center ». Il est employé dans un grand nombre d'utilisations en métrologie des rayonnements. La version actuelle est EGS5 [Hirayama, 2005].
- Le code GEANT 4.0 développé au CERN, il permet le transport de plusieurs types de particules : photons, électrons, hadrons, ions. Sa particularité est d'offrir une programmation orientée objet (codage en C++) ouverte à l'utilisateur.
- PENELOPE a été conçu à l'Université de Barcelone dans le but de suivre dans un premier temps uniquement les électrons et les positrons. Le transport des photons fut ajouté par la suite. Le langage de programmation est du Fortran [Salvat, 2001].
- Le code MCNP (Monte Carlo N-Particules), est développé au « Los Alamos National Laboratory » depuis les années 1940. La première version MCNP1A date d'août 1977. La version actuelle du code MCNP offre la possibilité de simuler le transport de particules neutres (neutrons et photons) et de particules chargées (électrons et positrons). Le code est régulièrement mis à jour et sans cesse amélioré par de nouvelles versions. Ces améliorations sont maintenant réalisées par deux équipes distinctes du laboratoire de Los Alamos. Le premier a gardé l'acronyme MCNP pour ses nouvelles versions, l'autre s'est différencié par l'appellation MCNPX (Monte Carlo N-Particule radiation transport code eXtending the capabilities of MCNP4C). En se basant sur la version MCNP4C [Breisemeister, 2000], le code MCNPX [Hendricks, 2004] intègre en plus les bases de données nécessaires au transport des protons, ainsi que des modèles physiques (haute énergie) pour simuler le transport de 32 particules supplémentaires [Hendricks, 2003].

Pour les besoins du projet de thèse présenté dans ce mémoire, le code MCNPX a été choisi. Ce code de calcul a été sollicité car ses caractéristiques pour la modélisation ainsi que le transport de particules et les calculs de dose correspondaient à nos besoins de simulation. De plus, en raison de sa reconnaissance internationale en matière de radioprotection [Kim, 1998 ; Wiczorek, 1998 ; Kim,

1999] et de la relative simplicité de mise en œuvre de ses fichiers d'entrée, il est apparu comme étant l'outil le mieux adapté.

2.1.2.1. Structure d'un fichier d'entrée MCNPX

La description de la simulation que l'on souhaite réaliser avec le code MCNPX est réalisée au travers d'un fichier d'entrée. Ce fichier a une structure fixe où sont définis : les géométries relatives à l'étude, les matériaux utilisés, le type de particules que l'on souhaite transporter, la description de la source de rayonnement, et l'information que l'on souhaite obtenir de la simulation (appelée « *tally* » en MCNPX). Il est également possible de spécifier, par l'intermédiaire de « cartes » appropriées, certains choix dans la simulation comme les modèles de physique à utiliser, l'information dans le fichier de sortie souhaitée, etc.

La première partie du fichier d'entrée concerne la description de la géométrie. Elle est réalisée à partir de cartes de surface ou de volume (« *macrobody*s ») à l'aide du principe des inclusions et exclusions booléennes des différents espaces. Ces équations booléennes permettent de définir des ensembles appelés « *cellules* ». Vient ensuite la description de la composition des matériaux considérés dans le problème, avec la spécification des bibliothèques contenant les sections efficaces utilisées. Puis, La source de rayonnement est décrite à travers un certain nombre de paramètres permettant de définir le type de particules émises, leur énergie, leur direction et d'éventuelles méthodes de réduction de variance. Enfin, la dernière partie du fichier d'entrée concerne la spécification des grandeurs de sortie désirées par l'utilisateur (fluence, dose absorbée, etc.), le type de particule à prendre en compte dans le résultat et les cellules de mesure où sont effectués les calculs.

2.1.2.2. Les modes de transport

L'étude étant consacrée au calcul de la dose efficace en champs photoniques (section 2.1), nous nous attacherons à décrire uniquement le mode de transport des photons (« *MODE P* ») et des électrons (« *MODE P E* ») qui en découlent.

Le transport des photons est calculé à partir des bibliothèques contenant les sections efficaces différentielles (*mcplib04* pour cette étude). Elles permettent de déterminer le libre parcours moyen des photons, c'est-à-dire la distance parcourue par un photon entre deux interactions, en fonction de l'énergie initiale des particules, du type de matériau traversé ainsi que de l'angle solide élémentaire. Une fois le libre parcours moyen déterminé, le photon est transporté en ligne droite sans perte d'énergie jusqu'au lieu de la prochaine interaction. Le type d'interaction produit est alors de nouveau échantillonné selon les différentes sections efficaces. La perte d'énergie liée à l'interaction et la direction des particules résultantes sont calculées ainsi que le nouveau libre parcours moyen du photon sortant. Ce processus est réitéré jusqu'à l'absorption totale du photon primaire ou lors de son passage dans une région de la géométrie où le transport des particules n'est pas pris en compte.

Les électrons secondaires produits par les photons peuvent être transportés ou non. Si le MODE : P E [Shaart, 2002] est choisi, tous les électrons secondaires créés par interactions photoniques sont transportés, excepté ceux résultant de la diffusion cohérente. Il faut néanmoins tenir compte du grand nombre d'interactions que subissent les électrons dans la matière, et donc du rallongement du temps de calcul que leur transport implique.

Si le « MODE : P » est choisi et que le paramètre IDES de la carte PHYS : P est égal à 0 (valeur par défaut), alors l'approximation du kerma est prise en compte : les électrons secondaires sont créés mais annihilés immédiatement en déposant toute leur énergie localement. Les photons de Bremsstrahlung qui seraient produits par les électrons non transportés sont tout de même pris en compte.

Le code MCNPX propose deux modes de transport des photons, spécifiés à travers la carte PHYS : P. Le premier, dit mode « simple », prend en compte l'effet photoélectrique, la production de paires et la diffusion Compton. L'autre mode (« détaillé ») inclût, en plus des effets précédents, la diffusion cohérente (ou diffusion Thomson) et tient compte de l'émission de fluorescence. Le mode « détaillé » est pris par défaut lors de la simulation lorsque l'énergie des photons est inférieure à 100 MeV.

Il est indéniable que le mode de transport P E offre une meilleure précision au calcul. Il nécessite cependant un temps de calcul beaucoup plus important. Un facteur 1000 à 10000 de temps supplémentaire intervient entre un calcul en « MODE P » et un calcul « MODE P E ».

Pour cette étude, le calcul de la dose absorbée par l'approximation du modèle couche épaisse (approximation par le Kerma): « MODE P » a été validé. Les électrons déposent alors leur énergie proche du lieu d'interaction du photon primaire et suivant la direction de ce dernier. La précision supplémentaire apportée par le calcul en « MODE P E » n'était pas suffisamment importante comparée à l'allongement de la durée du temps de calcul.

2.1.2.3. Les grandeurs de sortie

Le code MCNPX met à la disposition de l'utilisateur six types de sorties différents pour les calculs en champs photonique qui sont appelés « tallies ». Ces derniers sont indiqués dans le tableau 2.1.

Le calcul d'un « tally » peut être réalisé dans une cellule, au travers d'une surface ou sur un point isolé et son résultat est normalisé par rapport au nombre de particules sources simulées.

Dans cette étude, nous avons utilisé les « tallies » *F4* pour l'estimation de la fluence dans un volume et les « tallies » *F6* et **F8* pour estimer l'énergie déposée dans les cellules de mesure.

Tableau 2.1. Liste des « tallies » disponibles dans le code MCNPX pour les photons (P) et les électrons (E).

| Tally | Particules | Description | F unité | *F unité |
|-------|------------------|---|---------------------|-----------------------|
| F1 | P ou E | Nombre de particules ou énergie des particules traversant une surface | - | MeV |
| F2 | P ou E | Fluence de particules à travers une surface | cm ⁻² | MeV.cm ⁻² |
| F4 | P ou E | Fluence de particules à travers une cellule | cm ⁻² | MeV.cm ⁻² |
| F5 | P | Fluence de particules en un détecteur point | cm ⁻² | MeV.cm ⁻² |
| F6 | P | Energie déposée par unité de masse | MeV.g ⁻¹ | jerks.g ⁻¹ |
| F8 | P ou E ou P/E | Energie déposée | coups | MeV |

D'autres formats de sortie sont également disponibles. La méthode des « MESH » par exemple, consiste à superposer une grille virtuelle (maillage) sur la géométrie d'entrée. Ce format permet, à travers le calcul dans les éléments de volume (voxel) définis par la grille virtuelle, d'étudier la distribution spatiale des « tallies » dans la géométrie. La taille des voxels est définie dans le fichier d'entrée MCNPX. Plus la précision voulue sur la distribution spatiale des « tallies » est fine (maillage fin), plus long est le temps de calcul nécessaire à l'obtention du résultat.

Les points essentiels concernant la méthode de calcul Monte Carlo et le code MCNPX ont été abordés. Leurs applications à l'étude numérique de faisabilité du fantôme anthropomorphe sont présentées dans le paragraphe suivant.

2.2. Etude de faisabilité [Furstoss, 2006]

Le code MCNPX a été utilisé pour la réalisation d'une étude de faisabilité numérique concernant le projet de construction d'un fantôme anthropomorphe instrumenté entre 2003 et 2006. Son objectif était de simuler un mannequin anthropomorphe mathématique (de type MIRD) dans des champs d'irradiation photonique, d'énergie comprise entre 40 keV et 4 MeV, afin de vérifier s'il était possible d'évaluer la dose efficace reçue par un travailleur à son poste à partir de mesures ponctuelles effectuées dans le mannequin. Cette section est consacrée aux principaux résultats de cette étude menée par Furstoss [Furstoss, 2006].

2.2.1. Le modèle mathématique anthropomorphe utilisé

Pour les calculs réalisés dans cette étude, un mannequin (ou fantôme) anthropomorphe mathématique a été utilisé. Le modèle choisi est basé sur les travaux réalisés par Cristy et Eckerman [Cristy, 1987], qui ont mis en équation les principaux organes du corps humain à partir des données publiées sur « l'homme de référence » par la CIPR [ICRP 30, 1980]. Tous les organes sont modélisés par des formes géométriques simples et leurs volumes ont été déterminés à partir de données épidémiologiques. La seule modification par rapport aux travaux de Cristy et Eckerman concerne la thyroïde, dont le modèle proposé par Clairand [Clairand, 1999] a été préféré car il permet une modélisation optimisée.

Trois types de matériaux sont définis afin de représenter l'ensemble des organes et des tissus du fantôme : le tissu-mou, le tissu-os et le tissu-poumon. Leur composition et masse volumique sont définies dans le rapport 23 de la CIPR [ICRP 23, 1975].

Les caractéristiques géométriques du fantôme mathématique sont représentées sur la figure 2.1.

La validation de ce modèle mathématique anthropomorphe a été réalisée par comparaison aux travaux réalisés par Zankl [Zankl, 1997] et publiés dans le rapport 57 de la CIUR [ICRU 57, 1998].

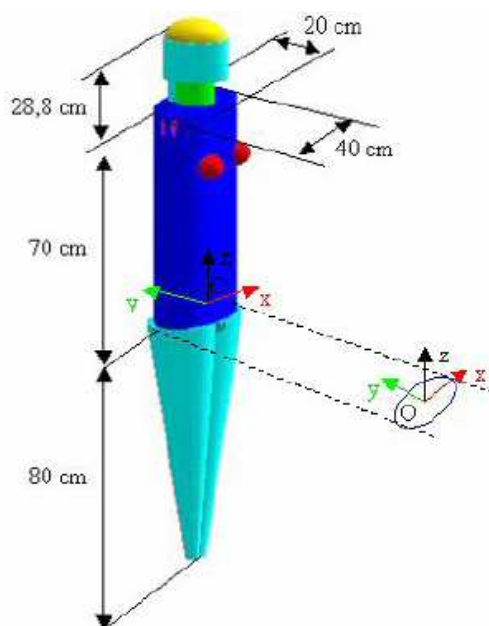


Figure 2.1. Dimensions extérieures du fantôme mathématique et positionnement du repère.

2.2.2. Principaux résultats

Afin de répondre à la problématique posée par la volonté de réaliser un instrument de mesure de la dose efficace, l'étude a d'abord consisté à déterminer le nombre et la position des détecteurs nécessaires à une correcte estimation de E . Lors de la deuxième partie, nous verrons comment le calcul de la dose efficace a été réalisé à partir de points de mesure. Puis dans une troisième section, nous décrirons l'optimisation faite sur le nombre de détecteurs en vue de la réalisation

pratique de l'outil d'expertise et l'estimation de la dose efficace qui peut être attendue. Enfin, dans une dernière partie, nous présenterons les résultats obtenus pour la simulation de postes de travail.

2.2.2.1. Détermination du nombre et de la position des détecteurs

Les points choisis pour l'implantation des futurs détecteurs doivent être représentatifs de la dose moyenne reçue par les organes qui sont considérés dans le calcul de la dose efficace E (chapitre 1, section 1.2.2.2, tableau 1.4). Afin de déterminer ces positions, cette étude a simulé dans un premier temps des configurations d'irradiation standard, c'est-à-dire, des champs incidents mono-énergétiques, unidirectionnels, parallèles et irradiant entièrement et de façon homogène la surface du fantôme. L'objectif était de trouver des positions situées dans chaque organe ou la dose déposée correspondait à $\pm 30\%$ de la dose moyenne déposée à l'organe, et ceci pour la gamme d'énergie photonique de 40 keV à 4 MeV et pour quatre configurations d'irradiation standard : antéro-postérieure (AP), postéro-antérieure (PA), latérale droit (RLAT) et latérale gauche (LLAT) (figure 2.2).

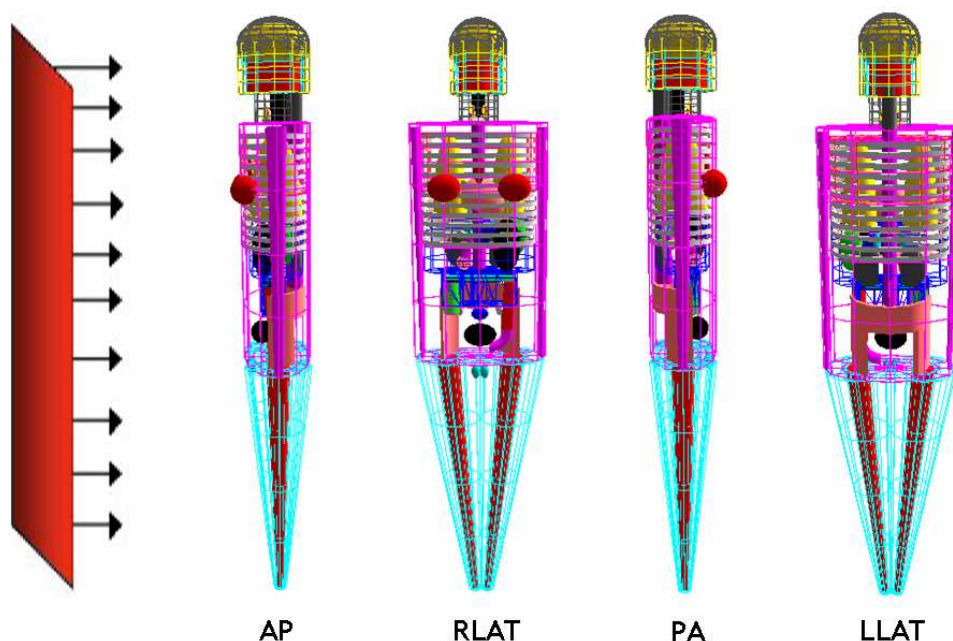


Figure 2.2. Configurations standard par rapport au plan d'irradiation : antéro-postérieure (AP), postéro-antérieure (PA), latérale droit (RLAT) et latérale gauche (LLAT).

Dans un premier temps, les énergies moyennes déposées dans chaque organe ($D_{org T}$, dose absorbée par l'organe T) ont été calculées en tenant compte de leur volume. La dose efficace dite « de référence » (E_{ref}) a été calculée à partir de ces doses moyennes déposées dans chaque organe, en utilisant les facteurs de pondération relatifs à la radiosensibilité des tissus des organes décrits dans le rapport 60 de la CIPR [ICRP 60, 1990]. En outre, les modifications apportées par les

« nouvelles recommandations » de la CIPR [ICRP, 2005] (précédent les recommandations du rapport 103 [ICRP 103, 2007]), concernant le calcul de E , ont également été prises en compte. Ces modifications concernent les organes contribuant au calcul de la dose efficace, ainsi que la définition de l'organe « reste » et leurs facteurs de pondération tissulaire associés (chapitre 1, section 1.2.2.2, tableau 1.4).

Les positions de détection dans les organes ont été déterminées à partir de l'étude de la distribution de dose sur toute la gamme en énergie et sur l'ensemble du fantôme pour les quatre irradiations standard, par la méthode des « MESH » (section 2.1.2.3). Le volume des cubes du maillage a été pris égal à 8 cm^3 . Ce choix tient compte du volume du détecteur, dont le volume maximum a été fixé à la taille des voxels (élément de volume en trois dimensions) du maillage et du temps de calcul nécessaire à l'obtention du résultat.

Le critère de choix pour les positions de détection était de trouver un point commun aux quatre configurations d'irradiation standard (AP, PA, RLAT et LLAT) pour les énergies étudiées, offrant une estimation de l'énergie déposée, représentative de $D_{org T}$ avec un écart inférieur ou égal à $\pm 30 \%$. Pour les organes de moins de 20 cm^3 , la position de détection a été prise au centre de l'organe. Un problème se pose, néanmoins, pour l'évaluation de l'énergie déposée dans certains organes étendus : squelette, moelle rouge ou muscle. Etant donné que la plupart des éléments de volume (« voxel » de 8 cm^3) peuvent contenir plusieurs types de tissus (muscle et os, par exemple), leurs positions de détection ont été choisies de manière intuitive, en visant une bonne répartition dans le volume de matière.

Ainsi, un total de 106 positions a été défini pour déterminer la dose absorbée aux organes soit :

- 28 positions pour les organes, dont 7 dans des organes de volume inférieur à 20 cm^3 ,
- 39 positions dans le squelette,
- et 39 autres dans le muscle.

Deux positions ont été ajoutées afin d'estimer la dose absorbée au cœur et à la vésicule biliaire, nécessaire au calcul de la dose efficace d'après les « nouvelles recommandations » de la CIPR [ICRP, 2005]. C'est à partir de ces positions évaluant la dose absorbée aux organes (E_{pt}), que la dose efficace a été estimée.

2.2.2.2. Résultats obtenus pour l'évaluation de la dose efficace à partir de points de détection

Le calcul de la dose efficace, aux positions de détection préalablement déterminées (E_{pt}), a été réalisé à partir de l'énergie déposée dans des sphères de 1 cm de diamètre et comparé à E_{ref} . La composition des sphères de détection a été prise comme équivalente au matériau dont elles estiment la dose déposée.

La dose efficace a été évaluée pour différents types de champs d'irradiation : standard (figure 2.2.) et inhomogènes (sources ponctuelles).

- Pour des configurations standard d'irradiation : AP, PA, RLAT, LLAT

Le calcul montre que pour des configurations standard d'irradiation, avec 106 positions de détection et pour la gamme d'énergie photonique de 40 keV à 4 MeV, l'estimation de la dose efficace, par rapport à la dose efficace de référence, était sous-estimée avec une erreur inférieure à 15 %. Cette estimation vaut pour les deux critères de calcul, selon la CIPR 60 et les « nouvelles recommandations ». Il est important de remarquer que cette estimation de E , très satisfaisante, est issue de compensations entre des surestimations et des sous-estimation de la dose déposée aux organes étudiés [Furstoss, 2006].

- Pour des champs d'irradiation inhomogènes

La simulation a été réalisée avec trois sources ponctuelles, disposées face au fantôme anthropomorphe (à 40 cm du tronc) à trois hauteurs différentes (à 10 cm du sol, 125 cm puis 170 cm du sol) et pour les énergies 60 keV, 100 keV et 700 keV.

Dans ces conditions, la dose efficace déterminée à partir des positions de détection (E_{pt}) est sous-estimée avec une erreur inférieure à 14 % pour les deux critères de calcul. Là aussi, les doses déposées aux organes sont surestimées ou sous-estimées suivant l'énergie et la position étudiée (le foie par exemple à l'énergie 60 keV et sous-estimé de 43 % en position basse et surestimé de 35 % en position haute) [Furstoss, 2006].

2.2.2.3. Optimisation : réduction du nombre de détecteur

Les résultats mentionnés plus haut montrent un écart relatif maximum de -15 % entre la dose efficace calculée à partir de sa définition (E_{ref}) et celle évaluée à partir des points de mesure E_{pt} , pour des énergies de 40 keV à 4 MeV en champs d'irradiation standard et pour des sources d'irradiation ponctuelles à certaines énergies.

En vue d'une réalisation pratique de l'outil d'expertise il était nécessaire d'évaluer l'impact d'une réduction du nombre de positions de détection (106 en principe) sur l'estimation de E_{ref} . Pour diminuer le nombre de détecteurs, il a été choisi de considérer uniquement les organes contribuant à 90 % de la dose efficace et de re-normaliser leurs facteurs de pondération tissulaire w_T . Cette étude a été menée pour les quatre configurations d'irradiation standard sur l'ensemble de la gamme en énergie de 40 keV à 4 MeV.

Puis la dose efficace mesurée à partir du nombre optimisé E_{pt-opt} , de points de détection a été calculée pour les sources d'irradiation ponctuelles décrites précédemment. Pour chaque configuration, la dose efficace E_{pt-opt} a été comparée à la dose efficace calculée à partir des doses absorbées moyennées aux organes du fantôme (E_{ref}).

- Pour des configurations standard d'irradiation : AP, PA, RLAT, LLAT

Les calculs des doses absorbées aux organes ont permis de constater que, quelle que soit la configuration d'irradiation, si les doses absorbées à la surface de l'os, au « reste », à l'œsophage et à la peau sont négligées, on obtient la dose efficace évaluée à 90 % de la valeur de référence.

Ainsi, en négligeant la dose absorbée par ces organes, le nombre de positions de détection est diminué à 24 pour un calcul de la dose efficace à partir des facteurs de pondération fournis par le rapport 60 de la CIPR et dans le cadre des « nouvelles recommandations ».

Cette optimisation offre une estimation de la dose efficace comprise entre -21 % et 4 % sur toute la gamme en énergie. L'écart devient inférieur à ± 10 % pour les énergies supérieures à 100 keV.

- Pour des champs d'irradiation hétérogènes

Pour les trois positions de la source ponctuelle (10 cm, 125 cm et 170 cm du sol) et pour les trois énergies étudiées (60 keV, 100 keV et 700 keV), l'erreur relative sur l'estimation de E_{ref} par E_{pt-opt} reste entre -15 % et 1 % pour les deux critères de calcul de la dose efficace. Exception faite des résultats à 60 keV et à 100 keV, lorsque la dose efficace est calculée en fonction des valeurs de w_T des « nouvelles recommandations » [ICRP, 2005] pour la source positionnée à 10 cm du sol, où la dose efficace est sous-estimée respectivement de 25 % et 20 %. Là encore, les surestimations des doses aux organes (comme la poitrine ou l'estomac principalement) compensent presque entièrement les sous-estimations (au foie par exemple) [Furstoss, 2006].

2.2.2.4. Exemples de champs d'irradiation typiques de poste de travail

Deux scénari de situations proches d'un poste de travail ont également été modélisés afin de valider la réduction du nombre de détecteurs en conditions « réelles » et d'évaluer la pertinence de la mesure de la dose efficace avec un mannequin anthropomorphe instrumenté.

Le premier scénario correspond à un travailleur placé dans une zone de stockage de déchets radioactifs. Deux empilements de quatre fûts ont été modélisés devant et derrière le travailleur à 2 mètres de distance. Le champ d'irradiation est approximativement isotrope avec une activité totale de la matrice de déchets de 154 GBq et pour une énergie moyenne de 400 keV.

Le deuxième scénario correspond à un travailleur devant une boîte à gants. L'irradiation provient des deux ouvertures pour le passage des bras situées à 130 cm du sol et à 10 cm en face du travailleur. Le rayonnement d'énergie moyenne de 56 keV n'est donc pas uniforme sur toute la surface du mannequin.

Pour chaque poste de travail, le calcul de la dose efficace après optimisation du nombre de positions de détection a été comparé à la dose efficace de référence E_{ref} (section 2.2.2.1) et au résultat de la simulation de l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ (grandeur avec laquelle sont étalonnés les dosimètres portés à la poitrine par les travailleurs). L'équivalent de dose a été calculé

en plaçant le centre de la cellule de mesure à 1 cm de profondeur dans le fantôme cube défini par la CIUR (chapitre 1, section 1.2.3.3).

- L'entreposage de déchets radioactifs

Pour les deux critères de calcul de la dose efficace de référence (valeurs de w_T de la publication 60 de la CIPR ou celles des nouvelles recommandations) l'erreur relative est de -3 % ($1,34 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ pour E_{ref} et $1,30 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ pour E_{pt-opt}). Les erreurs d'évaluation des doses absorbées aux organes dans lesquels les sphères de détection sont positionnées, sont toutes inférieures à ± 15 % en valeur absolue.

L'estimation fournie par $H_p(10)$ ($1,38 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$) montre un bon accord avec la dose efficace de référence (3 %).

- La boîte à gants

Les erreurs relatives entre E_{ref} et E_{pt-opt} n'est que de ± 2 % lorsqu'elles sont calculées avec les facteurs de pondération tissulaire de la publication 60 de la CIPR et de ± 7 % pour les facteurs des nouvelles recommandations. Là encore, les doses déposées aux organes sont estimées avec une erreur inférieure à ± 15 % par les sphères de détection.

Il faut néanmoins noter que, dans ce scénario, l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ surestime d'un facteur 2,5 (145,6 % d'erreur relative) et 1,9 (89 % d'erreur relative) la dose efficace respectivement pour les valeurs de w_T du rapport 60 de la CIPR et celles des nouvelles recommandations.

2.2.2.5. Conclusion de l'étude de faisabilité

L'optimisation du nombre de détecteurs nécessaires à une correcte évaluation de la dose efficace est satisfaisante puisque, pour toutes les configurations d'irradiation et sur toute la gamme en énergie étudiées, la dose efficace est en général évaluée avec une erreur de ± 20 %.

Furstoss [Furstoss, 2006 ; Furstoss, 2007] a donc démontré de cette manière la faisabilité théorique d'un mannequin anthropomorphe équipé de 24 détecteurs, donnant une estimation satisfaisante de la dose efficace à partir de mesures ponctuelles de la dose absorbée aux organes en champ d'irradiation photonique d'énergie comprise entre 40 keV et 4 MeV. Il a également montré que, dans certaines configurations d'irradiation, cette mesure apporte une meilleure estimation de la dose efficace que celle offerte par $H_p(10)$, permettant ainsi une meilleure connaissance de l'exposition du travailleur et le choix d'une surveillance dosimétrique mieux adaptée.

Néanmoins, la faisabilité théorique de cet outil d'expertise dosimétrique n'implique pas une faisabilité technique immédiate. En effet, dans les simulations présentées plus haut, le système de détection est symbolisé par une sphère de 1 cm de diamètre, composée du même matériau dont elle estime la dose et aucune erreur n'y est associée. De plus, les dosimètres disponibles sur le

marché ne présentent pas couramment les caractéristiques requises à une telle détection (très faible volume et matériau équivalent au tissu-mou [ICRU 44, 1989] entre autres).

2.3. Technologies de détection adaptables à la réalisation de l'outil d'expertise dosimétrique

Nous avons précédemment examiné la faisabilité théorique de l'outil d'expertise de postes de travail en radioprotection. Afin de réaliser le mannequin anthropomorphe instrumenté, il est important de définir un cahier des charges du système de détection à implanter dans ce dernier. Les caractéristiques requises pour nos applications sont décrites dans la première partie de cette section. La deuxième partie traite des atouts et inconvénients des techniques de détection existantes et adaptables à notre projet. Enfin, la dernière partie présente les choix retenus pour le système de détection et pour le mannequin anthropomorphe.

2.3.1. Cahier des charges du système de détection

Comme nous l'avons précisé (chapitre 1, section 1.1.2, tableau 1.1), le classement en zones d'exposition est défini en fonction de la dose efficace intégrée sur une heure. Si l'on considère uniquement des irradiations externes et des débits de dose continus, on peut définir le zonage à partir des débits d'équivalents de dose ambiants. La limite de la zone surveillée est ainsi fixée à 80 μSv intégrée sur un mois. Comme il est estimé qu'un travailleur surveillé intervient environ 800 heures par an en milieu « irradiant », nous avons choisi comme limite de détection un débit de dose de 1 $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$.

Les caractéristiques, fluence et énergie, des champs de rayonnement ionisant au poste de travail sont très variées. C'est pourquoi nos détecteurs doivent être sensibles à une large gamme en énergie de 40 keV à 4 MeV, choisie également dans l'étude de faisabilité numérique présentée plus haut.

Le capteur du système de détection a vocation à être implanté dans le mannequin anthropomorphe. Il doit donc être conçu de manière à ce que sa composition soit proche du « matériau fantôme » (apparenté à du tissu-mou) (section 2.2.1) afin de ne pas perturber la mesure des autres capteurs environnants. Le volume de détection employé doit être également le plus faible possible afin de ne pas modifier la distribution de dose à l'intérieur du fantôme, de se rapprocher ainsi le plus possible d'une détection « ponctuelle » comme celle étudiée dans l'étude de faisabilité, et de faciliter l'usage du mannequin anthropomorphe. Les distributions angulaires des rayonnements ionisants au poste de travail étant définies sur 360 degrés, le capteur doit pouvoir fournir une réponse indépendante de l'angle d'incidence des rayonnements. La forme sphérique est donc privilégiée. Enfin, la performance de l'outil de dosimétrie réside dans sa capacité à fournir une réponse fiable mais aussi rapide de la mesure des 24 détecteurs. Afin de

faciliter l'exploitation des résultats, les détecteurs doivent être à lecture directe (détecteurs actifs) ou bien disponible dans un court délai permettant d'avoir l'information en temps réel.

En résumé, les principaux points auxquels doit répondre le système de détection sont :

- une réponse linéaire en énergie dans la gamme allant de 40 keV à 4 MeV ;
- un seuil de détection pour le débit de dose fixé à $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$;
- un volume sensible de détection inférieur à 8 cm^3 ;
- un comportement proche du matériau équivalent tissu-mou au sens du rapport 44 de la CIUR ;
- une indépendance angulaire de la réponse sur toute la gamme d'énergie ;
- la possibilité d'une lecture fiable en quasi temps réel des résultats ;
- la possibilité de connecter 24 détecteurs au système d'acquisition, de traitement et de lecture des résultats.

2.3.2. Etude des technologies de détection

Les critères requis pour le système de détection imposent un développement spécifique pour notre application. C'est pourquoi nous avons étudié les avantages et inconvénients des techniques de détection afin de définir une méthodologie permettant d'adapter un système dosimétrique aux besoins du projet.

2.3.2.1 Transistor à effet de champ à métal oxyde semi-conducteur (MOSFET¹)

Les dosimètres MOSFETs ont été utilisés pour la première fois en 1974. Depuis, leur utilisation s'est largement répandue : leur domaine d'application va de la dosimétrie spatiale au contrôle in vivo des traitements par radiothérapie. De récentes innovations, notamment l'augmentation de leur sensibilité, ont permis leur utilisation pour le contrôle de dose délivrée par les appareils d'imagerie radiologique [Dong, 2002 ; Kwan, 2008]. Ces dosimètres présentent comme avantages principaux d'être faciles d'utilisation, de petite taille, et surtout de fournir une lecture de la dose immédiate.

Les transistors MOSFETs se composent de 4 électrodes : la source (*S*) en silicium dopé *n*, tout comme le drain (*D*), d'un substrat (*B*) en silicium dopé *p* et d'une grille constituée d'une couche de dioxyde de silicium (SiO_2) (figure 2.3).

¹ Métal-Oxyde Semiconductor Field Effect

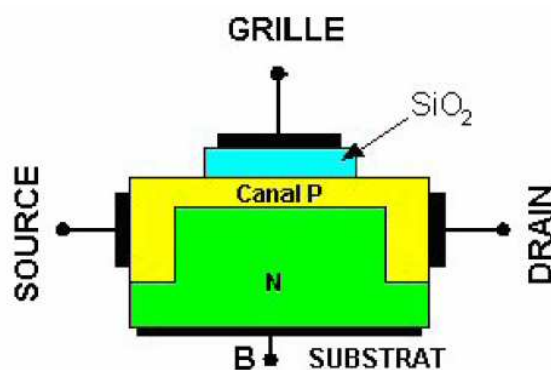


Figure 2.3. Structure d'un MOSFET à canal P (jonction PN)

Leur principe de fonctionnement est proche de celui des détecteurs à semi-conducteurs à jonction P-N. Une tension de polarisation est appliquée entre la grille et le substrat. Si cette tension est supérieure à la tension seuil (V_T), le nombre de porteurs de charge (paire électron-trou) créés par ionisation dans le dioxyde de silicium est proportionnel à la dose déposée dans ce dernier. Le champ électrique créé entre la grille et le substrat empêche en effet la recombinaison des porteurs de charge. Et les paires électron-trou contribuent ainsi à intensifier les changements en V_T . Ce sont alors ces variations de la tension de seuil qui permettent la mesure de la dose absorbée.

L'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le dioxyde de silicium est en général assez faible (inférieure à la dizaine de eV), ce qui leur confère une très bonne sensibilité et de très bons résultats en spectrométrie (résolution en énergie de 100 eV à 6 keV) [Ponpon, 1996]. Ce potentiel d'ionisation très bas n'est cependant obtenu qu'avec des montages incluant un système de refroidissement de l'électronique (de 77°K à 300°K). La nécessité d'adapter un dispositif cryogénique pour la détection des faibles énergies, augmenterait l'encombrement dans le mannequin anthropomorphe et engendrerait des perturbations sur la mesure. Les problèmes de mesure viendraient aussi de la non-équivalence des matériaux constituant les transistors MOSFETs au matériau tissu-mou.

En outre, alors que les données des constructeurs donnent une isotropie de $\pm 2\%$ sur 360°, l'étude menée par Dong et al. [Dong, 2002] montre que, lorsque la radiation est parallèle à l'axe longitudinal du dosimètre ou lorsqu'elle est opposée au côté du dosimètre où se situe le volume sensible de détection, une sur-réponse importante peut être constatée à faible énergie (jusqu'à 40 % pour un faisceau mono-énergétique de 60 kVp). Cette sur-réponse en énergie, pouvant atteindre un facteur 6-7 pour des énergies inférieures à 100 keV [Wang, 2004] est d'autant plus gênante qu'elle dépendrait du dosimètre MOSFET employé.

Enfin, une étude réalisée par Yoshizumi et al. [Yoshizumi, 2007], a comparé les mesures de la dose moyenne absorbée par 20 organes, obtenues avec des transistors MOSFETs et avec des dosimètres thermoluminescents (TLDs) lors d'un examen scanner de la région pulmonaire. L'auteur conclut que l'évaluation des doses déposées aux organes lors d'examens scanner (doses comprises entre 0,1 et 1 mGy) peut être réalisée, en quasi-temps réel, par des transistors à effet de champ MOSFETs. Il apparaît que, même si les évolutions technologiques ont permis d'avoir des seuils de

détection de dose toujours plus faibles, ils restent au mieux de l'ordre de 1 cGy. [Technical note 7, Best Medical Canada, 2009]. Ce seuil de détection est donc trop élevé pour utiliser ce type de dosimètre dans le cadre de la radioprotection des travailleurs (section 2.2.1).

2.3.2.2. Dosimètre OSL à fibre optique

Le phénomène physique à l'origine de la détection de dose par luminescence stimulée optiquement est similaire à celui de la thermoluminescence (TLD). Néanmoins, la lecture des détecteurs TLDs est réalisée par une stimulation thermique (émission de lumière en fonction d'une loi de chauffe des détecteurs), alors que l'OSL est basée sur la lecture à partir d'une source de lumière.

Lorsqu'un matériau de type OSL est soumis à un rayonnement ionisant, l'énergie déposée par ce rayonnement fait passer certains électrons de la bande de valence à la bande de conduction du matériau (figure 2.4, étape 1). Ces électrons vont ensuite décroître vers la bande de valence mais certains peuvent se trouver piégés par des niveaux d'énergie intermédiaires créés par des dopants ou impuretés du cristal OSL. Le nombre d'électrons ainsi piégés est proportionnel à la dose reçue. La lecture du dosimètre est faite au moyen d'une source lumineuse qui va libérer les électrons piégés et leur permettre de passer vers des niveaux de recombinaison (figure 2.4, étape 2). Lors de ce passage, des photons de fluorescence sont alors émis et génèrent un signal de lumière proportionnel à la dose de radiation absorbée (figure 2.4, étape 3).

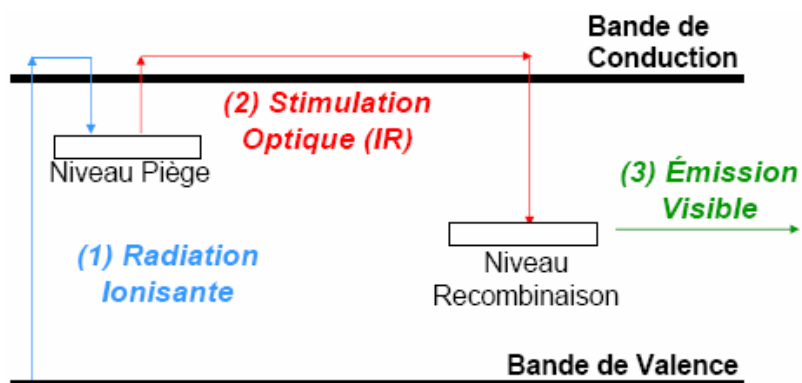


Figure 2.4. Schéma de principe de l'émission lumineuse d'un cristal OSL.

Dans la mesure où la lumière émise par certains matériaux présentant des propriétés OSL correspond au spectre visible, le signal peut être déporté par fibre optique. Ce point est particulièrement intéressant pour notre projet puisqu'il permettrait de limiter l'encombrement dans le mannequin anthropomorphe.

Le Laboratoire de Mesure Optique (LMO) du CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique) a développé un dosimètre à lecture instantanée basé sur la Luminescence Stimulé Optiquement (Optically Stimulated Luminescence, OSL) et sur l'utilisation de fibres optiques pour le transport de la lumière. Le développement de ce dosimètre, initié en 1993, avait pour objectif l'amélioration de

la surveillance dosimétrique des travailleurs dans le cadre du concept de radioprotection *ALARA* (« as low as reasonably achievable ») [Ranchoux, 2002]. Son développement s'est poursuivi dans le cadre du projet européen MAESTRO (« Method and Advanced Equipment for Simulation and Treatment in Radiation Oncology ») avec le but d'améliorer le contrôle des doses délivrées lors des traitements par radiothérapie (dosimétrie *in vivo*) [Magne, 2008].

Le détecteur développé au LMO est constitué :

- d'une tête de capteur, contenant un cristal d'alumine ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3 : \text{C}$) et l'optique de guidage de la lumière vers la fibre optique. L'alumine a été retenue pour ses qualités en termes de seuil de détection (10 μGy) et de sensibilité aux rayonnements, pour ses propriétés de transparence à sa propre lumière émise, pour son faible fading (perte du signal enregistré en fonction du temps avant lecture), et enfin, pour sa composition proche du tissu-mou (numéro atomique proche de 7 pour le tissu-mou alors que celui de l'alumine est égal à 10) ;
- d'une fibre optique en silice permettant le guidage de la lumière de la tête du capteur à l'unité centrale ;
- d'une unité centrale de lecture incluant un laser émettant de la lumière verte de 532 nm, un système optique de guidage et de filtration de la lumière et un tube photomultiplicateur fonctionnant en mode de comptage de photons.

Le principe de fonctionnement peut être divisé en deux étapes. Durant l'exposition de la tête du capteur à des rayonnements ionisants, les niveaux d'énergie des pièges du matériau OSL se remplissent d'électrons, stockant ainsi l'information de la dose. Après un temps d'intégration de la mesure (dépendant du débit de dose et de la puissance du laser de lecture), le processus de lecture peut alors être déclenché par l'utilisateur. La lumière verte du laser est transmise par la fibre optique jusqu'au cristal d'alumine et provoque le phénomène de luminescence. Une lumière bleue (420 nm) d'intensité proportionnelle à la dose absorbée est alors émise et transmise par la même fibre optique vers un tube photomultiplicateur (TPM). Un système de filtre optique et de miroir permet de différencier les faisceaux de lumière, ainsi la lumière verte du laser ne vient pas perturber la mesure de la lumière bleue émise par le capteur. Un schéma du dosimètre est présenté sur la figure 2.5.

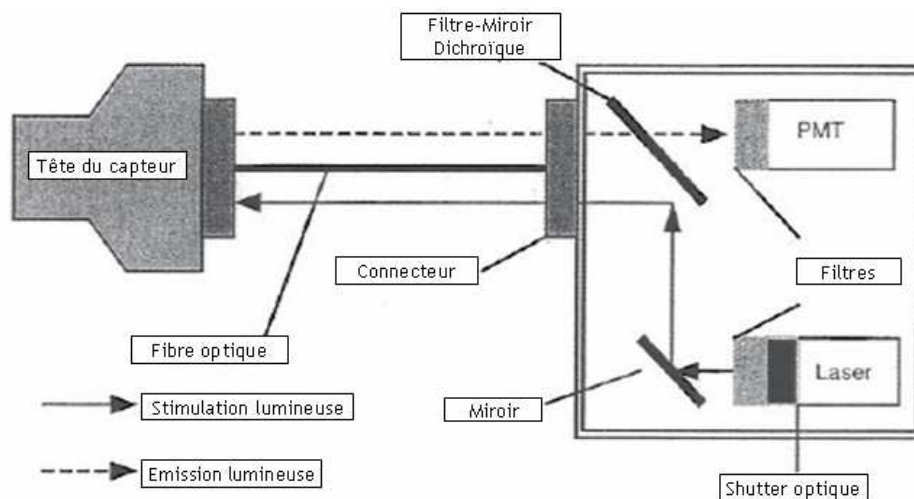


Figure 2.5. Schéma simplifié du dosimètre OSL à fibre optique [Magne, 2002]

Ce détecteur répond aux exigences de la norme CEI 610066 [IEC, 2006], relative à la dosimétrie par thermoluminescence pour la surveillance individuelle et de l'environnement. Il présente un seuil de détection d'équivalent de dose de $50 \mu\text{Sv}$ avec une incertitude inférieure à 30 % pour des photons incidents d'énergie entre 15 keV et 3 MeV et une indépendance angulaire de sa réponse sur un angle incident de $\pm 150^\circ$. Ces deux dernières caractéristiques ont été obtenues par simulation à l'aide du code Monte Carlo MCNP4b [Ranchoux, 2002].

Comme il a été indiqué précédemment, pour une correcte mesure de dose, le temps d'intégration de la mesure (typiquement 20 min pour un débit de dose de $55 \mu\text{Sv}\cdot\text{min}^{-1}$ et pour une puissance de 8 mW au niveau du capteur) augmente de manière inversement proportionnelle avec les débits de doses qui sont mesurés et diminue proportionnellement à la puissance du laser de lecture. A titre d'exemple, Polf et al. [Polf, 2002] ont réalisé un dosimètre similaire qui permet les contrôles dosimétriques *in vivo* au cours de traitement par radiothérapie. Ce dosimètre permet une lecture en quasi-temps réel (1 seconde d'intégration), pour des débits de doses de l'ordre de $10 \text{ mGy}\cdot\text{s}^{-1}$, avec un laser de 35 W.

Ce dernier point est très pénalisant pour l'utilisation d'un détecteur de type OSL à fibre optique dans notre projet, car le temps nécessaire à l'intégration d'un signal de $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ de débit serait de plusieurs heures, et ceci est incompatible avec l'application souhaitée.

2.3.2.3. Dosimètre à fibre optique scintillante

Le plastique scintillant est connu pour avoir un comportement proche de celui des tissus mous lorsqu'il est soumis à des champs de rayonnement ionisant d'énergie comprise entre 140 keV et 7 MeV (figure 2.6), pour avoir une réponse linéaire en fonction de la dose et pour avoir la possibilité d'acquérir des spectres de dépôt d'énergie [Beddar, 1992b. ; Lobdell, 1997 ; Williamson, 1999]. Il possède également de bonnes propriétés de résistance aux rayonnements ionisants et a une faible dépendance de la réponse avec la température.

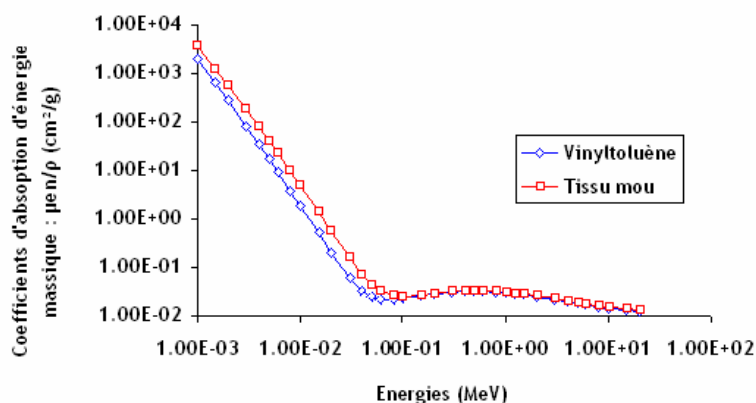


Figure 2.6. Coefficient d'absorption d'énergie massique du scintillateur plastique (vinyltoluène) et du tissu-mou [ICRU 44, 1989].

Le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC Caen), Unité Mixte de Recherche (UMR 6534) associant l'IN2P3 (CNRS) (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules), l'Université de Caen Basse Normandie et l'ENSICAEN (Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieur de Caen & Centre de Recherche) a développé un dosimètre temps réel permettant de contrôler la dose délivrée aux patients au cours d'un traitement par radiothérapie, en particulier dans le cas des radiothérapies conformationnelles et par modulation d'intensité, pour des champs de photons et d'électrons de 4 à 25 MeV [Fontbonne, 2002 ; Frelin, 2005 ; Frelin, 2006]. Pour les énergies et les débits de doses propres aux traitements par radiothérapie, la réponse de dose en profondeur du détecteur est uniforme à ± 1 % près, comparée à la mesure de référence faite avec une chambre d'ionisation. De plus, sa réponse est indépendante de l'énergie de traitement [Frelin, 2006]. Au vu des caractéristiques avancées et de ses possibilités d'évolution, nous nous sommes intéressés à ce dosimètre.

Le détecteur est basé sur une fibre optique, à laquelle est collé un scintillateur plastique de faible dimension et reliée à une caméra CCD (Charge Coupled Device). Le schéma du dosimètre est présenté sur la figure 2.7.

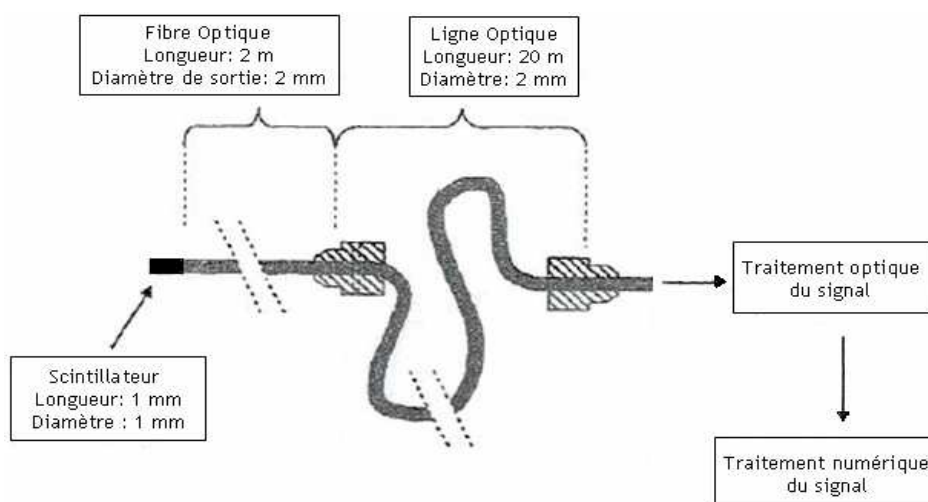


Figure 2.7. Schéma du détecteur développé au LPC Caen.

Le volume sensible de détection est un cylindre de petite taille (1 mm de long et 1 mm de diamètre). Il est localisé à l'extrémité de la fibre optique et est constitué en matériau équivalent au tissu-mou (vinyltoluène). Lors d'une irradiation, du fait de son numéro atomique faible (proche de celui du tissu-mou), les photons incidents sur le scintillateur interagissent principalement par effet Compton. L'électron éjecté par effet Compton va transférer son énergie à d'autres électrons du plastique scintillant par excitations et ionisations successives du milieu. Les atomes excités du scintillateur plastique vont se désexciter en émettant une lumière visible de fluorescence proportionnelle à la dose déposée par les photons du rayonnement incident. Les photons visibles sont ensuite transportés dans la fibre optique jusqu'à la caméra CCD pour y être convertis en signal électrique. L'intensité du signal électrique est ainsi proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement dans le scintillateur. Le rayonnement parasite Čerenkov, présent aux énergies des champs de radiothérapie (à partir de 6 MeV), est supprimé par une méthode associant une filtration optique avec une analyse spectrale de la lumière transmise au niveau de la caméra.

La connexion de la fibre optique à la tête du capteur empêche la réponse angulaire du détecteur d'être égale à 1 sur un angle de 360°. L'isotropie due à la forme cylindrique de son volume sensible reste toutefois satisfaisante : réponse relative à $\pm 15\%$ sur un angle de $\pm 150^\circ$ [Fontbonne, 2002].

Dans sa configuration initiale, la sensibilité minimale du détecteur n'est que de 500 μGy , et cela pour des énergies élevées (de 4 à 25 MeV). Ces performances restent insuffisantes pour répondre à nos besoins concernant la mesure de la dose efficace au poste de travail avec un fantôme anthropomorphe.

De par sa conception, le détecteur peut cependant subir des modifications sans un remaniement complet de son principe de fonctionnement afin d'augmenter la sensibilité minimale de détection. La fibre scintillante, qui ne mesure qu'un millimètre de diamètre dans sa version commercialisée (commercialisation effectuée par la société ELDIM) [Boher, 2008], peut être de volume plus

important et le diamètre de la fibre optique peut également être augmenté, de manière à diminuer le seuil de détection

2.3.3. Adaptation du détecteur à fibre optique scintillante pour la réalisation de l'outil d'expertise en radioprotection

Une étude de faisabilité théorique a été réalisée au LPC Caen afin de déterminer quelles seraient les modifications à apporter au détecteur à fibre optique scintillante de manière à ce qu'il puisse répondre à notre cahier de charges.

2.3.3.1. Etude de faisabilité théorique d'un détecteur de faible volume pour la dosimétrie photon au poste de travail

Initialement conçu pour les énergies et débits de dose des traitements par radiothérapie, il s'avérait nécessaire de diminuer le seuil de détection du dosimètre autour de quelques $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et de vérifier son fonctionnement sur une large gamme en énergie de photons incidents (de 40 keV à 4 MeV) afin de pouvoir adapter cette technique de détection à notre projet. Plusieurs hypothèses ont alors été formulées.

L'énergie nécessaire à la création d'un photon visible dans un scintillateur organique plastique est en moyenne de 100 eV [Dragoret-Campagne, 2006]. Concernant les effets du rayonnement incident, le photon n'étant pas considéré comme une particule lourde, on suppose qu'il n'y a pas de « quenching » (on suppose que la relation linéaire entre l'énergie déposée et la lumière produite dans le scintillateur est toujours vérifiée).

Un des points importants à déterminer est la dimension du scintillateur. D'une part, étant donné les faibles débits de dose mis en jeu, il doit être de taille importante pour que des interactions puissent se produire en son sein, et pour arrêter les électrons secondaires générés par effet Compton par les photons incidents de haute énergie (4 MeV). Mais, d'autre part, il doit être suffisamment petit pour que les photons Compton diffusés puissent s'échapper du volume sensible de détection sans effectuer d'autres interactions (on reste ainsi dans le cadre du théorème des cavités de Bragg-Gray).

Pour cette étude théorique, un volume initial de 25 cm^3 a été utilisé lors des calculs.

L'estimation du débit de photons lumineux dN produit par le scintillateur est alors donnée par :

$$dN = \frac{dD \cdot V \cdot \rho}{100\text{eV}} \quad (\text{Eq. 2.5.})$$

avec dD le débit de dose, V et ρ respectivement le volume et la densité du scintillateur plastique.

Dans le cas d'un débit de dose fixé par le cahier des charges à $1\ \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, pour un volume de 25 cm^3 et une densité de $1,032\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, le nombre de photons lumineux créés dans le scintillateur est de $dN = 0,45 \cdot 10^6\text{ photons}\cdot\text{s}^{-1}$.

Si l'on considère que la collection de la lumière est faite avec une efficacité de 100 %, le capteur effectuant la collection des photons issus du scintillateur doit pouvoir mesurer un courant de l'ordre 70 femto ampères. Ce courant, très faible, implique l'emploi d'un capteur auto amplifié, typiquement un tube photomultiplicateur.

Néanmoins, lors de l'utilisation d'un tube photomultiplicateur, il faut prendre en compte le rendement quantique de la photocathode (de l'ordre de 20 à 30 %), ainsi que son bruit. Ce dernier est constitué de deux sources principales : le courant de fuite et l'émission thermique.

- Le courant de fuite est lié au fait que l'impédance de sortie du tube photomultiplicateur n'est pas infinie. C'est un courant qui est intrinsèquement présent dans la réponse du tube photomultiplicateur. Ce courant est typiquement évalué autour de 2 nA pour un gain de 10^6 . Ce qui correspond approximativement à $0,42 \cdot 10^5$ photons par seconde arrivant sur la photocathode. Cette source de bruit reste donc inférieure d'un facteur 10 au comptage attendu pour un débit de dose de $1 \mu\text{Gy} \cdot \text{h}^{-1}$, avec une efficacité de collection de 100 % et en négligeant les pertes associées aux couplages des interfaces scintillateur-fibre optique et fibre optique-tube photomultiplicateur.
- L'émission thermique est principalement due aux électrons créés spontanément par la photocathode lorsque le tube photomultiplicateur est sous tension et dans l'obscurité. La valeur typique de ce courant est de 1000 à 2000 électrons par seconde, mais présente une forte dépendance avec les conditions environnementales, telle que la température. Il peut ainsi être envisagé d'effectuer une mesure alternée du signal et du courant d'obscurité afin de s'affranchir de cette source de bruit.

Un schéma du système de détection a été réalisé :

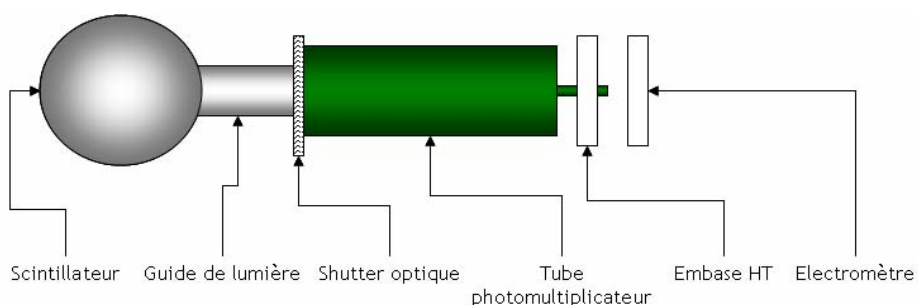


Figure 2.8. Ebauche du système de détection.

Le scintillateur convertit les photons X ou γ en photons lumineux émis dans les longueurs d'ondes du visible (400 nm à 700 nm). Ces photons sont ensuite transmis vers le tube photomultiplicateur au travers d'un guide de lumière. Les photons lumineux sont transformés en électrons par effet photoélectrique sur la photocathode du tube photomultiplicateur. L'alimentation haute tension crée un champ électrique à l'intérieur du tube photomultiplicateur qui accélère les électrons vers un système de dynodes qui les multiplie (figure 2.9). L'amplitude de

l'impulsion mesurée au niveau de l'anode est proportionnelle au nombre d'électrons émis par la photocathode.

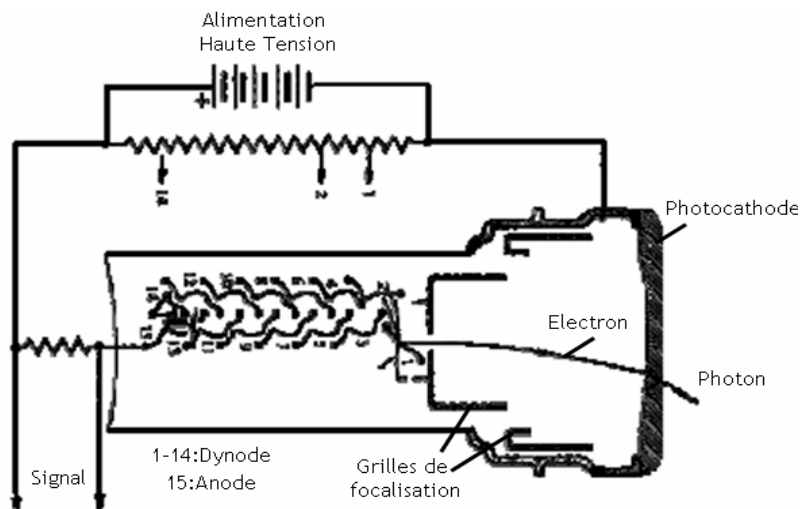


Figure 2.9. Schéma d'un tube photomultiplicateur.

Pour la collection des charges en sortie du tube photomultiplicateur, un électromètre a été proposé (intégration de la mesure sur 20 μ s), celui-ci présente l'avantage de ne pas être paralysé par le temps mort et peut donc fournir des données exploitables aussi bien pour les faibles activités, que pour les débits de dose importants.

Si l'on souhaite déporter la mesure des photons lumineux, par une fibre ou un faisceau de fibres optiques, il faut tenir compte du pourcentage de photons lumineux créés dans le scintillateur et arrivant sur la photocathode. Celui-ci est en effet proportionnel au rapport de surfaces entre la surface de sortie du scintillateur et d'entrée du guide de lumière. Ainsi, la différence entre l'utilisation d'une fibre optique d'un 1 mm de diamètre où un toron de fibres optiques 1 cm de diamètre est d'un facteur 100.

Deux suppositions peuvent être formulées concernant la collection de lumière. Si le taux de comptage des photons lumineux est faible (inférieur à 10^4 événements par seconde), une méthode spectroscopique de mesure peut être envisageable ; il faudra alors privilégier une excellente collection de la lumière afin d'obtenir un spectre bien résolu. Cette méthode permettrait de compenser la réponse du scintillateur qui n'est pas équivalent tissu pour des énergies en dessous de 140 keV (figure 2.6). Si, a contrario, le taux de comptage est élevé, une spectroscopie dans des conditions de métrologie n'est plus possible et le matériau de mesure doit être le plus proche possible du matériau équivalent tissu. L'accent devrait alors être mis sur la précision de la mesure du niveau de référence (stationnarité de la mesure en l'absence de source) et de la dérive du photomultiplicateur (dépendance de l'émission thermique avec la température).

Afin de réaliser ces mesures de contrôle, l'emploi d'un « shutter » optique¹ a été proposé. Situé en amont du capteur auto amplifié, il empêcherait les photons lumineux d'arriver sur ce dernier pour effectuer une mesure de référence (figure 2.8).

2.3.3.2. Ebauche du prototype de détection

Le guide de lumière envisagé par le LPC Caen afin d'optimiser la collection des photons lumineux a été supprimé. Nous avons ainsi privilégié une solution qui permette le déport de la mesure à l'extérieur du mannequin anthropomorphe afin de limiter son encombrement et d'éviter de perturber la mesure. Pour cette raison, un toron de fibres optiques sera utilisé dans ce projet.

La forme sphérique du scintillateur a dû être modifiée (cylindre droit) afin de permettre la connexion du toron de fibres optiques (figure 2.10). De plus, il a été recouvert d'une couche de peinture blanche (coefficient de réflexion de la peinture η compris entre 0,80 et 0,95), afin que les photons lumineux émis, dans le scintillateur, suivant des directions différentes à la surface de sortie soient réfléchis vers cette dernière.

La lumière émise par le scintillateur plastique est centrée sur le bleu (420 nm). A cette longueur d'onde, les fibres optiques en PMMA (Polyméthacrylate de méthyl) ont des indices d'atténuation autour de 0,1-0,3 dB.m⁻¹ ce qui correspond à une perte d'intensité de la lumière transmise de 3 % à 7 % par mètre de fibre.

Le shutter optique initialement prévu afin de faire le noir dans le tube photomultiplicateur et de mesurer ainsi sa dérive thermique a été abandonné. En effet, le shutter ne pouvant pas être mécanique, car cela impliquerait l'utilisation d'un poussoir magnétique à proximité des tubes photomultiplicateurs, seuls des shutters à cristaux liquides étaient envisageables, or ceux-ci occasionnent des pertes par transmission (de l'ordre de 20 %). Etant données les très faibles quantités de lumière qui sont susceptibles d'être détectées, nous avons préféré ne pas retenir l'option du shutter optique pour privilégier la collection de lumière. Des mesures du bruit ambiant seront donc effectuées avant chaque mesure de rayonnements. Pour des mesures de longue durée le bruit devra être vérifié régulièrement afin de contrôler une éventuelle dérive.

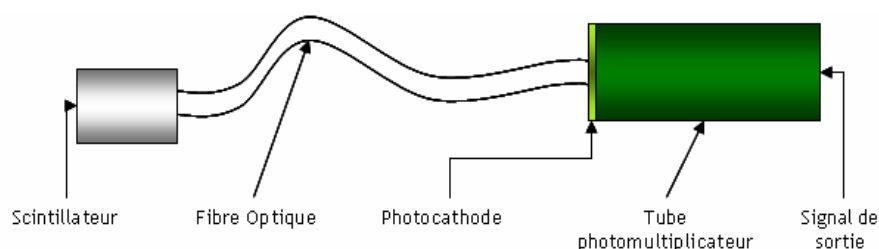


Figure 2.10. Schéma du système de détection.

¹ Ecran à cristaux qui s'opacifie par une commande électrique

Le schéma du prototype du système de détection (figure 2.10) est donc composé d'un scintillateur cylindrique plastique qui convertit les photons énergétiques en photons lumineux, d'un toron de fibres optiques permettant de déporter la mesure en transportant la lumière vers un tube photomultiplicateur qui transforme les photons lumineux en signal électrique. Ainsi, la charge électrique obtenue est proportionnelle à la quantité de lumière reçue par le tube photomultiplicateur, elle-même étant proportionnelle à l'énergie déposée dans le volume sensible de détection.

2.3.3.3. Le mannequin anthropomorphe

D'après l'étude de faisabilité numérique [Furstoss, 2006] présentée dans la section 2.2, les organes nécessaires à l'estimation de la dose efficace en fonction des valeurs de w_T de la publication 60 de la CIPR ou des nouvelles recommandations sont : les gonades, le côlon, les poumons, l'estomac, la vessie, les seins, le foie, la thyroïde et le squelette incluant la colonne vertébrale, le pelvis et les côtes. Les jambes et les bras du fantôme ne sont donc pas nécessaires pour nos applications.

Par ailleurs, du fait de la différence de densité entre les différents organes il serait souhaitable de disposer d'un fantôme constitué de différents matériaux, comme par exemple matériau équivalent tissu-mou, matériau équivalent-poumon et matériau équivalent-os. Chacun d'entre eux doit être proche des compositions définies dans le rapport 44 de la CIUR [ICRU 44, 1989]. Les organes, autres que les poumons et le squelette, étant tous décrits comme constitués en matériau équivalent-tissu-mou, il n'est pas nécessaire qu'ils soient représentés individuellement dans le mannequin.

Plusieurs sociétés développent des mannequins anthropomorphes. La plupart de ces fantômes anthropomorphes sont utilisés pour des applications dans le domaine médical (services de radiothérapie, radiologie et médecine nucléaire) ou industriel, pour des études dosimétriques de poste de travail par exemple.

Notre choix s'est rapidement porté sur le fantôme RANDO[®], réalisé par Le Laboratoire Fantôme (The Phantom Laboratory) du département de radiologie de l'université de Chicago (Illinois) et développé par Alderson et Lanzl [Alderson, 1962].

Le fantôme RANDO[®], dont l'acronyme signifie « RADIATION ANALOG DOSIMETRY SYSTEM » (système analogique de dosimétrie des rayonnements), représente un homme de 175 cm de hauteur et 73,5 kg. Ces dimensions correspondent à un homme standard ; elles sont fondées sur les données épidémiologiques de l'armée de l'air Américaine (United States Air Force) modifiées afin de correspondre aux données statistiques de la population civile. Ces données appartiennent aux Laboratoires de Recherche Alderson (Alderson Research Laboratories Inc.) et n'ont pas été publiées [Alderson, 1962].

Le fantôme RANDO[®] est constitué des trois matériaux indiqués plus haut. Il contient un squelette naturel humain dont la taille a été ajustée aux dimensions du mannequin. Le matériau équivalent-tissu est réalisé à partir d'une forme complexe de plastique basée sur du caoutchouc

isocyanate synthétique. Sa densité est de $0,985 \text{ g.cm}^{-3}$ pour un numéro atomique de 7,30, cela représente une composition moyenne de muscle, de graisse, de fluide, etc. Ce matériau est très résistant (en particulier aux radiations) et reste stable pour différents facteurs environnementaux (température, humidité, etc.). Les poumons sont réalisés à partir du matériau équivalent tissu expansé avec de l'air afin de lui donner une densité de seulement $0,3 \text{ g.cm}^{-3}$.

Le fantôme RANDO® est composé de tranches de 2,5 cm d'épaisseur. La surface de chaque tranche est percée de trous (5 mm de diamètre) à intervalles réguliers et représente un maillage uniforme sur chaque coupe. Ces trous servent à accueillir les chambres d'ionisation ou les dosimètres thermoluminescents pour la réalisation d'études dosimétriques (figure 2.11).

Pour notre projet, ces trous seront bouchés et le fantôme anthropomorphe devra être usiné spécialement pour permettre l'implantation de nos détecteurs aux positions que nous avons établies et qui seront présentées au chapitre 5.

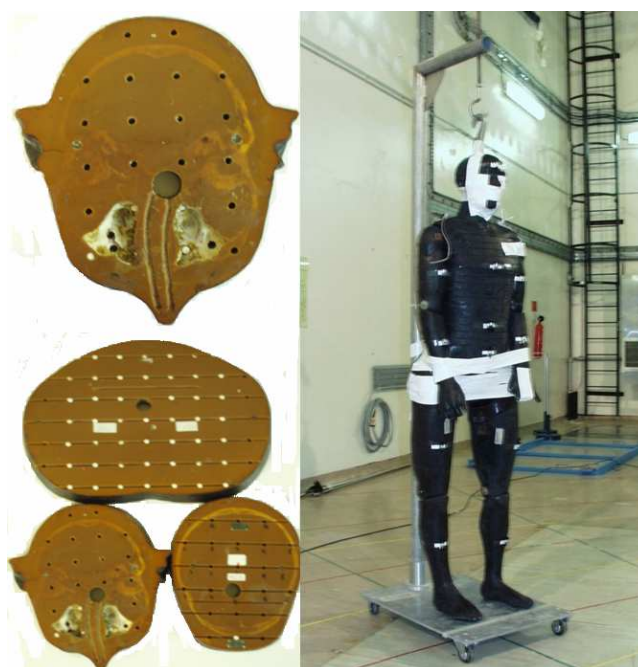


Figure 2.11. Sur l'image de gauche, différentes coupes du fantôme RANDO®. On remarque les interstices dans lesquels peuvent être positionnés des détecteurs TLD, ainsi que les os autour desquels est moulé le matériau équivalent au tissu-mou. Une fois assemblées, les coupes constituent le tronc et la tête, auxquels on peut ajouter les bras et les jambes pour reconstituer un mannequin de taille réelle (image de droite).

2.4. Conclusion

Ce chapitre a fait état d'une étude préalable portant sur la faisabilité d'un outil d'expertise pour l'étude de postes de travail en radioprotection et de l'analyse de plusieurs technologies de détection pouvant être mises en œuvre dans notre projet.

Les résultats numériques ont montré que l'estimation de la dose efficace à partir de 24 points de détection positionnés dans un mannequin mathématique anthropomorphe était satisfaisante. Celle-ci est évaluée avec une erreur relative inférieure à 15 %, quelle que soit la configuration d'irradiation. L'intérêt d'un outil d'expertise a également été mis en évidence en comparant l'évaluation de la dose efficace à partir du fantôme instrumenté et à partir de la grandeur opérationnelle H_p (fantôme CIUR) pour deux exemples de configurations d'irradiation typiques de celles rencontrées aux postes de travail. Le mannequin instrumenté semble d'autant plus nécessaire pour une bonne estimation de la dose efficace que la majorité des postes de travail ne sont pas soumis à des irradiations uniformes et que, dans certains cas, il a été montré que l'équivalent de dose individuel ne fournissait pas une estimation précise de la dose efficace (surestimations importantes).

L'étude de différentes technologies a permis d'établir un schéma du prototype du système de dosimétrie (SYDO) que nous allons implanter dans le mannequin anthropomorphe RANDO®. Celui-ci est basé sur le principe du dosimètre à fibre optique scintillante développé au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. Il devra répondre au cahier des charges défini par l'IRSN imposant notamment un détecteur de faible volume sensible avec un seuil de détection de $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et la possibilité de connecter 24 dosimètres.

La faisabilité théorique du fantôme instrumenté de 24 détecteurs a été démontrée. La faisabilité technique des détecteurs répondant à notre cahier des charges reste néanmoins à vérifier. C'est dans le but de réaliser un prototype du système de dosimétrie à implanter dans RANDO® qu'une collaboration avec le LPC Caen a été initiée. Le chapitre 3 fait l'objet de cette étude et présente le prototype réalisé.

Chapitre 3 : Réalisation du prototype du SYstème de DOsimétrie par scintillation (SYDO)

Le chapitre précédent a fait état des études effectuées sur la faisabilité théorique du projet de réalisation d'un mannequin anthropomorphe instrumenté [Furstoss, 2006] et de la réalisation d'un détecteur adapté à la mesure de la dose efficace au poste de travail, répondant à notre cahier des charges.

Suite à ces études, une collaboration a été initiée entre l'IRSN et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC Caen), Unité Mixte de Recherche (UMR 6534) associant l'IN2P3¹ (CNRS), l'Université de Caen Basse Normandie et l'ENSICAEN². Cette collaboration de huit mois a abouti à la réalisation d'un prototype du système de mesure de dose par scintillation. Les différentes étapes de conception et de réalisation du prototype sont présentées dans ce chapitre.

La première partie de ce chapitre est consacrée aux études concernant l'estimation théorique de l'intensité de la lumière collectée et à la détermination du volume de détection permettant de répondre au cahier des charges. La réalisation des modules composant le prototype du système de détection est décrite dans la deuxième partie du chapitre. Enfin, la dernière partie fait état des premières mesures de caractérisation réalisées au LPC Caen.

3.1. Lumière collectée et volume de détection

Dans cette section, nous avons cherché à déterminer le volume de détection optimum de notre dosimètre qui est lié, entre autres, à la quantité de lumière minimale émise par le scintillateur et qui permettra de répondre aux critères du seuil de détection de débit de dose fixé par le cahier des charges.

Ce volume doit permettre la détection des photons γ compris dans une gamme d'énergie allant de 40 keV et 4 MeV, et produire un signal lumineux suffisamment intense pour être détecté par le tube photomultiplicateur (TPM) situé à l'extrémité du toron de fibres optiques.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude théorique sur la collection de la lumière pour un scintillateur plastique de 25 cm³ posé directement sur un tube photomultiplicateur. Les pertes de lumière sont ainsi réduites à celles issues de l'interface entre le scintillateur plastique et le tube photomultiplicateur. Nous avons ensuite confronté notre résultat à l'expérience afin de valider notre théorie.

Une fois notre approche validée et notre volume sensible de détection établi, les conditions de guidage dans la fibre optique, induisant des nouvelles pertes sur la quantité de lumière collectée, ont été prises en compte, afin d'évaluer si les quantités de lumière qui seront réellement mesurées permettront d'atteindre le seuil de détection du prototype fixé à 1 $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$.

¹ Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules

² Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieur de Caen & Centre de Recherche

3.1.1. Etude de la collection de la lumière

Afin d'augmenter la collection de la lumière issue du scintillateur plastique, celui-ci a été peint (sauf sur sa surface de sortie, figure 3.1) avec de la peinture blanche dont la réflectivité estimée, η , est comprise entre 0,80 et 0,95. De cette manière, la majeure partie des photons lumineux émis par le scintillateur seront réfléchis vers la surface de sortie qui n'est pas peinte, augmentant ainsi la quantité de lumière transmise. Le but était d'obtenir en sortie une source de lumière Lambertienne, source dont l'intensité lumineuse est uniforme sur toute sa surface d'émission. Dans notre cas nous n'avons pu que nous approcher de cette uniformité car le volume de détection retenu n'était pas sphérique mais cylindrique.

Le schéma du système étudié est présenté sur la figure 3.1.

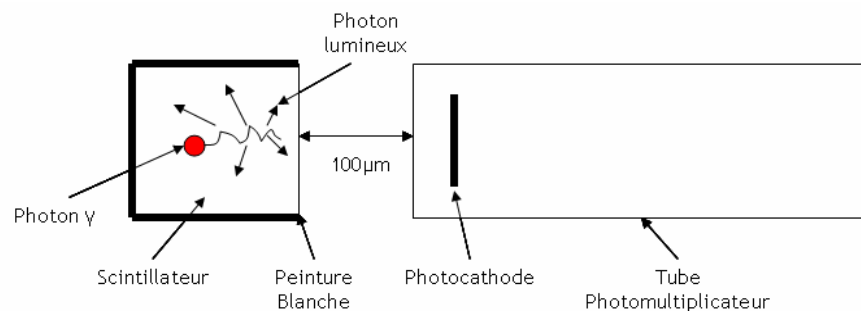


Figure 3.1. Schéma du système de détection utilisé pour l'étude théorique.

3.1.1.1. Etude théorique quantitative

En première approximation, le nombre de photons en sortie du scintillateur est fonction de plusieurs paramètres : le nombre de photons créés, leur direction et la réflectivité η de la peinture. En moyenne, le nombre de photons produits dans le scintillateur peut être calculé par :

$$N = \frac{E_e^-}{\varepsilon} \quad (\text{Eq. 3.1.})$$

où E_e^- est l'énergie de l'électron Compton transférée par le photon γ incident et ε est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'un photon lumineux dans un scintillateur organique plastique. Cette énergie est estimée à 100 eV par photon [Dragoret-Campagne, 2006] dans le cas de notre matériau scintillant.

La probabilité pour un photon lumineux de sortir du scintillateur par la surface de transmission, P_S , est donnée par le rapport entre cette surface et la surface totale du scintillateur.

Par l'intermédiaire d'une chaîne de Markov (figure 3.2), le processus stochastique qui porte sur un nombre fini d'états et dont les probabilités de transition ne tiennent pas compte des états précédents, on peut établir la probabilité pour qu'un photon sorte du scintillateur peint (P_{Sortie}).

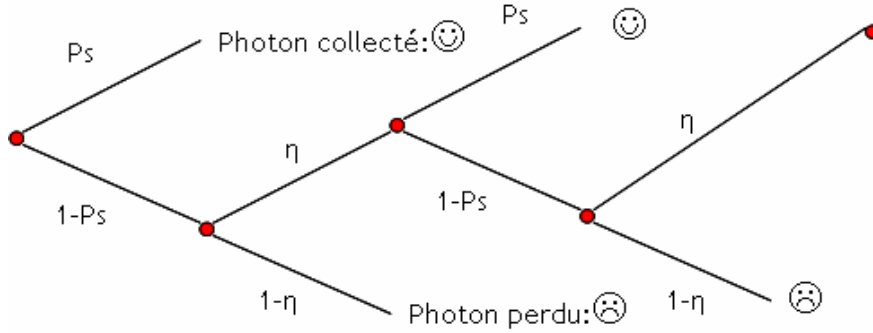


Figure 3.2. Chaîne de Markov du parcours d'un photon lumineux pour sortir du scintillateur.

Lorsqu'il est créé, un photon a deux possibilités : soit il se dirige vers la surface de sortie (P_S) ou non ($1 - P_S$). Il sera donc réfléchi par la peinture blanche (η), ou absorbé ($1 - \eta$). On obtient ainsi une suite géométrique de raison $(1 - P_S) \cdot \eta$:

$$\begin{aligned}
 P_{Sortie} &= P_S + (1 - P_S) \cdot \eta \cdot P_S + (1 - P_S)^2 \cdot \eta^2 \cdot P_S + \dots + (1 - P_S)^n \cdot \eta^n \cdot P_S \\
 &= \frac{P_S}{1 - (1 - P_S) \cdot \eta} \quad (\text{Eq. 3.2.})
 \end{aligned}$$

Comme cela a été précisé, ce résultat est une approximation car le scintillateur n'est pas de forme sphérique mais cylindrique.

Le scintillateur n'étant pas collé à la photocathode du tube photomultiplicateur, il existe une interface d'air entre eux. Pour qu'un photon lumineux soit transmis au travers de cette interface, il faut que son angle d'incidence soit inférieur ou égal à l'angle critique (lois de Descartes):

$$\theta_c = \text{Arc sin} \left(\frac{n_{air}}{n_{scintillateur}} \right) \quad (\text{Eq. 3.3.})$$

L'indice de réfraction du scintillateur est de 1,58, celui de l'air étant égal à 1. Autrement dit, pour qu'un photon émis en direction de la surface de sortie soit transmis, il faut qu'il soit compris dans le demi espace défini par l'angle solide $\frac{\Omega_{\theta_c}}{2\pi}$, (figure 3.3.) avec :

$$\Omega_{\theta_c} = \int_0^{\theta_c} 2\pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta = 2\pi(1 - \cos \theta_c) \quad (\text{Eq. 3.4.})$$

En résumé, compte tenu de l'exemple de la chaîne de Markov qui nous intéresse, la probabilité finale qu'un photon créé dans le scintillateur soit transmis à la photocathode du tube photomultiplicateur est donnée par (figure 3.3) :

$$P_{Sortie-totale} = \frac{\Omega_{\theta_c}}{2\pi} \cdot \frac{P_{Sortie}}{1 - (1 - P_{Sortie}) \cdot \eta} \quad (\text{Eq. 3.5.})$$

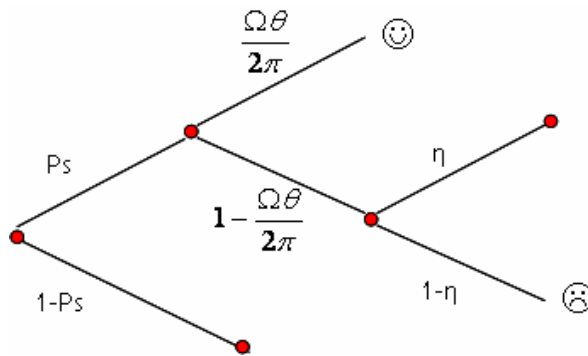


Figure 3.3. Chaîne de Markov du parcours d'un photon lumineux pour sortir du scintillateur en prenant en compte l'angle solide de transmission entre le scintillateur et la photocathode.

Pour cette étude nous avons négligé toutes les pertes de lumière autres que celles liées à la transmission, notamment celles dues à l'auto-absorption de la lumière dans le scintillateur et à la réflexion d'une partie de la lumière transmise au niveau de l'interface d'air entre le scintillateur et le tube photomultiplicateur.

Enfin, en prenant en compte l'efficacité quantique de la photocathode du tube photomultiplicateur ainsi que le rapport des surfaces entre la surface de sortie du TPM et la dimension de la photocathode, nous avons obtenu le résultat théorique de 260 photoélectrons produits au niveau de la photocathode du tube photomultiplicateur, pour 4770 photons produits dans le scintillateur (Eq. 3.1).

Les 4770 photons issus du scintillateur correspondent au résultat théorique d'une interaction Compton du ^{137}Cs d'énergie maximale ($E_{e_{\max} \text{ Compton}} = 477 \text{ keV}$). Compte tenu que l'énergie de création d'un photon lumineux dans le scintillateur est de 100 eV, un électron qui déposera une énergie de 477 keV dans le scintillateur produira 4770 photons lumineux. Nous avons pris l'exemple d'une source de césium (^{137}Cs), car la validation expérimentale, décrite dans le paragraphe suivant, a été réalisée avec ce même radioélément.

3.1.1.2. Validation expérimentale

Afin de valider notre approche théorique quantitative nous avons réalisé trois mesures au moyen d'un oscilloscope numérique :

- Une mesure avec une tension d'alimentation du tube photomultiplicateur de 400 V, inférieure à la tension de fonctionnement (typiquement 900 V) afin de déduire la position du zéro électronique. Autrement dit, afin de prendre en compte l'offset du signal dû au courant de fuite des composants électroniques et du TPM.

- Une mesure à la tension de fonctionnement du tube photomultiplicateur, sans source radioactive et dans l'obscurité afin d'arracher un électron à la photocathode. Cet électron est ensuite amplifié et provoque une déviation en tension, c'est le bruit thermique du tube photomultiplicateur. Il représente la déviation que provoquerait l'interaction d'un photon lumineux sur la photocathode du TPM.

- Une mesure avec une source de césium (^{137}Cs de débit de dose égal à $5 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$).

Une fois ces expériences réalisées, les données ont été analysées afin, tout d'abord de déterminer la déviation en tension que provoque l'interaction d'un photon lumineux sur la photocathode du tube photomultiplicateur, et pouvoir ainsi accéder à une estimation du nombre de photoélectrons collectés lors d'une mesure avec une source de ^{137}Cs de faible activité.

Pour obtenir la déviation en tension provoquée par l'amplification d'un photoélectron dans le tube photomultiplicateur, le signal du zéro électronique obtenu à 400 V doit être soustrait au signal représentant la détection d'un photon (signal photon figure 3.5). Cependant, pour que cette soustraction ait du sens, il faut que les conditions environnementales de mesure soient stables et reproductibles d'une mesure sur l'autre, ce qui n'était pas notre cas et induisait une variation de la position du zéro électronique. Pour palier à cela, nous avons alors déterminé un modèle du zéro électronique du TPM en ajustant ce signal à une gaussienne à l'aide du logiciel « Excel » (figure 3.4).

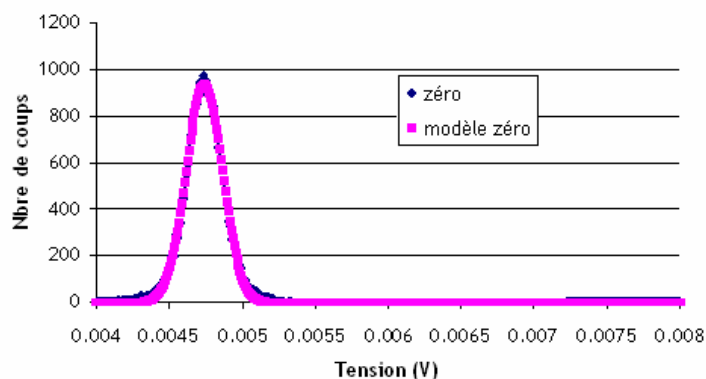


Figure 3.4. Mesure du signal de zéro électronique ajusté par une courbe gaussienne.

L'ajustement gaussien du zéro électronique ainsi réalisé, nous l'avons ensuite soustrait au signal de bruit acquis à la tension de 900 V dans l'obscurité. Le résultat obtenu correspond à la déviation en tension provoquée par l'amplification d'un photoélectron dans le tube photomultiplicateur (figure 3.5).

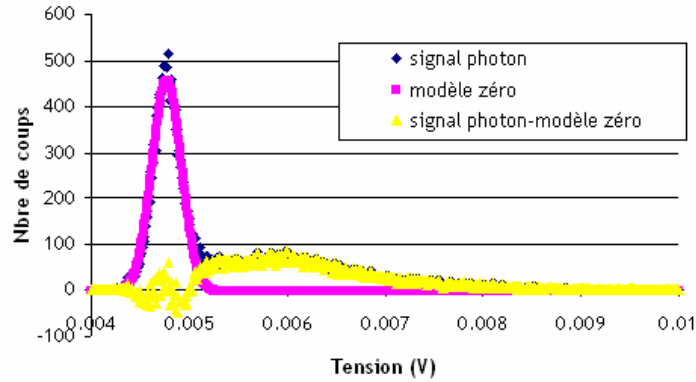


Figure 3.5. Mesure du signal provoqué par la détection d'un photon, après soustraction du signal de bruit thermique du TPM.

A partir de l'histogramme représentant la déviation provoquée par la détection d'un photon, la tension moyenne de détection d'un photoélectron, U_{pu} , a été calculée :

$$U_{pu} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot N_i}{\sum_{i=1}^n N_i} - U_{gauss} \quad (\text{Eq. 3.6.})$$

U_{gauss} , est la tension correspondant à la moyenne de l'ajustement gaussien du signal du zéro électronique, x_i et N_i représentent respectivement la valeur du canal en abscisse et la hauteur du canal. La tension U_{pu} a été estimée à 1,5 mV.

Il est alors possible de mesurer la tension correspondante à l'énergie maximale du plateau Compton de la source de ^{137}Cs (E_{max}), U_{Cs} . Elle a été déterminée intuitivement à partir de l'histogramme acquis à l'oscilloscope (figure 3.6).

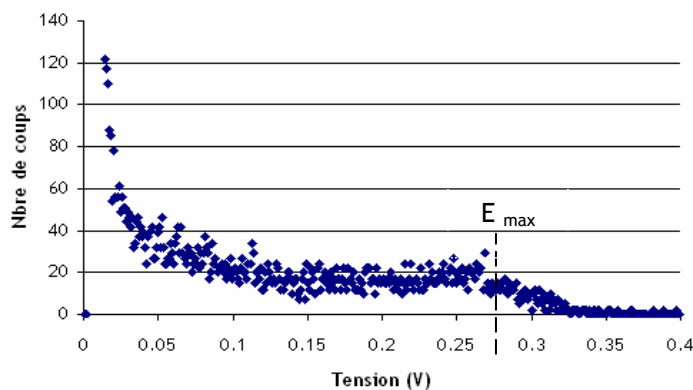


Figure 3.6. Estimation de l'énergie maximale du plateau Compton à partir de l'histogramme d'une source de ^{137}Cs .

La tension moyenne du zéro électronique ayant été soustraite, on trouve la tension U_{Cs} égale à 0,27 V. Il est alors possible de déduire le nombre maximum de photoélectrons détectés dans le cas de la mesure de la source de ^{137}Cs : $N_{pe} = \frac{0,27}{0,0015} = 178$.

Ce chiffre est à mettre en relation avec le résultat de 260 photoélectrons estimés lors de l'étude théorique. Ce résultat montre que notre étude théorique surestime le nombre de photons collectés (46 %).

La surestimation de 80 photoélectrons peut avoir plusieurs origines. D'une part, la mauvaise estimation lors de l'étude théorique de la réflectivité de la peinture. Celle-ci peut faire varier le nombre de photoélectrons collectés de 160 à 400 (écart de 150 %) lorsqu'elle fluctue respectivement entre $0,8 \leq \eta \leq 0,95$. D'autre part nous avons négligé les pertes par réflexion au niveau de l'interface entre le scintillateur et le tube photomultiplicateur, et enfin nous avons défini l'angle solide $\frac{\Omega_{\theta_c}}{2\pi}$ comme étant issu d'un volume sphérique au lieu d'un cylindre. Toutes ces approximations peuvent être à l'origine de la surestimation de 80 photoélectrons.

3.1.2. Détermination du volume de détection

Plusieurs facteurs sont à prendre en compte pour déterminer le volume du scintillateur plastique le plus approprié. Le cahier des charges spécifie la nécessité d'avoir un faible volume de détection ($< 8 \text{ cm}^3$) afin de correspondre du mieux possible aux mesures ponctuelles telles qu'elles ont été déterminées par Furstoss [Furstoss, 2006], mais également suffisamment grand afin de pouvoir répondre au critère du seuil de débit de dose (de l'ordre du $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ dans la gamme d'énergie 40 keV - 4 MeV) tout en conservant des incertitudes acceptables sur la mesure.

L'étude présentée précédemment a permis de mettre en évidence que, pour un même nombre de photons lumineux créés dans le scintillateur, seules les dimensions du scintillateur permettent de jouer sur la quantité de lumière reçue. En effet, la plus importante perte de lumière provient de l'interface entre le scintillateur et le toron de fibres optiques. La vérification que la transmission de la lumière augmente quand le rapport entre ces surfaces diminue a été réalisé.

3.1.2.1. Prise en compte des contraintes de détection pour la détermination du volume scintillant

Le cahier des charges définit un débit de dose de référence de $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$. Nous avons estimé que, pour chaque détecteur, un temps de mesure de 2 min et une incertitude de 15 % seraient raisonnables sur un plan pratique, afin d'obtenir une estimation de la dose efficace satisfaisante. A partir de ces conditions, le volume de scintillation a été calculé, de manière théorique, pour la gamme d'énergie de 40 keV à 4 MeV.

Le débit de dose de référence rapporté au temps de mesure est $\dot{D} = 104,06 \text{ MeV}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{min}^{-1}$.

La dose délivrée en un temps donné peut être approximée par la relation :

$$D = \dot{D} \cdot T \approx \frac{N_I \cdot \bar{E}}{m} \quad (\text{Eq. 3.7.})$$

avec \bar{E} l'énergie moyenne déposée par les particules incidentes et N_I le nombre d'interactions produites dans le scintillateur de masse m .

Les rayonnements que l'on veut mesurer sont uniquement des photons (X ou γ). Dans ce cas, le dépôt d'énergie dans les tissus mous (numéro atomique efficace compris entre 6,5 et 7,5) est principalement réalisé par des interactions Compton. Partant de l'approximation que le dépôt d'énergie dans le matériau (plateau Compton) est un profil plat, on définit l'énergie moyenne déposée dans le volume de détection de masse m par $\bar{E} = \frac{E_0}{2}$. Avec E_0 l'énergie de la particule incidente.

D'après la note technique du *National Institut of Standard Technology* [Taylor, 1994], concernant l'évaluation, l'expression et la propagation des incertitudes de mesures, l'incertitude standard liée à la dose détectée est donnée par l'équation 3.8 :

$$\sigma^2(D) = \left(\frac{\partial D}{\partial N_I} \right)^2 \cdot \sigma^2(N_I) + \left(\frac{\partial D}{\partial \bar{E}} \right)^2 \cdot \sigma^2(\bar{E}) = \left(\frac{\bar{E}}{m} \right)^2 \cdot \sigma^2(N_I) + \left(\frac{N_I}{m} \right)^2 \cdot \sigma^2(\bar{E}) \quad (\text{Eq. 3.8.})$$

L'écart type de N_I échantillons est $\sqrt{N_I}$. Pour la même approximation du dépôt d'énergie dans le scintillateur que précédemment, la loi uniforme sur un segment nous permet de déterminer l'incertitude sur l'énergie moyenne des particules incidentes : $\sigma(\bar{E}) = \frac{E_0}{\sqrt{12}}$. Cette incertitude est à diviser par $\sqrt{N_I}$ car l'énergie moyenne dépend du nombre de particules interagissant dans le volume en question. En effet, plus le nombre de particules interagissant dans un volume est important plus fine est la précision de l'énergie moyenne déposée dans le volume.

L'incertitude sur la dose déposée dans un scintillateur de volume, V , de densité ρ par des particules d'énergie E_0 durant un temps T est donc :

$$\sigma(D) = \sqrt{\frac{N_I}{3}} \cdot \frac{E_0}{m} = \sqrt{\frac{N_I}{3}} \cdot \frac{E_0}{\rho \cdot V} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{E_0 \cdot \dot{D} \cdot T}{\rho \cdot V} \quad (\text{Eq. 3.9.})$$

De cette formule, il est possible de déduire le volume minimum de détection afin d'obtenir une incertitude de 15 % sur la dose mesurée avec un temps d'intégration T de 2 minutes et pour les débits de dose rencontrés au poste de travail de l'ordre du $\mu\text{Sv} \cdot \text{h}^{-1}$. Pour les énergies comprises entre 40 keV et 4 MeV, ce volume minimum varie respectivement de 0,29 à 29 cm^3 .

3.1.2.2. Choix du volume de détection

Nous avons vu que pour la détermination du volume de détection, un compromis devait être fait entre d'une part, la détection des photons énergétiques et d'autre part la transmission de la lumière du scintillateur vers la fibre optique. En effet, les photons énergétiques (4 MeV) interagissent peu, leur libre parcours moyen dans le scintillateur en vinyltoluène avoisine les 30 cm et le parcours maximal des électrons mis en mouvement est de l'ordre de 2 cm (d'après les données fournies par le NIST). Ces photons nécessitent donc un important volume de détection.

La collection des photons, quant à elle, est améliorée si les dimensions de la surface de sortie du scintillateur sont inférieures ou égales à celles du toron de fibres optiques. Le cahier des charges du système de détection spécifiait que le volume sensible ne devait pas excéder 8 cm³ pour des contraintes liées à la représentativité de la dose déposée à l'organe ainsi que pour des raisons pratiques d'inclusion dans le fantôme anthropomorphe. De plus afin d'avoir une isotropie et une efficacité de détection proche de celle d'une sphère, les dimensions du scintillateur cylindrique (hauteur et diamètre) doivent être proches.

Il a été estimé qu'un volume de 6 cm³ (cylindre de 2 cm de hauteur et 2 cm de diamètre) offrait un bon compromis et permettait de s'affranchir des approximations faites lors des études théoriques. En effet, dans un petit volume de détection les photons très énergétiques ne déposent qu'une petite partie de leur énergie ce qui dégrade le spectre. Une correction de la mesure n'est envisageable qu'avec un spectre suffisamment net.

3.1.2.3. Estimation de la lumière collectée par le système de détection final

Sur la base de l'étude théorique présentée à la section 3.1.1.1, nous nous proposons de calculer la lumière collectée par le système de détection final avec les dimensions réelles et l'introduction du toron de fibres optiques qui réalisera le transport des photons lumineux sortant du scintillateur vers la photocathode du tube photomultiplicateur.

Le guidage à l'intérieur du toron de fibres optiques est réalisé s'il y a réflexion totale à l'interface cœur-gaine des fibres optiques. En tenant compte de la réfraction liée à l'interface et de l'ouverture numérique du toron de fibres optique la condition sur l'angle d'incidence $\theta_{\text{guidé}}$ pour qu'un photon soit transmis est :

$$\theta_{\text{guidé}} \leq \text{Arc sin} \left(\frac{\sqrt{n_{\text{cœur}}^2 + n_{\text{gaine}}^2}}{n_{\text{air}}} \right). \quad (\text{Eq. 3.10.})$$

Un photon ayant une incidence inférieure à l'angle critique (θ_c), afin d'être transmis dans le toron de fibres optiques, doit aussi être inférieur à l'angle $\theta_{\text{guidé}}$ pour être guidé le long de la fibre optique et arriver jusqu'à la photocathode du tube photomultiplicateur. Si le photon est transmis du scintillateur à l'entrée du toron mais que son angle d'incidence est supérieur à $\theta_{\text{guidé}}$, le photon sera perdu. Dans ce cas, et en tenant compte de tous les facteurs qui viennent d'être décrits, la probabilité finale pour qu'un photon produit dans le scintillateur arrive jusqu'à la surface d'entrée du tube photomultiplicateur est :

$$P_{\text{guidé}} = \frac{\Omega_{\theta_{\text{guidé}}}}{2\pi} \cdot \frac{P_{\text{Sortie}}}{1 - \eta \cdot (1 - P_{\text{Sortie}})} \cdot F. \quad (\text{Eq. 3.11.})$$

La probabilité P_{Sortie} étant celle définie au paragraphe 3.1.1.1.

Le toron de 1 cm de diamètre est composé de 80 fibres optiques de 1 mm de diamètre. Les fibres optiques ne couvrent que 80 % de la surface du toron. Ces pertes sont prises en compte par le facteur F . La surface de sortie du toron de fibres optiques étant inférieure à la surface d'entrée du tube photomultiplicateur, on suppose qu'il n'y a pas de perte à l'interface fibre optique-tube photomultiplicateur.

Nous avons obtenu ainsi un résultat théorique d'une dizaine de photoélectrons produits dans la photocathode pour 4770 photons produits dans le scintillateur de 6 cm³ dans le même cas d'une source de ¹³⁷Cs de faible activité présentée dans la section 3.1.1.1. Ce nombre est augmenté d'un facteur 3 lorsque le rapport entre les surfaces de sortie du scintillateur et d'entrée de la fibre optique est égal à l'unité. Pour notre prototype, ce rapport est de 0,5.

3.1.3. Bilan de l'étude pour la détermination du volume scintillant

Cette étude nous a permis de nous rendre compte que, pour notre projet, les quantités de lumière qui seront mesurées sont très faibles. Ces faibles quantités, telles quelles étaient pressenties, laissent à penser que la mesure pourra être spectroscopique, c'est-à-dire, que nous pourrions obtenir des histogrammes de mesure caractéristiques de l'énergie des photons incidents. Ainsi un étalonnage en énergie de l'axe des abscisses de l'histogramme est envisageable. La sous-estimation de l'énergie déposée constatée lors du chapitre 2 (section 2.3.2.3), due à la différence de comportement entre le scintillateur organique plastique et le matériau équivalent au tissu-mou [ICRU 44, 1989] pour les énergies inférieures à 140 keV, pourrait alors être corrigée.

Cette partie, regroupant études théoriques et expérimentales, a permis d'évaluer quel allait être l'ordre de grandeur de la quantité de lumière détectée correspondant au seuil de détection fixé par le cahier des charges. Ainsi, en tenant compte de toutes les contraintes liées à notre projet, le volume de détection a été établi à 6 cm³.

Les différents modules composant le système de détection vont être décrits dans la section suivante.

3.2. Réalisation du prototype de détection

Le rapport annexe « Détecteur multivoies pour la dosimétrie environnementale » réalisé au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen fournit les caractéristiques des composants utilisés pour la réalisation du prototype SYDO.

3.2.1. Le système de dosimétrie SYDO

Suite aux précédentes études, un prototype de système dosimétrique et sa chaîne d'instrumentation associée ont été entièrement réalisés au Laboratoire de physique Corpusculaire de Caen dans le cadre d'une collaboration IRSN-CNRS (IN2P3). Une photographie de ce dispositif est présentée sur la figure 3.7.

L'objectif de ce dispositif est de mesurer le nombre total de photons lumineux produits au sein du scintillateur par une irradiation photonique de façon à déterminer la dose délivrée au volume actif.

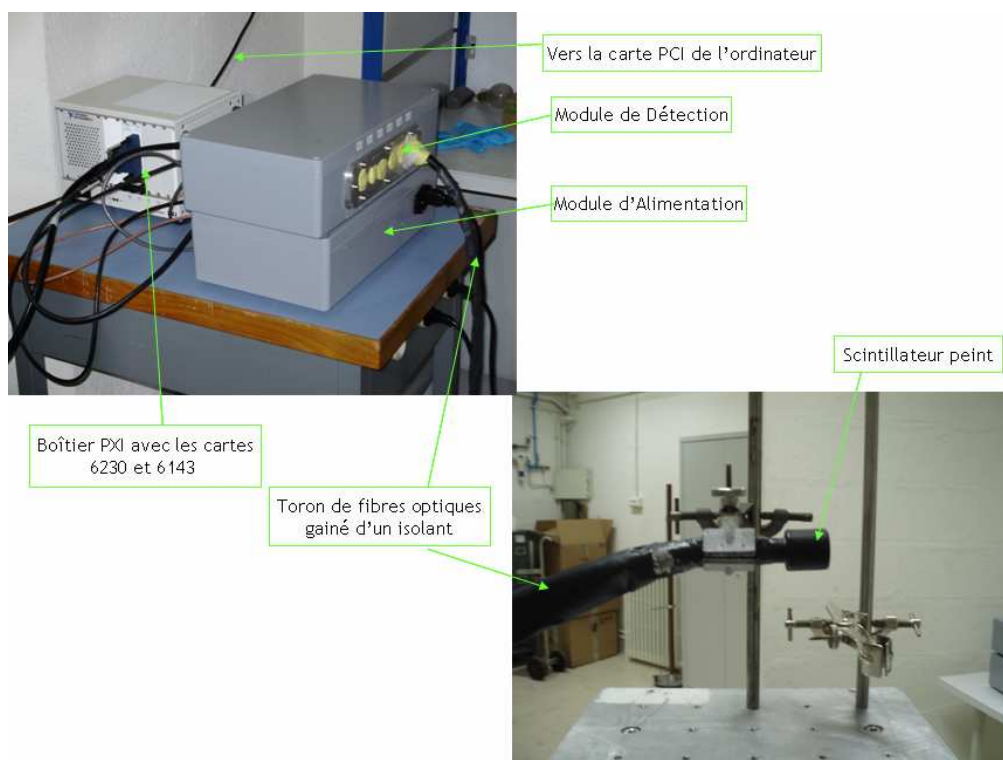


Figure 3.7. Ensemble du système de dosimétrie SYDO.

Le système de dosimétrie se compose de plusieurs parties représentées schématiquement sur la figure 3.8 :

- Le module de détection. Il est constitué d'un scintillateur cylindrique de 6 cm^3 , associé à un toron de 80 fibres optiques transportant la lumière jusqu'à un boîtier contenant les tubes photomultiplicateurs (TPM) et les électromètres (figure 3.9).
- Le module d'alimentation. Il contient l'alimentation haute tension des tubes photomultiplicateurs, l'alimentation de l'électronique basse tension et une carte électronique de génération des signaux de commande TTL (figure 3.11) ;
- Le module d'acquisition, permettant de commander et de gérer le système de détection à travers un programme LabWindows. Son interface matérielle est réalisée par l'intermédiaire d'un boîtier PXI.

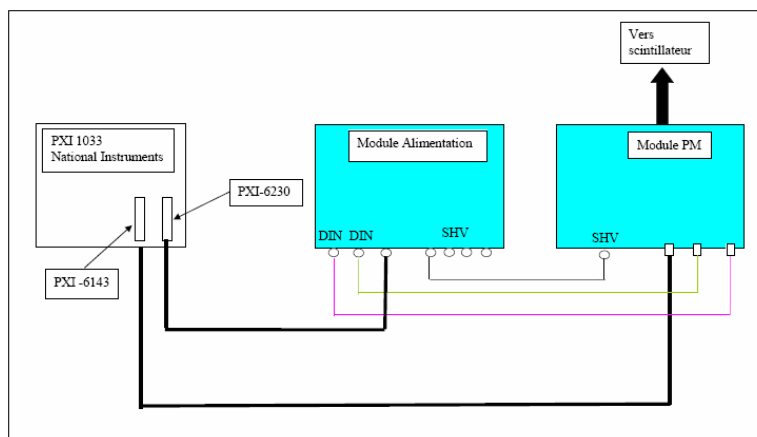


Figure 3.8. Schéma fonctionnel du système de détection.

3.2.2. Module de détection (scintillateur, fibre optique et électronique de détection)

Le boîtier contenant les tubes photomultiplicateurs possède six ouvertures en face avant afin d'accueillir six voies de mesure (figure 3.9).



Figure 3.9. Boîtier du module de détection.

Le projet final devra gérer 24 voies, il comprendra alors 4 boîtiers comme celui-ci. Pour le prototype, seulement deux voies de mesure ont été réalisées. L'intérieur du boîtier est entièrement recouvert d'une peinture noire mate afin d'éviter toute réflexion de lumière pouvant entraîner des perturbations de mesure d'une voie sur l'autre. En effet, il est préférable qu'un photon lumineux n'arrivant pas directement sur la photocathode du TPM soit absorbé, plutôt que diffusé (avec perte d'énergie) et que son information, erronée, soit prise en compte dans le résultat total.

Sur chaque voie de mesure, la lumière est convertie en signal électrique par le tube photomultiplicateur puis en une quantité de charge par l'électromètre. Cette charge correspond à l'intégration sur une capacité du courant délivré par les tubes photomultiplicateurs à travers des

électromètres pendant une durée de 20 μ s. L'amplitude de ce signal est ensuite lue par un système d'acquisition de données.

L'emploi d'un scintillateur plastique, en tant que capteur de rayonnements ionisants, a été motivé en raison de ses propriétés (section 2.3.2.3) comme sa réponse linéaire en fonction de la dose ainsi que son comportement proche du matériau équivalent-tissu-mou [ICRU 44, 1989] pour les énergies supérieures à 140 keV. De plus, ce choix a été conforté par l'aspect pratique et maniable que doit avoir l'instrument dosimétrique (sur site l'emploi doit être facile et rapide). C'est donc en vue d'une utilisation à l'intérieur d'un mannequin qui devra être déplacé fréquemment, que les caractéristiques mécaniques du scintillateur solide plastique (robustesse, fiabilité et facilité d'emploi) ont été privilégiées.

Le scintillateur retenu (BC 412, Bicron Corporation, Newbury, OH, USA), est constitué de vinyltoluène³ [NIST] dopé au fluor organique. Il a la particularité d'avoir une bonne efficacité de détection photonique pour la gamme d'énergie comprise entre 100 keV et 5 MeV et sa réponse est indépendante de la température de -60°C à +20°C. La longueur d'onde d'émission maximale de la lumière est située autour de 434 nm.

Le scintillateur a été recouvert de quatre couches de peinture blanche, sauf sur sa surface connectée au toron de fibres optiques, afin d'améliorer l'efficacité de collection de la lumière, et de six couches de peinture noire afin de diminuer la sensibilité du détecteur à la lumière provenant de l'environnement extérieur.

Afin d'optimiser la transmission de la lumière au travers de l'interface scintillateur-toron de fibres optiques, les surfaces ont été polies et le couplage a été réalisé à l'aide d'une colle optique époxy (Epotek 302, Epoxy Technology, USA).

Le toron de fibres optiques de 5 m de long (PGU Fb1000, Luxeri, Gometz-le-Châtel, France) et 10 mm diamètre, est constitué de 80 fibres optiques de 1 mm de diamètre chacune. Le cœur de chaque fibre est réalisé en polyméthylméthacrylate (PMMA) et la gaine est en polymère fluoré. Les fibres optiques sont tenues sous une gaine tressée en verre siliconé. Nous nous sommes rendu compte que cette gaine était perméable à la lumière. Le passage d'une source lumineuse sur la gaine engendrait un signal conséquent au niveau de la mesure réalisée par les électromètres, bien plus important que les mesures de radioactivité que l'on a pu observer avec des sources de faible activité par exemple. Nous avons alors ajouté une gaine électrique isolante autour de la gaine en verre siliconé, afin de palier aux perturbations de la mesure qui étaient engendrées. Néanmoins, il faut souligner qu'il existe dans le commerce des torons de fibres optiques qui ne présentent pas cet inconvénient. Ils devront être utilisés pour la réalisation du système final.

L'autre extrémité du toron de fibres optiques vient s'enchâsser dans une encoche en regard du tube photomultiplicateur. Le toron de fibres optiques n'est pas collé à la photocathode du TPM, un espace d'air inférieur à 5 mm les sépare. Nous avons vu précédemment (section 3.1.2.3) que le diamètre de la photocathode (15 mm) étant supérieur à celui du toron de fibres optiques (10 mm),

³ Densité : 1,032 g.cm⁻³
Composition : H=0,085 (fraction de Z en fonction du poids)
C=0,0915

les pertes liées à l'interface d'air pouvaient être négligées, puisqu'elles sont uniquement constituées des pertes par réfraction (estimées à 10 % maximum).

Les tubes photomultiplicateurs (Philips XP2802, Photonis Holding S.A.S., Merignac, France), ont été choisis pour leurs faibles courants d'obscurité (typiquement 0,3 nA, mesuré à température ambiante après un temps passé dans l'obscurité de 1 minute) et leurs faibles bruits de fond (typiquement 50 coups, mesuré avec un circuit électronique de sortie de bande passante de 3 MHz et un seuil de détection de 0,2 photoélectrons). Leur tension typique de fonctionnement est de 900 V, ce qui correspond d'après leurs caractéristiques à un gain d'amplification de 10^6 .

Ils offrent un maximum de sensibilité pour des longueurs d'ondes comprises entre 400 et 450 nm. Les tubes photomultiplicateurs ont été placés dans des blindages « mu-métal » (MS178, Photonis Holding S.A.S., Merignac, France), qui permettent une protection contre les champs magnétiques jusqu'à 5 mT auxquels les TPMs sont très sensibles. Ces blindages sont également recouverts d'une peinture noire mate afin de diminuer les perturbations liées aux photons perdus qui viendraient se réfléchir sur les parois du blindage.

Chacun des tubes photomultiplicateurs est connecté à un électromètre (IVC102U de Texas Instrument Inc., Farnell France S.A.S., Villefranche sur Saône, France). Ils ont pour objet de collecter les charges une fois amplifiées par le TPM sur une certaine période de temps. Pour chaque voie de mesure, la charge collectée correspond à l'intégration du courant à travers une capacité de 10 pF pendant 20 μ s (figure 3.10). La période de 20 μ s est la limite inférieure du temps d'intégration, déterminée par la fréquence de fonctionnement de l'électronique.

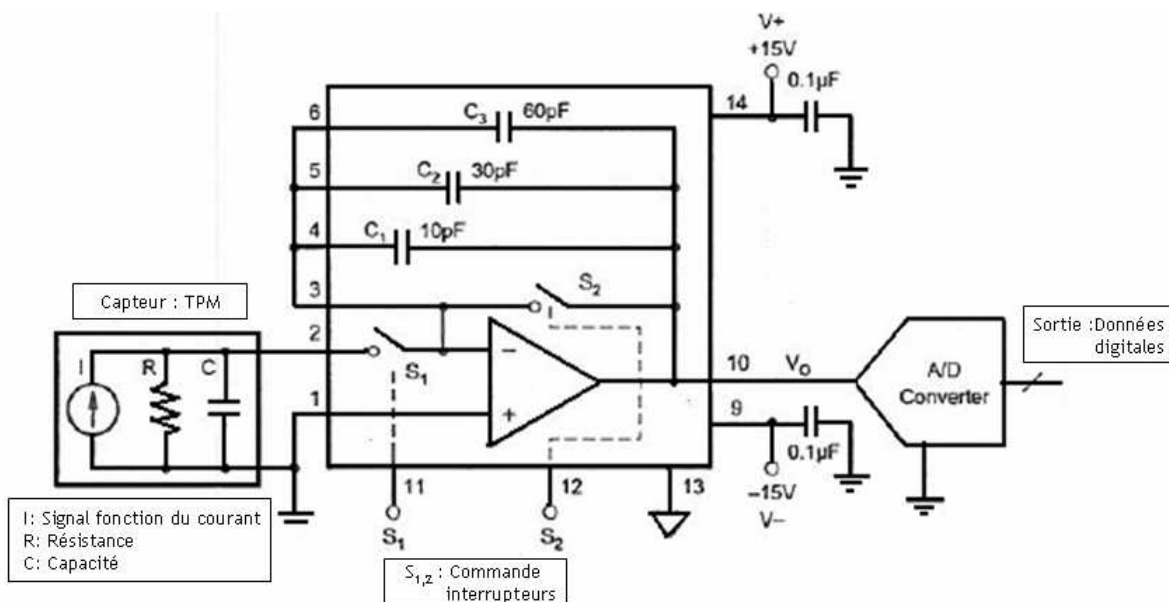


Figure 3.10. Schéma électronique de l'électromètre IVC 102U de chez Texas Instrument.

Le schéma électronique ci-dessus présente le système d'acquisition de la charge collectée. Le capteur de mesure (tube photomultiplicateur) est représenté par un générateur de courant (I), sa résistance et sa capacité de sortie (respectivement R et C). L'électromètre est constitué d'un

amplificateur opérationnel bouclé sur une capacité de valeur variable (C_1 , C_2 ou C_3) (10 pF dans notre cas), le tout est commandé par deux interrupteurs (S_1 et S_2). Ces interrupteurs fonctionnent par des signaux TTL (signaux logique de 0 ou 5 V). Le premier interrupteur (signal de commande S_1), sert à transférer la charge du tube photomultiplicateur à la capacité de l'électromètre, c'est l'intégration de la mesure. Le deuxième (signal de commande S_2) intervient pour vider la capacité une fois que celle-ci a été lue. Ainsi la capacité est rendue disponible pour une autre intégration de la mesure.

Les mesures étant effectuées en continu du démarrage à l'arrêt du système, lors de la lecture au bout de chaque période de mesure (S_1 ouvert), les charges sont accumulées dans la capacité C du capteur. Ainsi, il n'y a pas de perte d'information, autrement dit notre système n'est pas paralysé par le temps mort. Le fonctionnement des interrupteurs pour l'acquisition de la mesure est décrit au paragraphe suivant.

3.2.2. Module d'alimentation



Figure 3.11. Module d'alimentation avec la carte de génération de signaux logiques TTL.

Dans le deuxième module (figure 3.11), sont disposées trois alimentations de basse tension (5 V, 12 V et 24 V) et l'alimentation haute tension (1 kV) des photomultiplicateurs. L'alimentation 5 V sert à la conformation des signaux logiques TTL (0 ou 5 V) de commande des électromètres. Cela permet de mettre en forme les signaux et synchroniser des voies de mesure afin qu'il n'y ait pas de délai de transmission des signaux de commande et de lecture. L'alimentation 12 V permet le fonctionnement de l'électronique basse tension (électromètres, conformateurs, routeurs et monostables). Enfin celle de 24 V sert à piloter l'alimentation haute tension.

Les cartes National Instruments ne possèdent que deux sorties TTL, or, pour notre application, trois étaient nécessaires : deux pour les signaux de commande (S_1 et S_2) et une pour le déclenchement de la lecture de la mesure. Nous avons alors conçu au LPC Caen, une carte électronique qui réalise les deux signaux de commande et le signal de lecture par l'intermédiaire de

monostables et de circuits analogiques Résistance-Capacité. La lecture de la mesure est alors réalisée suivant le chronogramme de la figure 3.12.

Le signal *Déclenchement* est réalisé par le programme informatique LabWindows. Il est généré toutes les 20 μs et permet de synchroniser les signaux S_1 , S_2 et *Lecture*.

Le fonctionnement est le suivant : la charge du tube photomultiplicateur est transférée vers l'électromètre lorsque S_1 est à l'état « bas ». Quand l'interrupteur S_1 s'ouvre (signal à l'état « haut »), la capacité (C_1) de l'électromètre intègre le signal de mesure des photomultiplicateurs. Une fois C_1 chargée, le signal *Lecture* passe au niveau logique haut qui déclenche la conversion analogique/numérique des données et l'enregistrement de la mesure par le programme informatique. Une fois l'enregistrement de la mesure effectué, la capacité est court-circuitée quand le signal de commande de l'interrupteur S_2 passe au niveau logique bas. La capacité C_1 est de nouveau prête pour une autre mesure.

Les alimentations de tension ont été dimensionnées pour alimenter les 4 modules de mesures du projet final.

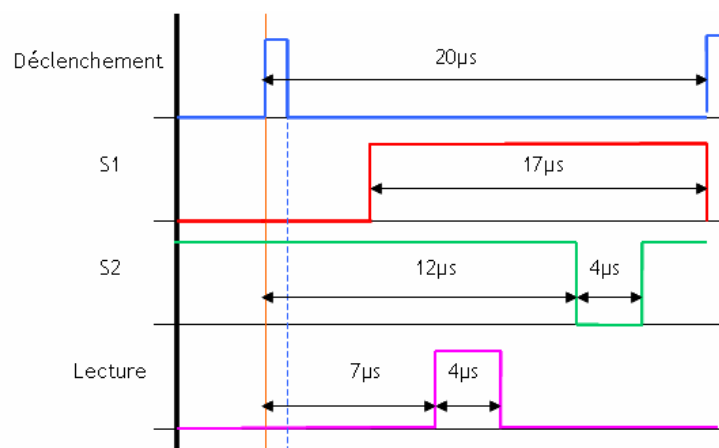


Figure 3.12. Chronogramme de la séquence de lecture des électromètres. Le signal *Déclenchement* est généré par le programme LabWindows, les signaux S_1 et S_2 commandent les interrupteurs 1 et 2 et le signal de *Lecture* déclenche l'enregistrement de la mesure par le programme.

3.2.3. Module d'acquisition

Pour gérer les acquisitions et les diverses commandes pour le fonctionnement du système, nous avons choisi la technologie développée par National Instruments et son logiciel LabWindows (LabWindows-CVI 8.5.1, National Instruments France, Nanterre, France). Un boîtier PXI fait l'interface entre les modules d'alimentation et de mesure et l'ordinateur (carte PCI), il contient deux cartes. L'une sert pour la gestion du *slow control* (carte PXI-6230), c'est-à-dire le contrôle des tâches de fond comme la gestion du courant et des tensions d'alimentation. La seconde carte (carte PXI-6143) est utilisée pour gérer les acquisitions et les signaux de commandes rapides.

Le logiciel LabWindows a permis de créer une interface graphique conviviale donnant accès au contrôle de l'alimentation des tubes photomultiplicateurs et permettant de générer les interruptions nécessaires à l'acquisition ainsi qu'au traitement de la mesure.

Actuellement, il n'existe pas d'installation automatique du logiciel, le code source est compilé sous LabWindows à chaque utilisation.

3.2.3.1. Lancement du logiciel

Lors du lancement du logiciel la fenêtre du panneau principal apparaît (figure 3.13). Le panneau principal permet d'accéder aux commandes concernant la gestion de la haute tension et le lancement de l'acquisition.

L'utilisateur fixe la consigne pour la tension d'alimentation des tubes photomultiplicateurs, entre 0 et 1000 V, typiquement leur tension de fonctionnement est de 900 V. Un interrupteur (*On/Off*) permet d'activer cette haute tension et deux indicateurs de mesure (*Tension* et *Courant*) permettent de contrôler le bon fonctionnement de celle-ci. Un voyant lumineux rouge indique l'état de la haute tension et alerte ainsi l'utilisateur du danger à manipuler les boîtiers de mesure et d'alimentation alors qu'ils sont en fonctionnement.

Le panneau principal permet également de lancer l'acquisition des données (*Start/Stop*). Lorsque le bouton *Start* est pressé (il apparaît en sous-impresion), l'acquisition est lancée sur toutes les voies de mesures simultanément.



Figure 3.13. Panneau principal de l'interface graphique réalisée à l'aide du logiciel Labwindows.

Plusieurs menus sont accessibles à partir du panneau principal : l'onglet « File », qui permet de sauvegarder ou quitter l'application ; les onglets « Haute Tension », « Mesure » et « Dosimétrie » sont également disponibles.

L'onglet « Haute Tension » permet d'accéder à l'historique de la tension appliquée aux tubes photomultiplicateurs. L'utilisateur peut ainsi suivre la consommation de courant des TPMs et

l'évolution de la tension appliquée à ces derniers en fonction de la consigne qui a été choisie (figure 3.14).

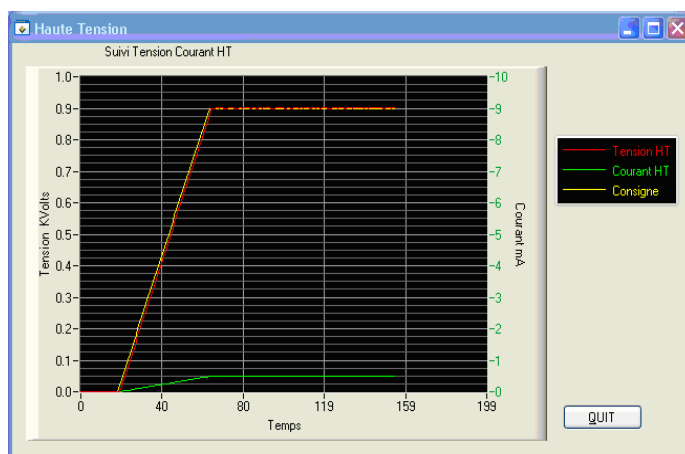


Figure 3.14. Panneau de contrôle de la haute tension. L'axe des abscisses représente le temps et l'axe des ordonnées représente la tension des tubes photomultiplicateurs en kVolts.

L'onglet « Mesure » permet ensuite d'accéder à la visualisation des données brutes issues d'une voie de mesure (figure 3.15), équivalente à la visualisation qui serait obtenue avec un oscilloscope. Chaque point de ce graphique représente le codage en amplitude de la quantité de signal lumineux provenant du scintillateur accumulée durant $20 \mu\text{s}$. Mille points étant représentés, l'axe complet représente 20 ms de mesure (vitesse 1 canal par $20 \mu\text{s}$).

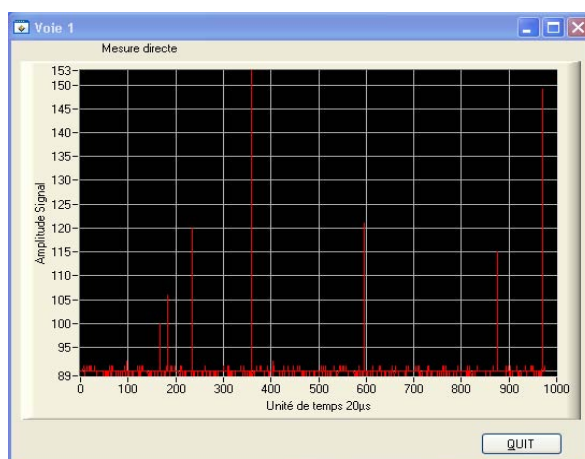


Figure 3.15. Panneau de visualisation des données brutes. L'axe des abscisses représente les mille dernières mesures acquises et l'axe des ordonnées représente l'amplitude de ces mesures.

3.2.3.2. Dose et histogramme de mesure

L'onglet « Dosimétrie » donne accès à l'histogramme de mesure et à la dose mesurée en fonction de la voie sélectionnée. Il fait apparaître une fenêtre composée de plusieurs éléments

(figure 3.16). La partie affichage graphique des histogrammes de mesure est située au centre de la fenêtre. La partie concernant le paramétrage de l'acquisition de la voie sélectionnée est située à droite du graphique et enfin l'affichage des résultats apparaît sous le graphique.

- L'affichage graphique

Cet histogramme peut afficher la dose intégrée pendant le temps de mesure indiqué ou un histogramme de la dernière seconde de mesure représentant le débit de dose. Ce choix est réalisé par l'interrupteur *Dose/Débit*.

L'intensité lumineuse provenant du scintillateur est représentée sur l'axe des abscisses. Plus la lumière sera intense, plus la valeur du canal la représentant sera élevée. L'intensité lumineuse étant proportionnelle à l'énergie déposée par les particules, l'axe des abscisses est proportionnel à une énergie. De ce fait, si l'on somme le produit du nombre de coups par le numéro de canal, on obtient une quantité qui est proportionnelle à la dose déposée dans le volume sensible de détection. Autrement dit le graphique nous montre la construction de l'histogramme de dose et son intégrale est une image de la dose déposée dans le scintillateur.

La conversion des données pour l'affichage de l'histogramme de mesure s'opère sur 32768 canaux (15 bits suivant l'axe abscisse) entre 0 et 5 V. Ce qui représente une sensibilité de 150 μV par canal. Compte tenu de la capacité d'intégration (10 pF), la sensibilité du système vaut 1,5 fC/canaux soit un peu moins de 10^4 électrons par canal.

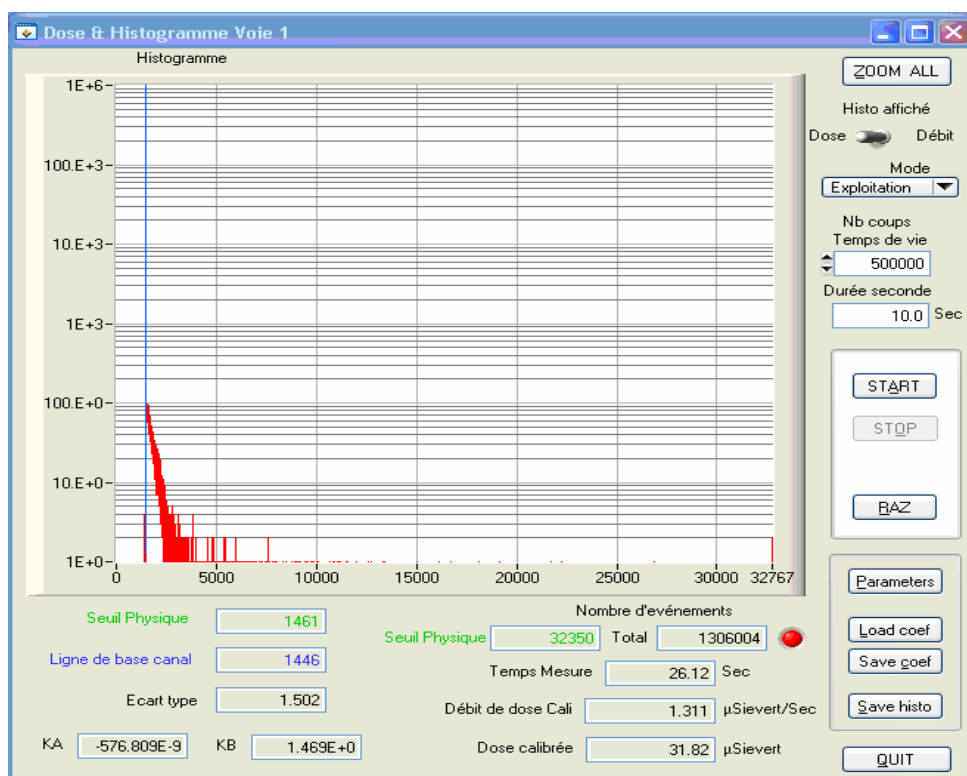


Figure 3.16. Panneau de visualisation de l’histogramme de dose. Sur le graphique est représentée l’acquisition d’un histogramme typique de bruit de fond. L’axe des abscisses représente le nombre de canaux pouvant servir au codage (proportionnel à l’énergie déposée) et l’axe des ordonnées représente l’amplitude du signal lumineux mesuré.

- Configuration de l’acquisition

Après avoir choisi le mode d’affichage des données (*Dose* ou *Débit*), l’utilisateur doit sélectionner le mode de traitement à appliquer aux données : « Etalonnage » du zéro de dose, « Calibration » de la mesure de dose ou le mode « Exploitation ».

Le mode « **Etalonnage** » permet de déterminer les canaux correspondant au zéro électronique et de faire une acquisition du bruit de mesure. Le signal obtenu avec ce mode sans source radioactive est composé de deux parties (figure 3.17). Un pic centré autour du canal 1500, est constitué du niveau d’offset introduit par l’électromètre et les autres composants électroniques de la voie de mesure combiné au courant de fuite du tube photomultiplicateur. C’est ce que nous avons appelé lors de la section précédente (section 3.1.1.2) le zéro électronique. Les impulsions situées à droite du pic (figure 3.17), correspondent au bruit d’obscurité issu du tube photomultiplicateur additionné au bruit radioactif ambiant. Ce bruit a pour origine la libération, par suite de l’agitation thermique, d’électrons au niveau de la photocathode et la mesure de photoélectrons générés par les photons provenant d’éventuelles fuites optiques et/ou issus de la radioactivité ambiante (rayonnement cosmiques ou tellurique).

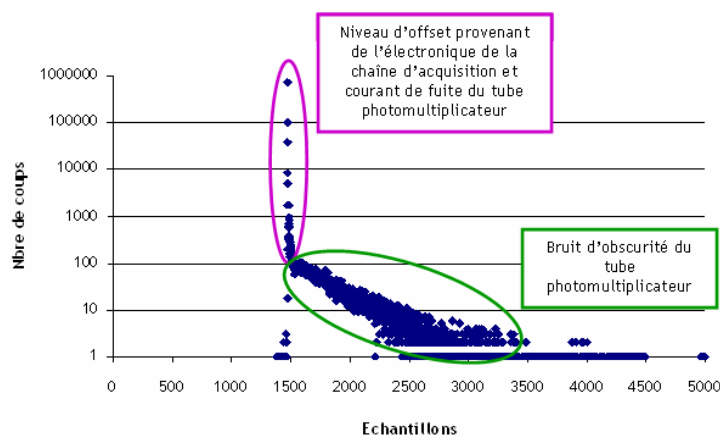


Figure 3.17. Histogramme représentant le zéro de dose composé du zéro électronique et du bruit de mesure.

En sélectionnant ce mode, une fonction recherche le canal le plus peuplé de l'histogramme qu'il signale par un curseur vertical bleu (figure 3.16 et 3.18). A partir de ce canal (≈ 1505), appelé aussi ligne de base, l'histogramme est parcouru vers le zéro à la recherche du canal dont le contenu est inférieur à la moitié de la valeur du canal le plus peuplé. On recherche ainsi la largeur à mi-hauteur du pic du zéro électronique. Une fenêtre de canaux est déterminée, centrée sur le canal le plus peuplé dont la largeur est de dix fois la largeur à mi-hauteur. C'est sur cette fenêtre que le calcul de la déviation standard ou écart type est effectué.

L'onglet « Calibration » a servi lors de la phase de développement et de test du système dosimétrique. Une fois la détermination du bruit ambiant réalisée, ce mode permet de calculer la droite d'étalonnage du détecteur, à partir d'une source de rayonnement connue. Cette partie fait intervenir la fenêtre de réglage des *Paramètres* permettant de définir le débit de dose de la source de rayonnement de référence utilisée en μSv . La fenêtre des paramètres permet également de définir le seuil à partir duquel est réalisée l'intégrale de l'histogramme pour la détermination de la dose. Ce seuil d'intégration est calculé à partir de la ligne de base déterminée lors de l'étape « Etalonnage » et d'un certain nombre de fois l'écart type associé (typiquement fixé à 30 afin de ne pas prendre en compte les canaux appartenant au zéro électronique). Uniquement les données situées après le seuil d'intégration serviront au calcul de la dose. Un curseur vertical vert indique la position du seuil d'intégration de la dose (figure 3.18).

Néanmoins, comme il sera détaillé au chapitre 4, cette étape « Calibration », n'est plus utilisée. En effet, suite à l'étalonnage en conditions métrologiques du prototype, il n'est plus nécessaire de procéder par cette étape avant de réaliser des mesures de dose.

Une fois la droite d'étalonnage déterminée par son ordonnée à l'origine (k_B) et son coefficient directeur (k_A), l'utilisation du système de dosimétrie se fait en sélectionnant l'onglet « Exploitation ». Le seuil d'intégration devient l'origine de l'histogramme et l'intégrale de ce dernier est directement le résultat de la mesure du débit de dose ou de la dose cumulée au cours du temps d'acquisition dans 6 cm^3 de plastique scintillant.

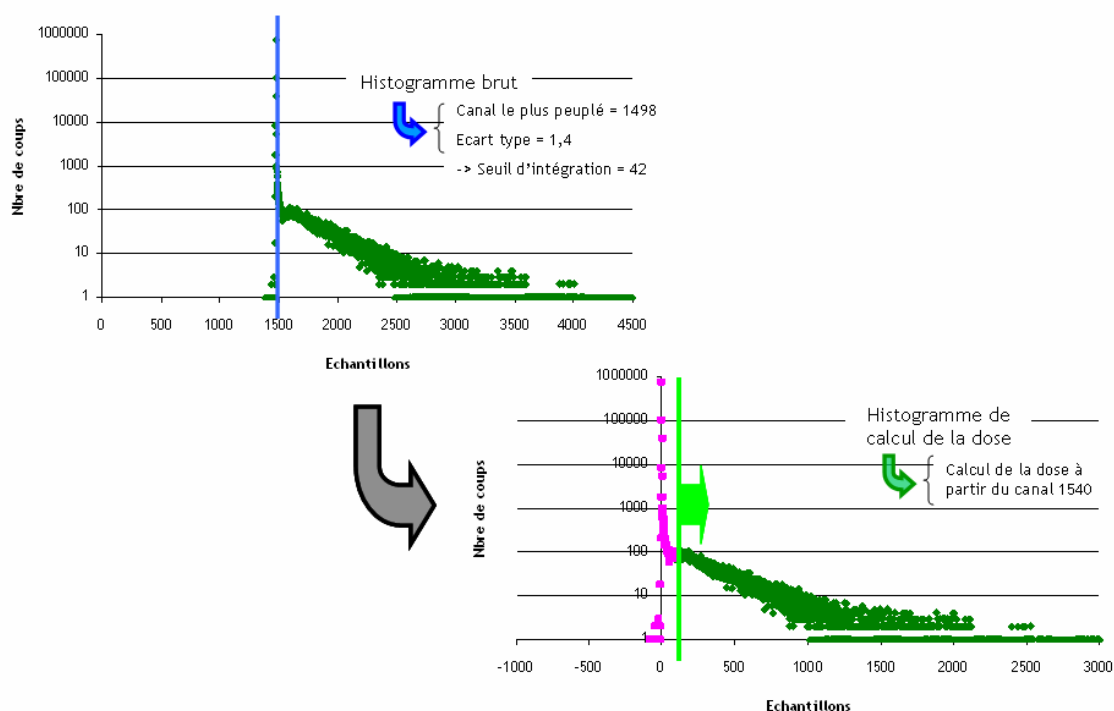


Figure 3.18. Méthode de calcul de la dose.

Le dernier paramètre à régler avant d'effectuer une mesure concerne le temps d'acquisition. Il peut être défini soit directement en indiquant une durée en secondes, soit en spécifiant le nombre de points (ou coups) que l'on souhaite dans l'histogramme, sachant qu'un point est acquis toutes les 20 μs (50000 points par seconde).

La construction de l'histogramme de la voie sélectionnée est lancée à l'aide du bouton *Start*. Une fois terminé, il est possible de sauvegarder l'histogramme de mesure, charger ou sauvegarder les coefficients d'étalonnage ou tout effacer (bouton *Raz*).

- L'affichage des résultats

Au niveau de la partie inférieure de la fenêtre dosimétrie (figure 3.16), sont récapitulés les principaux résultats. Ainsi, le temps de mesure effectif, l'écart type du zéro électronique, les coefficients d'étalonnage, le seuil d'intégration, la ligne de base et les résultats de la mesure du débit de dose (en $\mu\text{Sv}\cdot\text{s}^{-1}$) et de la dose cumulée (en μSv) sont aisément accessibles.

Cette partie a permis de présenter les travaux de construction, réalisés au LPC Caen, qui ont abouti au prototype du système de dosimétrie. Une fois le prototype achevé, des tests destinés à maîtriser le comportement de l'outil de mesure ont été entrepris. Ils sont décrits dans la partie ci-après.

3.3. Premières mesures de la chaîne d'acquisition

Les premières mesures qui ont été réalisées, avant la caractérisation complète en conditions métrologiques (chapitre 4), avaient pour objectif la caractérisation du tube photomultiplicateur. Pour ce faire, nous disposions du module de détection et du module d'alimentation ainsi que d'une version incomplète du programme LabWindows permettant uniquement d'enregistrer les histogrammes de mesure et de gérer la haute tension d'alimentation des TPM. La caractérisation a été réalisée à l'aide d'une source de lumière d'intensité variable. L'intérêt était de comprendre la forme du spectre de lumière mesuré afin d'identifier d'éventuelles sources de bruit qui viendraient s'ajouter à la mesure de la lumière ainsi que de vérifier la proportionnalité du signal avec l'intensité de lumière incidente.

La mesure de la lumière au travers de notre dispositif est régie par la loi de Poisson ou loi normale pour les événements rares. Voici un rappel de cette loi : sur une période, un événement arrive en moyenne λ fois. La probabilité pour que l'événement arrive k fois au cours de la période (k étant entier) est :

$$P(k, \lambda) = e^{-\lambda} \cdot \frac{\lambda^k}{k!} \quad (\text{Eq. 3.12.})$$

Appliqué à l'histogramme de mesure de notre dispositif de détection, cela signifie que ce dernier est constitué d'un nombre moyen de λ photoélectrons inconnu et que sa forme répond à la convolution d'une infinité d'histogrammes de k photons détectés pondérés par leur probabilité de Poisson.

Nous avons alors réalisé une analyse des spectres de mesure de la lumière afin de valider notre chaîne d'acquisition de données. La réalisation d'un ajustement suivant la loi de Poisson ne peut être faite qu'à partir d'une base d'histogrammes théoriques de lumière régis par la même loi de probabilité. Pour créer cette base d'histogrammes, il nous faut obtenir la probabilité du signal de mesure d'un photon unique. Ainsi, par tirage Monte Carlo, on peut produire les histogrammes théoriques résultant de la détection d'un nombre voulu de photoélectrons. Puis, en convoluant ces histogrammes, on peut construire n'importe quel histogramme régi par une loi de Poisson.

La méthode pour l'obtention du signal représentant la détection d'un photon est la même que celle que nous avons utilisé lors de l'étude pour l'estimation de la collection de lumière (section 3.1.1.2).

3.3.1. Caractérisation du signal de mesure

Nous avons acquis, comme décrit précédemment (section 3.1.1.2), le signal que provoquerait l'interaction d'un photon lumineux sur la photocathode du tube photomultiplicateur pour une tension de 900 V, la mesure est effectuée dans le noir.

Lors de cette acquisition, ont également été enregistrés les canaux contenant le zéro électronique qu'il faut soustraire au signal représentant l'interaction d'un photon. Ce signal a été

obtenu par une acquisition réalisée avec une tension d'alimentation des tubes photomultiplicateurs inférieure à la tension de fonctionnement normale (400 V).

Nous avons soustrait le zéro électronique, afin d'éliminer l'offset de tension lié au courant de fuite de l'électromètre et au bruit thermique du tube photomultiplicateur, pour obtenir uniquement la déviation provoquée par la détection d'un photoélectron (figure 3.19).

Nous avons ensuite lissé le signal de photon unique par une moyenne périodique (figure 3.20), afin de pouvoir l'utiliser dans notre étude et obtenir la densité de probabilité correspondante (figure 3.21).

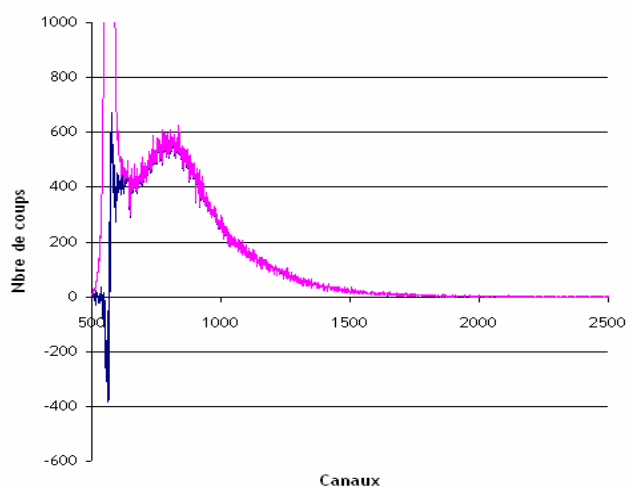


Figure 3.19. Signal de mesure total obtenu pour un photoélectron amplifié dans le TPM (en rose). La courbe bleue représente ce signal après soustraction du zéro électronique.

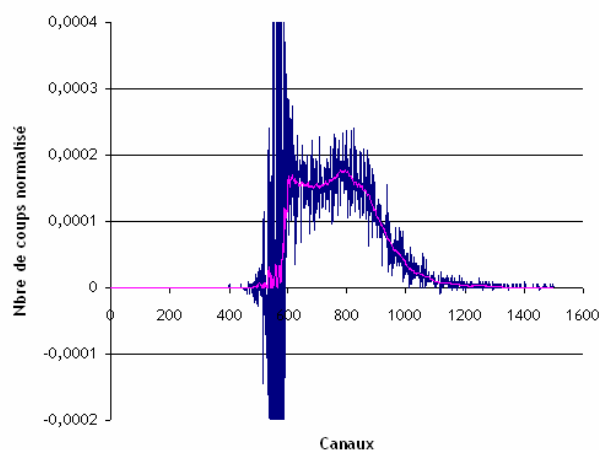


Figure 3.20. Histogramme de mesure du signal de photon unique. En rose, le signal lissé. L'histogramme est normalisé par rapport au nombre total d'événements enregistrés.

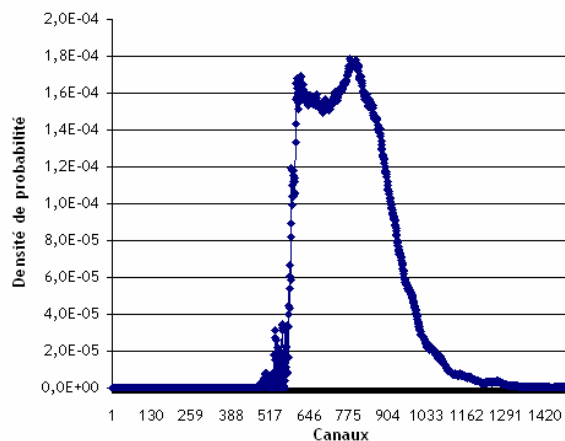


Figure 3.21. Histogramme de mesure du photon unique réalisé avec le photomultiplicateur de la voie 1.

On intègre ensuite la densité de probabilité du signal d'un photon, pour obtenir la probabilité correspondante comprise entre 0 et 1 (figure 3.22). Celle-ci sera utilisée par la suite pour réaliser les histogrammes théoriques de plusieurs photons arrivant sur la photocathode.

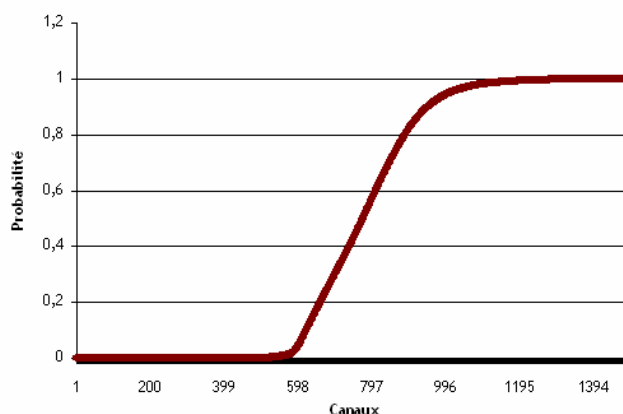


Figure 3.22. Probabilité du signal de photon unique. Après avoir fait un tirage aléatoire entre 0 et 1, on regarde le canal correspondant à cette probabilité. On construit alors par incrémentation successive un nouvel histogramme.

Au moyen d'une source de lumière visible d'intensité réglable, nous avons réalisé par la suite l'acquisition de 17 histogrammes différents (figure 3.23), en augmentant graduellement la quantité de lumière avec une statistique suffisante pour avoir des histogrammes représentatifs et dans des temps similaires pour qu'ils soient comparables. Ces histogrammes ont ensuite été normalisés en nombre de coups afin de pouvoir les comparer.

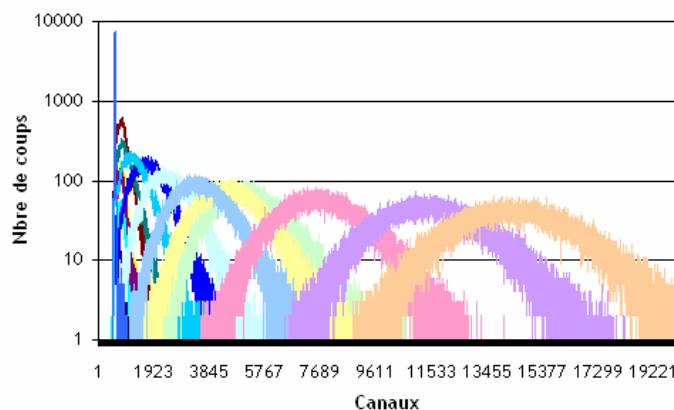


Figure 3.23. Histogrammes de mesure de lumière pour plusieurs intensités.

L'objectif était de vérifier que chaque histogramme de mesure correspondait bien à une mesure de quantité de lumière. Nous avons alors généré une base de 100 histogrammes théoriques, contenant de 1 à 100 photons par histogramme, par tirage Monte Carlo sur la probabilité du signal de photon unique (figure 3.22). Les histogrammes théoriques de Poisson en fonction du nombre de photons par spectre sont représentés figure 3.24.

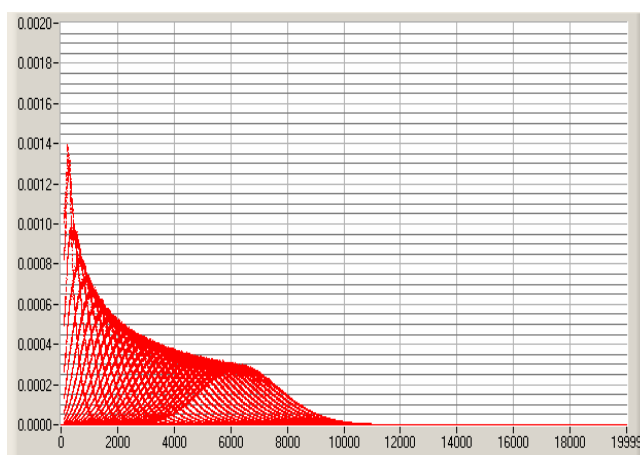


Figure 3.24. Les trente premiers histogrammes théoriques de lumière régis par la loi de Poisson.

Afin de vérifier si les histogrammes expérimentaux suivaient bien la loi des évènements rares, nous avons réalisé une fonction qui calcule la probabilité de Poisson de chacun, ($P(k, \lambda)$). Pour le calcul de λ , le canal de fin du zéro électronique et le canal de fin du signal d'un photon ont été utilisés (déterminés a priori par l'expérience, respectivement aux canaux 565 et 780). La moyenne de chaque histogramme a ensuite été calculée :

$$moyenne = \frac{\sum_{i=0}^n x_i \cdot N_i}{\sum_{i=0}^n N_i} . \quad (\text{Eq. 3.13.})$$

Avec x_i les numéros des canaux et N_i la hauteur du canal i . Puis, afin d'obtenir le nombre de photons contenu dans l'histogramme, la *moyenne* est divisée par le nombre de canaux qu'occupe un photon (*i.e.* $780-565=215$).

Une fois λ déterminée pour chaque histogramme et afin d'ajuster les histogrammes avec la loi de Poisson, nous avons utilisé une fonction disponible dans les outils de LabWindows qui utilise l'algorithme de Levenberg-Marquardt pour déterminer les coefficients de moindres carrés offrant le meilleur ajustement entre les données d'entrée et le modèle non-linéaire. Cette fonction retourne en sortie un tableau de données correspondant à la fonction ajustée ainsi que l'erreur associée. On peut alors réaliser l'ajustement de chaque histogramme de mesure avec les histogrammes théoriques de Poisson et ainsi obtenir des histogrammes expérimentaux le nombre de photons ayant contribué à leur formation.

Nous avons ensuite réalisé une fonction qui, pour chaque histogramme de la base réalise la multiplication par la probabilité de Poisson puis effectue la convolution des 100 histogrammes. Notre programme permet d'afficher sur un graphique les histogrammes expérimentaux et leur ajustement poissonnien correspondant.

Nous avons limité notre base d'histogrammes théoriques à 100, représentant la mesure de 1 à 100 photons, car étant donné les faibles quantités de lumière qui vont être mesurées, la détection de 100 photons arrivant simultanément sur la photocathode devrait être exceptionnelle.

On remarque sur la figure 3.25, que l'ajustement de Poisson reproduit correctement la trace du spectre expérimental. Cette constatation vaut pour tous les histogrammes de mesures que l'on a réalisés (représentés sur la figure 3.23).

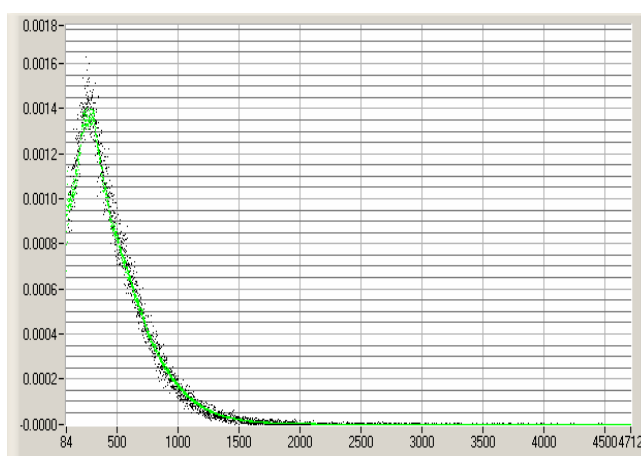


Figure 3.25. Exemple d'ajustement d'un histogramme de mesure (noir) par la loi de Poisson (vert).

On peut de ce fait déduire que notre système mesure bien une quantité de lumière et que celle-ci est très peu bruitée hormis des problèmes autour du zéro électronique liés à des problèmes de compatibilité électromagnétique (figure section suivante 3.27).

Afin de mieux comprendre la méthode de construction de l'ajustement de Poisson, un exemple va être détaillé : un histogramme contenant une moyenne, λ , de 1,58 photons (figure 3.26).

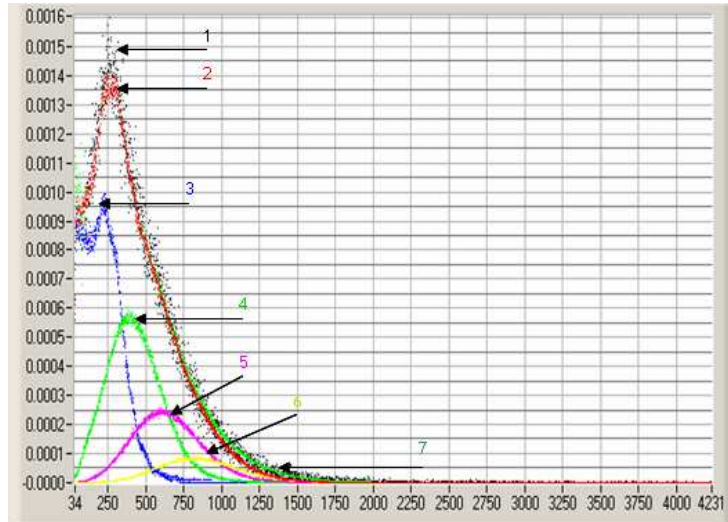


Figure 3.26. Construction de l'ajustement d'un histogramme de mesure par convolution de plusieurs histogrammes théoriques régis par la loi de Poisson.

Sur la figure 3.26, sont représentés : l'histogramme expérimental (1) et son ajustement par la loi de Poisson qui permet d'obtenir λ (7), ainsi que les histogrammes théoriques de Poisson (avec $\lambda = 1,58$) de un ($P(X = 1) = e^{-1.58} \cdot \frac{1.58^1}{1!}$) (3), de deux (4), de trois (5) et de quatre photons (6) ainsi que leur convolution (2). On remarque que les histogrammes représentant la convolution (2) et l'ajustement (7) sont très proches. La différence observée à partir du canal 1000 et jusqu'aux fréquences élevées est due au fait que pour plus de clarté nous avons effectué la convolution des quatre premiers histogrammes uniquement alors que l'ajustement est fait avec les cent histogrammes théoriques générés précédemment.

Il est intéressant de voir que la convolution des quatre premiers histogrammes de la base multipliés par leur loi de Poisson suffit à réaliser un ajustement correct de l'histogramme de mesure. En effet, les histogrammes théoriques contenant plus de quatre photoélectrons participent peu à la correcte réalisation de l'ajustement, cela signifie que la détection simultanée de plus de quatre photons interagissant au niveau de la photocathode des tubes photomultiplicateurs est un évènement rare. Notre système de détection est donc sensible à de très faibles quantités de lumière.

3.3.2. Caractérisation de la chaîne de mesure, première approche

Les premiers tests de la chaîne complète de mesure, comprenant le scintillateur et le toron de fibres optiques ont été réalisés en conditions non-métrologiques. Nous ne disposons pas, là encore, du programme LabWindows d'analyse final. Des tests en conditions métrologiques sont présentés dans le chapitre 4.

L'objectif de ces premiers tests était de vérifier la stationnarité du zéro électrique et la reproductibilité du bruit de mesure en l'absence de rayonnement (exemple sur la figure 3.27) ainsi que le comportement du détecteur face à des sources de faible activité et d'énergies différentes.

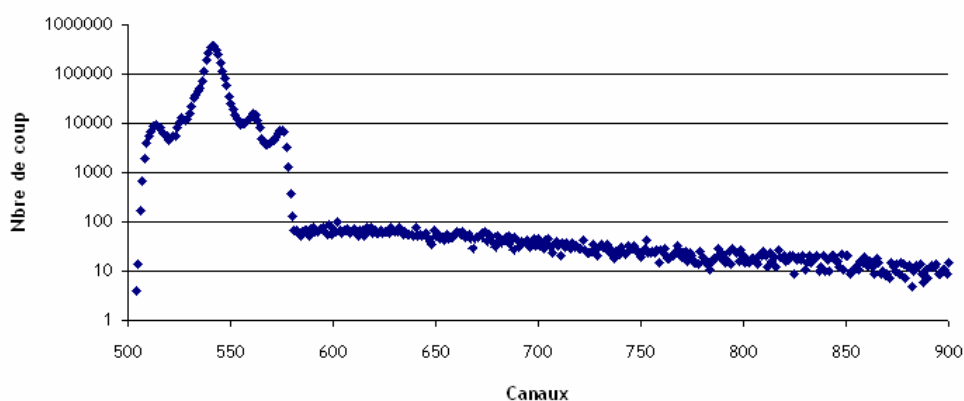


Figure 3.27. Exemple de mesure du bruit radioactif ambiant

3.3.2.1. Caractérisation du bruit de mesure

Étant donné le faible nombre de photons lumineux enregistrés au cours d'une acquisition, l'histogramme de mesure issu du système de détection est, pour l'essentiel, constitué de mesures nulles contribuant au zéro électronique (section 3.2.3.2, figure 3.17). Le rapport entre le nombre d'évènements contenus dans le pic du zéro électronique et le nombre d'évènements participant à l'information de dose peut varier d'un facteur 100 à 100000 en fonction du débit de dose. C'est pourquoi, avant de réaliser toute acquisition de données physiques liées à une source de rayonnement gamma, il est nécessaire de caractériser le comportement du détecteur en l'absence de source d'irradiation. Ce signal est composé du zéro électronique et du bruit de mesure (bruit thermique des tubes photomultiplicateurs additionné au bruit radioactif ambiant).

La stationnarité du zéro électronique est primordiale dans notre méthode d'analyse, car le calcul du seuil d'intégration de l'histogramme de mesure est effectué à la suite de l'étape d'étalonnage en l'absence de source, à partir de la largeur à mi-hauteur du pic du zéro électronique (section 3.2.3.2). Si la position du zéro électronique venait à varier au cours du temps, ne serait-ce que de quelques canaux, sans qu'un nouvel étalonnage du bruit soit réalisé, l'erreur sur l'estimation de la dose déposée dans le volume sensible pourrait devenir importante.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au temps nécessaire pour que le tube photomultiplicateur soit stable, c'est-à-dire le temps à partir duquel la réponse du TPM est

reproductible. C'est ce que nous appellerons le temps de stabilisation du système. Afin de l'évaluer, nous avons réalisé des mesures de la valeur efficace de bruit ambiant dans une des salles d'expérience du LPC CAEN. Cette valeur est une quantité de lumière exprimée en unités arbitraires, traduite en charge électrique et intégrée sur un temps de mesure, comprenant la radioactivité naturelle ajoutée au bruit thermique du tube photomultiplicateur et aux fuites optiques du système de détection.

Dans la salle d'expérience, comportant de grandes ouvertures vitrées, les conditions environnementales de l'expérience n'étaient pas maîtrisées. Les acquisitions, d'une durée de 1 minute, ont été réalisées dès la mise sous tension du système. Le temps entre les mesures a été évalué à 20-30 secondes correspondant au temps nécessaire à l'enregistrement de l'histogramme et au lancement d'une nouvelle acquisition.

Pour étudier la stabilité de la position du zéro électronique, le pic du zéro électronique (compris entre les canaux 525 et 560) des histogrammes de données a été ajusté à une courbe de Gauss afin de déterminer la position du canal contenant le maximum de coups (par exemple sur la figure 3.27, le maximum est situé autour du canal 540).

La figure 3.28 montre la valeur du pic du zéro électronique pour différentes mesures du bruit de fond acquise pendant une minute. On remarque que le canal maximal du zéro électronique est stable autour de la cinquantième mesure. Passées les 15 à 20 premières mesures (20 à 25 minutes de fonctionnement), moment où le canal du maximum tend à décroître, l'écart type de la position du canal est inférieur à 3 canaux.

Néanmoins, on observe que la position du pic du zéro électronique varie peu de l'établissement de la haute tension sur les tubes photomultiplicateurs à la stabilisation du système. L'écart maximal est de 5 canaux. Nous n'avons pas pu étudier les conséquences directes de ces variations sur la valeur efficace de bruit, car nous ne disposons pas encore de méthode de détermination automatique du seuil d'intégration.

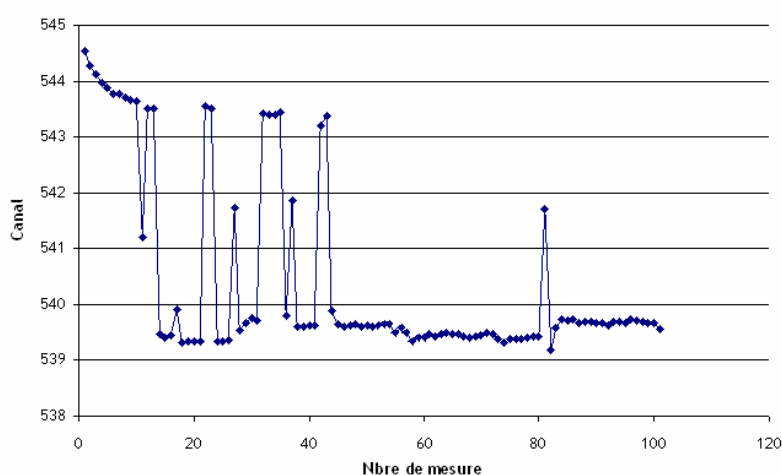


Figure 3.28. Variation du canal maximal du zéro électronique. L'axe des abscisses représente le nombre de mesure (de 1 minute chacune). L'axe des ordonnées représente le numéro du canal du pic du zéro électronique.

Cependant, la valeur efficace du bruit, correspondant à l'intégrale sous la courbe du bruit de fond sans le zéro électronique, a été calculée à partir de la détermination graphique du seuil d'intégration sur chaque histogramme de mesure. Pour le cas de la figure 3.27, par exemple, le canal d'intégration a été pris au canal 600, quelques canaux après le zéro électronique.

En calculant de cette manière la valeur efficace de bruit de chaque histogramme de mesure (figure 3.29), on remarque que les variations par rapport à la moyenne, de la vingtième mesure à la quatre-vingtième, ont été trouvées inférieures à 4 %.

Cependant, nous pouvons remarquer qu'au cours d'une même journée de mesure, le système diverge pendant les 20 à 30 premières minutes de fonctionnement (ce qui correspond dans ce graphique aux mesures de 0 à 25-35) puis se stabilise et diverge à nouveau à partir de la 80^{ième} mesure. Nous avons estimé que la première phase correspondait au temps de stabilisation du dispositif et était suffisante pour obtenir du système de détection une mesure stable et reproductible.

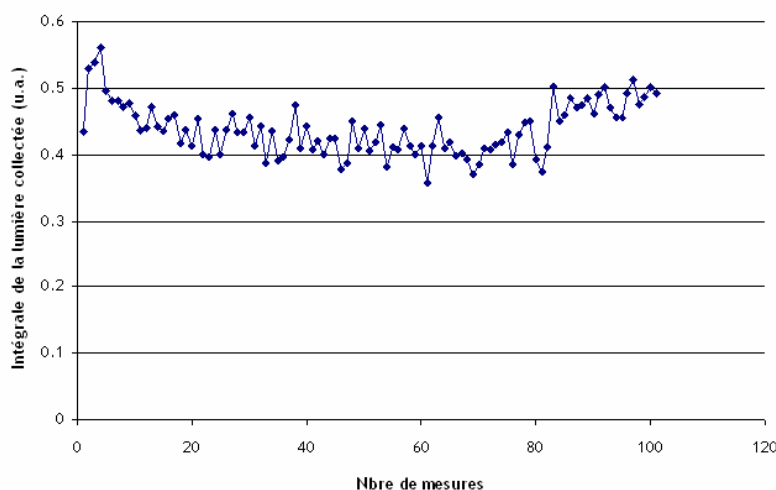


Figure 3.29. Intégrale du zéro de dose ou valeur efficace de bruit. Variation au cours d'une même journée. L'axe des abscisses représente le nombre de mesures et l'axe des ordonnées représente l'intégrale de l'histogramme de lumière collectée (unité arbitraire).

La divergence du signal de réponse, à partir de la 80^{ième} mesure (autour de 2 heures de fonctionnement), se traduit par une augmentation progressive de la valeur de l'intégrale de lumière. Ceci peut être imputable aux conditions environnementales, la température et la luminosité étant ni stables ni contrôlées dans la salle de mesure, ou à une dérive thermique de la réponse du tube photomultiplicateur. Cette réponse ne pourra être apportée que par des mesures effectuées en conditions métrologiques (chapitre 4, section 4.4.1.2). Il en est de même pour le temps de stabilisation du système.

Le comportement du système au cours de différents jours a également été étudié. Sur la figure 3.30, est représentée la valeur de l'intégrale du bruit de fond de plusieurs séries de mesure réalisées à des dates différentes.

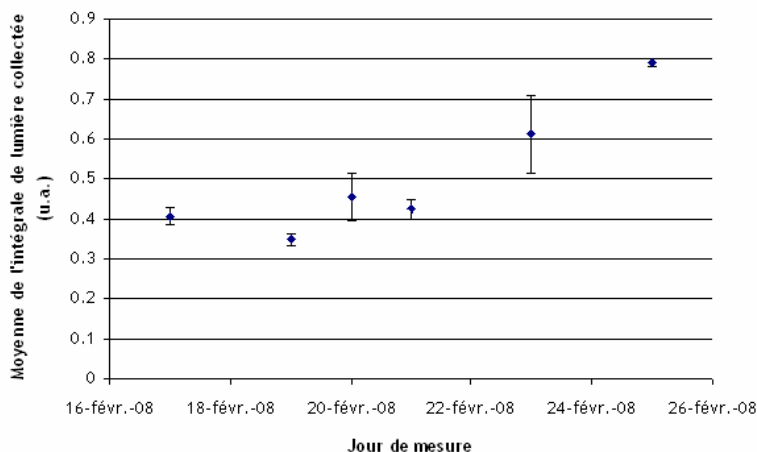


Figure 3.30. Moyenne et écart type de la lumière collectée pour 6 séries de 20 mesures réalisées à 6 jours différents. L'axe des abscisses représente les jours de mesure. Pour chaque série les 20 mesures ont été effectuées après stabilisation du système et avant la possible la dérive du bruit thermique.

Au vu des résultats de la figure 3.30, on remarque que la valeur de l'intégrale de bruit varie en fonction des jours de mesure, donc pour des conditions environnementales différentes. Cependant, il apparaît qu'au cours d'une même journée, les mesures (prises avant la dérive thermique des TPM) varient peu puisque l'écart type le plus important des 6 séries est inférieur à 10 % (tableau 3.1).

Tableau 3.1. Récapitulation des données présentées sur la figure 3.30.

| | Jours de mesure | | | | | |
|---|-----------------|-------------|-------------|-------------|-----------|-------------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Moyenne de l'intégrale de lumière du bruit de fond (u.a.) | 0,41 ± 0,02 | 0,35 ± 0,02 | 0,46 ± 0,06 | 0,42 ± 0,02 | 0,6 ± 0,1 | 0,79 ± 0,01 |

Nous n'avons pas quantifié le bruit pour de longues séries de mesures (supérieures à l'heure). Il apparaît alors important de contrôler la stabilité du zéro de dose au cours d'une journée complète de mesure (chapitre 4, section 4.4.1.2).

Dans le cas de séries de mesures réalisées à des jours différents, une acquisition de la valeur efficace de bruit est indispensable avant chaque mesure de source de rayonnement. Ainsi, il apparaît qu'un seuil d'intégration fixe, à partir duquel est déterminée la valeur efficace de bruit, n'est pas adapté.

3.3.2.2. Mesure de sources de rayonnement gamma

Les premières mesures tests ont été réalisées à l'aide de sources radioactives ponctuelles de très faibles activités disponibles au LPC Caen en conditions non-métrologiques (le débit de dose des sources n'était pas complètement maîtrisé). Par ailleurs, afin d'obtenir un débit de dose de l'ordre de $1 \mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$, les sources devaient être placées proche du scintillateur (entre 2 et 10 cm en fonction des sources). Si l'on tient compte des dimensions du volume sensible, 2 cm de diamètre, l'incertitude sur le débit de dose arrivant sur le scintillateur, lié au point d'interaction dans ce dernier, pouvait atteindre jusqu'à 50 %. Les différentes sources employées pour ces séries de mesure étaient : du césium ^{137}Cs ($7,34\cdot 10^4$ Bq), du cobalt ^{60}Co ($1,53\cdot 10^4$ Bq) et de l'américium ^{241}Am ($3,66\cdot 10^4$ Bq).

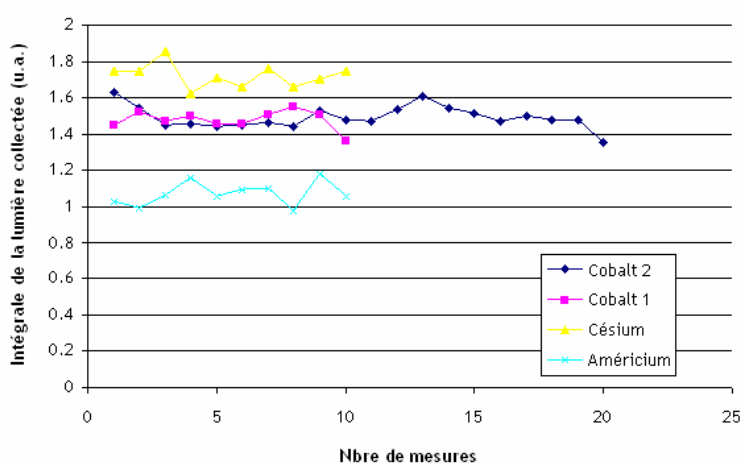


Figure 3.31. Intégrale de la lumière collectée produite par différentes sources radioactives. Le bruit de fond associé à chaque mesure a été soustrait. L'axe des abscisses représente le nombre de mesures et l'axe des ordonnées l'intégrale de la lumière collectée obtenue pour chaque mesure (en unités arbitraires).

Les résultats des intégrales de dose (avec la soustraction du bruit effectuée), pour des séries de mesures indépendantes réalisées avec les trois sources citées précédemment, sont présentés sur la figure 3.31. Toutes les séries de mesures ont été réalisées après 25 minutes de mise sous tension des tubes photomultiplicateurs, le système était alors considéré comme stabilisé.

Quatre séries de mesures ont été réalisées : deux avec la source de cobalt 60, une avec la source de césium 137 et une avec la source d'américium 241. Par ces expériences, nous voulions tester la reproductibilité de la mesure de sources de rayonnement ainsi que la réponse du système de détection face à des énergies différentes (^{241}Am : 14, 26 et 59 keV ; ^{60}Co : 1,17 et 1,33 MeV ; ^{137}Cs : 662 keV, 32 et 36 keV).

Deux séries de mesures indépendantes ont été réalisées avec la source de cobalt 60, suivant deux conditions environnementales différentes (expérience réalisée à une journée d'intervalle),

afin de vérifier si en effectuant la soustraction du bruit de fond, la quantité de lumière produite par la source de rayonnement restait inchangée.

Pour les quatre séries de mesures les écarts-types sont compris entre 5 et 7 %. Les valeurs des intégrales de dose sont : $1,49 \pm 0,09$ pour la première série de mesures au cobalt 60 (Cobalt 1) et $1,48 \pm 0,075$ pour la seconde (Cobalt 2). Cela a permis de vérifier la reproductibilité de la mesure d'une source de rayonnement à des jours différents.

En tenant compte de l'incertitude liée aux conditions expérimentales, les résultats obtenus pour les sources de cobalt 60 (Cobalt 1) et de césium 137 ($1,72 \pm 0,11$) peuvent être considérés compatibles avec un même débit de dose. Notons que le résultat obtenu avec la source de ^{137}Cs est supérieur de 15,4 % au Cobalt 1.

En revanche, les résultats obtenus avec la source d'américium 241 sont trop faibles pour correspondre au débit de dose attendu de $1 \mu\text{Sv.h}^{-1}$. L'émission gamma de cette source se situe dans la région de non-équivalence du scintillateur plastique au matériau équivalent-tissu (énergies inférieures à 140 keV, section 2.3.2.3). Cela pourrait expliquer, en plus de l'incertitude expérimentale, les différences entre les intégrales de lumière collectée obtenues pour l'américium 241 ($1,06 \pm 0,05$) et les résultats des autres sources.

Néanmoins, afin d'écarter toute autre origine pour cette différence, une dernière expérience a été réalisée afin de vérifier si la différence des intégrales de dose ne pouvait pas être liée à l'émissions β de ces radioéléments. On remarque par exemple, que le spectre d'émission β du ^{137}Cs possède une composante rapide (jusqu'à 900 keV) alors que ce n'est pas le cas pour le radioélément ^{60}Co (figure 3.32).

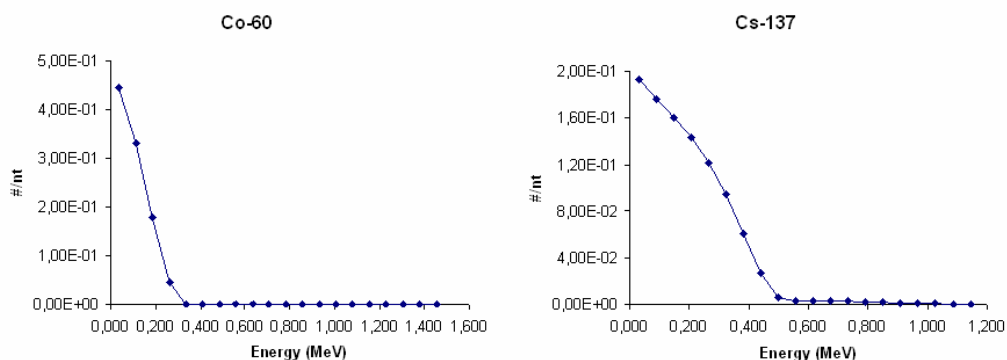


Figure 3.32. Spectre d'émission β (en unités arbitraires sur l'axe des ordonnées) des sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs . Les axes des abscisses représentent l'énergie des électrons.

Les électrons du ^{137}Cs ont un parcours dans l'air de 2,7 m et de 1,33 mm dans l'aluminium contre 0,4 mm pour ceux du ^{60}Co dans le même matériau. Ils traversent donc facilement de la couche de résine dans laquelle la source radioactive est enchâssée, et peuvent contribuer au dépôt de dose dans le volume sensible.

Des mesures ont alors été réalisées en intercalant une épaisseur de 1 mm puis de 1,5 mm d'aluminium (figure 3.33). Les résultats montrent que la valeur moyenne de l'intégrale de dose de

cobalt 60 reste quasiment inchangée : $1,46 \pm 0,07$ pour 1 mm d'aluminium et $1,42 \pm 0,11$ pour 1,5 mm d'aluminium. Ce qui confirme le fait que les deux épaisseurs d'aluminium sont suffisantes pour arrêter les électrons du ^{60}Co .

En revanche, pour le césium les résultats sont de : $1,73 \pm 0,05$ pour 1 mm d'aluminium et $1,64 \pm 0,07$ pour 1,5 mm d'aluminium. Il y a donc une contribution des électrons à la dose avec la source de césium mais celle-ci n'est pas suffisante pour expliquer la surestimation de 12,3 % entre les résultats obtenus pour ^{137}Cs et ceux du ^{60}Co . Il faut également préciser que les composantes X de basses énergies du ^{137}Cs , notamment celle à 32 keV, n'ont pas été prises en compte dans le calcul du débit de dose, et peuvent donc être source d'une partie de la surestimation.

Il apparaît que les conditions expérimentales concernant le positionnement manuel des sources, ainsi que les incertitudes sur les débits de dose et celles liées aux conditions environnementales, représentent trop de paramètres non maîtrisés pour pouvoir conclure à propos de la différence de l'intégrale de dose trouvée entre le ^{137}Cs et le ^{60}Co . Des mesures réalisées en conditions métrologiques, devront ainsi nous permettre d'identifier les sources d'erreur.

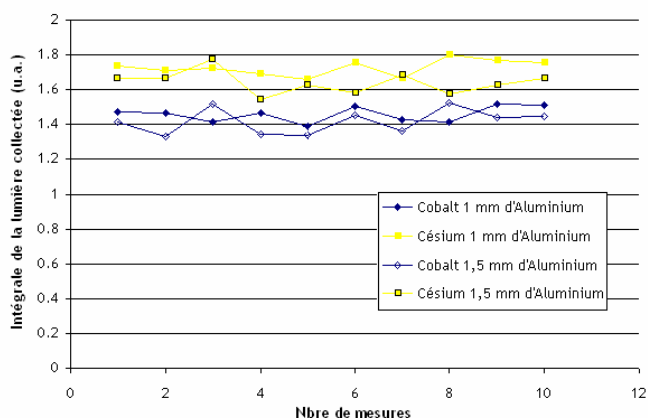


Figure 3.33. Intégrale de la lumière collectée produite par les sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs pour différents épaisseurs d'aluminium. La valeur efficace de bruit associée à chaque mesure a été soustraite.

3.4. Conclusion

Au cours de ce chapitre ont été exposées les études qui ont conduit à la détermination du volume sensible de détection qui est utilisé dans notre prototype de système dosimétrique (SYDO). Ce volume, de 6 cm^3 , est le résultat d'un compromis entre la détection des photons gamma et la collection des photons lumineux (photons dans le domaine de l'ultra violet) au niveau du tube photomultiplicateur. En effet, nous avons mis en évidence, par des études théoriques et expérimentales, les faibles quantités de lumière qui vont être mises en jeu pour l'estimation de la dose absorbée pour les débits rencontrés aux postes de travail (autour du $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$). Ainsi, nous avons

démontré l'impossibilité d'utiliser un shutter optique (induisant trop de pertes par transmission) pour le contrôle régulier de la stabilité du zéro de dose. La mesure de faibles quantités de lumière laisse augurer la possibilité de réaliser des mesures spectrométriques pour la construction des histogrammes de mesure de dose. Effectivement, si le nombre de photons arrivant sur la photocathode par intervalle de temps de 20 μ s (période d'intégration de la mesure) est faible, alors l'énergie correspondant à cette quantité de lumière pourrait être clairement définie, ce qui permet d'envisager un étalonnage en énergie de l'axe des abscisses des histogrammes de mesure ainsi que l'éventualité d'une correction de la non-équivalence au tissu-mou du scintillateur.

La collaboration entre le LPC Caen et l'IRSN (août 2007 à mars 2008) a ainsi abouti à la réalisation d'un prototype de système de détection. La description complète du prototype ainsi que les premières mesures réalisées avec la chaîne d'instrumentation associée ont également été présentées dans ce chapitre.

Ce prototype est adapté à la détection de faibles débits de dose sur une large gamme en énergie et a été conçu en tenant compte du cahier de charges établi par l'IRSN.

Il est composé d'un scintillateur en vinyltoluène de 6 cm³ relié à un tube photomultiplicateur à bas bruit thermique par un toron de fibres optiques. Un programme de gestion du système de détection, d'acquisition et d'analyse de la mesure a également été développé à l'aide du logiciel LabWindows.

Les premières mesures tests ont montré une bonne reproductibilité de la réponse une fois le temps de stabilisation des tubes photomultiplicateurs établi, au cours d'une même journée mais aussi pour des conditions environnementales de mesures différentes, à condition d'évaluer précisément le bruit de mesure et de le soustraire à chaque acquisition. Cependant, il apparaît également que pour une longue période de fonctionnement les tubes photomultiplicateurs perdent de leur stabilité et commencent à dériver (augmentation de la réponse). La cause de cette dérive (dérive thermique ou influence des conditions ambiantes) ne pourra être établie qu'à partir de mesures réalisées en conditions stables et contrôlées.

Plusieurs mesures réalisées avec des sources radioactives ont permis de confirmer une sous-réponse pour les faibles énergies (< 140 keV). Cette sous réponse est certainement liée au problème de non-équivalence au tissu-mou du scintillateur plastique à basse énergie, néanmoins, cette source d'erreur n'a pas pu être quantifiée car ces tests n'ont pas été réalisés en conditions métrologiques, et d'autres paramètres non-contrôlés ont également contribué à l'erreur sur la mesure.

Des tests en conditions métrologiques ont été effectués à l'IRSN afin de caractériser précisément le fonctionnement du détecteur. Ces tests avaient pour objectif, entre autre, de définir le comportement du détecteur pour chaque gamme d'énergie (fluorescence X pour les énergies de 40,1 keV à 75 keV, filtration X de 87 et 100 keV puis par sources gamma de ¹³⁷Cs et de ⁶⁰Co) afin de réaliser une caractérisation de la réponse du détecteur pour plusieurs énergies et ainsi permettre une correction de la dose due à la non-équivalence tissu-mou du scintillateur plastique.

Chapitre 4 : Caractérisation du prototype du SYstème de DOsimétrie par scintillation (SYDO)

"Si vous pouvez mesurer ce dont vous parlez, et l'exprimer par un nombre, alors vous connaissez quelque chose de votre sujet. Si vous ne le pouvez, votre connaissance est d'une bien pauvre espèce et bien incertaine." (Lord Kelvin¹)

La conception du prototype du système de dosimétrie par scintillation (SYDO), réalisée en collaboration avec le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, a été présentée au chapitre précédent. Les premiers tests réalisés en conditions non-métrologiques ont montré la reproductibilité de la réponse, une fois la réponse du tube photomultiplicateur stabilisée. Les premières mesures réalisées avec des sources radioactives de différentes énergies ont également mis en évidence le problème lié à la non-équivalence du scintillateur plastique par rapport au tissu-mou du corps humain pour les faibles énergies.

Dans la première partie de ce chapitre nous faisons un rappel concernant la réalisation d'une mesure et quelles sont les incertitudes qui y sont associées. La deuxième partie décrit les installations métrologiques de l'IRSN qui ont été utilisées pour la caractérisation du détecteur alors que la troisième partie concerne la description de la méthode utilisée pour la caractérisation du prototype de dosimétrie SYDO. Tout d'abord nous décrivons la procédure utilisée pour la mesure du bruit ambiant puis la méthode utilisée pour réaliser l'étalonnage de notre prototype, viennent ensuite l'étude de la dépendance angulaire et la réponse du détecteur en fonction de la profondeur (atténuation dans du PMMA) et enfin la méthode de correction de la réponse en énergie. Dans la quatrième partie nous présenterons et discuterons les résultats obtenus et enfin la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la conclusion obtenue à partir de ces résultats de caractérisation.

4.1. Expression de la mesure

Afin d'obtenir une réponse fiable de notre détecteur, la mesure doit être réalisée en conditions d'équilibre électronique. Par ailleurs, le bruit de fond dans les salles d'expérience doit être mesuré et l'incertitude sur la mesure correctement évaluée.

¹ William Thomson, mieux connu sous le nom de Lord Kelvin, (26 juin 1824 en Irlande - 17 décembre 1907) était un physicien britannique reconnu pour ses travaux en thermodynamique. Il a laissé son nom à l'échelle de température, dite absolue, ou température « thermodynamique », mesurée en kelvins.

4.1.1. Les conditions d'équilibre électronique

Pour obtenir un bon étalonnage de notre prototype, les mesures doivent être réalisées en conditions d'équilibre électronique. Un écran en matériau équivalent au tissu-mou, d'épaisseur suffisante (en fonction de l'énergie) est disposé devant le détecteur afin que le nombre d'électrons entrant dans le détecteur soit égal au nombre d'électrons sortant. Ainsi, la valeur du kerma dans le détecteur est égale à la dose déposée.

Pour les rayonnements gamma du ^{137}Cs (662 keV) et du ^{60}Co (1250 keV), un écran en Plexiglas de section 30 cm x 30 cm et d'une épaisseur de 2 mm et 5 mm respectivement, a été positionné perpendiculairement au faisceau incident, au contact du détecteur. La diffusion et l'atténuation du rayonnement incident par cet écran sont prises en compte par un facteur correctif appliqué à la dose délivrée. Ce type d'écran n'est pas employé pour les étalonnages avec des faisceaux de rayonnement X de basse énergie (< 600 keV) car, comme ils sont peu pénétrants, l'équilibre électronique est réalisé dans les premiers millimètres de matière du détecteur.

4.1.2. Le bruit de fond

Au cours d'un étalonnage, le bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle, des rayonnements diffusés et/ou atténués des sources gammas ou des générateurs à rayons X, doit être pris en compte. Pour les deux salles dans lesquelles nous avons travaillé (voir annexe A.4.2 et A.4.3), le bruit radiologique mesuré par le laboratoire était équivalent à un débit de dose compris entre 60 nSv.h⁻¹ et 110 nSv.h⁻¹. Il correspond au débit du bruit fond naturel pour la région Ile de France typiquement de 70 nSv.h⁻¹. Concernant l'étalonnage de notre prototype, la mesure du bruit de fond et le bruit de l'appareil de mesure (bruit thermique des tubes photomultiplicateurs) sont regroupés sous le terme bruit de mesure. Ce bruit sera mesuré et soustrait à chaque mesure de source de rayonnement.

4.1.3. Les incertitudes

4.1.3.1. L'incertitude-type composée

Les incertitudes associées à une mesure peuvent être regroupées en deux catégories selon la méthode utilisée pour leur évaluation : type A et type B. Les incertitudes dites de type A sont obtenues à partir de n observations indépendantes d'une variable aléatoire dans les mêmes conditions de mesure (typiquement, l'écart-type expérimental). Une évaluation de type B de l'incertitude est utilisée dans le cas de l'estimation d'une grandeur d'entrée qui n'a pas été obtenue à partir d'observations répétées mais évaluée par un jugement scientifique fondé sur toutes les informations disponibles au sujet de sa variabilité. Dans ce cas, la variance ou l'écart-type sont calculés à partir de la densité de probabilité supposée. Les incertitudes prises en compte par le laboratoire lors de l'étalonnage d'un appareil dosimétrique, et utilisées pour notre prototype, sont regroupées au tableau 4.1.

L'incertitude-type composée est alors obtenue en effectuant la somme quadratique de toutes les incertitudes (type A et type B).

Tableau 4.1. Incertitudes concernant l'étalonnage d'appareil de dosimétrie au laboratoire de l'IRSN.

| Incertitude de type A (statistique) |
|---|
| Incertitude de répétabilité estimée par l'écart type d'une série de mesures du courant d'ionisation de l'étalon employé pour déterminer la valeur conventionnellement vraie de la grandeur de référence. |
| Incertitude de répétabilité estimée par l'écart type d'une série de mesures de l'indication de l'instrument étalonné. |
| Incertitude de type B (intrinsèque) |
| Incertitude associée au coefficient d'étalonnage de l'étalon de référence utilisé pour déterminer la valeur conventionnellement vraie de la grandeur de référence. |
| Incertitude associée à la grandeur de référence. |
| Incertitude liée à la mesure de la température et associée au facteur de correction k_T . |
| Incertitude liée à la mesure de la pression atmosphérique et associée au facteur de correction k_p . |
| Incertitude liée à la mesure de l'hygrométrie et associée au facteur de correction k_H . |
| Incertitude associée à la mesure de la distance d'étalonnage. |
| Incertitude liée à la stabilité du générateur X durant les mesures. |
| Incertitude associée aux valeurs des capacités d'intégration du système de mesure des courants d'ionisation. |
| Incertitude liée à l'utilisation de faibles débits de kerma dans l'air ($K_{air} \leq 100 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) pour les rayonnements X de filtration, due à l'emploi d'un détecteur de transfert. |
| Incertitude liée à la correction de l'atténuation dans l'air du rayonnement γ entre le point d'étalonnage et la distance de référence. |
| Incertitude liée à la correction de la décroissance de l'activité de la source radioactive. |
| Incertitude résultant de la répétabilité du positionnement des sources dans l'irradiateur. |

4.1.3.2. L'incertitude relative élargie

Cette grandeur définit l'intervalle autour du résultat de mesure où la probabilité de trouver la « valeur vraie » de la mesure est élevée (pourcentage de la distribution appelée niveau ou taux de confiance).

Un facteur multiplicatif, appelé facteur d'élargissement, permet d'obtenir l'incertitude relative élargie à partir de l'incertitude-type composée. Ainsi, dans le cas de la loi normale, pour obtenir un

taux de confiance de 95 %, le facteur d'élargissement vaut 1,96. La norme AFNOR² [NF ENV 130056, 1999] de contrôle qualité préconise un facteur d'élargissement, k , entre 2 et 3 suivant le pourcentage de confiance voulu, respectivement 95 % et 99 %. Le laboratoire de l'IRSN a choisi d'utiliser un facteur d'élargissement de 2 ($k=2$) pour présenter ses résultats.

Sur une série de mesures, si le nombre d'acquisitions est inférieur à 30, le facteur d'élargissement, k , n'est pas applicable car il ne fournit plus un taux de confiance sur la mesure de 95 %. Nous avons alors choisi de nous référer au coefficient de *Student* [Bevington, 1994], lequel donne le niveau de confiance que l'on souhaite en fonction du nombre de mesures réalisées, afin de calculer l'incertitude relative élargie de la série de mesures. Ainsi, d'après le tableau 4.2, plus le niveau de confiance que l'on souhaite est grand, plus le facteur d'élargissement de *Student* est élevé, car on diminue le risque que la « valeur vraie » soit située hors de l'intervalle de confiance.

Tableau 4.2. Valeur du coefficient de *Student* pour le calcul de l'incertitude élargie en fonction du nombre de mesures dans le cas d'une distribution uniforme et de l'intervalle de confiance souhaité.

| Nombre de mesure | Valeur à 95 % | Valeur à 99 % |
|------------------|---------------|---------------|
| 3 | 4,30 | 9,90 |
| 4 | 3,20 | 5,80 |
| 5 | 2,80 | 4,60 |
| 6 | 2,60 | 4,00 |
| 7 | 2,50 | 3,70 |
| 8 | 2,40 | 3,50 |
| 10 | 2,60 | 3,30 |
| 12 | 2,20 | 3,10 |
| 15 | 2,10 | 3,00 |
| 30 | 2,00 | 2,80 |

Les résultats que nous présenterons seront donc accompagnés d'une incertitude relative élargie (σ) calculée en fonction du nombre n de mesures réalisées lors de l'expérience, du coefficient de *Student*, $\tau(n)$, de l'écart-type de la série de mesures, σ_{mes} , et de l'incertitude liée aux conditions de réalisation de l'étalonnage (type d'appareil, positionnement, utilisation d'un écran d'équilibre électronique, etc.) fournie par le laboratoire accrédité, σ_{instal} , pour un intervalle de confiance de 95 % ($k=2$):

$$\sigma = \sqrt{(\sigma_{install} \times k)^2 + \left(\frac{\sigma_{mes}}{\sqrt{n}} \times \tau(n)\right)^2} \quad (\text{Eq. 4.1.})$$

Les meilleures valeurs d'incertitude élargie pour l'étalonnage d'un instrument de dosimétrie auprès des installations de l'IRSN sont de $\pm 1,4$ % et $\pm 1,2$ %, respectivement pour les sources gamma du ¹³⁷Cs

² Association Française de Normalisation

(débits de $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $90,5 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$) et du ^{60}Co (débits de $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $9,3 \text{ Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) ; de $\pm 1,8 \%$ pour la fluorescence X (débit de $10 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $150 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$) et $\pm 1,6 \%$ pour les rayonnements X filtrés (débit de $5 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $5 \text{ Gy}\cdot\text{h}^{-1}$).

4.2. Les installations de l'IRSN délivrant des rayonnements photoniques de référence

Les moyens métrologiques d'irradiation en rayonnements photoniques du Laboratoire de Dosimétrie des Rayonnements Ionisants sont situés à Fontenay-aux-Roses. La première accréditation, délivrée par le Bureau National de Métrologie pour ce laboratoire, a été obtenue en 1974, depuis 1995 les installations ont été accréditées par le COFRAC³ dans la section étalonnage. Ces installations sont rattachées à l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) suite à sa création par décret (n° 2002-254) le 22 Février 2002.

Le laboratoire accrédité de l'IRSN utilise trois irradiateurs gamma :

- un irradiateur contenant une source scellée de ^{60}Co de haute activité permettant des irradiations à très haut débit de kerma allant de $60 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $9280 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ en kerma dans l'air à un mètre de distance ;
- un irradiateur « CoCs16 », possédant une source de ^{60}Co et une de ^{137}Cs et délivrant des débits de kerma dans l'air respectivement de $4 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $112,2 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ et de $3 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $90,5 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$;
- un irradiateur contenant plusieurs sources de ^{60}Co et ^{137}Cs , permettant de couvrir une large gamme de débits de kerma, décrit dans la section 4.2.2.

Pour les irradiations à plus faible énergie, le laboratoire possède deux générateurs de rayons X de tension maximale 100 kV, utilisés pour la production de spectres de rayonnements X filtrés d'énergies moyennes inférieures à 50 keV et un générateur de 320 kV décrit dans la section 4.2.1. Les sections suivantes sont consacrées à la description des deux installations utilisées dans le cadre de ce travail.

Pour plus d'information il est rappelé, en annexe A.4.1 comment est obtenue une raie monochromatique de fluorescence ainsi que les facteurs de pureté associés (norme française ISO 4037 [NF ISO 4037-1, 1998]).

4.2.1. Le générateur RX-320 kV

Le générateur de rayons X 320 kV, du type ISOVOLT HS, dont la tension accélératrice maximale est de 320 kV (4,2 kW en puissance), produit un faisceau de rayonnement orienté selon l'axe d'une salle de 6 m x 3 m (figure 4.5 et plan de la salle en annexe A.4.2), laquelle est prolongée par une zone « anti-diffusion ».

³ Comité Français d'Accréditation

La salle de mesures, contiguë à la salle du générateur, regroupe le pupitre de commande et de contrôle du générateur X ainsi que les différents appareils de mesure reliés, soit aux détecteurs de référence, soit aux instruments en cours d'étalonnage.

Lors des étalonnages, les détecteurs sont positionnés dans le faisceau de rayonnement à l'aide de supports, solidaires des plateformes de mesure, se déplaçant sur les bancs (figure 4.5) suivant :

- l'axe du faisceau de rayonnement X de filtration, pour des spectres d'énergie moyenne comprise entre 10 keV et 250 keV (figure 4.6). Les résolutions en énergie des spectres de rayons X vont de 18 %, pour les énergies moyennes élevées, à 36 % pour certaines séries d'énergies moyennes inférieures à 50 keV. Il est également possible d'obtenir de larges spectres dont la résolution en énergie est de 57 %. Les débits disponibles pour les rayonnements X filtrés sont compris entre $5 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et $5 \text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.
- l'axe du faisceau de rayonnement X de fluorescence (figure 4.6). Cette installation permet d'obtenir des raies mono-énergétiques de 9,89 keV à 75 keV, avec des débits allant de $10 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $150 \text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$.

Le générateur est entouré de protections plombées afin de limiter son rayonnement de fuite et ainsi conserver des conditions métrologiques de mesure.

Des protections mobiles en plomb (de 5 mm d'épaisseur) permettent d'isoler, selon les besoins, les deux différentes zones d'expérimentation pour éviter l'influence de rayonnements diffusés parasites sur les appareils en cours d'étalonnage.

La salle du générateur RX-320 kV (figure 4.5), bien que n'étant pas climatisée, présente une stabilité en température de l'ordre de 1°C sur un intervalle de temps de 8 heures. En effet, cette salle est située sous terre et ne reçoit pas la lumière du jour, elle est donc très peu sensible aux variations climatiques.

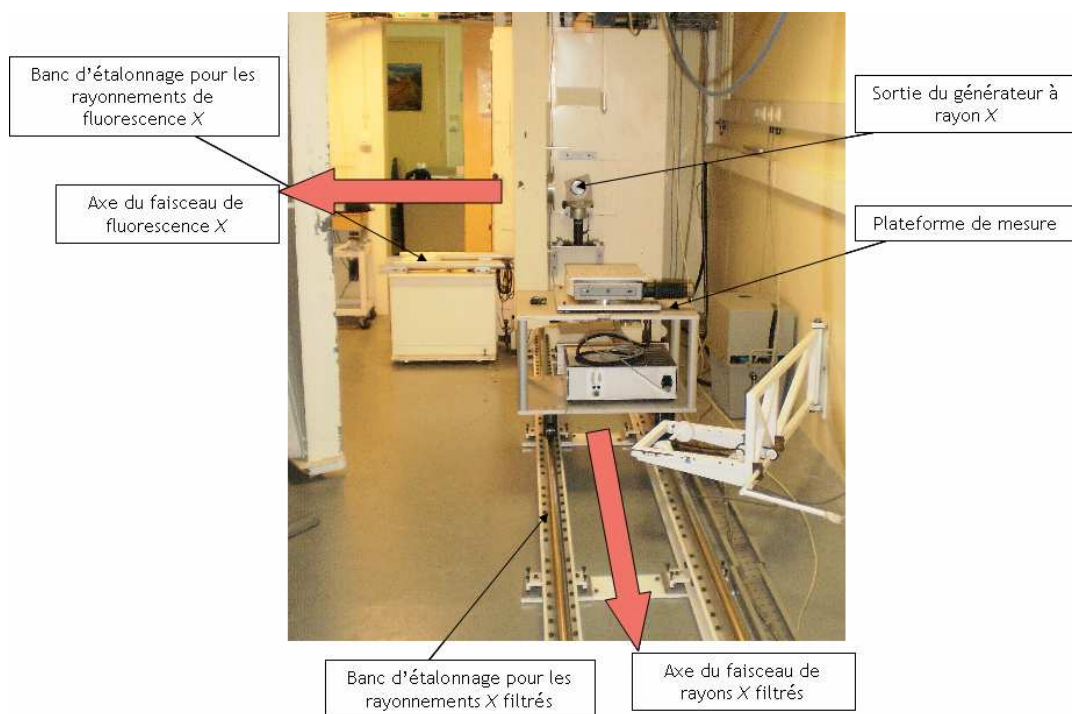


Figure 4.5. Salle d'expérience contenant le générateur RX-320 kV pour la production de rayons X filtrés et de raies de fluorescence X.

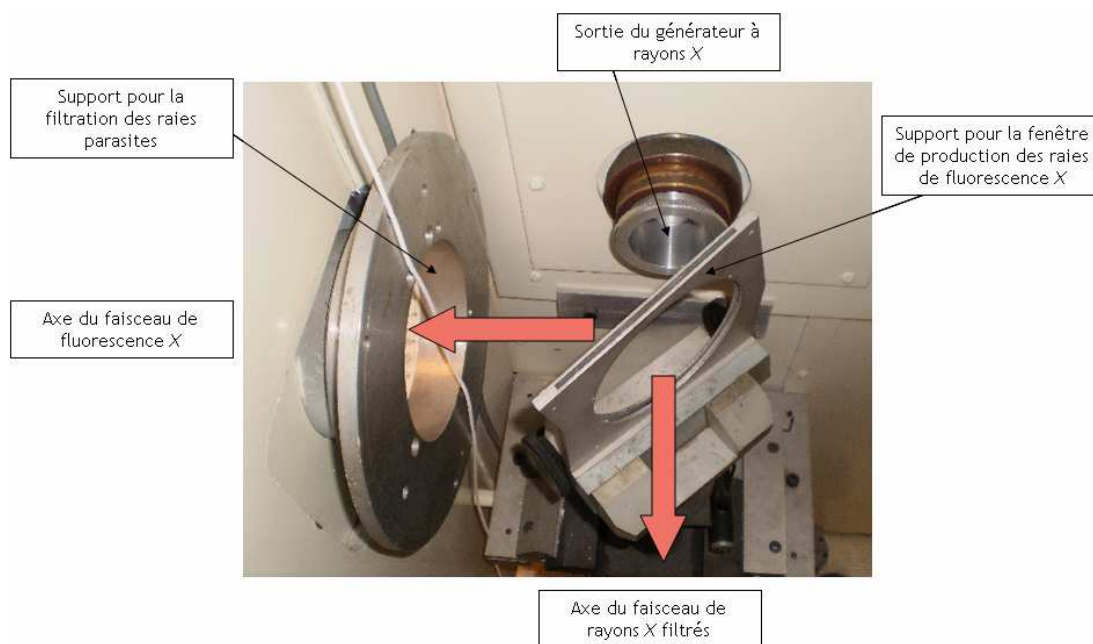


Figure 4.6. Sortie du générateur RX-320 kV permettant la production de rayons X filtrés et de raies de fluorescence X.

4.2.2. Irradiateur multi-sources ^{60}Co - ^{137}Cs

L'irradiateur multi-sources de type CANBERRA a été mis en place au cours du mois de juin 1998. Il contient huit sources radioactives d'activité différentes : quatre sources de ^{60}Co et quatre sources de ^{137}Cs . Les sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs ont pour spectre d'émission respectif :

- 2 photons γ émis simultanément d'énergie 1,173 MeV (99,89 %) et 1,332 MeV (99,98 %), ainsi qu'une composante β^- d'énergie moyenne 95,8 keV à 99,92 %. Cependant, le parcours moyen des électrons de cette source de ^{60}Co est de 10,5 cm dans l'air, ce qui signifie qu'ils ne contribuent pas au dépôt de dose.
- 1 photon γ de 661,66 keV dont la probabilité d'émission est 85,2 % ainsi que des photons X d'énergie 31,8 keV, 32,2 keV et 36,3 keV émis respectivement avec les probabilités 1,9 %, 3,6 % et 1 %. Le ^{137}Cs possède également deux composante β^- d'énergie moyenne respectives 174 keV d'intensité 94,6 % et 415 keV à 5,4%. Les photons X contribuent très peu au débit de kerma dans l'air de la source de césium étant donné leurs énergies et leurs faibles taux d'émission. Les électrons sont eux arrêtés par la capsule en inox scellant la source et ils ne participent pas au dépôt de dose.

Le rayonnement diffusé, produit par la collimation interne du rayonnement isotrope des sources, correspond à 10 % de la fluence du faisceau et est centré autour de l'énergie 250 keV.

Les activités au 1^{er} Janvier 2009 des sources de l'irradiateur multi-sources, et leurs débits de kerma dans l'air à un mètre sont décrits dans le tableau 4.3.

Tableau 4.3. Débits de kerma dans l'air à un mètre du centre de la source et activités à la date du 01/01/2009, des sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs de l'irradiateur multi-sources.

| Radionucléides | Activités (Bq) | Débits de kerma dans l'air à un mètre ($\text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$) |
|-------------------|-----------------------|--|
| ^{60}Co | $9,14 \cdot 10^9$ | 2,842 |
| ^{60}Co | $8,437 \cdot 10^8$ | $2,620 \cdot 10^{-01}$ |
| ^{60}Co | $1,050 \cdot 10^8$ | $3,266 \cdot 10^{-02}$ |
| ^{60}Co | $1,033 \cdot 10^7$ | $3,212 \cdot 10^{-03}$ |
| ^{137}Cs | $1,003 \cdot 10^{11}$ | 7,961 |
| ^{137}Cs | $9,125 \cdot 10^9$ | $7,240 \cdot 10^{-01}$ |
| ^{137}Cs | $7,393 \cdot 10^8$ | $5,867 \cdot 10^{-02}$ |
| ^{137}Cs | $8,902 \cdot 10^7$ | $7,064 \cdot 10^{-03}$ |

Les activités des sources ont été choisies de telle manière qu'il y ait un facteur 10 entre elles. De plus, le banc d'étalonnage, d'une longueur de 3 mètres (figure 4.7), permet d'avoir un facteur 10 entre un débit de dose pris en début de banc et un autre en bout de banc. Ainsi, en combinant une activité de source avec sa distance par rapport au point de mesure, on obtient une large gamme

pour l'étalonnage en débit de kerma dans l'air. Celle-ci est comprise entre $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et $3 \text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ pour le cobalt 60 (^{60}Co) et entre $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et $7,96 \text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ pour le césium 137 (^{137}Cs).

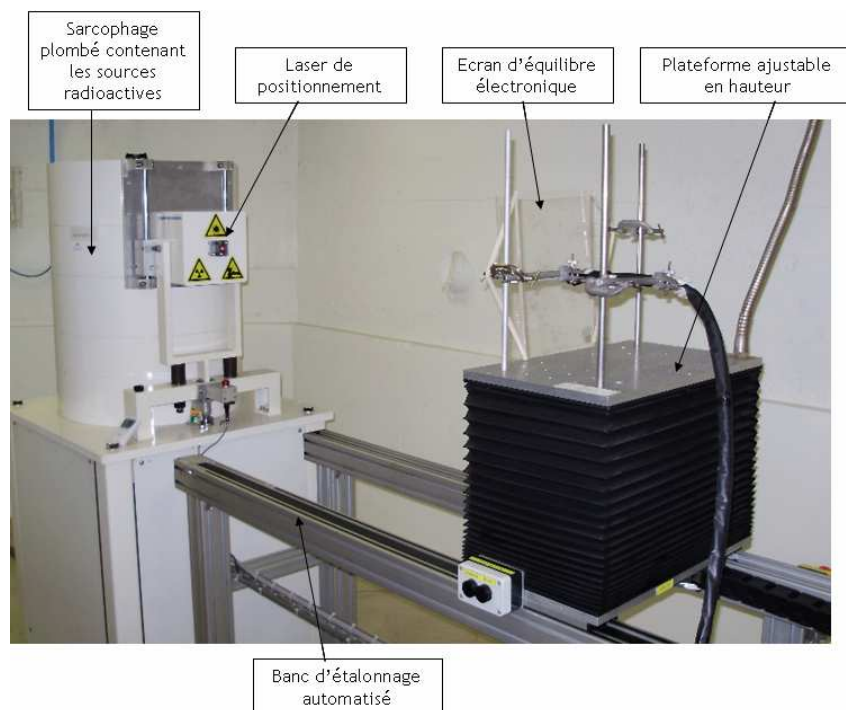


Figure 4.7. Irradiateur Canberra utilisé lors de la caractérisation du prototype SYDO.

On peut remarquer sur la figure 4.7, la configuration employée pour la caractérisation du prototype SYDO (voir plan de la salle en annexe A.4.3). Cette salle, située en sous-sol, ne reçoit pas la lumière du jour, elle est de plus climatisée et donc très peu soumise aux variations de température (variations inférieures à 2°C au cours d'une journée de 8 heures).

Les huit sources sont disposées dans un barillet à l'intérieur du sarcophage plombé. Lorsque qu'une source est sélectionnée, elle est placée en regard du collimateur de l'irradiateur, devant un obturateur en plomb. Un collimateur permet de limiter la géométrie du faisceau, son diamètre est de 24 cm à un mètre de distance. Un faisceau laser permet de vérifier le centrage du point de mesure par rapport à l'axe du faisceau sur le banc d'étalonnage. Une plate-forme est située sur le banc d'étalonnage, sur laquelle sont prévus des systèmes de fixation pour faire tenir les instruments de mesure. Elle permet également un ajustement en hauteur du point de mesure.

Un programme permet de calculer les paramètres de l'irradiation afin d'obtenir le débit de référence souhaité pour l'étalonnage. À partir de la sélection d'une source en fonction de son activité, le programme tient compte de la décroissance radioactive du radioélément par rapport à la date à laquelle est effectuée la mesure. Aussi, il réalise la correction de l'atténuation du faisceau dans l'air (correction de la température, de la pression et de l'hygrométrie de la salle par rapport à l'air sec (0°C et 1013hPa)), ainsi que la correction du rayonnement diffusé de la source et tient compte de la distance entre le point de mesure et la source (loi de l'inverse carré des distances).

Suivant le type d'étalonnage que l'on souhaite réaliser, le programme calcule également le coefficient de conversion pour le passage de la mesure du kerma dans l'air à l'équivalent de dose ambiant, individuel ou directionnel.

4.3. Méthode suivie pour caractériser le prototype de SYDO

L'utilisation du prototype SYDO, également développée au chapitre 3 (section 3.2.3.2), consistait jusqu'à présent, à réaliser une acquisition du bruit de mesure, puis à effectuer un étalonnage du signal de sortie à l'aide d'une source radioactive de débit de dose connu, avant de pouvoir évaluer une dose inconnue. Ces deux points permettaient d'obtenir une droite d'étalonnage. Dorénavant, des mesures en conditions métrologiques ont été réalisées pour plusieurs débits de dose permettant d'obtenir un coefficient d'étalonnage précis. Le coefficient obtenu sera sauvegardé, et une mesure du bruit réalisée lors de l'utilisation de ce détecteur pour des études de poste par exemple, permettra d'obtenir une droite d'étalonnage.

4.3.1. Introduction

L'objectif de cette étude de caractérisation et d'étalonnage du prototype SYDO est d'obtenir une réponse provenant du volume sensible du détecteur qui soit la plus proche possible de celle qui aurait été déposée dans le tissu-mou pour des conditions identiques d'irradiation. Or, les réponses aux rayonnements ionisants des différents matériaux intervenant dans notre étalonnage ne sont pas les mêmes en fonction de l'énergie, comme cela est montré sur la figure 4.8.

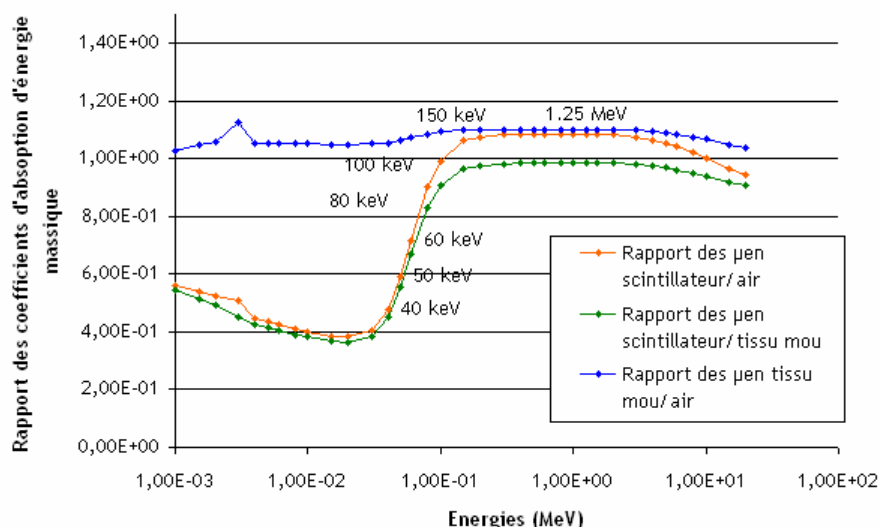


Figure 4.8. Rapport des coefficients d'absorption d'énergie massique (μ_{en}) entre le matériau du scintillateur, l'air et le matériau équivalent au tissu-mou [ICRU 44, 1989] en fonction de l'énergie des photons, d'après les données disponibles du NIST [NIST].

En effet, sur cette figure sont représentés les rapports des coefficients d'absorption d'énergies massiques entre les matériaux intervenant dans notre étude, le scintillateur réalisant la détection pour la mesure, l'air, milieu de référence dans lequel est réalisé l'étalonnage et le tissu-mou dont on veut approcher la réponse. La caractérisation de notre prototype s'est alors déroulée en deux étapes. En premier lieu l'étalonnage en dose, réalisé à partir des faisceaux de rayonnements gamma connus du ^{60}Co et du ^{137}Cs de l'irradiateur multi-source. En effet, si l'on se reporte à la figure 4.8, on remarque que les coefficients d'absorption d'énergie massique (μ_{en}) du scintillateur et du tissu-mou sont à peu près équivalents (rapport des coefficients μ_{en} proche de un) pour les énergies comprises entre 140 keV et 4 MeV. Sur ce plateau, incluant les énergies des photons gamma du ^{60}Co (1,25 MeV) et du ^{137}Cs (0,662 MeV), la réponse en dose des deux matériaux est donc très semblable. Puis dans un deuxième temps, pour la correction de la réponse en fonction de l'énergie, les raies monochromatiques de la fluorescence X situées dans la zone de sous-estimation (entre 10 keV et 140 keV) ont été employées afin de comparer les dépôts de dose observés, à ceux des sources gammas obtenus pour les mêmes débits de dose et temps d'acquisition. Ainsi, la sous-estimation de la réponse du scintillateur par rapport au tissu-mou à basses énergies (énergies inférieures à 140 keV) (chapitre 2, section 2.3.2.3) devrait être corrigée à la suite de la caractérisation du détecteur en dose et en énergie.

Précédemment expliqué au chapitre 3, le prototype qui a été construit dispose de deux voies de mesure. Excepté pour l'étalonnage en dose qui a été réalisé sur la voie de mesure n°2, toutes les mesures présentées ici, ont été acquises avec la voie de mesure n°1.

Pour chaque série de mesures réalisée, un chronomètre a été déclenché à l'établissement de la haute tension sur les tubes photomultiplicateurs et le temps a été relevé à la fin de chaque acquisition.

4.3.2. Mesure du bruit de fond : stabilité de la réponse

Des mesures ont été effectuées pour l'évaluation de la stabilité de la réponse du détecteur en l'absence de source. L'intégration de la mesure a été effectuée durant un temps d'acquisition de 2 minutes, afin de reproduire les conditions d'utilisation de l'appareil SYDO lors d'une étude de poste et obtenir une estimation rapide de la dose.

La première étape de la caractérisation a consisté à étudier le comportement de la valeur du zéro de dose de l'appareil. Ce signal correspond au bruit thermique des tubes photomultiplicateurs additionné à l'ambiance radioactive.

Afin d'évaluer ce signal, le seuil d'intégration de chaque histogramme de mesure doit être défini (explication au chapitre 3, section 3.2.3.2, figure 3.18) dans le but de ne pas prendre en compte le zéro-électronique (ou offset électronique). Ainsi, une mesure de la quantité de lumière collectée au niveau du tube photomultiplicateur est obtenue par intégration de l'histogramme à partir de ce seuil. L'intégrale du débit de dose du bruit, c'est-à-dire l'ordonnée à l'origine (k_B) de la droite d'étalonnage est alors donnée par l'équation suivante :

$$0 = k_A \cdot Ddm_0 + k_B$$

$$k_B = -Ddm_0 \cdot k_A \quad (\text{Eq. 4.2.})$$

avec Ddm_0 l'intégrale obtenue pour la mesure de bruit, et k_A le coefficient directeur de la droite d'étalonnage.

Cette valeur, comme présenté au chapitre 3 (section 3.3.2.1, figure 3.30), est susceptible de varier en fonction des conditions expérimentales et du comportement de l'électronique du système de dosimétrie. Elle devra donc être déduite de toutes les mesures réalisées en présence des sources de rayonnement que l'on souhaite évaluer dans les mêmes conditions d'expérimentation.

Les acquisitions du bruit de mesure réalisées lors de la caractérisation du prototype SYDO ont permis d'étudier la stabilité de la réponse :

- au cours de plus de 8 heures de fonctionnement en l'absence de source ;
- pour une même durée de fonctionnement, mais intercalée de mesures réalisées avec une source de ^{60}Co pour un débit de dose $30 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ (très supérieur au débit équivalent de dose du bruit).
- puis, pour différents jours mais avec des conditions d'expérimentation reproductibles.

4.3.3. Etalonnage du prototype : détermination du coefficient k_A

Toutes les mesures dédiées à l'étalonnage en débit de dose étaient réalisées en l'absence de lumière dans la salle d'expérience et pour un temps d'acquisition de 2 minutes. Cependant, pour la comparaison de différents histogrammes, elles ont systématiquement été normalisées par rapport au nombre total de coups, donc au temps d'acquisition.

Pour chaque débit de dose utilisé lors de la caractérisation de la voie n°1 du prototype de détection, des séries de 5 mesures ont été réalisées (seulement 3 pour l'étalonnage de la voie de mesure n°2). L'hypothèse selon laquelle la mesure du bruit ne variait pas significativement durant un intervalle de temps de 5 à 6 minutes ayant été vérifiée, le bruit mesuré avant ou après la mesure du débit de dose a pu être retranché canal par canal à l'histogramme de mesure afin de n'obtenir que la lumière produite par la source.

Nous avons bénéficié de la possibilité offerte par les installations métrologiques de l'IRSN d'utiliser plusieurs débits connus à des énergies où la réponse du scintillateur est équivalente à celle du tissu-mou. Ainsi, afin d'obtenir le coefficient k_A de la droite d'étalonnage du détecteur en fonction de la dose déposée, des mesures avec les sources de rayonnement gamma (^{60}Co et ^{137}Cs) ont été réalisées pour chacun des débits suivants : $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $5 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $10 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $20 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $100 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $200 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $500 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $1 \text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ et $2 \text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$.

Le coefficient k_A a été obtenu à partir de la courbe de régression linéaire passant par les points d'étalonnage à partir de l'équation suivante :

$$Ddc = k_A \cdot (Ddcm - Ddm_0) \quad (\text{Eq. 4.3.})$$

où, Ddc , est la dose mesurée pour le débit connu, $Ddcm$, représente la valeur mesurée par le système de dosimétrie et Ddm_0 , est l'intégrale du débit de dose équivalent du bruit réalisée en l'absence de source de rayonnements mesurée par SYDO.

La droite d'étalonnage du prototype SYDO ainsi réalisée, l'exploitation des données au cours d'une expertise de poste de travail est alors possible. Le débit de dose, Dd , et la dose D présent dans un champ d'irradiation seront alors déterminés en fonction du débit de dose mesuré Ddm et du temps d'acquisition T_{acq} de la mesure, suivant les équations suivantes :

$$Dd = k_A \cdot Ddm + k_B \quad (\text{Eq. 4.4.})$$

$$D = (k_A \cdot Ddm + k_B) \cdot T_{acq} \quad (\text{Eq. 4.5.})$$

Comme précédemment expliqué, pour l'utilisation en routine de l'appareil lors d'études de poste, k_A étant fixé et connu, le coefficient k_B sera calculé à partir de la mesure de bruit, réalisée suivant les mêmes conditions que celles rencontrées au poste de travail, mais en l'absence de champ d'irradiation autre que naturel.

4.3.4. Etude de la dépendance angulaire

La dépendance des détecteurs de SYDO en fonction de l'angle d'incidence du rayonnement a été caractérisée à l'aide d'un plateau tournant qui offre une précision sur l'angle au dixième de degré et avec un faisceau de ^{60}Co de débit $30 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Les mesures ont été réalisées dans des conditions d'équilibre électronique dans le détecteur avec l'ajout d'écrans en plexiglas (matériau équivalent au tissu-mou pour les énergies du ^{60}Co et du ^{137}Cs) accolés au scintillateur. Le temps d'acquisition des mesures était de 2 minutes, la mesure du bruit associé à chaque mesure a été considérée constante. L'angle 0° a été pris dans l'axe longitudinal du scintillateur, la surface de sortie à laquelle est connectée le toron de fibres optiques étant située à 180° . Les mesures ont été effectuées pour chaque angle variant de 10° entre 0° et 180° . Le scintillateur étant symétrique suivant son axe longitudinal, l'étude a été validée pour des irradiations sur 360° .

4.3.5. Etude de la réponse en fonction de la profondeur dans du PMMA

Pour cette étude, réalisée avec un faisceau de ^{60}Co de débit $30 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, l'écran d'équilibre électronique a été utilisé seulement pour la première mesure (sans PMMA). Ensuite, des plaques en plexiglas de 0,5 cm, 1 cm et 2 cm ont été placées entre le faisceau de rayonnement et le scintillateur, accolées à ce dernier fournissant l'équilibre électronique. Les mesures ont été réalisées tous les 0,5 cm entre 0 et 4 cm d'épaisseur de plexiglas, puis tous les centimètres jusqu'à une épaisseur de 20 cm. Ces mesures ont ensuite été comparées à des simulations (MCNPX)

reproduisant le dépôt de dose d'une source de ^{60}Co dans le scintillateur en fonction de l'épaisseur de PMMA atténuante.

4.3.6. Correction de la réponse en fonction de l'énergie

4.3.6.1. Méthode

Pour la correction de la réponse en fonction de l'énergie deux possibilités ont été envisagées. En sachant que, pour les matériaux et la gamme d'énergie considérée, la diffusion Compton est l'interaction la plus probable pouvant donner lieu à un dépôt d'énergie dans le scintillateur plastique, la première correction envisagée a consisté à déterminer expérimentalement la position des fronts Comptons sur les histogrammes de mesure (comme cela a été réalisé pour la source de ^{137}Cs au chapitre 3, section 3.1.1.2, figure 3.6), puis d'y associer des régions en énergie affectées d'un facteur de correction. Pour cela, plusieurs énergies de fluorescence X ont été utilisées : 40,1 keV, 59,3 keV et 75 keV (tableau 4.4). Pour toutes ces énergies plusieurs débits de dose ont été employés : 10 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, 25 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, 50 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, 100 ou 110 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, 500 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et 1 $\text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$. L'utilisation des raies de fluorescence X mono-énergétiques, ainsi que les sources gamma (section 4.3.2.1), devaient permettre de pouvoir associer une seule énergie Compton (front Compton) à un numéro de canal.

Tableau 4.4. Radiateurs et filtres utilisés pour les rayonnements de fluorescence K afin de caractériser le détecteur en énergie.

| Energie Théorique | | Radiateur | | Tension | Filtre | Filtre secondaire | |
|----------------------|-----------|-------------------------|------------------|------------------------|-------------------------------|-------------------------|---------------------------------------|
| $K_{\alpha 1}$ (keV) | Elément | Forme chimique | Masse surfacique | appliquée au tube (kV) | primaire (g/cm ²) | Forme chimique | Masse surfacique (g/cm ²) |
| 40,1 | Samarium | Sm_2O_3 | 0,175 | 120 | Al 0,27 | CeO_2 | 0,195 |
| 59,3 | Tungstène | W | 0,600 | 170 | Al 0,27 | Yb_2O_3 | 0,358 |
| 75 | Plomb | Pb | 0,700 | 190 | Al 0,27 | Au | 0,476 |

En observant sur la figure 4.8 (section 4.3.1), l'allure des rapports des coefficients d'absorption d'énergie massique (μ_{en}) entre le scintillateur plastique en vinyltoluène et le matériau équivalent au tissu-mou décrit par la CIUR 44. On constate que ce rapport est proche de un pour la gamme d'énergie de 140 keV à 4 MeV, puis s'effondre au fur et à mesure que l'énergie diminue pour atteindre sa valeur minimale à l'énergie 30 keV. A cette énergie la dose déposée dans le scintillateur sous-estime de 60 % celle déposée dans le tissu-mou.

Partant de ces observations, trois régions ont été identifiées afin de corriger la réponse du scintillateur plastique dans la gamme d'énergie de 1 keV à 140 keV :

- la région 1 de 1 à 40 keV, correspondant à la zone de plus forte sous-estimation ;
- la région 2 de 40 à 140 keV, correspondant à la zone de transition ;
- la région 3 de 140 keV à 4 MeV, étant la zone où le scintillateur et le tissu-mou ont le même comportement.

L'objectif consistait à caractériser la réponse en dose du scintillateur pour ces trois régions, puis d'appliquer un facteur de correction aux deux premières (représentés par a et b dans l'équation 4.6). Ainsi la mesure de la dose déposée dans le volume sensible de détection, $D_{\text{étalonnage}}$, équivalente à la dose déposée dans le tissu-mou suivrait l'équation 4.6 :

$$D_{\text{étalonnage}} = (a \cdot I_1 + b \cdot I_2 + I_3) \cdot k_A + k_B \quad (\text{Eq. 4.6.})$$

avec I_1 , l'intégrale de la région 1 de l'histogramme de mesure, I_2 , l'intégrale de la région 2 et I_3 , l'intégrale de la région 3.

Les résultats obtenus après l'acquisition de plusieurs histogrammes pour différentes énergies et plusieurs débits de dose, n'ont pas permis de déterminer de manière suffisamment précise, les fronts Compton. Ainsi, pour déterminer la largeur des régions à corriger sur l'histogramme de mesure (en nombre de canaux), nous avons décidé d'utiliser les histogrammes obtenus lors des mesures en fluorescence X et avec les sources gamma. En effet, en constatant que pour un même débit dose, les spectres de fluorescence X occupaient moins de canaux sur l'histogramme que ceux des sources ^{60}Co et ^{137}Cs , la méthode a consisté :

- à déterminer les régions de l'histogramme comprenant 90 % des intégrales de basses énergies (section 4.4.5.2) ;
- puis à effectuer une correction de manière empirique, en appliquant des facteurs de correction aux régions déterminées (section 4.4.5.3).

Les trois régions décrites à l'équation 4.6, peuvent alors être définies à partir du canal final contenant 90% de l'intégrale à : 40,1 keV (pour la région 1), 59,3 keV et 75 keV (pour la limite de la région 2) et la région 3, non corrigée, définie à partir de la fin de la région 2 jusqu'à la fin de l'histogramme.

L'allure des rapports des coefficients d'absorption d'énergie massique (μ_{en}) fait naturellement penser à trois régions pour la correction (Eq. 4.7) (une zone de forte sous-estimation, une zone de transition et une zone où la réponse du scintillateur équivaut à celle du tissu-mou). Finalement, nous verrons dans ce chapitre que trois régions se révéleront être un découpage trop fin de l'histogramme pour une correction empirique. Ainsi, la même méthode mais avec uniquement deux régions (Eq. 4.8), a été proposée et finalement validée. Ces deux nouvelles régions correspondent à la zone en énergie de sous-réponse du scintillateur (< à 140 keV, figure 4.8) et à celle où la réponse est équivalente au tissu-mou. Les deux régions doivent néanmoins être corrigées car, pour des énergies élevées, la correction sur la partie basse du spectre va influencer le résultat final, ainsi la partie correspondant aux hautes énergies doit être également corrigée pour compenser la partie basse.

$$D_{\text{étalonnage}} = (a_1 \cdot I_1 + b_1 \cdot I_2 + I_3) \cdot k_A + k_B \quad (\text{Eq. 4.7.})$$

$$D_{\text{étalonnage}} = (a_2 \cdot I_1 + b_2 \cdot I_2) \cdot k_A + k_B \quad (\text{Eq. 4.8.})$$

avec $D_{\text{étalonnage}}$, la dose déposée dans le scintillateur plastique équivalente à celle déposée dans le tissu-mou, $a_{1,2}$ et $B_{1,2}$, les coefficients de correction obtenus pour les deux méthodes et $I'_{1,2}$, les intégrales des nouvelles régions 1 et 2. Ces deux nouvelles régions ont été définies de manière à ce que $I'_1 = I_1 + I_2$ contient 90 % des intégrales des histogrammes de fluorescence X et $I'_2 = I_3$.

Les facteurs de correction $a_{1,2}$ et $B_{1,2}$ ont été obtenus à partir des histogrammes acquis, au débit de dose de $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, avec les sources de rayonnement gamma et de fluorescence X dont l'intégrale de lumière était la plus proche de l'intégrale moyenne de chaque série de mesures (fonction de l'énergie).

Pour les calculs, le débit de dose de $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ a été retenu car c'était le plus faible qui soit commun à toutes les énergies de fluorescence utilisées.

4.3.6.2. Validation de la méthode de correction

Des mesures réalisées à l'aide de rayonnements X filtrés d'énergie 87 et 100 keV, avec une résolution en énergie de respectivement 27 % et 22 %, ont permis la validation de notre système de correction de la dose. Ces rayonnements ont été choisis car leurs spectres s'étendent de 60 keV à 120 keV. Cette gamme d'énergie correspond à une région de transition, où la dose déposée dans le scintillateur sous-estime très fortement la dose au tissu-mou pour l'énergie la plus faible, et offre une estimation correcte pour l'énergie la plus élevée (figure 4.8). Des séries de 3 mesures ont été effectuées à différents débits : $6,6 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $15 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $25 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $75 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $100 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $150 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $200 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $300 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $400 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, et $500 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ pour le rayonnement de 87 keV et $12 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, $100 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ pour l'énergie 100 keV.

4.4. Résultats et discussions

Cette section présente les résultats des mesures en conditions métrologiques réalisées afin de caractériser le comportement du détecteur. En l'absence de rayonnement tout d'abord, puis en fonction de faisceaux de rayonnement connus. La dépendance en fonction de l'angle d'irradiation du détecteur sera ensuite exposée, ainsi que sa réponse en fonction de l'épaisseur d'atténuation en PMMA. Enfin, les résultats de la correction de la non-équivalence du scintillateur plastique par rapport au tissu-mou et sa validation seront commentés.

4.4.1. Résultats des acquisitions du bruit de mesure

4.4.1.1. Histogramme du bruit

Un histogramme du bruit de mesure, est présenté à titre d'exemple sur la figure 4.9. Le zéro-électronique et le bruit de mesure proprement dit, décrit à la section 4.3.1, ont été mis en évidence. La hauteur maximale des canaux contribuant à la mesure du bruit (de l'ordre de 30 coups) est très inférieure à celle qui contribue au zéro-électronique. On remarque également que

l'occupation des canaux de l'histogramme se limite aux 3000 premiers sur un total de 32770. L'intégrale de la lumière collectée pour cette mesure du bruit (réalisée après 379 minutes de fonctionnement des TPM), correspond à la valeur 0,55 en unités arbitraires (u.a.).

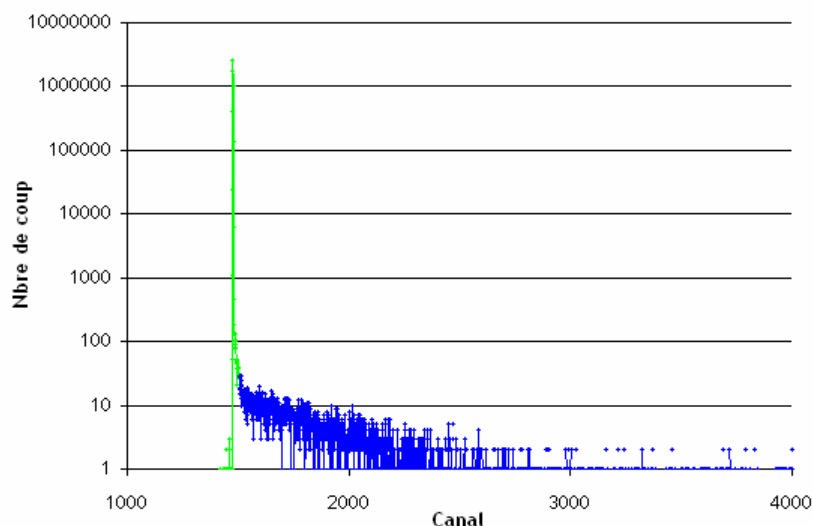


Figure 4.9. Histogramme du bruit de mesure. Le tracé en vert correspond au zéro-électronique, le bruit de mesure est en bleu (calcul décrit au chapitre 3, section 3.2.3.2).

4.4.1.2. Évolution du bruit au cours d'une journée

D'après les résultats du chapitre 3 concernant l'évolution du signal de bruit, nous avons conclu qu'une dérive du signal du tube photomultiplicateur pouvait apparaître suivant la durée de fonctionnement. Cette conclusion devait être vérifiée pour des conditions d'expérimentation stables, c'est ce qui a été réalisé à l'IRSN. Ainsi, sur la figure 4.10, l'évolution de la quantité de lumière correspondant au bruit de mesure est représentée en fonction du temps. La première mesure a été réalisée 16 minutes après l'établissement de la haute tension au niveau des tubes photomultiplicateurs, la dernière mesure a été réalisée après 8 heures et 13 minutes d'expérience. Il apparaît sur cette figure que la réponse du tube photomultiplicateur met un certain temps à se stabiliser. Au cours des premières mesures, la valeur de l'intégrale de la lumière collectée chute de 43 % après 34 minutes de fonctionnement, puis remonte légèrement jusqu'à la valeur 0,59 après 37 minutes (entouré rouge sur la figure 4.10). Au chapitre 3 (section 3.3.2.1), les premières mesures laissaient apparaître une surestimation de la réponse du tube photomultiplicateur durant les 20 à 30 premières minutes de fonctionnement.

La moyenne des intégrales de lumière collectée pour cette journée, calculée à partir de la 37^{ième} minute de mesure, est de 0,55 (u.a.) avec un écart-type relatif de 6,3 %. Les valeurs maximale et minimale, représentées par deux lignes pointillées, ont respectivement pour valeurs 0,63 (u.a.) et 0,46 (u.a.). Elles correspondent à un écart par rapport à la moyenne de 15 % et 16 %.

Ces mesures ont été obtenues au bout de 349 minutes et 396 minutes de fonctionnement respectivement.

Ainsi, après 30 minutes de fonctionnement, l'intégralité des mesures reste comprise entre ces deux valeurs extrêmes. Aucune dérive de la réponse du tube photomultiplicateur n'a été constatée à la suite d'un fonctionnement prolongé. Ainsi, pour des conditions expérimentales stables en termes de luminosité et température, le bruit de mesure du détecteur est également stable (écart relatif maximum de 16 %).

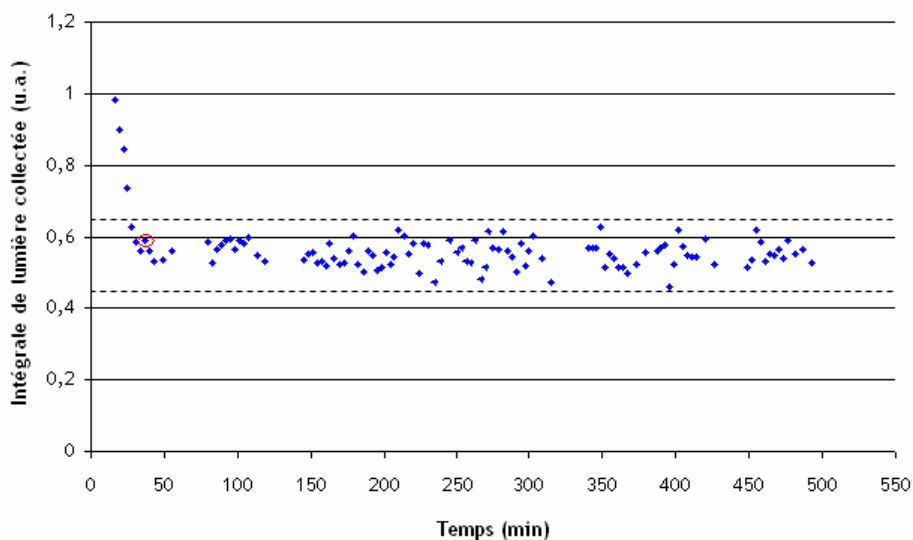


Figure 4.10. Evolution du bruit de mesure du système SYDO au cours d'une journée de 8 heures.

Les résultats sur la figure 4.11, présentant les acquisitions du bruit de mesure au cours d'une journée intercalées d'acquisitions réalisées avec la source de ^{60}Co (débit de dose $30 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$), mettent de nouveau en évidence une diminution de la valeur du bruit. Celle-ci s'observe depuis l'établissement de la haute tension sur le tube photomultiplicateur jusqu'à la mesure effectuée 31 minutes après. La quantité de lumière mesurée ensuite est en moyenne de 0,55 (u.a.) avec un écart-type relatif de 5,9 %. Les valeurs maximale et minimale du bruit, pour cette expérience, sont respectivement de 0,48 et 0,63 représentant un écart à la moyenne de 14 % chacune. Pour avoir un élément de comparaison, les mesures réalisées avec la source de ^{60}Co à $30 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ donnent comme résultat une moyenne de 138 (u.a.) et un écart-type relatif de 0,42 %. Ces expériences montrent que la mesure du bruit suivant deux acquisitions d'une quantité de lumière bien supérieure à celle du bruit reste stable. La réponse du tube photomultiplicateur n'est donc pas influencée par la quantité de lumière mesurée dans ces conditions expérimentales. La dérive trouvée après 2 heures de fonctionnement au chapitre 3 (section 3.3.2.1) est maintenant attribuée à une modification des conditions expérimentales.

De plus, en tenant compte du fait que le scintillateur sera placé à l'intérieur du fantôme RANDO[®] les conditions expérimentales en termes de lumière ambiante seront très stables et donc la

réponse du détecteur aussi. Il sera ainsi possible de réaliser une seule mesure du bruit, après le temps de stabilisation des TPM, qui soit représentative du bruit parasite lié au tube photomultiplicateur et à l'ambiance radioactive naturelle de la journée de mesure.

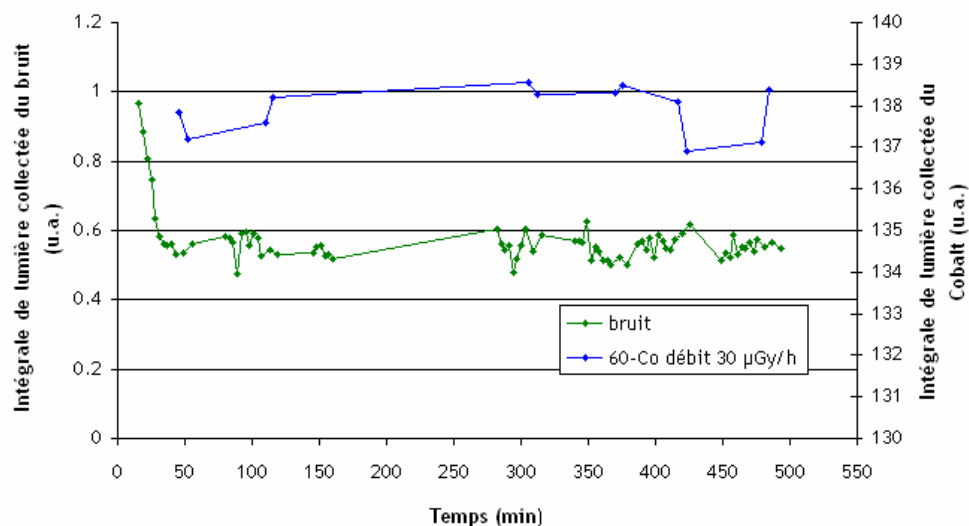


Figure 4.11. Mesures alternées des intégrales de lumières issues du bruit au cours d'une journée de 8 heures (courbe verte, axes des ordonnées situé à gauche) et des mesures avec un débit de dose de 30 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ au ^{60}Co (courbe bleue, axes des ordonnées situé à droite).

4.4.1.3. Évolution du bruit pour différentes journées

Plusieurs séries d'acquisition du bruit de mesure obtenues au cours de différentes journées (mais pour des conditions expérimentales similaires) sont représentées sur la figure 4.12. Les mesures effectuées durant le temps de stabilisation de la réponse (30 à 35 premières minutes de fonctionnement du système) fluctuent beaucoup. Ensuite, l'allure des courbes du bruit de mesure au cours de ces journées sont analogues.

Sur la figure 4.13, sont représentées les mesures du bruit en fonction des jours de mesure avec leurs écarts types associés. Tous les résultats et leurs écarts types ont été calculés à partir de la mesure effectuée après la 30^{ième} minute de fonctionnement. Les écarts-types relatifs de chaque série sont inférieurs à 7,5 % (série du 21/01/09 : 0,63 (u.a.) \pm 7,5 %). On montre, en s'assurant que l'incertitude de l'écart d'une série de mesures du bruit à l'autre est supérieure à l'écart entre ces séries, qu'elles sont représentatives du même mesurande. Le calcul de la moyenne de toutes les mesures du bruit réalisées pour des jours différents, peut alors être effectué [Blanchis, 2009]. On obtient ainsi une valeur moyenne du bruit de 0,59 (u.a.) avec un écart-type relatif de 10,9 % et une incertitude relative élargie de 2,2 %.

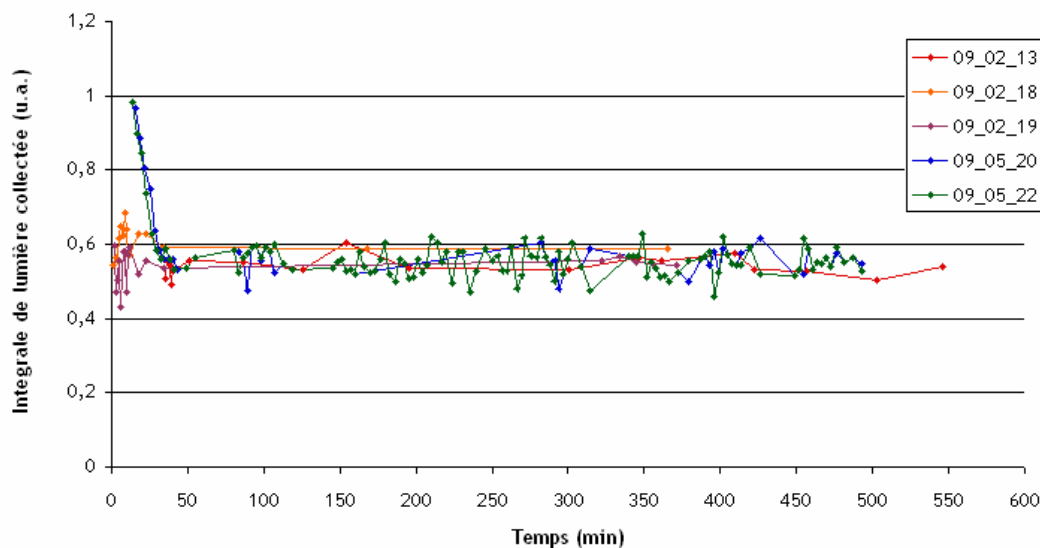


Figure 4.12. Mesures du bruit au cours de différentes journées. Certaines mesures de bruit étaient associées à des mesures de débit de dose. La légende sur la figure indique l'année, le mois et le jour de mesure.

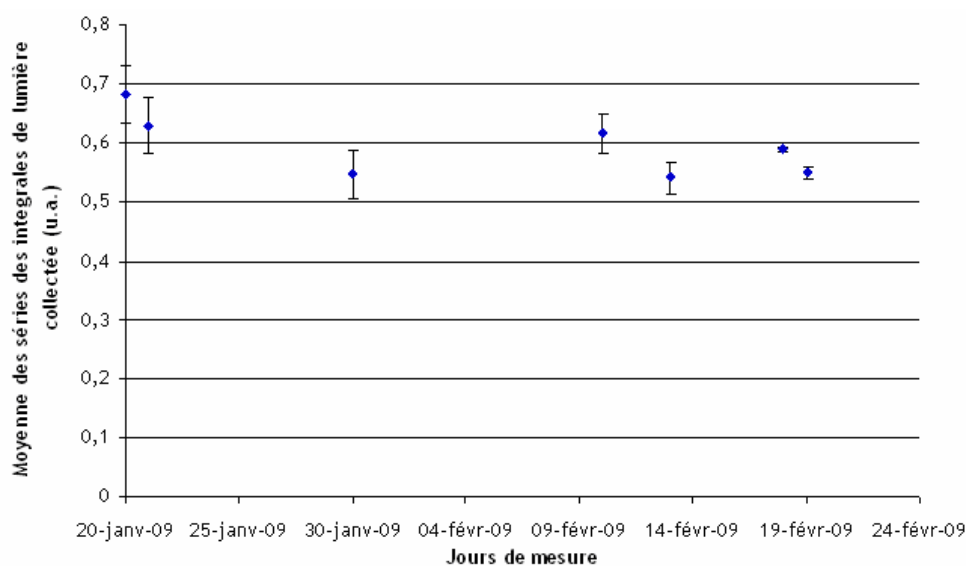


Figure 4.13. Moyennes et écarts type associés des séries de mesure du bruit au cours de différentes journées.

La reproductibilité de la mesure du bruit au cours de plusieurs journées, dans un environnement peu soumis aux lumières parasites est ainsi démontrée (figure 4.12 et 4.13).

Si une valeur moyenne a pu être calculée avec un écart-type relatif et une incertitude relative élargie acceptable, les résultats obtenus au chapitre 3, préconisent de ne pas établir une valeur fixe du bruit et donc du coefficient k_B . Ainsi, nous rappelons que le bruit sera mesuré avant d'effectuer

toutes autres acquisitions lors d'une expertise de poste de travail, et le coefficient k_B sera calculé pour chaque condition expérimentale (Eq. 4.2).

4.4.2. Etalonnage du prototype : détermination du coefficient k_A

Sur les figures 4.14 et 4.15, ont été représentés les histogrammes de mesure obtenus avec les sources de rayonnements gamma du ^{60}Co et du ^{137}Cs pour différents débits. Chaque histogramme représenté a eu son bruit de mesure associé soustrait canal à canal (le zéro-électronique ne contribuant pas au calcul de la dose). Sur ces figures, la moyenne lissante sur 10 échantillons de chaque histogramme a également été dessinée car elle permet un tracé plus précis en diminuant les fluctuations statistiques.

L'observation de ces histogrammes de mesure met en évidence la diminution de la fluctuation statistique pour des débits de dose croissants. De même, l'augmentation du débit se traduit graphiquement par une augmentation de la hauteur de chaque canal ainsi qu'une augmentation du nombre de canaux occupés par le spectre.

Il apparaît également que les histogrammes obtenus pour les sources de rayonnement gamma ne présentent pas de front Compton très marqué. Néanmoins, par exemple pour le débit $100 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, on remarque que le spectre de ^{60}Co est très étiré, il occupe tous les canaux de l'histogramme, contrairement au spectre de ^{137}Cs pour le même débit. Cela confirme le bon fonctionnement du détecteur montrant une relation entre l'axe des abscisses de l'histogramme et l'énergie déposée. En effet, le ^{60}Co peut déposer une énergie allant jusqu'à 1,04 MeV dans le scintillateur, par interaction Compton, supérieure à l'énergie maximale de l'électron Compton du ^{137}Cs qui est de 0,477 MeV.

4.4.2.1. Voie de mesure n° 1 du prototype

Mesures au Cobalt-60

L'intégrale obtenue pour chaque débit de dose, le bruit ayant été soustrait, est présentée au tableau 4.5, avec l'écart-type relatif (en fonction du facteur de *Student* pour 5 mesures) et l'incertitude élargie relative (à 95 %) associés à chaque mesure.

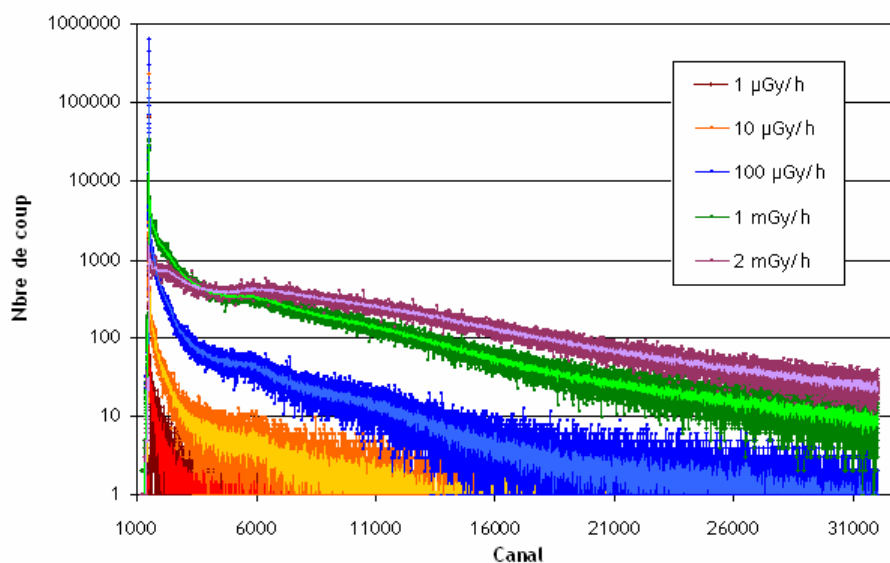


Figure 4.14. Pour chaque histogramme de débit réalisé avec les sources de ^{60}Co , l’histogramme du bruit associé a été soustrait. Une moyenne ayant une période de 10 échantillons a été représentée sur chaque histogramme afin d’obtenir un tracé plus lisible.

Tableau 4.5. Moyenne et incertitude élargie relative de chaque série de mesures de lumière collectée (u.a.) en fonction du débit de dose d’étalonnage.

| Débit de dose dans l'air ($\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) | Dose déposée dans le scintillateur (μGy) | Intégrale moyenne des séries de mesures (u.a.) | Ecart type relatif de mesure ($\tau=2,8$) (%) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
|---|---|--|---|--|
| 1 | 0,04 | 4,4 | 3,8 | 9,5 |
| 5 | 0,2 | 22,2 | 2,2 | 7,1 |
| 10 | 0,4 | 43,9 | 0,6 | 4,7 |
| 20 | 0,7 | 88,4 | 0,4 | 4,6 |
| 50 | 1,8 | 218,5 | 0,3 | 4,5 |
| 100 | 3,6 | 439,2 | 0,4 | 2,9 |
| 200 | 7,2 | 864,5 | 0,4 | 2,9 |
| 500 | 18,1 | 2164,5 | 0,4 | 2,9 |
| 1000 | 36,2 | 4300,8 | 0,2 | 2,5 |
| 2000 | 72,4 | 8536,4 | 0,2 | 2,5 |

Mesures au Césium-137

Comme précédemment pour la source de ^{60}Co , les tracés des histogrammes du ^{137}Cs sont présentés sur la figure 4.15, le tableau 4.6 récapitule la moyenne de chaque série de mesures obtenue pour chaque débit de dose de la source de ^{137}Cs avec leur l’écart-type relatif et leur incertitude relative élargie à 95 % associés.

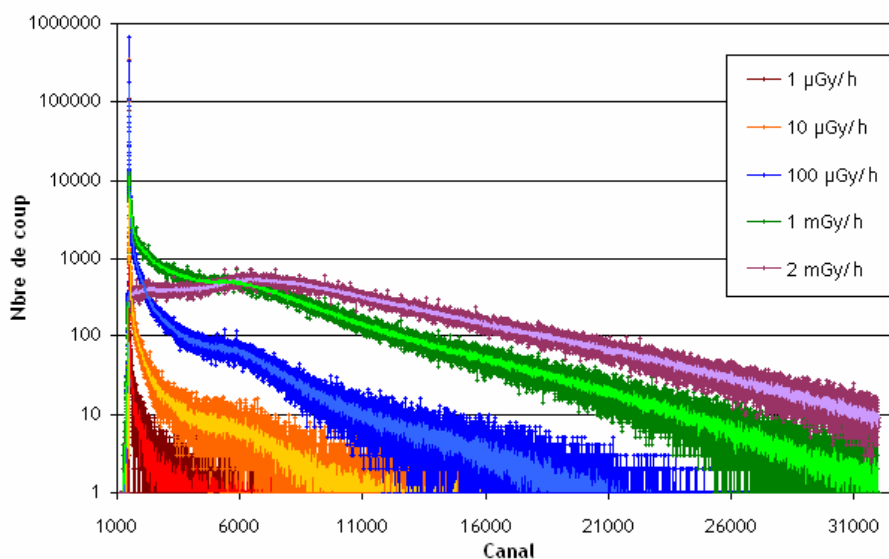


Figure 4.15. Pour chaque histogramme de débit réalisé avec les sources de ^{137}Cs , l'histogramme du bruit associé a été retranché. Une moyenne ayant une période de 10 échantillons a été représentée sur chaque histogramme afin d'obtenir un tracé plus lisible.

Tableau 4.6. Moyenne et incertitude élargie relative de chaque série de mesures en fonction du débit de dose d'étalonnage.

| Débit de dose ($\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) | Dose déposée dans le scintillateur (μGy) | Intégrale moyenne des séries de mesures (u.a.) | Ecart type relatif de mesure ($\tau=2,8$) (%) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
|--|---|--|---|--|
| 1 | 0,04 | 4,2 | 4,1 | 10,4 |
| 5 | 0,2 | 20,4 | 0,8 | 6,7 |
| 10 | 0,4 | 42,0 | 0,4 | 5,6 |
| 20 | 0,7 | 83,3 | 0,3 | 5,6 |
| 50 | 1,8 | 207,2 | 1,2 | 6,1 |
| 100 | 3,6 | 405,3 | 0,1 | 2,9 |
| 200 | 7,2 | 807,6 | 0,2 | 2,9 |
| 500 | 18,1 | 2041,8 | 0,3 | 2,9 |
| 1000 | 36,2 | 4089,6 | 0,3 | 2,5 |
| 2000 | 72,3 | 8194,3 | 0,3 | 2,5 |

Droite d'étalonnage

Sur la figure 4.16, sont représentés toutes les intégrales de lumière collectée obtenues pour la voie n°1 à l'aide des sources de ^{60}Co et ^{137}Cs en fonction de la dose déposée dans le scintillateur en micro-Gray (μGy). La droite de régression linéaire passant par ces points donne un coefficient directeur de $8,6\cdot 10^{-3}$, pour un coefficient R^2 de 0,9993.

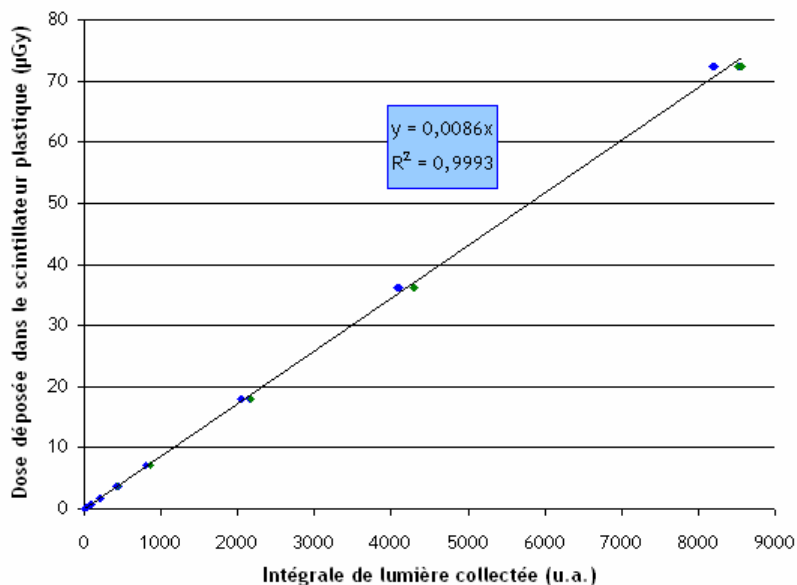


Figure 4.16. Droite d'étalonnage de la voie de mesure n°1 du prototype de détection représentant la dose déposée dans le scintillateur en fonction de l'intégrale de lumière collectée, réalisé à partir des mesures des sources de ^{60}Co (en vert) et ^{137}Cs (en bleu).

Comme attendu d'après le rapport des coefficients d'absorption d'énergie massique (section 4.3.1, figure 4.8), sur la figure 4.16, les mesures réalisées avec les deux sources gamma montrent un bon accord. D'après les données du tableau 4.7, les droites de régressions linéaires, des points à bas débit (obtenus pour 1, 5, 10 et 20 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$; $r^2=0,9899$), des points moyens (50, 100 et 200 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$; $r^2=0,9999$) et des points à haut débit (500 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, 1 et 2 $\text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$; $r^2=1$) ont été tracées séparément afin de vérifier que le coefficient de détermination reflétait effectivement la bonne proportionnalité de la lumière collectée en fonction du débit de dose. Pour ces trois cas, les droites sont systématiquement comprises entre les barres d'incertitude.

Pour chaque débit de dose, l'intégrale moyenne obtenue avec les sources de ^{60}Co et ^{137}Cs ainsi que leur incertitude associée ont été calculées dans le tableau 4.7.

Tableau 4.7. Intégrale moyenne obtenue pour la voie n° 1 avec les sources de ^{60}Co et ^{137}Cs pour chaque débit de dose avec l'incertitude associée à la mesure du débit.

| Débit de dose dans l'air ($\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) | Dose déposée dans le scintillateur (μGy) | Intégrale moyenne des séries de mesures (u.a.) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
|---|---|--|--|
| 1 | 0,04 | 4,3 | 14,1 |
| 5 | 0,2 | 21,3 | 9,8 |
| 10 | 0,4 | 42,9 | 7,3 |
| 20 | 0,7 | 85,8 | 7,2 |
| 50 | 1,8 | 212,8 | 7,6 |
| 100 | 3,6 | 422,2 | 4,1 |
| 200 | 7,2 | 836 | 4,1 |
| 500 | 18,1 | 2103,3 | 4,1 |
| 1000 | 36,2 | 4195,2 | 3,5 |
| 2000 | 72,4 | 8365,3 | 3,5 |

À partir des données du tableau 4.7, on obtient par régression linéaire, une relation entre la quantité de lumière collectée au niveau du tube photomultiplicateur proportionnelle au débit de dose pour les énergies du ^{60}Co et du ^{137}Cs :

$$D = 0,0086 \times I + k_B \quad (\text{Eq. 4.9.})$$

avec, D , la dose déposée dans le scintillateur, I , l'intégrale de la lumière collectée correspondant à D , et k_B , l'ordonnée à l'origine de la droite d'étalonnage déterminé à partir de l'équation 4.2.

Le coefficient de détermination (R^2) de la droite d'équation 4.9 est égal à 1. Le coefficient d'étalonnage de la voie de mesure n° 1, k_A , est ainsi fixé à la valeur 0,0086.

On remarque également, que les valeurs extrêmes du bruit, mesurées au cours d'une journée (0,45 (u.a.) et 0,63 (u.a.)), sont 7 à 9 fois plus faibles que la quantité de lumière mesurée pour le débit de dose de $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Ceci signifie que le prototype de mesure de dose par scintillation répond bien au cahier des charges qui a été défini, en détectant aisément les débits de dose de l'ordre de $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.

Le coefficient k_A , permet l'estimation du débit de dose équivalent du bruit de mesure, lequel a été trouvé égal à $135 \text{ nGy}\cdot\text{h}^{-1}$ pour une quantité de lumière de 0,59 (u.a.) (moyenne de toutes les journées de mesure). Ce résultat, comparé aux mesures du bruit de fond effectuées dans les salles, comprises entre $60 \text{ nGy}\cdot\text{h}^{-1}$ et $110 \text{ nGy}\cdot\text{h}^{-1}$, indique une surestimation de la mesure du bruit de fond radiologique par le prototype SYDO. Ceci s'explique par l'ajout du bruit thermique des tubes photomultiplicateurs à la mesure, qui est de l'ordre de grandeur du rayonnement naturel, et qui pénalise l'estimation des très faibles débits de dose ($\text{nGy}\cdot\text{h}^{-1}$).

4.4.2.2. Voie de mesure n° 2 du prototype

Droite d'étalonnage

De la même manière que pour la voie de mesure n° 1 du prototype, une calibration de la voie de mesure n° 2 a également été effectuée. Sur la figure 4.17, sont représentées toutes les mesures de doses déposées dans le scintillateur en fonction des intégrales de lumière collectée, obtenues pour différents débits avec les sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs . Les données moyennées sont présentées au tableau 4.8.

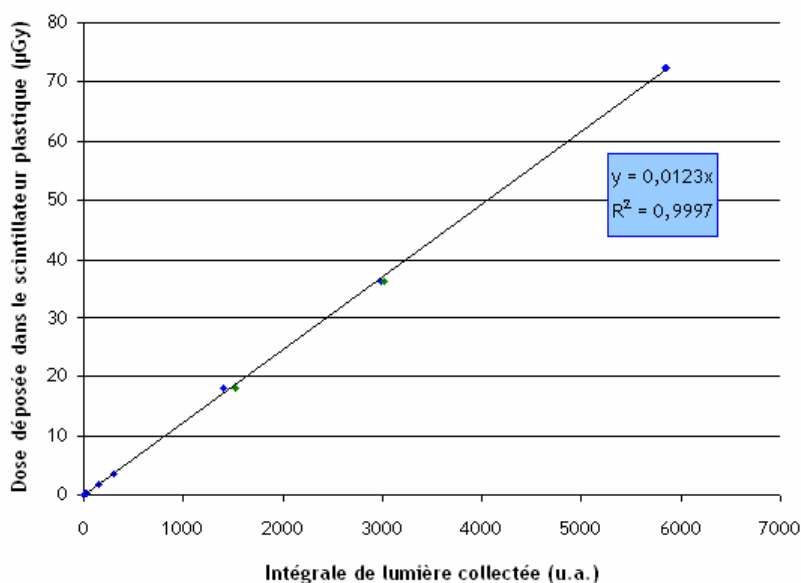


Figure 4.17. Droite d'étalonnage de la voie de mesure n° 2 du prototype de détection en fonction du débit de dose réalisé à partir des mesures des sources de ^{60}Co (en vert) et ^{137}Cs (en bleu).

Tableau 4.8. Moyenne des intégrales obtenues pour la voie de mesure n° 2 avec les sources de ^{60}Co et ^{137}Cs pour chaque débit de dose avec l'incertitude associée à la mesure du débit.

| Débit de dose dans l'air ($\mu\text{Gy} \cdot \text{h}^{-1}$) | Dose déposée dans le scintillateur (μGy) | Intégrale moyenne des séries de mesures (u.a.) | Incertainité élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
|---|---|--|---|
| 1 | 0,04 | 4 | 20,9 |
| 5 | 0,2 | 15,8 | 10,6 |
| 10 | 0,4 | 31,3 | 9,1 |
| 50 | 1,8 | 153 | 7,4 |
| 100 | 3,6 | 303,1 | 4,1 |
| 500 | 18,1 | 1464,8 | 4,2 |
| 1000 | 36,2 | 3001,1 | 3,9 |
| 2000 | 72,4 | 5853 | 5 |

Les résultats obtenus lors de l'étalonnage de la voie de mesure n° 2 permettent de déduire un coefficient d'étalonnage k_A , de 0,0123. Les coefficients d'étalonnage des deux voies sont différents, ce qui implique que l'étalonnage en dose devra être réalisé pour chacune des 24 voies de mesure du projet final.

4.4.3. Dépendance angulaire (voie n° 1)

Le graphique de la figure 4.18 représente l'intégrale de la lumière collectée en fonction de l'angle d'irradiation du prototype de détection. Les valeurs ont été normalisées par rapport à la valeur obtenue pour l'incidence 0°.

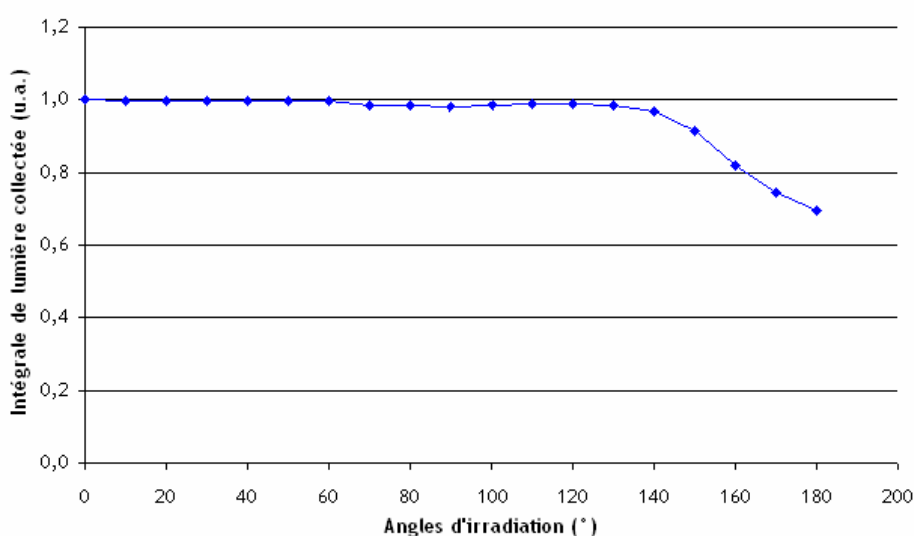


Figure 4.18. Réponse du prototype de détection en fonction de l'angle d'irradiation, les valeurs ont été normalisées par rapport à la valeur à 0°.

Les intégrales de lumière normalisées permettent de définir l'isotropie de détection du prototype SYDO. La réponse du système est indépendante pour des irradiations comprises entre 0° et ±140°, où l'erreur relative reste inférieure à -3,2 %. L'anisotropie de détection devient plus importante pour les angles compris entre ±150° et ±180°, où l'erreur relative va de -8,4 % à son maximum -30,3 %.

Cette dépendance, est liée à la géométrie du détecteur et à la connexion du toron de fibres optiques sur la surface de sortie du scintillateur. En effet, les principales sous-estimations de la dose efficace proviendraient alors d'irradiations postéro-antérieures. Pour y remédier le placement des détecteurs dans le fantôme RANDO® se fera de telle sorte que le scintillateur soit orienté vers la surface de sortie du fantôme la plus proche. Ceci devrait permettre de compenser les sous-estimations. L'influence d'une irradiation postéro-antérieure sur le mannequin équipé de détecteurs devra néanmoins être réalisée.

4.4.4. Réponse en fonction de la profondeur dans du PMMA (voie n° 1)

La figure 4.19, représente l'intégrale de la lumière collectée par le détecteur en fonction de l'épaisseur (en cm) atténuante de PMMA lors d'une irradiation avec une source de ^{60}Co de débit $30 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Des simulations avec le code Monte Carlo reproduisant l'expérience ont également été réalisées afin de comparer les deux comportements en fonction de l'épaisseur d'un même milieu atténuant. Les résultats ont été normalisés par rapport à la valeur du maximum.

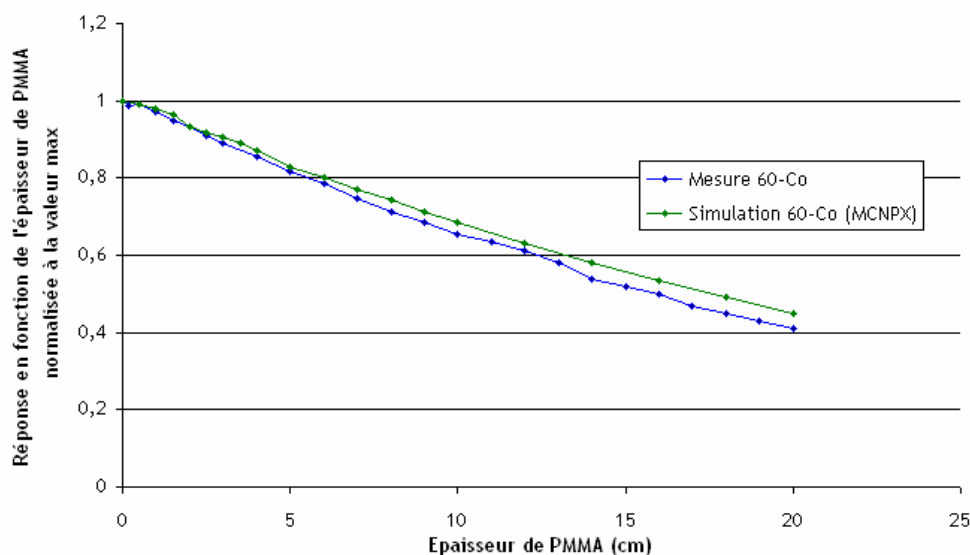


Figure 4.19. Réponse du prototype de détection en fonction de l'épaisseur (en cm) atténuante de matériau équivalent tissu (PMMA), les valeurs ont été normalisées par rapport à la valeur maximale. Des simulations reproduisant l'expérience ont été réalisées.

Au fur et à mesure que l'épaisseur de PMMA augmente, l'énergie moyenne du rayonnement arrivant sur le détecteur diminue mais sa dispersion augmente. Néanmoins, on remarque figure 4.19, que la quantité de lumière collectée diminue proportionnellement et linéairement avec la profondeur. La mesure de l'atténuation dans le matériau PMMA, proche du matériau équivalent tissu-mou, est en accord avec les simulations réalisées. Ceci signifie que les mesures réalisées à différentes profondeurs dans le mannequin anthropomorphe conservent la proportionnalité de la dose.

4.4.5. Correction en fonction de l'énergie (voie n° 1)

La méthode de correction de la réponse du système de mesure de dose par scintillation (SYDO) en fonction de l'énergie a été précisée à la section 4.4.2.1. Graphiquement il n'a pas été possible de déterminer de manière suffisamment précise les fronts Compton des spectres de fluorescence ou ceux du ^{60}Co et du ^{137}Cs (figure 4.21). Nous avons alors opté pour la correction empirique de la réponse en fonction de l'énergie car l'objectif de notre système de mesure de dose n'est pas de

permettre la réalisation d'une spectrométrie des rayonnements reçus au niveau des organes, mais de faire une estimation de la dose déposée qui soit proche de la dose déposée dans le tissu-mou.

4.4.5.1. Mesures aux énergies de fluorescence X (voie n° 1)

Sur les figures 4.20 et 4.21, sont respectivement représentés les histogrammes de mesure obtenus avec l'énergie de la fluorescence X du plomb (75 keV) pour différents débits, ainsi que les histogrammes d'un même débit ($110 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$), à différentes énergies. Pour chaque histogramme, le bruit associé à la mesure a été soustrait canal à canal. La même constatation que précédemment pour des photons de haute énergie a été faite, l'augmentation du débit de dose mesuré occasionne une augmentation de la hauteur de chaque canal ainsi que du nombre de canaux occupés par le spectre (figure 4.20). De même également, à débit comparable (figure 4.21), il existe une relation entre le nombre de canaux occupés par le spectre et l'énergie des photons incidents.

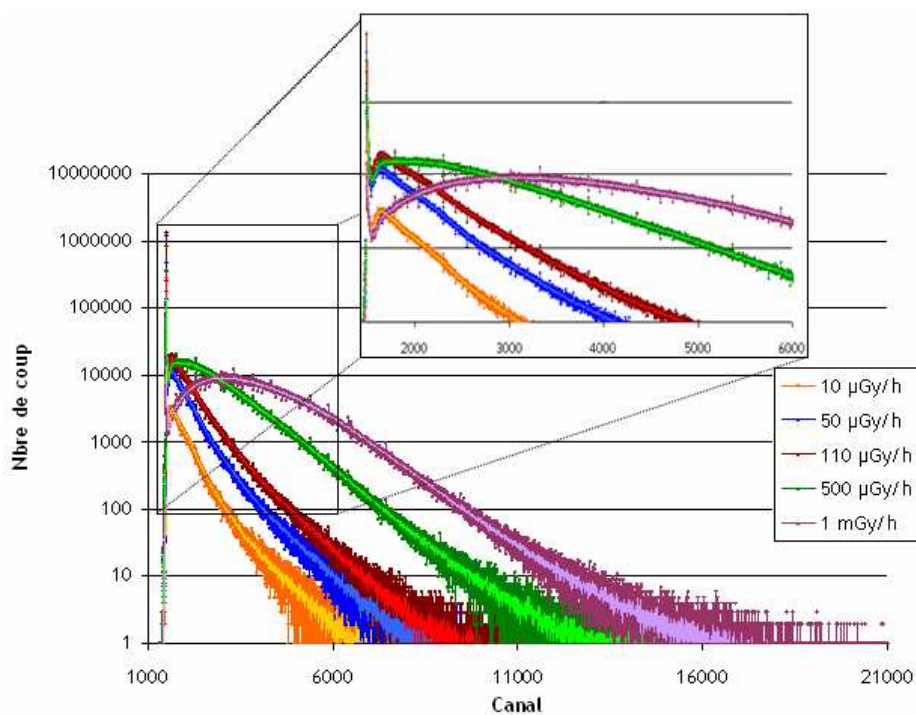


Figure 4.20. Ces histogrammes de mesure représentent la lumière produite dans le scintillateur par les photons X de fluorescence de 75 keV à différents débits de dose. Une moyenne ayant une période de 10 échantillons a été représentée sur chaque histogramme afin d'obtenir un tracé plus lisible.

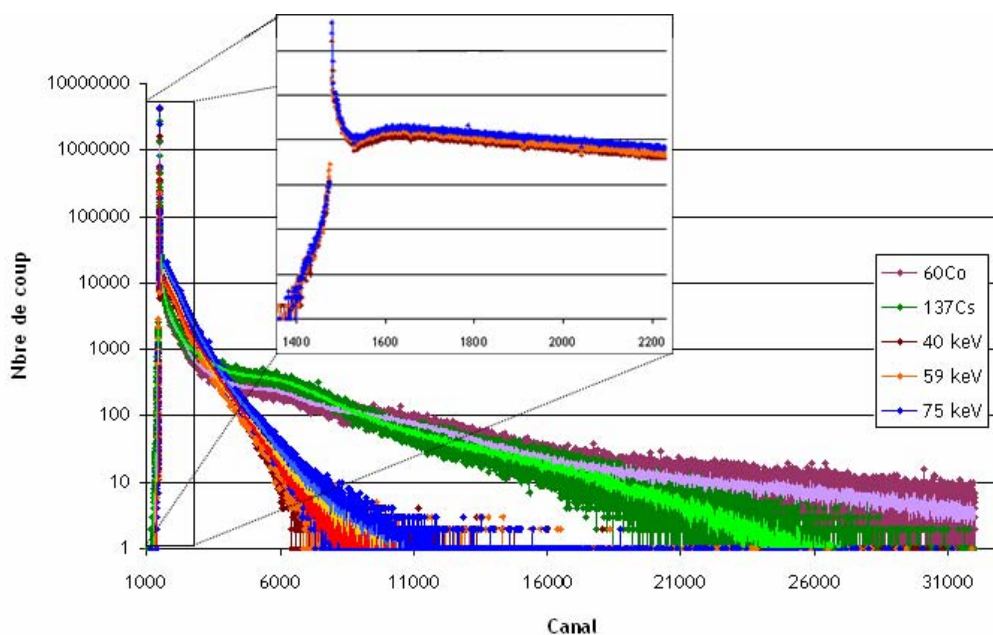


Figure 4.21. Ces histogrammes de mesure représentent la lumière produite dans le scintillateur par les sources de photons gamma du ^{60}Co et du ^{137}Cs et par les photons X de fluorescence de 40,1 keV, 59,3 keV et 75 keV pour un même débit de $110 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Une moyenne ayant une période de 10 échantillons a été représentée sur chaque histogramme afin d'obtenir un tracé plus lisible.

Le tableau 4.9, présente les intégrales de lumière collectées avec leurs incertitudes relatives élargies associées, obtenues pour les énergies de la fluorescence X. L'incertitude la plus importante (13,5 %) a été obtenue pour la mesure du débit de dose de $10 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à l'énergie de la fluorescence du plomb (75 keV). Pour la plupart des mesures, débits et énergies confondus, les incertitudes ont été trouvées inférieures à 5 %, hormis pour le débit de $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ où celles-ci sont de 5,4 %, 7,5 % et 6,1 % respectivement pour les énergies 75 keV, 59,3 keV et 40,1 keV.

Tableau 4.9. Intégrales obtenues pour la voie de mesure n° 1 pour les énergies de la fluorescence X en fonction des débits de dose avec l'incertitude associée à la mesure de chaque débit.

| fluorescence du samarium (40,1 keV) | | | |
|--|---|---|--|
| Débits de dose dans l'air ($\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) | Dose déposée dans le scintillateur (μGy) | Intégrale moyenne des séries de mesures (u.a.) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
| 10 | - | - | - |
| 25 | - | - | - |
| 50 | 0,8 | 69,3 | 6,1 |
| 100 | - | - | - |
| 110 | 1,7 | 150,6 | 4,4 |
| 500 | 7,9 | 863,1 | 4,6 |
| 1000 | 15,9 | 1842,6 | 4,6 |

| fluorescence du tungstène (59,3 keV) | | | |
|--|---|---|--|
| Débits de dose dans l'air ($\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) | Dose déposée dans le scintillateur (μGy) | Intégrale moyenne des séries de mesures (u.a.) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
| 10 | - | - | - |
| 25 | 0,6 | 63,7 | 4,4 |
| 50 | 1,2 | 116,8 | 7,5 |
| 100 | 2,3 | 258,1 | 4,5 |
| 110 | - | - | 4,4 |
| 500 | 11,7 | 1111,6 | 4,6 |
| 1000 | 23,5 | 2227,9 | 4,6 |

| fluorescence du plomb (75 keV) | | | |
|--|---|---|--|
| Débits de dose dans l'air ($\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) | Dose déposée dans le scintillateur (μGy) | Intégrale moyenne des séries de mesures (u.a.) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
| 10 | 0,3 | 27,3 | 13,5 |
| 25 | 0,7 | 64,9 | 4,5 |
| 50 | 1,4 | 124,1 | 5,4 |
| 100 | 2,8 | 238,31 | 4,7 |
| 110 | 3,1 | 261,8 | 4,4 |
| 500 | 14,1 | 1309,0 | 4,6 |
| 1000 | 28,2 | 2580,7 | 4,6 |

Sur la figure 4.21, on s'aperçoit que pour un même débit il n'est pas possible de faire la différence entre les différents spectres obtenus aux énergies de fluorescence X.

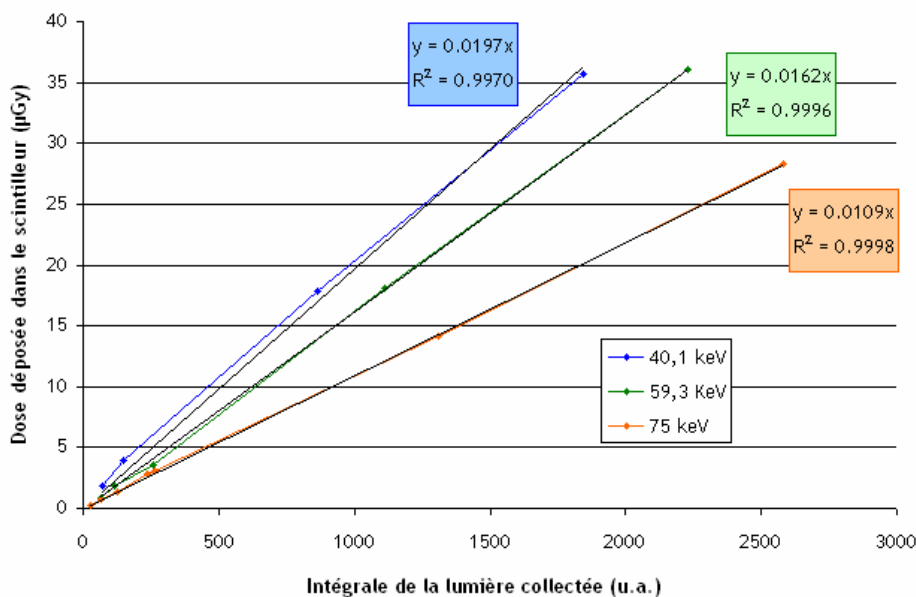


Figure 4.22. Linéarité de la réponse du prototype SYDO pour les énergies de la fluorescence, pour la voie de mesure n°1 du prototype de détection en fonction du dépôt de dose.

Sur la figure 4.22, sont représentées les doses déposées dans le scintillateur en fonction des intégrales de lumière collectée pour les trois énergies de fluorescence X du tableau 4.9, ainsi que leur droite de régression linéaire. Les coefficients directeurs des droites ont été trouvés croissants pour les énergies d'étalonnage de 75 keV à 40,1 keV, tout en restant supérieur au coefficient d'étalonnage k_A de la voie de mesure n°1 (section 4.2.4.1). Le coefficient de détermination le plus défavorable est de 0,9970, il a été trouvé pour l'énergie 40,1 keV. Ainsi, la proportionnalité entre la dose déposée dans le scintillateur et la lumière collectée est vérifiée en fonction du dépôt de dose (obtenus pour différents débits) pour les énergies de la fluorescence X .

4.4.5.2. Détermination du canal de fin de 90 % de l'intégrale de lumière collectée

Le seuil à partir duquel est effectuée l'intégrale de lumière a été déterminé à la suite de chaque nouvelle mesure du bruit (chapitre 3, section 3.2.3.2). Cependant, le seuil d'intégration moyen déterminé à partir de plus de 330 mesures réalisées après 30 minutes de fonctionnement du tube photomultiplicateur a été calculé. Cette valeur, à partir de laquelle sont réalisées les intégrales de lumière, correspond au canal 1505 (avec un écart-type relatif de 0,2 % et une incertitude relative élargie de 0,02 %). Par ailleurs, ce résultat indique que la stationnarité du zéro électronique est vérifiée. Le canal 1505 a donc été retenu comme étant le seuil d'intégration des histogrammes étudiés (canal de début de la région n°1, section 4.3.5.1) lors de la détermination du canal que l'on nommera 90 %.

Les canaux représentant 90 % de l'intégrale de lumière collectée, pour le débit de dose dans l'air de $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et pour les énergies 40,1 keV, 59,3 keV et 75 keV, sont respectivement : 3780,

3870 et 3750. Ainsi, en choisissant le canal 3800, on prend en compte 90,1 % de la valeur de l'intégrale à 40,1 keV, 89,8 % à 59,3 keV et 90,5 % de la valeur moyenne de l'intégrale du 75 keV.

Si l'on suit la méthode présentée dans la section 4.3.5.1, le canal 3800 correspond alors au canal de fin de la région de correction n°2. La région de correction n°1 a été déterminée arbitrairement entre le seuil d'intégration et le canal 2200. Ainsi deux méthodes de correction ont été établies et testées :

- La première distinguant trois régions sur l'histogramme : du canal seuil (1505) au canal 2200, constitue la région de correction n°1, puis du canal 2201 au canal 3800 représente la région de correction n°2. Enfin la dernière région de l'histogramme (non corrigée) s'étend du canal 3801 au canal de fin de l'histogramme (32769) (section 4.3.5.1, Eq. 4.7).

$$D_{\text{étalonnage}} = (a_1 \cdot I_1 + b_1 \cdot I_2 + I_3) \cdot k_A + k_B \quad (\text{Eq. 4.7.})$$

- La deuxième méthode comprenant deux régions de correction (détermination d'un facteur de correction associé à chaque région). La région de correction n°1 s'étend du canal seuil au canal 3800, et la région de correction n°2 du canal 3801 au canal 32769 (section 4.3.5.1, Eq. 4.8).

$$D_{\text{étalonnage}} = (a_2 \cdot I'_1 + b_2 \cdot I'_2) \cdot k_A + k_B \quad (\text{Eq. 4.8.})$$

avec $D_{\text{étalonnage}}$, la dose déposée dans le scintillateur plastique équivalente à celle déposée dans le tissu-mou, $a_{1,2}$ et $b_{1,2}$, les coefficients de correction obtenus pour les deux méthodes et $I'_{1,2}$, les intégrales des nouvelles régions 1 et 2. Ainsi $I'_1 = I_1 + I_2$ contient 90 % des intégrales des histogrammes de fluorescence X et $I'_2 = I_3$.

4.4.5.3. Calcul des facteurs de correction

Tout d'abord, les intégrales de chaque région, définies précédemment pour les deux méthodes de correction, ont été calculées pour les histogrammes de mesure du ^{60}Co et du ^{137}Cs ainsi que pour les énergies de la fluorescence X de 40,1 keV, 59,3 keV et 75 keV, utilisés pour la correction de la réponse. Ainsi les équations 4.7 et 4.8 ont été déterminées pour chaque énergie. Les facteurs de correction (a et b) ont ensuite été calculés en résolvant, pour chaque méthode (section 4.4.5.2), le système de deux équations à deux inconnues, réalisé avec une équation obtenue pour une faible énergie nécessitant une correction et une équation obtenue à plus haute énergie (^{60}Co et ^{137}Cs) n'ayant pas besoin de correction. Les facteurs de correction ont donc été déterminés pour chaque méthode suivant les couples d'équations : 40,1 keV- ^{60}Co ; 40,1 keV- ^{137}Cs ; 59,3 keV- ^{60}Co ; 59,3 keV- ^{137}Cs ; 75 keV- ^{60}Co ; 75 keV- ^{137}Cs . Ils sont récapitulés au tableau 4.12.

Tableau 4.12. Facteurs de correction, déterminés à partir des histogrammes de mesure obtenus pour le débit de dose $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.

| Facteurs de correction | | |
|-----------------------------|------------|-----------|
| Méthode 1 | α_1 | β_1 |
| 40 keV et ^{137}Cs | 15,48 | -5,48 |
| 40 keV et ^{60}Co | 22,16 | -10,39 |
| 59 keV et ^{137}Cs | 5,26 | -0,79 |
| 59 keV et ^{60}Co | 6,81 | -2,09 |
| 75 keV et ^{137}Cs | 4,88 | -0,615 |
| 75 keV et ^{60}Co | 6,24 | -1,78 |
| Méthode 2 | α_2 | β_2 |
| 40 keV et ^{137}Cs | 3,46 | 0,34 |
| 40 keV et ^{60}Co | 3,44 | 0,54 |
| 59 keV et ^{137}Cs | 1,98 | 0,76 |
| 59 keV et ^{60}Co | 1,97 | 0,82 |
| 75 keV et ^{137}Cs | 1,93 | 0,77 |
| 75 keV et ^{60}Co | 1,91 | 0,83 |

Les valeurs absolues des facteurs de correction obtenues avec la méthode 1 (trois régions définies sur l'histogramme, équation 4.8) sont plus importantes que celles qui sont obtenues avec la méthode 2 (équation 4.9). Les facteurs les plus importants concernent le couple de 40,1 keV et ^{60}Co , car ce sont les énergies extrêmes utilisées pour la correction. Les valeurs absolues des facteurs de correction les plus faibles ont été trouvées pour les couples d'équations 75 keV et ^{60}Co et 75 keV et ^{137}Cs puisque leurs spectres sont les plus proches en termes d'occupation de canaux.

4.4.5.4. Erreurs relatives sur l'intégrale de lumière collectée introduites par les facteurs de correction

Sur le tableau 4.13, ont été récapitulées les erreurs relatives (en %) de l'estimation de la dose mesurée et corrigée par notre système de dosimétrie par rapport à la dose étalonnée ($D_{\text{étalonnage}}$), pour le débit de dose de $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Les erreurs relatives ont été calculées pour le premier système de correction (s_1) par l'équation 4.10 et pour le second (s_2), par l'équation 4.11 :

$$s_1 = \frac{|k_A \cdot (a_1 \cdot I_1 + B_1 \cdot I_2 + I_3) - D_{\text{étalonnage}}|}{D_{\text{étalonnage}}} \cdot 100. \quad (\text{Eq. 4.10.})$$

$$s_2 = \frac{|k_A \cdot (a_2 \cdot I'_1 + B_2 \cdot I'_2) - D_{\text{étalonnage}}|}{D_{\text{étalonnage}}} \cdot 100. \quad (\text{Eq. 4.11.})$$

Tableau 4.13. Erreurs relatives sur la détermination de la dose mesurée par le prototype SYDO en fonction des facteurs de correction associés aux deux systèmes étudiés, pour le débit de dose 50 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.

| Méthode 1 | Facteurs de correction | | Erreurs relatives (en %) liées à la méthode 1 | | | | | |
|-----------|------------------------|-----------|---|----------|--------|-------------------|------------------|---------|
| | α_1 | β_1 | 40,1 keV | 59,3 keV | 75 keV | ^{137}Cs | ^{60}Co | |
| 40-Cs | 15,48 | -5,48 | -2,0 | 95,4 | 106,4 | -2,0 | 11,0 | |
| 40-Co | 22,16 | -10,39 | -2,0 | 112,4 | 127,0 | -28,2 | -1,9 | |
| 59-Cs | 5,26 | -0,79 | -47,0 | -2,0 | 1,9 | -2,0 | 2,6 | |
| 59-Co | 6,81 | -2,09 | -49,5 | -2,1 | 2,5 | -10,4 | -2,0 | |
| 75-Cs | 4,88 | -0,615 | -48,6 | -5,6 | -2,0 | -2,0 | 2,3 | |
| 75-Co | 6,24 | -1,78 | 95,4 | -4,4 | -2,1 | -9,7 | -2,0 | |
| Méthode 2 | α_2 | β_2 | Erreurs relatives (en %) liées à la méthode 2 | | | | | |
| 40-Cs | 3,46 | 0,34 | -2,2 | 64,6 | 69,8 | -2,3 | -18,4 | |
| 40-Co | 3,44 | 0,54 | -2,0 | 64,8 | 69,8 | 12,2 | -2,3 | 5-10 % |
| 59-Cs | 1,98 | 0,76 | -41,7 | -4,8 | 0,5 | -1,8 | 2,0 | 10-20 % |
| 59-Co | 1,97 | 0,82 | -41,8 | -2,1 | 0,5 | 2,5 | 2,5 | >20 % |
| 75-Cs | 1,93 | 0,77 | -43,1 | -4,3 | -1,8 | -2,1 | -6,9 | |
| 75-Co | 1,91 | 0,83 | -43,4 | -4,8 | -2,4 | 2,0 | -2,3 | |

Les erreurs relatives comprises entre 0 et ± 5 % sont représentées en vert, celles entre ± 5 % et ± 10 % en jaune, entre ± 10 % et ± 20 % en orange et enfin les erreurs supérieures à ± 20 % en rouge.

Pour les deux systèmes, les erreurs relatives obtenues pour l'histogramme 40,1 keV sont comprises entre -43,4 % et 95,4 %, sauf lorsque l'histogramme de cette énergie est utilisé pour calculer les coefficients de correction (erreur maximale de -2,2 %). Si les coefficients obtenus avec l'histogramme de l'énergie 40,1 keV sont utilisés, l'estimation de la dose sur les autres histogrammes est comprise entre -28,2 % et 127 %.

Les erreurs relatives, obtenues pour le premier système avec les autres coefficients, sont toutes comprises entre -5,6 % et 2,6 %, exceptées pour l'estimation de la dose à l'énergie du ^{137}Cs par les coefficients obtenus avec les histogrammes du ^{60}Co et des énergies de fluorescence du tungstène (59,3 keV) et du plomb (75 keV), où elles sont respectivement de -10,4 % et -9,7 %.

Les erreurs relatives calculées à l'aide du second système sont toutes inférieures à $\pm 4,8$ %, sauf dans le cas de l'estimation de la dose à l'énergie du ^{60}Co par les coefficients obtenus avec les histogrammes du 75 keV et du ^{137}Cs , où l'erreur est de -6,9 %.

Les calculs ont été répétés avec les histogrammes acquis au débit de 110 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ en utilisant les facteurs de correction déterminés au débit 50 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Les coefficients n'ont pas été recalculés car le prototype réalisé a pour objectif la détection et la correcte évaluation des faibles débits de dose (les mesures avec le débit de dose de 25 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ n'ayant pas été réalisées pour toutes les énergies). Ainsi, une correction de la réponse en énergie, basée sur les histogrammes de faibles débits, est mieux adaptée.

Les erreurs relatives, calculées pour le débit de 110 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ sont présentées sur le tableau 4.14. L'utilisation du premier système d'équation offre des estimations de dose beaucoup moins précises

que le second. Hormis l'estimation de la dose à l'énergie du ^{60}Co (de -3,7 % à 1 %), les erreurs relatives sont toutes négatives et comprises entre -6,7 % et -26,4 %.

Avec le second système, les estimations de dose sont aussi toutes négatives, mais elles restent comprises entre -0,4 % et -6,7 %.

Tableau 4.14. Erreurs relatives sur la détermination de la dose mesurée par SYDO en fonction des facteurs de correction associés aux deux systèmes étudiés, pour le débit de dose $110 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.

| Méthode 1 | Facteurs de correction | | Erreurs relatives (en %) liées à la méthode 1 | | | | | |
|-----------|------------------------|-----------|---|----------|--------|-------------------|------------------|---------|
| | α_1 | β_1 | 40,1 keV | 59,3 keV | 75 keV | ^{137}Cs | ^{60}Co | |
| 40-Cs | 15,48 | -5,48 | -6,3 | 41,2 | 47,6 | -9,5 | 7,4 | |
| 40-Co | 22,16 | -10,39 | -23,6 | 30,6 | 37,2 | -34,3 | -6,8 | |
| 59-Cs | 5,26 | -0,79 | 27,5 | -18,0 | -15,2 | -6,8 | 1,2 | |
| 59-Co | 6,81 | -2,09 | -48,3 | -24,8 | -22,1 | -15,1 | -3,7 | |
| 75-Cs | 4,88 | -0,615 | -42,1 | -20,2 | -17,5 | -6,7 | 1,0 | |
| 75-Co | 6,24 | -1,78 | -26,4 | -26,8 | -24,2 | -14,3 | -3,5 | |
| Méthode 2 | α_2 | β_2 | Erreurs relatives (en %) liées à la méthode 2 | | | | | |
| 40-Cs | 3,46 | 0,34 | 24,0 | 59,3 | 65,8 | -8,2 | -18,6 | |
| 40-Co | 3,44 | 0,54 | 24,5 | 60,0 | 66,3 | 5,9 | -1,9 | |
| 59-Cs | 1,98 | 0,76 | -25,5 | -4,3 | -1,0 | -6,3 | -5,3 | 0-5 % |
| 59-Co | 1,97 | 0,82 | -25,5 | -4,3 | -1,0 | -2,1 | -0,4 | 5-10 % |
| 75-Cs | 1,93 | 0,77 | -27,2 | -4,6 | -3,3 | -6,5 | -5,2 | 10-20 % |
| 75-Co | 1,91 | 0,83 | -27,5 | -6,7 | -3,8 | -2,5 | -0,4 | >20 % |

Les résultats présentés sur les tableaux 4.12 et 4.13, ont permis de déterminer le système de correction le plus approprié. Ainsi, la méthode de correction n°1 (correction à partir de la détermination de trois régions sur l'histogramme de mesure), est très spécifique au débit de dose de $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, l'estimation de la mesure de la dose déposée pour un débit de $110 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ est moins précise. En effet, plus la méthode de correction compte un grand nombre de régions à corriger, plus il devient spécifique et applicable dans un cas précis uniquement. C'est pourquoi, la méthode de correction n°2 (Eq. 4.10), comprenant seulement deux régions de correction est mieux adaptée. Dans tous les cas, la correction de la réponse pour les énergies inférieures à 59,3 keV semble ne pas pouvoir être réalisée convenablement. Ainsi, avec la méthode de correction n°2, quatre couples de facteurs de correction (obtenus à partir des histogrammes : 59,3 keV- ^{137}Cs , 59,3 keV- ^{60}Co , 75 keV- ^{137}Cs et 75 keV- ^{60}Co), ayant des valeurs proches, offrent une bonne estimation de la dose déposée dans le tissu-mou. La moyenne de ces coefficients a alors été réalisée et appliquée pour effectuer la correction de la réponse du détecteur. On obtient pour les coefficients de corrections :

- $\alpha=1,9475$ (écart-type relatif élargi (en % avec $\tau=3,2$) : 2,7 %) pour la région 1
- $\beta=0,7950$ (écart-type relatif élargi (en % avec $\tau=3,2$) : 7,1 %) pour la région 2.

Les erreurs relatives sur l'estimation de la dose déposée dans le tissu-mou en fonction de l'énergie et pour différents débits sont alors calculées avec ces facteurs et présentées au tableau 4.14.

L'estimation de la dose est ainsi réalisée avec une erreur relative comprise entre -5,5 % et 3 % pour les débits de dose de $5 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $110 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. La dose est sous-estimée de -9,7 % à -27,2 %

lorsque le débit est de $500 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et atteint $-43,9 \%$ au débit $1 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$. Pour le débit le plus faible ($1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) et aux énergies du ^{137}Cs et ^{60}Co , la dose est surestimée de $18,2 \%$ et $18,8 \%$, la dose est également surestimée aux énergies $59,3 \text{ keV}$ et 75 keV pour le débit d'étalonnage de $25 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, respectivement de $8,7 \%$ et $12,9 \%$.

Il apparaît que le système empirique de correction de la dose est bien adapté pour les énergies et histogrammes étudiés pour des débits compris entre 1 et $110 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$, l'erreur relative est inférieure à $\pm 20 \%$. L'erreur relative reste inférieure à $\pm 30 \%$ pour les débits de 1 à $500 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Ces facteurs de correction seront préenregistrés dans le programme LabWindows d'analyse et de gestion du prototype SYDO mais pourront être modifiés ou désactivés en fonction de la connaissance du champ de rayonnement et des énergies rencontrées.

Tableau 4.14. Erreurs relatives sur la détermination de la dose déposée dans le tissu-mou, mesurée par SYDO et corrigée par les facteurs de correction moyens, en fonction du débit de dose du champ, pour les énergies de la fluorescence X et celles de rayonnements gammas.

| $\alpha = 1,9475$ | $\beta = 0,7950$ | Erreurs relatives (en %) | | | | |
|--------------------------------------|------------------|--------------------------|--------|-------------------|------------------|---------|
| Débits de K_{air} | | 59,3 keV | 75 keV | ^{137}Cs | ^{60}Co | |
| 1 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | - | - | 18,2 | 18,8 | |
| 5 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | - | - | 0,5 | -0,3 | |
| 10 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | - | - | 3,0 | -3,1 | |
| 20 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | - | - | 0,0 | -3,0 | |
| 25 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | 8,7 | 12,9 | - | - | |
| 50 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | -3,3 | -0,8 | -4,5 | 0,2 | 0-5 % |
| 100 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | -5,5 | -2,3 | -2,8 | -4,3 | 5-10 % |
| 500 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | -27,2 | -19,5 | -11,2 | -9,7 | 10-20 % |
| 1 $\text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$ | | -43,9 | -37,3 | -17,0 | -15,8 | >20 % |

4.4.5.5. Validation de la correction pour des rayonnements X filtrés

A partir des intégrales de lumière obtenues pour les différents débits de dose des rayonnements X filtrés de 87 keV et de 100 keV , les incertitudes relatives élargies de mesures ont été calculées (annexe A.4.4). Elles sont en majorité inférieures à 5% , la plus importante ($6,2 \%$) ayant été trouvée pour le débit de dose de $50 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à 100 keV . Ces mesures nous ont permis de valider la méthode empirique de correction de la réponse à basse énergie.

Comme précédemment, l'erreur relative d'estimation de la dose déposée dans le scintillateur plastique par rapport à la dose déposée dans le tissu-mou a été calculée pour des rayonnements X filtrés de 87 keV et 100 keV (tableau 4.16). Ces rayonnements, dont les énergies couvrent une large partie de la zone de sous-estimation (de 63 keV à 122 keV), sont surestimés avec une erreur maximale de $26,5 \%$ pour tous les débits de dose étudiés. L'erreur a tendance à diminuer pour des débits de dose croissants et atteint sa valeur minimale ($-0,1 \%$ avec l'énergie 87 keV) pour le débit de $500 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.

La correction de la dose en fonction de l'énergie a ainsi été validée. Elle permet une estimation de la dose déposée inférieure à 30 % pour des débits de doses de 1 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à 500 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$.

Tableau 4.16. Erreurs relatives sur la détermination de la dose mesurée par le prototype de dosimétrie avec les facteurs de correction moyens, pour différents débits obtenus avec les rayonnements X filtrés de 87 keV et 100 keV.

| $\alpha=1,9475$ | $\beta=0,7950$ | Erreurs relatives (en %) | |
|--------------------------------------|----------------|--------------------------|--------------------|
| Débits | | 87 keV $\pm 27\%$ | 100 keV $\pm 22\%$ |
| 6,6 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 14,1 | - | |
| 12 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | - | 26,5 | |
| 15 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 22,1 | - | |
| 25 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 24,9 | - | |
| 50 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 23,1 | 24,4 | |
| 75 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 22,2 | - | |
| 100 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 21,3 | 23,8 | |
| 150 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 19,2 | - | |
| 200 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 16,7 | - | |
| 300 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 11,5 | - | |
| 400 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | 5,9 | - | |
| 500 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ | -0,1 | - | |

0-5 %

5-10 %

10-20 %

>20 %

4.5. Conclusion

Au cours de ce chapitre, la caractérisation du prototype de mesure de la dose déposée SYDO a été réalisée. Le bruit de mesure du prototype, induit par le bruit thermique des tubes photomultiplicateurs ainsi que par l'ambiance radiologique de la salle de mesure, a été évalué au cours de plusieurs jours. Les résultats obtenus ont permis de conclure à une bonne reproductibilité et à l'absence de dérive thermique des tubes photomultiplicateurs au cours du temps. L'étalonnage de la réponse en dose, pour plusieurs débits de dose a été réalisé de manière métrologique pour deux d'énergies (0,662 keV et 1,25 MeV, sources de ^{137}Cs et ^{60}Co). Rappelons que, pour ces énergies, la réponse du scintillateur plastique est pratiquement la même que celle du tissu-mou (figure 4.8). La proportionnalité entre la quantité de lumière collectée et la dose déposée a été trouvée linéaire et sans saturation entre 1 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ et 2 $\text{mGy}\cdot\text{h}^{-1}$. Cet étalonnage a permis d'obtenir le coefficient (k_A), pour la voie de mesure n°1, utilisé par le logiciel LabWindows pour l'estimation de la dose déposée dans le volume scintillant. Les mêmes expériences ont été réalisées sur la voie de mesure n°2 du prototype (SYDO). Les résultats ont montré que les coefficients d'étalonnage étaient différents pour chaque voie, impliquant la nécessité de caractériser chaque voie de mesure du détecteur final.

Sur la figure 4.23, sont représentées les intégrales de lumière non-corrigées des énergies utilisées lors de la caractérisation, multipliées par le coefficient d'étalonnage k_A et normalisées par rapport à l'énergie déposée dans le tissu-mou. Ainsi, on observe d'une part que la mesure ne sature

pas en fonction du débit qui augmente. D'autre part on remarque la sous-estimation pour les énergies de la fluorescence X qui atteint plus de 60 % pour l'énergie la plus faible (40,1 keV).

Les mesures, réalisées aux énergies de la fluorescence X (40,1 keV, 59,3 keV et 75 keV), ont été utilisées pour la correction de la réponse en fonction de l'énergie du détecteur par rapport au tissu-mou dans la zone de sous-estimation (pour les énergies inférieures à 140 keV).

A partir de ces mesures, des facteurs de correction pour différentes régions de l'histogramme ont été calculés et validés par des mesures en rayonnement X filtrés. Ainsi, une **correction de la réponse en fonction de l'énergie** a été réalisée, offrant une **estimation de la dose inférieure à ± 30 %** pour la **gamme d'énergie de 59,3 keV à 1,25 MeV** et pour les **débits de $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $500 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$** (figure 4.24).

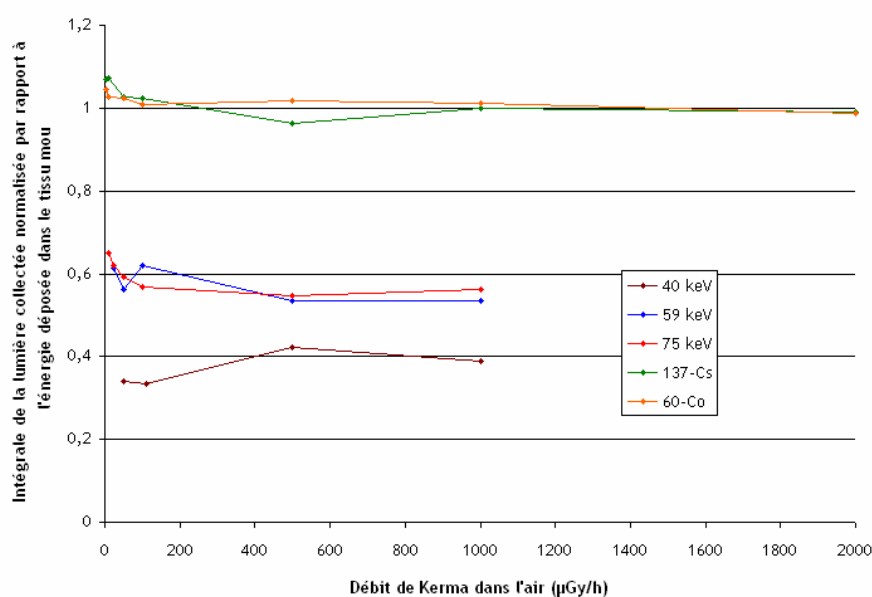


Figure 4.23. Intégrales non corrigées de la lumière collectée pour différentes énergies en fonction du débit de dose d'étalonnage obtenus avec la voie de mesure n° 1 du prototype de détection, normalisée par rapport à l'énergie déposée dans le tissu-mou.

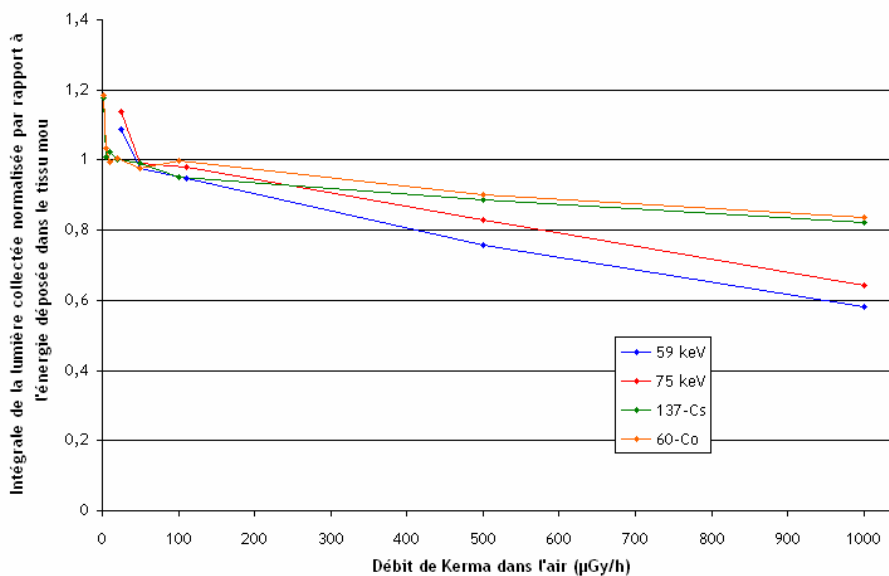


Figure 4.24. Intégrales corrigées de la lumière collectée pour différentes énergies en fonction du débit de dose d'étalonnage obtenus avec la voie de mesure n° 1 du prototype de détection, normalisée par rapport à l'énergie déposée dans le tissu-mou.

Chapitre 5 : Evaluation de la dose efficace à partir de la simulation de l'outil réel d'expertise

La caractérisation du prototype du système de mesure de la dose par scintillation (SYDO) a été présentée au chapitre précédent. Elle a permis d'obtenir l'erreur associée à la mesure de la dose déposée dans le scintillateur plastique et corrigée de façon à obtenir une réponse équivalente au tissu-mou, pour les énergies comprises entre 60 keV et 4 MeV et pour les débits de dose de $1 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $500 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Ainsi le résultat de la mesure estime avec une erreur inférieure à 30 % la dose qui serait déposée dans un volume sensible composé de matériau équivalent au tissu-mou. Dans ce chapitre, nous nous attacherons à étudier, à partir de simulations Monte Carlo, l'estimation de la dose efficace par le fantôme instrumenté RANDO[®], tenant compte des caractéristiques réelles de l'instrument final (composition et morphologie du fantôme RANDO[®], géométrie et position des capteurs placés à l'intérieur). La dose E a été obtenue pour différentes configurations d'irradiation et comparée aux résultats de référence de Furstoss [Furstoss, 2006] ainsi qu'à d'autres résultats obtenus avec des fantômes voxelisés anthropomorphes proches des futurs fantômes de Référence [ICRP 89, 2002 ; ICRP 103, 2007].

La première partie de ce chapitre décrit en détail les différents fantômes numériques qui ont été utilisés pour réaliser nos calculs. La deuxième partie présente les simulations réalisées avec le code MCNPX, qui ont permis de comparer les calculs de dose efficace. Les résultats obtenus seront ensuite présentés et discutés dans la troisième partie du chapitre. Enfin, nous concluons sur les études réalisées dans la dernière partie de ce chapitre.

5.1. Les fantômes anthropomorphes numériques utilisés

Deux types de fantômes numériques ont été utilisés lors de cette étude, un mannequin numérique modélisé à partir d'équations mathématiques et deux mannequins numériques voxelisés qui ont été construits à partir d'images diagnostiques tomодensitométriques (TDM, images scanner) ou obtenues par résonance magnétique (IRM). Les différences entre ces deux types de fantômes numériques (mathématique et voxelisé) sont décrites au chapitre 1, section 1.2.4. L'étude de faisabilité théorique du projet a été réalisée à l'aide d'un fantôme mathématique [Furstoss, 2006], les résultats obtenus avec ce mannequin numérique ont été choisis comme référence lors de nos calculs d'erreurs relatives sur l'estimation de la dose efficace. Un fantôme voxelisé RANDO[®] a été modifié puis utilisé afin d'obtenir des estimations de la dose efficace à partir de plusieurs capteurs de mesure. Ces calculs ont permis d'approcher au plus près la dose qui serait obtenue avec l'instrument réel. Enfin, les fantômes voxelisés MAX et FAX [Kramer, 2006] ont également été utilisés afin de comparer nos résultats à une estimation de la dose efficace qui soit proche de celle qui pourra être obtenue avec les fantômes de référence de la CIPR (chapitre 1, section 1.2.4).

5.1.1. Fantôme anthropomorphe mathématique [Furstoss, 2006]

Le fantôme numérique mathématique utilisé par Furstoss lors de l'étude théorique du projet a été présenté au chapitre 2, section 2.2.1. Ce fantôme mathématique hermaphrodite ayant servi de base à l'étude théorique, il a été utilisé comme référence pour les comparaisons de nos calculs.

5.1.2. Fantôme anthropomorphe RANDO[®] voxelisé

Des simulations Monte Carlo ont été effectuées, pour différentes configurations d'irradiation, dans le but d'évaluer quelle serait la dose efficace obtenue à partir des mesures de 24 capteurs du prototype SYDO, implantés dans un fantôme RANDO[®] (chapitre 2, section 2.3.3.3). Pour ce faire, il a été préalablement nécessaire d'introduire la géométrie du fantôme dans un fichier d'entrée du code MCNPX. Le fantôme a alors été obtenu à partir d'images scanner existantes d'un mannequin physique RANDO[®], en utilisant l'outil informatique SESAME [Huet, 2009] développé dans notre laboratoire. Les capteurs ont ensuite été intégrés au fichier d'entrée suivant les positions déterminées lors de l'étude de faisabilité théorique réalisée par Furstoss [Furstoss, 2006] et adaptées à la nouvelle géométrie du mannequin.

5.1.2.1. Numérisation du fantôme RANDO[®] avec l'outil SESAME

Un fantôme voxelisé RANDO[®] a été créé au sein du laboratoire en utilisant l'application SESAME pour générer des fichiers d'entrée au format MCNPX.

SESAME est un programme mis au point à l'IRSN sous l'environnement de développement PV-Wave. Il est principalement utilisé pour réaliser des calculs dans le cadre de reconstitutions dosimétriques en cas d'accidents d'irradiation [Huet, 2009]. Il est utilisé pour la création de fichiers d'entrée comportant un fantôme voxelisé au format du code de calcul Monte Carlo MCNPX (chapitre 2, section 2.1). Le schéma de principe de l'application SESAME est présenté sur la figure 5.1. Ses principales fonctionnalités sont :

- la création de fantômes voxelisés à partir d'images TDM ou IRM,
- la définition et le positionnement de la source,
- la définition de l'environnement de la configuration d'irradiation,
- la création du fichier d'entrée au format MCNP(X),
- l'exploitation du fichier de sortie de MCNP(X) et l'affichage des résultats.

Notons que dans notre étude, seule la fonction de création du fichier d'entrée MCNPX intégrant le fantôme voxelisé RANDO[®] a été utilisée.

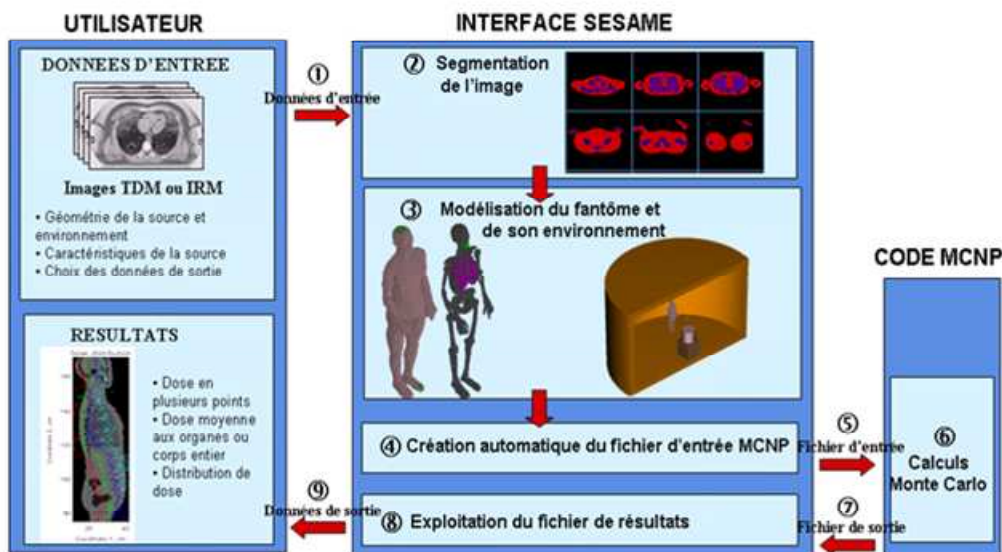


Figure 5.1. Schéma de principe général de l'application SESAME

Le fantôme numérique RANDO[®] a été construit à partir d'images tomodensitométriques du fantôme physique. Pour cela le logiciel ISOgray, développé par la société Dosisoft, est utilisé en premier lieu pour définir les contours du fantôme sur les images importées du scanner ou de l'imageur par résonance magnétique. Puis ces données de contours sont, elles mêmes, importées dans SESAME. L'étape de segmentation, consiste à discriminer les différents tissus du fantôme par seuillage des niveaux de gris (étape 2 sur la figure 5.1). Les tissus os cortical, poumon et tissu-mou du fantôme numérique sont ainsi identifiés (figure 5.2). Après l'étape de segmentation, le fichier d'entrée MCNPX comportant le fantôme numérique RANDO[®] voxelisé, défini en réseau lattice (structure répétée dans le code MCNPX), est généré.

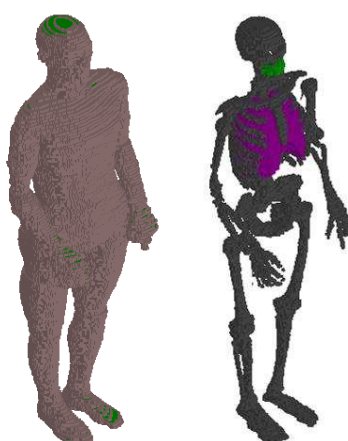


Figure 5.2. Visualisation du fantôme numérique voxelisé RANDO[®] (corps entier) obtenu après segmentation sous SESAME ; tissu-mou à gauche, squelette et poumon à droite.

5.1.2.2. Comparaisons morphologiques et anatomiques entre le mannequin RANDO® et le fantôme mathématique

Dans cette section sont décrites les différences anatomiques et morphologiques intervenant dans l'adaptation de l'étude de faisabilité théorique à notre cas pratique.

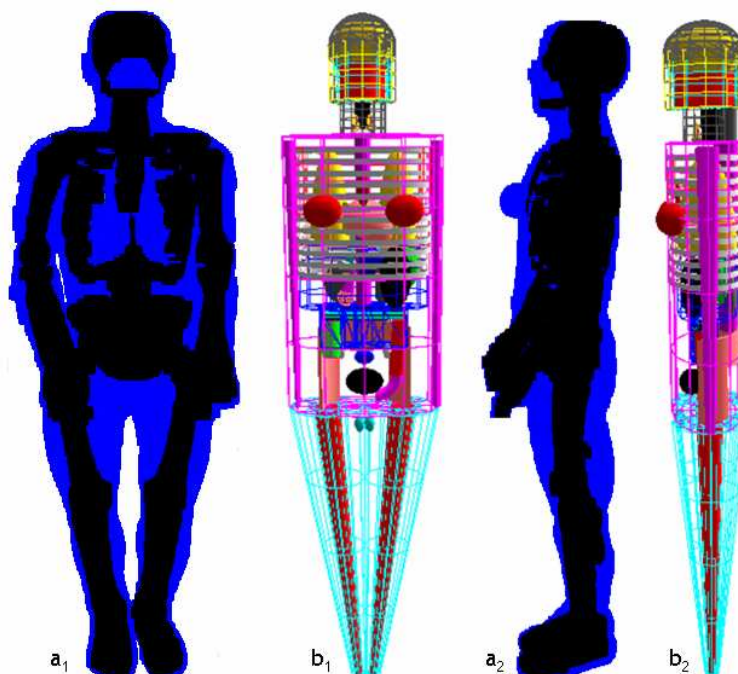


Figure 5.3. Différences morphologiques entre le fantôme voxelisé RANDO® (de face a_1 et du profil gauche a_2) et le fantôme mathématique (de face b_1 et du profil gauche b_2) utilisé par Furstoss. Pour le fantôme voxelisé, le tissu-mou apparaît en bleu et le squelette en noir.

Sur la figure 5.3, ont été représentés les fantômes voxelisé RANDO® et mathématique. Les différences morphologiques entre ces deux mannequins sont nettement visibles. Le fantôme RANDO® est de taille plus petite que le mannequin mathématique (chapitre 2, section 2.2.1). Il mesure 175 cm contre 178,8 cm pour le fantôme mathématique, mais il est plus large (54,5 cm contre 40 cm) et plus épais (27,5 cm contre 20 cm). On remarque que l'allure générale du fantôme RANDO® est plus proche d'un être humain que celle du fantôme mathématique. Cependant, alors que dans le fantôme mathématique, plusieurs organes ont été définis, permettant d'effectuer un calcul de la dose efficace à partir de la dose déposée dans chaque organe, dans le fantôme RANDO® seuls les poumons et le squelette sont délimités, le reste étant constitué de tissu-mou. Les compositions utilisées pour ces trois matériaux lors des simulations pour la description des deux fantômes, correspondent aux compositions définies par le MIRD (Medical Internal Radiation Dose Committee) dans le rapport 23 de la CIPR [ICRP 23, 1975]. Elles sont données par fraction massique dans le tableau 5.1. Les masses volumiques utilisées pour les matériaux os cortical, tissu mou et poumon sont respectivement égales à $1,4 \text{ g.cm}^{-3}$, $1,04 \text{ g.cm}^{-3}$ et $0,296 \text{ g.cm}^{-3}$ [Furstoss, 2006].

Tableau 5.1. Compositions (par fraction massique) et masse volumique des trois matériaux composés entrant dans la composition du fantôme RANDO® ainsi que du fantôme mathématique. Les mêmes compositions de matériaux ont été utilisées pour les deux fantômes [ICRP 23, 1975].

| Tissu-mou | | | Os cortical / squelette | | | Poumon | | |
|--|-----------------|--------------------------|--|-----------------|--------------------------|--|-----------------|--------------------------|
| Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g.cm-3) | Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g.cm-3) | Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g.cm-3) |
| H | 1 | 0,10454 | H | 1 | 0,07337 | H | 1 | 0,10134 |
| C | 6 | 0,22663 | C | 6 | 0,25475 | C | 6 | 0,10238 |
| N | 7 | 0,02490 | N | 7 | 0,03057 | N | 7 | 0,02866 |
| O | 8 | 0,63525 | O | 8 | 0,47893 | O | 8 | 0,75752 |
| Na | 11 | 0,00112 | F | 9 | 0,00025 | Na | 11 | 0,00184 |
| Mg | 12 | 0,00013 | Na | 11 | 0,00326 | Mg | 12 | 0,00007 |
| Si | 14 | 0,00030 | Mg | 12 | 0,00112 | Si | 14 | 0,00006 |
| P | 15 | 0,00134 | Si | 14 | 0,00002 | P | 15 | 0,00080 |
| S | 16 | 0,00204 | P | 15 | 0,05095 | S | 16 | 0,00225 |
| Cl | 17 | 0,00133 | S | 16 | 0,00173 | Cl | 17 | 0,00266 |
| K | 19 | 0,00208 | Cl | 17 | 0,00143 | K | 19 | 0,00194 |
| Ca | 20 | 0,00024 | K | 19 | 0,00153 | Ca | 20 | 0,00009 |
| Fe | 26 | 0,00005 | Ca | 20 | 0,10190 | Fe | 26 | 0,00037 |
| Zn | 30 | 0,00003 | Fe | 26 | 0,00008 | Zn | 30 | 0,00001 |
| Rb | 37 | 0,00001 | Zn | 30 | 0,00005 | Rb | 37 | 0,00001 |
| Zr | 40 | 0,00001 | Rb | 37 | 0,00002 | | | |
| | | | Sr | 38 | 0,00003 | | | |
| | | | Pb | 82 | 0,00001 | | | |
| Masse volumique totale (g.cm-3) | | 1,04 | Masse volumique totale (g.cm-3) | | 1,4 | Masse volumique totale (g.cm-3) | | 0,296 |

5.1.2.3. Modification du fichier d'entrée MCNPX du fantôme RANDO®

Le fantôme RANDO® qui a été voxelisé ne comportait pas de seins, or, afin d'évaluer la dose efficace, notre outil d'expertise se doit d'être hermaphrodite. Ainsi, une poitrine en matériau équivalent au tissu-mou a été ajoutée au fichier d'entrée MCNPX en reprenant les dimensions définies par Furstoss dans son étude [Furstoss, 2006] (figures 5.3 et 5.4).

De la même manière que pour l'introduction de la poitrine, le fichier d'entrée MCNPX du fantôme RANDO® a été modifié afin de disposer les capteurs de SYDO dans le fantôme voxelisé (*i.e.* les scintillateurs : cylindres de 2 cm de hauteur et 2 cm de diamètre, en matériau plastique scintillant¹ [NIST]).

Un nombre total de 24 capteurs (figure 5.4) ont été ajoutés, correspondant aux 24 positions de détection définies par Furstoss [Furstoss, 2006]. Néanmoins, du fait du changement de mannequin (du mathématique au voxelisé), ces positions ont du être modifiées afin qu'elles soient adaptées à la géométrie et aux dimensions du fantôme voxelisé.

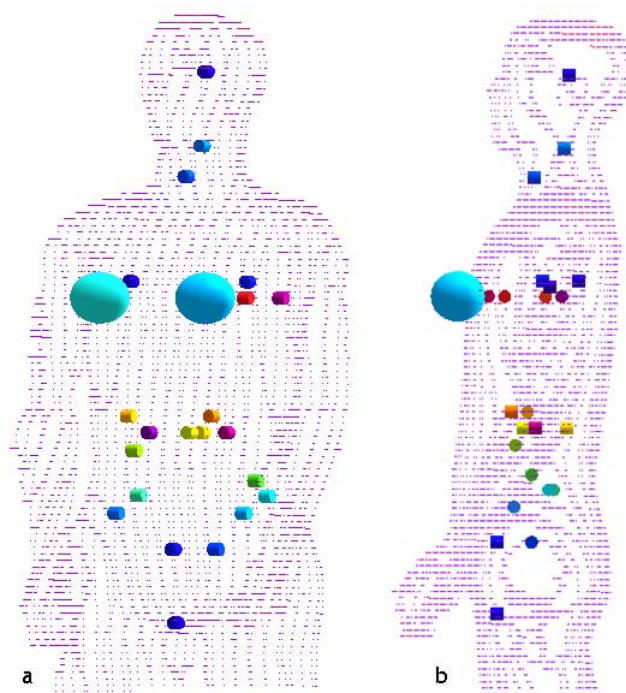


Figure 5.4. Images du fantôme voxelisé RANDO® réalisée par le Dr. Kenneth A. Van Riper à l'aide du logiciel MORITZ [Van Riper, 2006]. L'image a, représente le fantôme RANDO® de ¾ modifié par l'ajout de sphères représentant une poitrine et de cylindres représentant l'emplacement des scintillateurs. L'image b est représentée suivant le profil gauche.

De plus, en gardant pour objectif la réalisation du mannequin instrumenté RANDO®, notons que ce dernier devra être usiné pour permettre l'introduction du scintillateur et du toron de fibres

¹ Densité : 1,032 g.cm⁻³
Composition : H=0,085 (fraction de Z en fonction du poids)
C=0,0915

optiques accolé. Ce toron doit sortir à l'extérieur du fantôme pour permettre le transport du signal jusqu'au module de détection (chapitre 3, section 3.2.2).

Ainsi, le fantôme RANDO[®] étant constitué d'un empilement de 36 tranches de 2,5 cm d'épaisseur (figure 5.5), et afin de faciliter l'usinage du fantôme pour en diminuer le coût, la position trouvée suivant la hauteur (par redimensionnement de la hauteur du fantôme mathématique) a été modifiée pour correspondre à l'intervalle entre les deux tranches le plus proche (tableau A.5.1, positions de détection en annexe A.5.1).



Figure 5.5. Photographie du tronc constituant le mannequin physique RANDO[®]. Dans cette photographie on peut apprécier la constitution en tranches du mannequin.

En effet, comme expliqué sur la figure 5.6, le scintillateur et une partie du toron de fibres optiques seront positionnés à différentes profondeurs dans le mannequin. Le diamètre du scintillateur étant de 2 cm, contre 1 cm pour le toron de fibres optiques, afin de l'insérer jusqu'à la position adaptée de l'étude de Furstoss, un trou de 2 cm de diamètre devra être usiné. Un espace d'air autour du toron serait alors créé, modifiant la réponse du milieu vis-à-vis des rayonnements ionisants. Nous avons alors choisi de modifier la position de détection suivant la hauteur, et de l'ajuster à l'espace entre les tranches du fantôme RANDO[®] le plus proche. Ainsi, aucun espace d'air ne sera laissé autour du toron, ne créant pas d'hétérogénéité dans le milieu, la dosimétrie ne sera alors pas perturbée et l'usinage facilité.

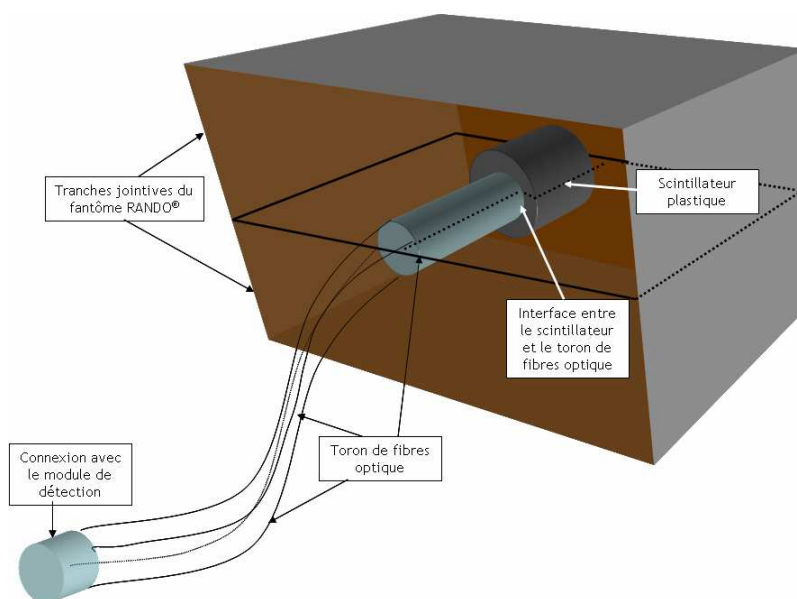


Figure 5.6. Schéma représentant deux tranches jointives du fantôme RANDO® entre lesquelles est disposé un capteur relié à un toron de fibres optiques.

En ce qui concerne les coordonnées x et y (respectivement abscisse et ordonnée pour une hauteur z donnée), l'adaptation des positions de détection a été réalisée en essayant de conserver la proportionnalité vis-à-vis de l'épaisseur du mannequin et des positions relatives par rapport au squelette et aux poumons visibles dans RANDO®. Sur la figure 5.7, sont représentées les coupes transversales du fantôme mathématique (à gauche) et du fantôme RANDO® (à droite), illustrant l'adaptation des positions de détection pour les ovaires d'un mannequin à l'autre.

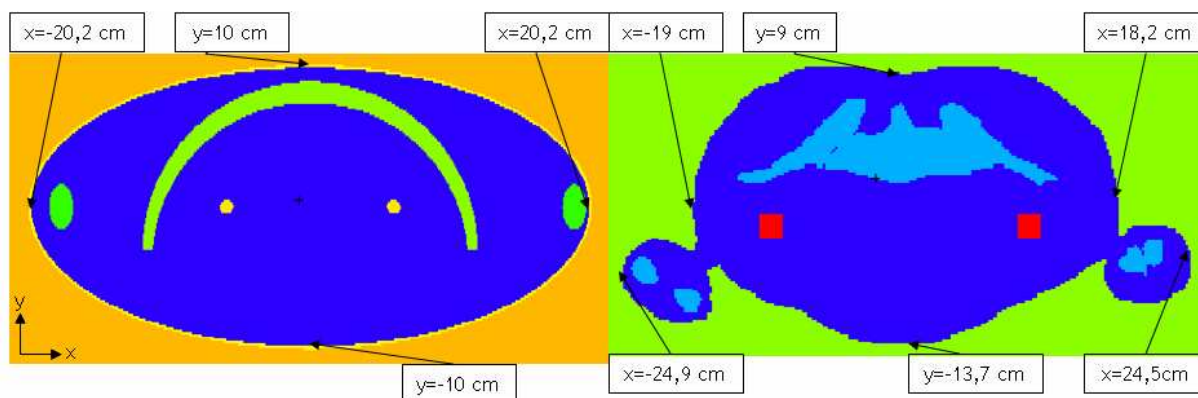


Figure 5.7. Coupes transversales du fantôme mathématique (à gauche) et du fantôme RANDO® (à droite) sur lesquelles sont représentées les positions de détection pour les ovaires.

5.1.3. Fantômes anthropomorphes voxelisés FAX et MAX

Des calculs de dose efficace ont été réalisés à partir des fantômes voxelisés MAX et FAX [Kramer, 2006] (fichier MCNPX réalisé par le Dr. Jan Jansen²) en raison de leurs similitudes avec l'Homme et la Femme de Référence. En effet, les fantômes de référence définis par la CIPR [CIPR 89, 2002] n'étant pas encore disponibles, MAX et FAX (adaptés aux exigences de calcul de la dose efficace selon les recommandations de la CIPR 103) ont été utilisés afin de comparer des résultats de calculs de dose efficace « proche de la référence », à ceux obtenus avec le fantôme mathématique et le fantôme RANDO[®]. Sur la figure 5.8, sont représentés les deux fantômes MAX et FAX, permettant un calcul de la dose efficace à partir des doses déposées aux organes. Le fantôme MAX, mesure 175 cm pour 75 kg.

Le fantôme MAX est issu du fantôme de Zubal [Zubal, 2004]. En effet, l'équipe de G. Zubal de l'Université de Yale a construit un fantôme numérique voxelisé sur le même patient âgé de 35 ans, mesurant 178 cm pour un poids de 70 kg. Des d'images ont été obtenues à partir :

- d'un examen scanner s'étendant du cou jusqu'à mi-cuisse sans les membres,
- d'un examen de la tête.

Les données ont été raccordées au niveau du cou pour obtenir VOXELMAN, un fantôme voxelisé de la tête jusqu'à mi-cuisse [Zubal, 2004].

Par la suite, ce fantôme a été complété notamment par Sjögren en 1998 [Kramer, 2003] en y adaptant des bras et des jambes dérivés du projet *Visible Human* afin de construire un fantôme corps entier nommé VOXTISS8 (disponible sur <http://noodle.med.yale.edu/zubal>).

Enfin, le département de l'énergie nucléaire brésilien a modifié la masse des organes du fantôme corps entier VOXTISS8 pour obtenir un fantôme numérique voxelisé correspondant à l'Homme de Référence [ICRP 89, 2002] et nommé MAX (de l'anglais, « Male Adult voXel ») [Kramer, 2003]. En parallèle, le fantôme FAX (de l'anglais, « Female Adult voXel ») a été construit à partir d'images scanner d'une femme (37 ans, 165 cm, 63,4 kg), de morphologie proche de la Femme de Référence [Kramer, 2004a].

² Dr. Jan T.M. Jansen

Medical Radiation Dosimetry Group, Medical Exposure Department, Centre for Radiation, Chemical and Environmental Hazards, Radiation Protection Division, Health Protection Agency, Chilton, Didcot, Oxon, OX11 0RQ, UK

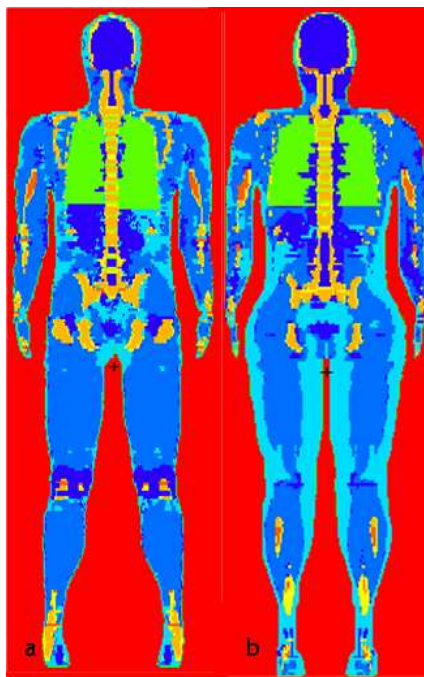


Figure 5.8. Coupes coronales des fantômes numériques MAX [Kramer, 2006] (a) et FAX [Kramer, 2006] (b) utilisés dans notre étude.

5.2. Comparaisons des doses efficaces obtenues avec les différents fantômes présentés : méthodes de calcul utilisées

5.2.1. Le calcul des grandeurs

Dans cette section, sont décrites les méthodes de calcul utilisées afin d'évaluer : la dose efficace calculée à partir de l'énergie déposée dans le volume des organes des fantômes mathématique et voxelisé MAX/FAX, ainsi que la dose efficace calculée à partir de l'énergie déposée dans les capteurs cylindriques placés dans le fantôme RANDO® et des facteurs de pondération renormalisés associés (section 5.2.1.1, tableau 5.2). Enfin, pour certaines configurations d'irradiation, l'équivalent de dose individuel a été calculé et comparé aux résultats de dose efficace obtenus.

Les calculs ont été effectués par simulation Monte Carlo à l'aide du code de calcul MCNPX (chapitre 2, section 2.1). L'approximation de la dose absorbée aux organes par le kerma, validée par Furstoss dans son étude, a été reconduite. Les doses déposées ont ainsi été calculées à partir du tally F6 (chapitre 2, section 2.1.2.3) en MODE P (chapitre 2, section 2.1.2.2).

Les recommandations de la CIPR prévalant à ce jour sont celles de la publication 103 [ICRP 103, 2007]. L'étude de Furstoss ayant été réalisée sur la base des recommandations de la CIPR 60 [ICRP 60, 1991], les calculs de dose efficace ont été effectués suivant les deux critères de calcul. Furstoss avait également effectué ses calculs en utilisant les recommandations d'un rapport intermédiaire de la CIPR [ICRP, 2005] (« nouvelles recommandations » [Furstoss, 2006]) qui modifiait le nombre et le

facteur de pondération des organes pris en compte dans le calcul de la dose efficace par rapport à la CIPR 60. Cependant ces recommandations ont de nouveau été modifiées et sont différentes des recommandations de la CIPR 103.

5.2.1.1. Facteurs de pondération utilisés

Les organes et leurs facteurs de pondérations associés renormalisés qui ont été utilisés pour le calcul de la dose efficace selon les publications 103 et 60 de la CIPR sont présentés dans le tableau 5.2. Les doses déposées à l'œsophage, à la peau, au cerveau, aux glandes salivaires, à la surface de l'os et au « reste » ont été négligées tel que préconisé par Furstoss dans son étude. Ainsi la dose E calculée à partir des organes principaux comportant des capteurs, évalue la valeur de référence à 90 % pour les énergies de 50 keV à 4 MeV en conditions standard d'irradiation [Furstoss, 2006]. La valeur de référence est la dose efficace calculée à partir de la dose déposée moyennée aux organes calculée avec le fantôme mathématique (section 5.2.1.1).

Tableau 5.2. Valeurs renormalisées à 1 des w_T pour l'évaluation de la dose efficace, E , avec 24 points de détection par rapport aux publications de la CIPR 103 et 60.

| Tissus ou organes | Nombres de détecteur | Facteur de pondération, Valeurs de w_T | | Facteur de pondération, Valeurs de w_T | |
|--------------------|----------------------|--|--------------------------|--|-------------------------|
| | | w_T (CIPR 103) | renormalisées (CIPR 103) | w_T (CIPR 60) | renormalisées (CIPR 60) |
| Moelle rouge | 9 | 0,12 | 0,15 | 0,12 | 0,136 |
| Côlon | 4 | 0,12 | 0,15 | 0,12 | 0,136 |
| Poumons | 2 | 0,12 | 0,15 | 0,12 | 0,136 |
| Estomac | 1 | 0,12 | 0,15 | 0,12 | 0,136 |
| Poitrine | 2 | 0,12 | 0,15 | 0,05 | 0,0568 |
| Reste* | - | 0,12 | - | 0,05 | - |
| Gonades | 3 | 0,08 | 0,1 | 0,2 | 0,227 |
| Vessie | 1 | 0,04 | 0,05 | 0,05 | 0,0568 |
| Foie | 1 | 0,04 | 0,05 | 0,05 | 0,0568 |
| Thyroïde | 1 | 0,04 | 0,05 | 0,05 | 0,0568 |
| Œsophage | - | 0,04 | - | 0,05 | - |
| Peau | - | 0,01 | - | 0,01 | - |
| Surface de l'os | - | 0,01 | - | 0,01 | - |
| Cerveau | - | 0,01 | - | - | - |
| Glandes salivaires | - | 0,01 | - | - | - |

* L'organe « reste » de la CIPR 103 est composé des glandes surrénales, de la région extra-thoracique, de la vésicule biliaire, du cœur, des reins, des ganglions lymphatiques, du muscle, de la muqueuse buccale, du pancréas, de l'intestin grêle, de la rate, du thymus, de l'utérus/col de l'utérus (chez la femme) et de la prostate (chez l'homme).

* L'organe « reste » de la CIPR 60 est composé des glandes surrénales, du cerveau, du gros intestin, de l'intestin grêle, des reins, des muscles, du pancréas, de la rate, du thymus et de l'utérus.

5.2.1.2. Calcul de la dose efficace de référence de notre étude (fantôme mathématique)

Comme cela a été présenté lors du premier chapitre (section 1.2.2.2, Eq. 1.9), la dose efficace est la somme des doses absorbées aux organes pondérées par deux facteurs w_T et w_R .

Notre étude ne portant que sur les champs d'irradiation photonique, le facteur de pondération associé à la nocivité des rayonnements, w_R est égal à 1 pour toutes les énergies. La dose efficace

est alors égale à la dose absorbée aux organes multipliée par leur facteur de pondération tissulaire associé, w_T .

Au moment de l'étude réalisée par Furstoss [Furstoss, 2006], les organes ou tissus tels que, les glandes salivaires, ainsi que certains autres utilisés pour le calcul de la dose au niveau du « reste » : la région extra-thoracique, les ganglions lymphatiques, la muqueuse buccale et la prostate (chez l'homme), n'étaient pas considérés dans le calcul de la dose efficace [ICRP 60, 1991 ; ICRP, 2005] et n'ont donc pas été modélisés.

Ainsi, le fantôme mathématique contient tous les organes et tissus spécifiés par un w_T dans le tableau 5.2 (section 5.1.1.4), mis à part la surface de l'os, la moelle rouge et les organes non modélisés précédemment cités.

Des approximations ont donc été effectuées pour les calculs de la dose efficace à partir des recommandations de la CIPR 103 [ICRP 103, 2007]:

- L'os étant considéré comme un milieu homogène constitué d'os dur, de moelle osseuse et de tissu, la surface de l'os n'a pas été modélisée spécifiquement. L'ensemble de l'os a alors été pris pour représenter la dose à la surface [Zankl, 1997].
- Pour évaluer la dose à la moelle rouge, la dose moyenne au squelette a été multipliée par deux facteurs de correction : le rapport entre les coefficients d'absorption d'énergie massique de la moelle rouge et du milieu homogène constituant le squelette, et le rapport entre la masse de la moelle rouge et la masse du milieu homogène. Un troisième facteur a été appliqué afin de tenir compte de l'augmentation de l'énergie déposée dans la moelle à basse énergie du fait de l'accroissement de la section efficace de l'effet photoélectrique se produisant dans l'os entourant la moelle au-dessous de 140 keV.
- Les glandes salivaires n'ayant pas été modélisées par Furstoss, de fait la dose absorbée pour cet organe n'a pas été calculée. Ceci a peu d'incidence sur les valeurs de dose efficace puisque le facteur de pondération w_T associé est très faible (0,01).
- Les différents muscles du corps humain n'ayant pas été représentés, toute la partie du corps ne représentant ni un organe ni un os du squelette a été assimilée à du muscle. Le muscle intervient dans le calcul de la dose au niveau du « reste ».

Pour la région extra-thoracique, les ganglions lymphatiques, la muqueuse buccale ainsi que la prostate et l'utérus faisant partie du « reste » n'ont pas été modélisés. Ainsi, au lieu des 14 organes composant le « reste » décrit par la CIPR 103, nous n'avons considéré dans notre calcul que 9 organes. Par conséquent, le facteur w_T du « reste » attribué à chaque organe le composant a été divisé par 9 et non par 14. Cela a ainsi permis de compenser la non prise en compte de 5 organes, dans le calcul de la dose au « reste ».

Les doses aux organes constitués de plusieurs régions, tels que les poumons ou la poitrine, ont été calculées en effectuant la moyenne de la dose absorbée dans chaque région pondérée par leur masse.

Pour le calcul de la dose absorbée aux gonades, la moyenne arithmétique des doses aux testicules et aux ovaires a été effectuée. Cette approche est celle préconisée par la CIPR [ICRP 103, 2007].

Furstoss a validé ses résultats de dose efficace obtenus à partir du fantôme anthropomorphe mathématique pour plusieurs irradiations standard, par comparaison aux résultats de doses absorbées aux organes et de dose efficace obtenus par Zankl [Zankl, 1997] avec les fantômes mathématiques ADAM et EVA [Kramer, 1982] publiés par la CIUR [ICRU 57, 1998]. Ces comparaisons ont montré que les erreurs relatives sur la dose efficace calculée par Furstoss étaient comprises entre -11,6 % (en RLAT à l’énergie 50 keV) et 4,6 % (en PA à l’énergie 4 MeV). La validation du fantôme anthropomorphe mathématique a ainsi été considérée comme acquise, y compris pour les calculs de dose efficace effectués à partir des recommandations 103 de la CIPR.

Comme indiqué précédemment, les valeurs de dose efficace obtenues à partir du fantôme mathématique ont été prises comme valeurs de références lors de notre étude pour les différentes configurations d’irradiation.

5.2.1.3. Calcul de la dose efficace à partir de la mesure des détecteurs (fantôme RANDO®)

Le calcul de la dose E à partir des 24 positions de détection déterminées dans le fantôme RANDO® a été effectué à partir de l’énergie déposée dans les capteurs cylindriques de 2 cm de hauteur et 2 cm de diamètre (volume de 6,28 cm³). La dose absorbée au niveau des capteurs de mesure a ensuite été pondérée par les facteurs w_T renormalisés décrits au tableau 5.2. Chaque calcul de dose efficace a été effectué selon les deux recommandations de la CIPR étudiées (publication 103 et publication 60).

Pour l’estimation de la dose absorbée au niveau d’organes nécessitant plusieurs points de mesure (comme les poumons ou la moelle rouge par exemple), la dose absorbée à cet organe a été calculée comme la somme des doses déposées dans les cylindres.

5.2.1.4. Calcul de la dose efficace à partir des fantômes voxelisés FAX et MAX

Pour les fantômes voxelisés MAX et FAX, tous les organes pris en compte dans le calcul de la dose efficace selon les recommandations de la CIPR 103, ont été segmentés à l’exception de la moelle rouge où la dose a été approximée, en utilisant la même approche que pour son estimation réalisée avec le fantôme mathématique. Les doses équivalentes ont d’abord été calculées à partir des doses déposées dans le volume des organes pour le mannequin FAX puis MAX. La dose efficace a ensuite été calculée comme préconisé par la CIPR 103 [ICRP 103, 2007] pour les fantômes de référence :

$$E = \sum w_T \left[\frac{H_T^{MAX} + H_T^{FAX}}{2} \right] \quad (\text{Eq. 5.1.})$$

5.2.1.5. Calcul de l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$

Dans le rapport 57 de la CIUR [ICRU 57, 1998], les valeurs de l'équivalent de dose individuel ont été calculées afin de les comparer aux valeurs de dose efficace pour des configurations standard d'irradiation photonique. Il a été montré que l'estimateur $H_p(10)$ fournissait une surestimation de la dose efficace de 10 keV à 10 MeV, pour la plupart des configurations d'irradiation étudiées, exception faite de l'irradiation postéro-antérieure pour des énergies inférieures à 40 keV (chapitre 1, section 1.3.3). Toutefois, les champs d'irradiation rencontrés aux postes de travail sont rarement des champs standard. Il est donc apparu intéressant d'estimer E par la grandeur opérationnelle ($H_p(10)$) pour des champs non parallèles, irradiant de façon hétérogène le fantôme (c'est-à-dire pour une fluence du champ incident qui ne soit pas constante sur toute la surface d'entrée du fantôme) et de comparer cette estimation avec celle qui pourrait être obtenue par le fantôme instrumenté RANDO®.

La grandeur $H_p(10)$ est définie à partir de la dose absorbée à 1 cm de profondeur dans un fantôme CIUR constitué de plaques composées de matériau équivalent au tissu-mou de dimension 30 cm x 30 cm x 15 cm (chapitre 1, section 1.2.3.3), censé reproduire un tronc humain. Une modélisation de cette plaque a été réalisée et complétée par une cellule de mesure cylindrique d'axe longitudinal z , de 2,5 cm de rayon et de 0,11 cm de hauteur, centrée à 1 cm de profondeur (figure 5.9). Les dimensions de cette cellule ont été choisies de manière à avoir à la fois une erreur statistique inférieure à 5 % sur le résultat de la dose déposée avec un temps de calcul relativement court, ainsi que pour obtenir une estimation quasi-punctuelle par rapport à la profondeur de la dose absorbée.

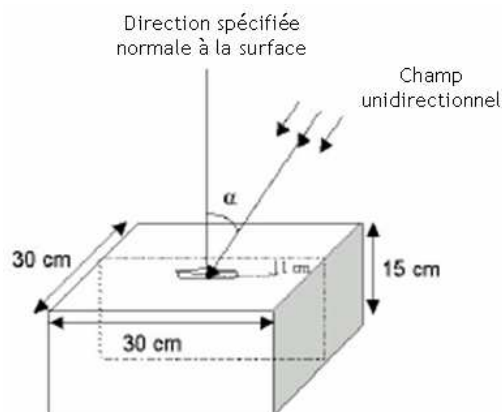


Figure 5.9. Schéma de la méthode de calcul de l'équivalent de dose individuel dans le fantôme CIUR constitué d'une plaque de 30 x 30 x 15 cm en matériau équivalent au tissu-mou.

5.2.2. Modélisations réalisées afin de valider le fantôme instrumenté RANDO®

Pour chaque configuration d'irradiation, les simulations ont été réalisées pour les énergies 40 keV, 50 keV, 100 keV, 500 keV, 1 MeV et 4 MeV. Seules les énergies 50 keV, 100 keV, 500 keV, 1 MeV ont été simulées pour la comparaison des résultats avec le fantôme voxelisé MAX/FAX.

Concernant le fantôme instrumenté RANDO®, les simulations ont été réalisées avec des cylindres de détection en matériau plastique scintillant et en matériau équivalent au tissu-mou. Les simulations réalisées en remplaçant le matériau du scintillateur par du tissu-mou ont permis d'estimer l'erreur de calcul de la dose efficace, uniquement impartie à l'estimation de E à partir de mesures ponctuelles dans les capteurs cylindriques et non pas du fait de la sous-réponse en énergie imputable au matériau scintillant. Par ailleurs, au chapitre 4 a été présenté la méthode de correction de la non-équivalence des scintillateurs au matériau tissu-mou pour la gamme d'énergie étudiée.

Pour les irradiations non-standard, l'équivalent de dose individuel a été simulé à égale distance des sources que les fantômes numériques et pour une hauteur de 140 cm, représentant la hauteur moyenne du tronc humain.

Tous les résultats ont été obtenus avec une erreur statistique inférieure à 5 %. Pour cela, des techniques de réduction de variance ont été employées (chapitre 2, section 2.1.1.2) : le biaisage des distributions de densité de probabilité (utilisation de la carte « SB ») et les collisions forcées (utilisation de la carte « FCL »).

Ainsi, les résultats de dose efficace obtenus en configurations d'irradiation standard à partir des énergies déposées dans le volume des organes du fantôme mathématique, établis par Furstoss dans son étude avec les recommandations de la CIPR 60 ont été utilisés. Ils ont néanmoins été recalculés avec les facteurs de pondération de la CIPR 103. Pour les mêmes configurations d'irradiation et pour les deux critères de calcul, les doses efficaces obtenues à partir des énergies déposées dans le volume des capteurs cylindriques, disposés dans le fantôme voxelisé RANDO® ont été calculées. La dose efficace a également été calculée, pour les mêmes énergies et pour des irradiations hétérogènes réalisées par des sources ponctuelles placées à trois hauteurs différentes (10 cm, 125 cm et 170 cm). Les modélisations des sources ponctuelles qui ont été employées sont différentes de celles utilisées par Furstoss dans son étude et la gamme d'énergie plus large. Dans ce cas, ont été comparées les doses efficaces calculées à partir :

- des énergies déposées dans le volume des organes du fantôme mathématique ;
- des énergies déposées dans le volume des organes du fantôme voxelisé MAX/FAX ;
- des énergies déposées dans le volume des capteurs cylindriques, disposés dans le fantôme RANDO®.

Ces calculs ont également été comparés au calcul de l'équivalent de dose individuel placé à une hauteur de 140 cm (position du port d'un dosimètre) et irradié dans les mêmes conditions.

Enfin, la dose efficace issue d'une irradiation typique de poste de travail a été calculée à partir :

- des énergies déposées dans le volume des organes du fantôme mathématique ;
- des énergies déposées dans le volume des capteurs cylindriques, disposés dans le fantôme voxelisé RANDO®.

L'estimation de E par l'équivalent de dose individuel ($H_p(10)$) a également été calculée pour cette configuration d'irradiation.

5.2.2.1. Simulations en champs d'irradiation standard

La première étape de la validation du fantôme anthropomorphe instrumenté RANDO® a consisté à évaluer les erreurs relatives sur la mesure de la dose efficace, par rapport aux valeurs de référence, pour des configurations d'irradiation standard (*i.e.* des champs unidirectionnels et expansés). Ainsi, afin de réaliser une irradiation homogène, la source utilisée pour chaque configuration standard était un plan (60 cm x 190 cm) couvrant la totalité du fantôme. La fluence était uniforme sur toute la surface d'entrée du fantôme.

Dans un premier temps les capteurs cylindriques ont été simulés en matériau équivalent au tissu-mou. Cela a permis d'évaluer la pertinence de la mesure de la dose efficace à partir d'un capteur de 6 cm³. Les calculs ont ensuite été de nouveaux effectués en remplaçant la composition des capteurs en matériau tissu-mou par le matériau réel du scintillateur plastique.

5.2.2.2. Simulations en champs d'irradiation hétérogènes

Outre les champs d'irradiation standard, qui sont en général peu représentatifs d'une irradiation au poste de travail, nous avons voulu évaluer l'estimation de la dose efficace obtenue avec notre fantôme instrumenté dans des champs d'irradiation hétérogènes. Pour cela, des sources ponctuelles ont été modélisées, situées à 40 cm du tronc face au mannequin et à trois hauteurs différentes : 10 cm du sol (figure 5.10, a), 125 cm du sol (au niveau des bras du travailleur, figure 5.10, b), et enfin à 170 cm (au niveau de la tête, figure 5.10, c).

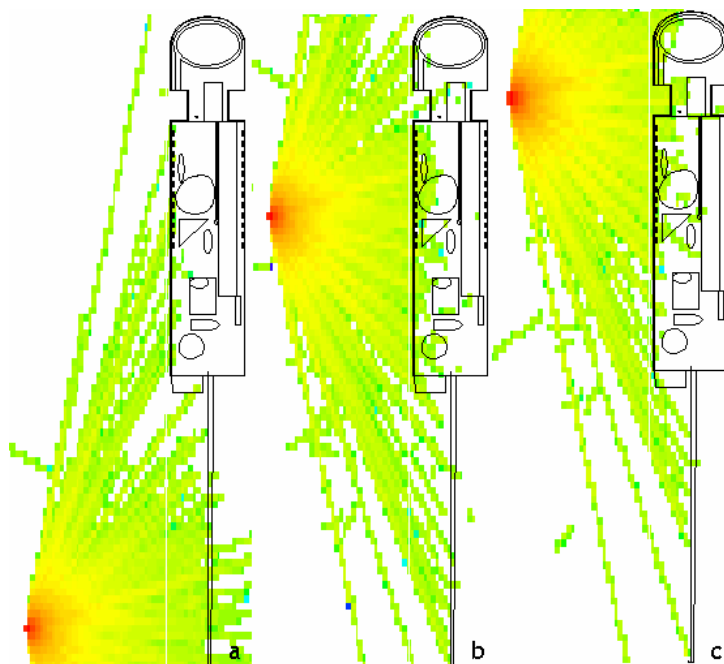


Figure 5.10. Visualisation des irradiations du fantôme mathématique réalisées par des sources ponctuelles à trois hauteurs différentes.

5.2.2.3. Exemple d'un champ d'irradiation rencontré au poste de travail

L'utilisation du fantôme RANDO® instrumenté afin d'évaluer la dose efficace a été confronté à un exemple de champ d'irradiation proche d'un champ rencontré aux postes de travail.

Le poste modélisé représente un travailleur positionné devant une boîte à gants dont le fond serait recouvert de matière radioactive (poussière d'américium) d'énergie moyenne 56 keV. La boîte à gants est représentée par un parallélépipède de 200 cm x 100 cm x 100 cm, constitué d'une paroi de 3,6 cm d'épaisseur en verre plombé. Deux ronds de gants de 20 cm de diamètre ont été simulés à 130 cm de la hauteur du sol, ils représentent le passage prévu pour les bras. Le fantôme instrumenté RANDO® a été placé à 10 cm de la boîte à gants (figure 5.11). La source a été simulée par une couche fine (0,5 cm) de poussière d'américium présente sur le fond de la boîte à gants. Le fantôme est ainsi soumis au rayonnement diffusé par la boîte et sortant par les ronds de gants. Ainsi, il ne reçoit pas la même fluence et la même énergie sur tout le corps.

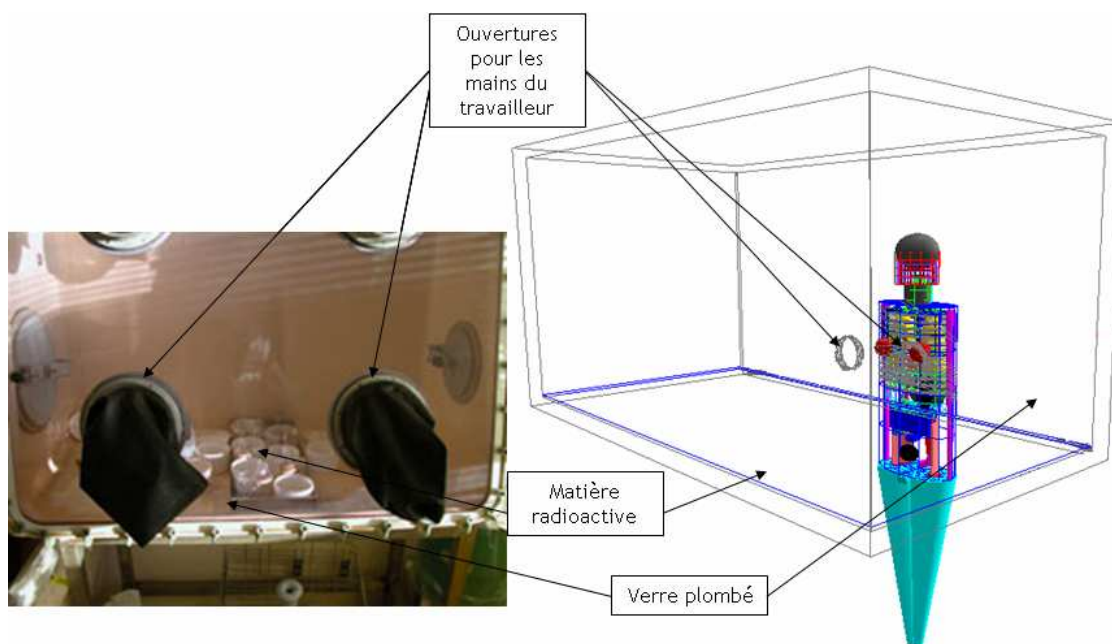


Figure 5.11. Photographie d'une boîte à gants et image obtenue avec le logiciel MORITZ de la géométrie d'entrée modélisée représentant un travailleur placé devant une boîte à gants.

Comme pour les champs d'irradiation hétérogènes, la dose efficace obtenue à partir des mesures de dose effectuées par les capteurs dans le fantôme instrumenté RANDO® a été comparée, à la valeur E de référence et à l'estimation fournie par l'équivalent de dose individuel, obtenus dans les mêmes conditions.

5.3. Résultats de validation du fantôme instrumenté RANDO® et discussion

Les résultats concernant l'estimation de la dose efficace seront présentés suivant les critères de calcul de la CIPR 60 et de la CIPR 103 pour les champs standard d'irradiation puis uniquement en fonction de la CIPR 103 pour les autres configurations d'irradiation étudiées.

5.3.1. Champs standard d'irradiation

Pour les 9 principaux organes contribuant au calcul de la dose efficace, la dose absorbée déterminée à partir des capteurs cylindriques de mesure en matériau équivalent tissu-mou (D_{mes}), dans le fantôme RANDO®, a été comparée à la dose absorbée moyennée à l'organe dans le fantôme de référence ($D_{org\ ref}$) selon les recommandations de la CIPR 103 avec l'équation :

$$s_1 = \frac{D_{mes} - D_{org\ ref}}{D_{org\ ref}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.2.})$$

Egalement, la dose efficace déterminée à partir des capteurs de mesure disposés dans le fantôme instrumenté voxelisé (E_{mes}) a été comparée à la dose efficace de référence (E_{ref}) selon l’équation :

$$s_2 = \frac{E_{mes} - E_{ref}}{E_{ref}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.3.})$$

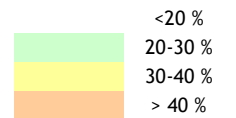
Le tableau 5.3 regroupe les erreurs relatives s_1 . Egalement, le tableau 5.4, présente les erreurs relatives s_2 selon les deux critères de calculs considérés (CIPR 60 et CIPR 103).

Afin de faciliter la lecture des tableaux, les valeurs sur fond blanc représentent les erreurs relatives inférieures à $\pm 20\%$, celles sur fond vert les erreurs comprises entre $\pm 20\%$ et $\pm 30\%$, celles sur fond jaune les erreurs entre $\pm 30\%$ et $\pm 40\%$ et enfin les erreurs supérieures à $\pm 40\%$ sont représentées sur fond orange.

Tableau 5.3. Erreur relative s_1 (en %) des doses absorbées aux organes estimées à partir des capteurs en matériau tissu-mou selon les recommandations de la CIPR 103. Le nombre de détecteurs servant à l'estimation de la dose à l'organe est précisé pour chacun d'entre eux.

| Organes | 40 keV | | | | 50 keV | | | | 100 keV | | | |
|------------------|--------|-----|------|------|--------|-----|------|------|---------|-----|------|------|
| | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT |
| Gonades (3) | 17 | 42 | 54 | 103 | 15 | 8 | 30 | 53 | 5 | 0 | 4 | 19 |
| Moelle rouge (9) | -61 | -76 | -50 | -52 | -59 | -73 | -50 | -54 | -40 | -53 | -29 | -35 |
| Côlons (4) | -21 | -6 | 10 | -50 | -17 | -6 | 4 | -42 | -12 | -3 | 1 | -31 |
| Poumons (2) | -46 | -57 | -50 | -53 | -36 | -42 | -41 | -44 | -27 | -22 | -28 | -33 |
| Estomac (1) | -16 | -32 | 4 | 82 | -10 | -19 | 3 | 51 | -8 | -4 | 2 | 43 |
| Vessie (1) | -17 | -65 | -47 | -54 | -13 | -53 | -41 | -40 | -8 | -28 | -24 | -23 |
| Poitrine (2) | -17 | -60 | -9 | -10 | -11 | -45 | -1 | -2 | -13 | -29 | -4 | -5 |
| Foie (1) | -21 | -24 | -44 | -46 | -14 | -12 | -33 | -35 | -10 | -3 | -21 | -26 |
| Thyroïde (1) | 13 | -48 | -4 | 5 | 8 | -37 | -4 | 3 | -3 | -26 | -7 | -6 |

| Organes | 500 keV | | | | 1 MeV | | | | 4 MeV | | | |
|------------------|---------|-----|------|------|-------|-----|------|------|-------|-----|------|------|
| | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT |
| Gonades (3) | 8 | 10 | -2 | 6 | 6 | 8 | -2 | 3 | 3 | 5 | -2 | -3 |
| Moelle rouge (9) | 4 | -8 | 14 | 8 | 5 | -3 | 12 | 8 | 4 | -1 | 6 | 4 |
| Côlons (4) | -6 | 3 | -2 | -27 | 12 | 3 | -3 | -22 | -2 | 1 | -2 | -11 |
| Poumons (2) | -29 | -14 | -25 | -28 | -26 | -11 | -21 | -27 | -16 | -6 | -11 | -17 |
| Estomac (1) | -6 | -4 | 4 | 12 | -5 | -5 | 6 | 5 | -4 | -4 | 3 | 0 |
| Vessie (1) | -6 | -12 | -12 | -13 | -4 | -8 | -7 | -9 | -2 | -5 | -4 | -4 |
| Poitrine (2) | -11 | -21 | -4 | -4 | -9 | -17 | -2 | -2 | -5 | -9 | 0 | 0 |
| Foie (1) | -5 | 0 | -21 | -27 | -4 | 0 | -19 | -23 | -2 | -1 | -11 | -12 |
| Thyroïde (1) | -6 | -20 | -6 | -7 | -5 | -17 | -6 | -4 | -5 | -13 | -4 | -3 |



5.3.1.1. Estimation de la dose aux organes avec les scintillateurs en tissu-mou selon les recommandations de la CIPR 103

D'après le tableau 5.3, l'estimation de la dose absorbée moyennée aux organes à partir des capteurs cylindriques en matériau équivalent au tissu-mou, observe une tendance générale à la sous-estimation sur toute la gamme en énergie. A contrario, la dose aux gonades est généralement surestimée, jusqu'à 103 % pour l'énergie 40 keV (en RLAT). Ces surestimations observées pour les gonades à basse énergie (estimées par 3 détecteurs : 1 pour les testicules et 2 pour les ovaires), peuvent provenir d'une mauvaise estimation de la dose absorbée à l'ovaire droit car c'est pour cette configuration d'irradiation (RLAT) que les surestimations de la dose efficace sont les plus importantes. Cette mauvaise estimation peut être liée à un problème de symétrie lors de la réalisation du scanner du fantôme RANDO® (placement des bras le long du corps notamment). Ainsi, l'épaisseur de matériau peut être différente et des problèmes intervenant aux basses énergies 40 keV et 50 keV (où l'atténuation est plus importante) peuvent alors survenir.

Les configurations d'irradiation présentant les estimations de doses déposées aux organes les moins satisfaisantes, ont été trouvées pour les irradiations PA et RLAT. Les sous-estimations les plus importantes sont en général observées pour les énergies les plus faibles, aux organes situés le plus en profondeur. Ces mauvaises estimations sont imputables à la différence de morphologie entre le fantôme mathématique et le fantôme instrumenté RANDO®. En effet, ce dernier étant plus large et plus épais que la référence de notre étude et les faisceaux de basses énergies étant moins pénétrants, les doses aux organes profonds (comme par exemple le foie ou les poumons) sont sous-estimées par rapport aux calculs effectués dans le fantôme mathématique. L'intensité des faisceaux de basse énergie décroissant plus rapidement, les dimensions des organes et les morphologies des fantômes jouent un rôle plus important pour le calcul des doses absorbées.

Les sous-estimations à basse énergie de la dose absorbée dans la moelle rouge sont également en partie dûes aux problèmes d'atténuation dans le fantôme RANDO®, les os étant situés plus en profondeur. Ce tissu étant très étendu, l'estimation de la dose qu'il reçoit n'est pas correctement évaluée par les 9 positions de détection. Néanmoins, à partir de 100 keV, l'estimation des doses déposées aux organes par rapport à notre référence est de l'ordre de -30 % pour les configurations AP, PA et LLAT, (sauf pour l'estimation de la dose à la moelle rouge en PA à l'énergie 100 keV qui est de -53 %). Pour la configuration RLAT, ces estimations sont comprises entre -33 % pour les poumons et 43 % pour l'estomac. Il faut cependant garder à l'esprit que le mannequin instrumenté RANDO® a pour objectif de fournir une correcte estimation de la dose efficace et pas nécessairement une estimation précise des doses déposées aux organes.

5.3.1.2. Estimation de la dose efficace calculée à partir des détecteurs en tissu-mou et en vinyltoluène (plastique scintillant) selon les recommandations de la CIPR 103 et de la CIPR 60

Rappelons que lors de l'étude théorique de faisabilité, Furstoss a montré que la dose efficace calculée à partir de 24 positions de détection, réparties dans 9 organes du fantôme mathématique, permettait d'estimer la dose efficace calculée à partir de l'énergie déposée dans le volume des

organes du même fantôme, avec une erreur relative comprise entre -20,9 % (en PA pour l'énergie 40 keV) à 7,4 % (en LLAT pour l'énergie 100 keV) pour les irradiations standard.

Sur le tableau 5.4, sont présentées les erreurs relatives sur l'estimation des doses efficaces à partir des détecteurs en tissu-mou pour quatre irradiations standard. Au maximum, selon la CIPR 103 et la CIPR 60 respectivement, elles sont de -16 % (RLAT à 40 keV) et -15 % (RLAT à 50 keV), hormis pour l'irradiation PA. Pour cette configuration, les erreurs maximales pour les faisceaux de 40 keV, 50 keV et 100 keV, obtenues d'après les recommandations CIPR 103, sont respectivement de -48 %, -38 % et -24 %.

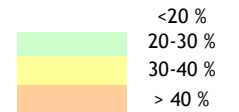
Pour les énergies supérieures à 100 keV, l'estimation de la dose efficace est inférieure à -8 % (irradiation PA à 500 keV). De même, la dose efficace est systématiquement sous-estimée sauf pour l'irradiation LLAT à 1 MeV où elle est de 0,2 %.

Pour l'évaluation de la dose efficace à partir des détecteurs en matériau plastique détaillée au tableau 5.4, on remarque que les erreurs relatives à basse énergie sont de 2 (énergie 100 keV, RLAT) à 11 (énergie 40 keV, AP) fois plus importantes que pour les détecteurs en tissu-mou. Ces importantes sous-estimations de la dose efficace pour les énergies 40 keV, 50 keV et 100 keV étaient attendues, connaissant la sous-réponse du scintillateur plastique par rapport au tissu-mou pour les énergies inférieures à 140 keV (celle-ci a été corrigée au chapitre 4). Aussi, pour les énergies supérieures à 100 keV, les estimations de la dose efficace pour les deux critères de calculs sont identiques à celles obtenues avec les détecteurs en tissu-mou.

Ces calculs ont permis de constater que les erreurs relatives s_2 concernant la dose efficace sont, en valeur absolue, inférieures à celles obtenues pour les doses absorbées aux organes (s_1). Des compensations entre surestimations et sous-estimations des doses déposées dans les organes, et compte tenu des facteurs de pondération renormalisés, permettent d'obtenir une estimation satisfaisante de la dose efficace.

Tableau 5.4. Erreur relative s_2 (en %) de l'estimation de la dose efficace à partir des capteurs en matériau tissu-mou et en plastique scintillant pour les recommandations de la CIPR 103 et 60.

| matériau tissu-mou | 40 keV | | | | 50 keV | | | | 100 keV | | | |
|------------------------------|---------|-------|-------|-------|--------|-------|-------|-------|---------|-------|-------|-------|
| | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT |
| Erreur relative CIPR 60 (%) | -4,9 | -36,3 | -8,0 | -14,0 | -4,6 | -30,5 | -8,8 | -14,7 | -7,3 | -20,0 | -9,0 | -13,9 |
| Erreur relative CIPR 103 (%) | -8,5 | -47,7 | -7,2 | -16,0 | -7,1 | -38,4 | -7,5 | -15,6 | -8,8 | -24,4 | -7,7 | -14,4 |
| matériau tissu-mou | 500 keV | | | | 1 MeV | | | | 4 MeV | | | |
| | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT |
| Erreur relative CIPR 60 (%) | -2,0 | -4,5 | -2,1 | -7,1 | -1,5 | -2,7 | -1,5 | -6,0 | -0,7 | -1,3 | -1,2 | -4,1 |
| Erreur relative CIPR 103 (%) | -3,2 | -8,0 | -0,3 | -6,7 | -2,4 | -5,2 | 0,2 | -5,3 | -0,9 | -2,6 | 0,0 | -3,2 |
| matériau plastique | 40 keV | | | | 50 keV | | | | 100 keV | | | |
| | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT |
| Erreur relative CIPR 60 (%) | -53,7 | -67,5 | -53,5 | -56,6 | -48,1 | -61,1 | -48,8 | -52,2 | -25,7 | -35,8 | -26,1 | -30,2 |
| Erreur relative CIPR 103 (%) | -55,4 | -73,3 | -53,5 | -57,9 | -49,5 | -65,6 | -48,2 | -52,9 | -26,9 | -39,5 | -24,8 | -30,4 |
| matériau plastique | 500 keV | | | | 1 MeV | | | | 4 MeV | | | |
| | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT | AP | PA | LLAT | RLAT |
| Erreur relative CIPR 60 (%) | -4,7 | -6,4 | -3,1 | -7,9 | -3,6 | -4,1 | -2,1 | -6,3 | -3,4 | -3,5 | -3,2 | -5,7 |
| Erreur relative CIPR 103 (%) | -5,8 | -9,7 | -1,6 | -7,6 | -4,4 | -6,6 | -0,8 | -5,8 | -3,6 | -4,8 | -2,2 | -4,9 |



5.3.2. Champs d'irradiation hétérogènes

Rappelons que Furstoss a démontré [Furstoss, 2006] que pour des champs hétérogènes irradiant le fantôme mathématique les différences entre l'estimation de E à partir de 24 points et celle fournie à partir du volume des organes atteignaient au maximum -25 % (pour une source de 60 keV à 10 cm du sol) et 2 % (pour la même source à 170 cm du sol).

Cette section présente les résultats obtenus pour des champs d'irradiation hétérogènes. Les doses efficaces évaluées ont été obtenues, pour des énergies comprises entre 40 keV à 4 MeV. Ainsi ont été calculées puis comparées:

- les doses efficaces obtenues à partir de la mesure de l'énergie déposée dans les capteurs cylindriques en matériau équivalent au tissu-mou disposés dans le fantôme RANDO® (E_{mes}) ;
- les doses efficaces (E_{ref}) obtenues à partir des doses déposées aux organes avec modèle de référence de notre étude : le fantôme numérique mathématique ;
- les doses efficaces obtenues à partir des doses déposées aux organes avec les fantômes voxelisés MAX/FAX ($E_{MAX/FAX}$) ;
- les valeurs de l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$, calculées à partir du fantôme CIUR présenté à la section 5.2.1.3, pour chacune des configurations.

Les résultats sont présentés pour des énergies de 40 keV à 4 MeV en fonction de la position de la source : source située à 10 cm du sol (position basse), source située à 125 cm du sol (position médiane) et source située à 170 cm du sol (position haute). Ainsi pour chaque position, les valeurs suivantes ont été calculées :

$$s_3 = \frac{E_{mes} - E_{ref}}{E_{ref}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.4.})$$

$$s_4 = \frac{E_{mes} - E_{MAX/FAX}}{E_{MAX/FAX}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.5.})$$

$$s_5 = \frac{E_{MAX/FAX} - E_{ref}}{E_{ref}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.6.})$$

$$s_6 = \frac{H_p(10) - E_{mes}}{E_{mes}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.7.})$$

$$s_7 = \frac{H_p(10) - E_{ref}}{E_{ref}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.8.})$$

$$s_8 = \frac{H_p(10) - E_{MAX/FAX}}{E_{MAX/FAX}} \cdot 100 \quad (\text{Eq. 5.9.})$$

5.3.2.1. Source ponctuelle en position basse

On observe sur le tableau 5.5, que la dose efficace calculée à partir des capteurs disposés dans le fantôme RANDO® (s_3), sous-estime la dose efficace de référence de -7 % au maximum sur toute la gamme en énergie étudiée. La meilleure estimation est obtenue pour l'énergie 1 MeV (-0,8 %). Cette sous-estimation de E par rapport à la référence est en partie due à la mauvaise estimation de la dose absorbée à la moelle rouge. En effet, les erreurs relatives calculées pour l'estimation de la dose aux organes par les capteurs (annexe A.5.2, tableau A.5.3), montrent d'importantes sous-estimations pour la moelle rouge allant de -80 % à -13 % (respectivement pour les énergies 40 keV et 4 MeV). La moelle rouge étant un des organes dont le facteur de pondération tissulaire est le plus important (section 5.1.1.4, tableau 5.2), sa mauvaise estimation est alors répercutée sur la dose efficace. Le problème a été souligné pour les irradiations standards et peut venir du nombre limité de capteur estimant ce tissu étendu dans le corps.

Si l'on compare E_{mes} à la dose efficace calculée à partir des doses absorbées moyennées aux organes du fantôme voxelisé MAX/FAX, l'erreur relative (s_4) est plus importante qu'avec le fantôme mathématique. Ainsi, l'erreur relative maximale est de -19 % (pour l'énergie 100 keV), elle est minimale à 500 keV (-12 %).

Tableau 5.5. Erreurs relatives s_3 , s_4 , s_5 (en %) selon les recommandations de la CIPR 103 pour une source ponctuelle située à 10 cm du sol face au mannequin.

| Dose efficace CIPR 103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|-----------------------------|--------|--------|---------|---------|-------|-------|
| Erreurs relatives s_3 (%) | -7,2 | -5,4 | -4,7 | -0,9 | -0,8 | -2,1 |
| Erreurs relatives s_4 (%) | - | -15,5 | -19,3 | -12,0 | -13,4 | - |
| Erreurs relatives s_5 (%) | - | 11,7 | 17,6 | 10,1 | 11,7 | - |

Là encore, la dose à la moelle rouge est fortement sous-évaluée de -96 % à -83 % respectivement pour les énergies 40 keV et 4 MeV (annexe A.5.2, tableau A.5.4). Le côlon et l'estomac, dont les facteurs de pondération sont aussi importants dans le calcul de la dose efficace que la moelle rouge, ne semblent pas être correctement évalués. Leurs estimations sont respectivement comprises pour les énergies 40 keV et 4 MeV entre -67 % et -32 % pour le premier et entre -64 % et -31 % pour le second (annexe A.5.2, tableau A.5.4). Lors de l'adaptation des positions de détection, du fantôme mathématique au fantôme RANDO®, celui-ci étant plus large et plus épais que le fantôme mathématique, les rapports entre les coordonnées des positions et les dimensions des fantômes ont été conservés. Cependant les positions des capteurs qui reflètent bien la position

de détection dans l’organe pour le fantôme mathématique, le sont moins pour le fantôme voxelisé MAX/FAX (chapitre 1, section 1.2.4, figure 1.4). L’irradiation n’étant pas homogène dans le fantôme et les capteurs étant moins représentatifs des organes dans MAX/FAX, d’importantes sous ou surestimations sont mises en évidence.

L’erreur relative (s_5) concernant l’estimation de la dose efficace avec le fantôme voxelisé MAX/FAX par rapport au calcul de E_{ref} à partir du fantôme mathématique met en évidence une erreur relative comprise entre 10 % (à 500 keV) et 18 % (à 100 keV) pour la gamme d’énergie de 50 keV à 1 MeV. La surestimation systématique de la dose efficace comprend les différences de morphologie mais également le fait que le fantôme MAX/FAX tient compte d’un nombre d’organes plus exhaustif pour le calcul de la dose efficace (le cerveau et les glandes surrénales plus les organes contenus dans le « reste », section 5.2.1.1). En effet, ceci peut intervenir dans le cas d’irradiations hétérogènes où un organe irradié non modélisé dans le fantôme mathématique et existant dans le fantôme voxelisé peut contribuer à la dose. Dans le cas d’une irradiation homogène, les facteurs de pondération étant renormalisés, la non prise en compte de certains organes dans le calcul de E est compensée.

Les erreurs relatives sur la dose absorbée à la moelle rouge (annexe A.5.2, tableau A.5.2), sont très importantes entre les deux fantômes numériques. La méthode de calcul de la moelle rouge étant la même (utilisation de 3 facteurs de correction, section 5.2.1.1), seule les différences de composition des matériaux entre les deux fantômes (section 5.1.1.2, tableau 5.1 et en annexe A.5.3, tableau A.5.11) et les différences anatomiques et morphologiques peuvent être mise en cause.

Tableau 5.6. Erreurs relatives s_6 , s_7 , s_8 (en %) pour une source ponctuelle située à 10 cm du sol face au mannequin.

| Dose efficace CIPR 103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|-----------------------------|--------|--------|---------|---------|-------|-------|
| Erreurs relatives s_6 (%) | 355,7 | 299,2 | 239,9 | 204,2 | 180,0 | 130,8 |
| Erreurs relatives s_7 (%) | 323,1 | 277,8 | 224,0 | 201,4 | 177,8 | 126,0 |
| Erreurs relatives s_8 (%) | - | 165,7 | 123,8 | 132,5 | 114,6 | - |

Sur le tableau 5.6, sont données les erreurs relatives concernant l’estimation de la dose efficace par l’équivalent de dose individuel ($H_p(10)$) pour la dose efficace mesurée (s_6), celles de référence (s_7), ou calculées avec le fantôme voxelisée MAX/FAX (s_8). La première constatation est que l’équivalent de dose individuel, surestime systématiquement la dose efficace pour cette configuration à toutes les énergies. Cette surestimation est très importante à basse énergie et diminue avec l’énergie qui augmente. Le calcul de s_7 montre que l’équivalent de dose individuel surestime la dose efficace de référence de 323 % à 40 keV jusqu’à 126 % pour l’énergie 4 MeV alors

que notre instrument de dosimétrie approche, lui, la dose efficace (erreur relative s_4) avec une erreur inférieure à 8 %.

5.3.2.2. Source ponctuelle en position médiane

Les erreurs relatives présentées précédemment ont également été calculées pour les simulations avec la source ponctuelle située en position médiane, c'est-à-dire face au tronc du fantôme (figure 5.8.b) où sont situés la totalité des détecteurs. Ces erreurs sont présentées au tableau 5.7.

Tableau 5.7. Erreurs relatives s_3 , s_4 , s_5 (en %) pour une source ponctuelle située à 125 cm du sol, face au mannequin.

| Dose efficace CIPR 103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|-----------------------------|--------|--------|---------|---------|-------|-------|
| Erreurs relatives s_3 (%) | -22,3 | -19,9 | -18,5 | -14,7 | -13,6 | -11,8 |
| Erreurs relatives s_4 (%) | . | -46,0 | -40,5 | -29,9 | -29,1 | . |
| Erreurs relatives s_5 (%) | . | 37,7 | 32,4 | 14,6 | 15,0 | . |

Ainsi, on remarque que l'erreur relative s_3 est maximale pour l'énergie la plus basse (-22 % à 40 keV) et diminue au fur et à mesure que l'énergie augmente pour atteindre la valeur minimale de -12 % à 4 MeV. Les erreurs sont plus importantes pour cette position que précédemment (ou pour la position haute, voir tableau 5.9), car la majeure partie des organes contribuant au calcul de la dose efficace étant situés dans cette région des mannequins, les différences liées aux géométries des fantômes se font plus ressentir. La sous-estimation des énergies déposées aux organes est alors inférieure à -35 % (cas de l'estomac à 40 keV), hormis pour la moelle rouge (de -68 % à 40 keV et -65 % à 50 keV), les poumons (de -66 % à 40 keV à -36 % pour l'énergie 4 MeV), le foie (-48 % à 40 keV et -42 % à 50 keV) ainsi que la thyroïde. La thyroïde est dans un premier temps surestimée (de 100 % à 40 keV à 7 % à l'énergie 500 keV), puis sous-estimée (de -2 % à -14 %, respectivement pour les énergies 1 MeV et 4 MeV) (annexe A.5.2, tableau A.5.6). On observe une plus faible dispersion des erreurs relatives que pour la position basse, mais en moyenne plus élevées. Les os des côtes, entourant la totalité du mannequin mathématique jouent un rôle plus important dans l'atténuation du faisceau que les côtes du fantôme RANDO® (particulièrement à basse énergie) (figure 5.3). L'erreur relative sur l'estimation de la dose efficace étant plus importante à basse énergie, cela conforte l'idée que les différences morphologiques entre les fantômes mathématique et RANDO® jouent un rôle particulièrement important dans la région du tronc.

On remarque que l'erreur relative s_4 , entre les deux fantômes voxelisés, a elle aussi augmenté. Cette augmentation reflète un problème de géométrie concernant le placement des détecteurs. Ainsi, on peut retrouver les mêmes conclusions que précédemment pour la position basse, les positions dérivées du fantôme mathématique ne reflètent pas la position des organes dans le

fantôme MAX/FAX. Les estimations pour la moelle rouge et le « reste » sont très différentes entre les deux fantômes (annexe A.5.2, tableau A.5.5). Pour la moelle rouge et la thyroïde ces mauvaises estimations sont surtout significatives à basse énergie, reflétant des différences de géométrie. Pour la dose au « reste », l’irradiation étant hétérogène, les mauvaises estimations peuvent provenir de la non prise en compte de certains organes dans le calcul avec le fantôme mathématique.

Tableau 5.8. Erreurs relatives s_6 , s_7 , s_8 (en %) pour une source ponctuelle située à 125 cm du sol face au mannequin.

| Dose efficace CIPR 103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|-----------------------------|--------|--------|---------|---------|-------|-------|
| Erreurs relatives s_6 (%) | 998,4 | 767,3 | 551,6 | 457,0 | 423,0 | 374,3 |
| Erreurs relatives s_7 (%) | 753,8 | 594,3 | 430,7 | 374,9 | 352,1 | 318,3 |
| Erreurs relatives s_8 (%) | - | 433,2 | 323,8 | 326,7 | 304,6 | - |

Sur le tableau 5.8 (à comparer avec les tableaux 5.6 et 5.10), l’erreur relative sur l’estimation de la dose efficace par l’équivalent de dose individuel est aussi plus importante à cette position. Les erreurs décroissent de 754 % à 40 keV jusqu’à 318 % pour l’énergie 4 MeV. Pour cette position la dose efficace est estimée par notre instrument à 22 % près.

5.3.2.3. Source ponctuelle en position haute

Le tableau 5.9, regroupe les erreurs relatives s_3 , s_4 , et s_5 . On remarque, que les erreurs relatives (s_3) sont moins importantes que pour une irradiation en position médiane. La dose efficace estimée à partir des mesures ponctuelles dans le fantôme instrumenté RANDO® est sous-estimée par rapport à la référence de l’étude de -9 % pour l’énergie 4 keV à -3 % pour l’énergie 500 keV. Les erreurs relatives sur les doses déposées aux organes sont inférieures à -30 % (thyroïde à 100 keV, annexe A.5.2, tableau A.5.9), sauf pour la moelle rouge. Celle-ci est sous-estimée entre -54 % à 40 keV et -31 % à 100 keV, puis surestimée de 12 % à 500 keV à 3 % pour l’énergie 4 MeV. Les erreurs relatives entre les fantômes mathématique et MAX/FAX (s_5), augmentent et atteignent au maximum 56 % à 50 keV et diminuent jusqu’à 28 % pour l’énergie 1 MeV. Les organes présentant les plus importantes surestimations sont, une fois de plus : la moelle rouge, le « reste » et la thyroïde (annexe A.5.2, tableau A.5.8). Les raisons invoquées à la section précédente sont également valables pour la position haute.

Tableau 5.9. Erreurs relatives s_3 , s_4 , s_5 (en %) pour une source ponctuelle située à 170 cm du sol face au mannequin.

| Dose efficace CIPR 103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|-------------------------|--------|--------|---------|---------|-------|-------|
| Erreurs relatives s_3 | -8,6 | -6,9 | -6,5 | -2,6 | -3,3 | -4,8 |
| Erreurs relatives s_4 | - | -40,5 | -35,9 | -24,5 | -24,5 | - |
| Erreurs relatives s_5 | - | 56,4 | 45,9 | 28,9 | 28,0 | - |

Sur le tableau 5.10, les surestimations de la dose efficace par l'équivalent de dose individuel ($H_p(10)$) ont été trouvées plus élevées que pour les autres configurations de la source ponctuelle. Ainsi, les résultats concernant l'erreur relative s_7 , montrent que $H_p(10)$ surestime d'un facteur 6 (à l'énergie 4 MeV, 467 % d'erreur relative) à 13 (pour l'énergie 40 keV, 1206 % d'erreur relative) la dose efficace de référence. Alors que le fantôme RANDO® estime lui la référence à 9 % près, dans le cas le plus défavorable.

Tableau 5.10. Erreurs relatives s_6 , s_7 , s_8 (en %) pour une source ponctuelle située à 170 cm du sol face au mannequin.

| Dose efficace CIPR 103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|-----------------------------|--------|--------|---------|---------|-------|-------|
| Erreurs relatives s_6 (%) | 2774,0 | 2035,9 | 973,5 | 624,9 | 569,5 | 512,3 |
| Erreurs relatives s_7 (%) | 1206,1 | 989,0 | 723,0 | 593,4 | 538,4 | 466,8 |
| Erreurs relatives s_8 (%) | - | 546,8 | 454,7 | 457,1 | 411,8 | - |

5.3.3. Exemple de champ d'irradiation rencontré au poste de travail : la boîte à gants

La dose efficace a été calculée pour une configuration d'irradiation réaliste d'un poste de travail. Les simulations ont été réalisées avec le fantôme mathématique de référence, le fantôme instrumenté RANDO® ainsi qu'avec le fantôme rectangulaire ICRU pour le calcul de l'équivalent de dose individuel. Les fantômes étaient situés à 10 cm de distance, face à la boîte à gants. Ils ont été irradiés par le rayonnement sortant des ronds de gants et provenant de poussières d'américium (^{241}Am) qui sont présentes sur le fond de la boîte. L'énergie moyenne du rayonnement incident est de 56 keV (section 5.2.2.3.).

Ainsi, la valeur obtenue pour le calcul de la grandeur opérationnelle $H_p(10)$ surestime d'un facteur 3,2 (216 % d'erreur relative) la dose efficace de référence (fantôme mathématique) calculée d'après les recommandations de la CIPR 103. Pour la même configuration d'irradiation,

notre fantôme instrumenté fournit une erreur relative sur l'estimation de la dose efficace de -25 % par rapport à la référence.

Dans ce cas, comme pour les irradiations par des sources ponctuelles, où la fluence du champ d'irradiation n'est pas constante sur tout le corps du travailleur, il est montré que l'estimation de la dose efficace par une mesure ponctuelle de l'équivalent de dose individuel est très largement surestimée pour une correcte expertise de poste de travail. A contrario, le fantôme instrumenté permet d'avoir une meilleure estimation de la dose efficace.

5.4. Conclusion

Au cours de ce chapitre, la transposition de l'étude théorique réalisée par Furstoss [Furstoss, 2006], aux conditions géométriques et matérielles réelles de notre fantôme instrumenté a été présentée et les différences évaluées.

Dans un premier temps, le fantôme RANDO® a dû être préalablement généré selon la syntaxe d'un fichier d'entrée de MCNPX. Ensuite, il a été modifié pour y ajouter une poitrine et 24 capteurs cylindriques, de 2 cm de hauteur et 2 cm de diamètre (volume exact de 6,28 cm³). Ainsi, l'étude théorique, concernant les positions de détection (sphère de 0,5 cm de rayon) obtenues pour une correcte évaluation de la dose efficace avec un fantôme mathématique anthropomorphe, a été adaptée aux conditions réelles de réalisation de notre instrument.

Des simulations Monte Carlo, permettant d'estimer l'erreur relative obtenue lors du calcul de la dose efficace à partir de capteurs cylindriques par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss, ont été réalisées. Celles-ci, ont été calculées pour différents types de configurations d'irradiation : des irradiations standard (AP, PA, RLAT, LLAT) irradiant la totalité de la surface d'entrée des fantômes avec une fluence constante ; des champs hétérogènes réalisés à partir de sources ponctuelles irradiant les fantômes numériques placées à trois hauteurs différentes, et enfin, une configuration d'irradiation réaliste d'un poste de travail en boîte à gants (irradiation très hétérogène). Les résultats des calculs de la dose efficace ont également été confrontés à leur estimateur : l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$.

Dans le cas d'irradiations standard, les erreurs relatives sur l'estimation des doses efficaces à partir des détecteurs en tissu-mou, par rapport à la référence de notre étude, ont été trouvées au maximum égales, selon la CIPR 103, à -16 % (RLAT à 40 keV), hormis pour l'irradiation PA. Pour cette configuration, les erreurs maximales pour les faisceaux de 40 keV, 50 keV et 100 keV, obtenues d'après les recommandations CIPR 103, sont respectivement de -48 %, -38 % et -24 %.

Dans le cas d'irradiations hétérogènes, par des sources ponctuelles, les erreurs relatives entre le fantôme instrumenté RANDO® et la référence ont été trouvées maximales pour l'énergie 40 keV à : -7 %, -22 % et -9 % respectivement pour les positions des sources basse, médiane et haute. Alors que les estimations de la dose efficace par l'équivalent de dose individuel ($H_p(10)$), respectivement pour les mêmes positions, sont au mieux de 126 %, 318 % et 467 %. Le fantôme instrumenté RANDO® apporte ici une précision sur l'estimation bien supérieure.

Les comparaisons entre les résultats obtenus avec notre mannequin de référence, par rapport à un fantôme voxelisé MAX/FAX (proche des futurs fantômes de référence de la CIPR [Kramer, 2006]), ont mis en évidence d'importantes différences dans l'estimation des doses déposées à la moelle rouge, au « reste » et à la thyroïde.

Concernant la moelle rouge, Kramer a montré [Kramer, 2003], en comparant les fantômes numérique ADAM (mathématique) et MAX (voxélisé) pour des irradiations standard, que les erreurs relatives sur la dose déposée pouvaient atteindre jusqu'à 40 % (en PA). De plus, la segmentation des tissus osseux (à partir d'images tomographiques) étant rendue difficile (dû à la densité de l'os), de récentes études sont en cours pour obtenir une réponse de dose en fonction de la fluence arrivant sur l'os [Zankl, 2007 ; Eckerman, 2008]. Pour l'estimation de la dose au « reste », l'estimation fournie par la référence est sous-estimée des doses reçues à la région extra-thoracique, aux ganglions lymphatiques, au muscle, à la muqueuse buccale, à la prostate (chez l'homme) et à l'utérus (chez la femme), mais compensée par les facteurs de pondération des autres organes le composant. Dans le cas d'une irradiation rencontrée au poste de travail, notre valeur de référence de la dose efficace, calculée à partir du fantôme mathématique, E_{ref} , est estimée par le fantôme instrumenté à 25 % contre 216 % pour l'équivalent de dose individuel.

En général, les résultats ont montré que les doses déposées aux organes principaux comptant dans le calcul de la dose efficace ne peuvent pas être estimés avec une précision suffisante. Cependant des compensations entre surestimations et sous-estimations des doses aux organes permettent d'obtenir une estimation de la dose efficace satisfaisante, plus précise et plus rapide que les estimateurs de E actuellement disponibles.

Conclusion

La directive EURATOM (96/29) édictée par le conseil de l'Union européenne, a réglementé les limites de doses annuelles des travailleurs et du public des pays membres en termes de dose efficace. Pour les travailleurs, la limite de cette grandeur de protection a été établie à 100 mSv sur 5 ans, soit une moyenne de 20 mSv par an. Les travailleurs susceptibles d'être exposés à des rayonnements ionisants font ainsi l'objet d'une surveillance dosimétrique par le port de dosimètres passifs et/ou actifs. Ces dosimètres évaluent la dose efficace E par la mesure de la grandeur opérationnelle appelée l'équivalent de dose individuel $H_p(10)$ qui a été définie par la Commission Internationale des Unités Radiologiques. $H_p(10)$ a été défini de manière à donner une estimation « enveloppe » de E , surestimant la grandeur de protection de référence dans la plupart des configurations d'irradiations. Néanmoins, l'équivalent de dose individuel peut sous-estimer la dose efficace E dans certains cas. Les sous-estimations et surestimations en fonction de l'énergie sont connues pour les configurations d'irradiation standard. Cependant, il est également possible que celles-ci apparaissent dans le cas des irradiations hétérogènes rencontrées aux postes de travail, sans qu'elles aient pu être pour autant évaluées.

Le principe de limitation de la dose ne suffit pas à lui seul pour satisfaire à la radioprotection du travailleur. Les organismes en charge de la protection de l'homme et de son environnement contre les effets néfastes des rayonnements ionisants doivent également veiller à l'application du principe fondamental d'optimisation. Cela signifie que, pour tout poste de travail et toute pratique s'effectuant en présence de rayonnements ionisants, des efforts raisonnables, compte tenu de considérations socio-économiques, doivent être entrepris afin que les doses reçues par tout individu soient aussi faibles que possible. Ce principe d'optimisation sous-entend que des études de poste puissent être menées afin d'avoir une connaissance la plus précise possible des caractéristiques de l'irradiation et pour pouvoir ainsi améliorer la protection des personnes.

A l'heure actuelle, il n'existe pas d'instrument capable, à partir de mesures effectuées aux postes de travail, de fournir une estimation directe de la dose efficace avec une bonne précision quelle que soit la configuration d'irradiation. C'est dans ce contexte que le Laboratoire de Dosimétrie des Rayonnements Ionisants (LDRI) de l'IRSN a décidé d'étudier la possibilité de concevoir un instrument de mesure, pour les champs d'irradiation photoniques, sur la base d'un mannequin anthropomorphe équipé de détecteurs reflétant la position des organes intervenant dans le calcul de la dose efficace [ICRP 103, 2007]. Cette approche, plus près de la définition de la grandeur de protection, a pour but de fournir une estimation précise et directe de E à partir de mesures ponctuelles quelle que soit la configuration du poste de travail. Ce projet de « fantôme instrumenté » a fait l'objet d'une précédente thèse menée au sein du laboratoire, ayant pour objectif l'étude de faisabilité théorique d'un tel instrument [Furstoss, 2006]. Cette étude a permis de déterminer 24 points mesure (sphère de 0,5 cm) dans un fantôme mathématique, permettant

l'estimation de la dose E avec une erreur relative de 20 %, pour des photons incidents d'énergie comprise entre 40 keV et 4 MeV.

En se basant sur cette étude théorique, mon travail de thèse a consisté à étudier la réalisation pratique de l'outil d'expertise à partir des conditions réelles. Fondamentalement, ce travail se décompose en deux grandes parties :

- la réalisation et la caractérisation d'un prototype de système de mesure de dose par scintillation adapté au cahier de charges du projet ;
- l'étude de l'évaluation de la dose efficace pour plusieurs configurations d'irradiation après adaptation des paramètres qui seront utilisés (influence de la morphologie du mannequin, géométrie des détecteurs, postes de travail rencontrés, etc.).

Concernant l'étape de réalisation du prototype, nous avons dû, en premier lieu, identifier la technologie de détection la mieux adaptée pour ensuite définir un schéma du prototype du système de dosimétrie (SYstème de DOsimétrie : SYDO). Celui-ci est basé sur le principe d'un dosimètre à fibre scintillante développé au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC Caen). Une collaboration a alors été initiée avec le LPC Caen pour la réalisation du prototype SYDO. Cette collaboration nous a permis d'aboutir à la réalisation d'un système constitué d'un volume sensible scintillant de 6 cm³ (en matériau équivalent au tissu-mou pour les énergies supérieures à 140 keV) couplé à un tube photomultiplicateur par un toron de fibres optiques. Ce prototype comporte actuellement deux voies de mesure, mais son extension prévue à 24 voies est facilement réalisable. Un programme informatique LabWindows de commande du prototype SYDO permet l'acquisition et le traitement des données de mesures.

Le système SYDO a ensuite été caractérisé pour des champs photoniques en conditions métrologiques auprès des installations de référence de l'IRSN. Les résultats ont permis de conclure à une bonne reproductibilité de la mesure et à l'absence de dérive au cours du temps. De même, l'étalonnage de la réponse en fonction de la dose (réalisé aux énergies 0,662 MeV et 1,25 MeV) a permis d'obtenir un coefficient d'étalonnage utilisé pour l'estimation de la dose déposée dans le volume scintillant. Des mesures réalisées à basse énergie avec des raies de fluorescence X (40,1 keV, 59,3 keV et 75 keV) et des rayonnements X filtrés (87 keV \pm 22 % et 100 keV \pm 27 %) ont permis d'établir une correction de la non-équivalence du scintillateur au tissu-mou pour les énergies supérieures à 60 keV. Ainsi, notre prototype de système de dosimétrie offre une mesure de la dose déposée dans le tissu-mou avec une erreur relative inférieure à 30 % pour la gamme d'énergie de 60 keV à 1,25 MeV et pour des débits de dose compris entre 1 μ Gy.h⁻¹ et 500 μ Gy.h⁻¹. Cependant, si le spectre énergétique du rayonnement photonique présent au poste de travail est connu, et que les énergies moyennes des photons sont supérieures à 140 keV, les facteurs de corrections de la dose pourront être désactivés offrant une estimation de la dose mesurée par rapport au tissu-mou inférieure à 5 %.

La deuxième partie a consisté à effectuer des calculs de dose efficace pour différentes configurations d'irradiation en tenant compte des contraintes réelles de l'instrument : morphologie

du mannequin physique ainsi que des caractéristiques et des positions des détecteurs placés à l'intérieur. Pour cela, un mannequin numérique anthropomorphe voxelisé a été utilisé. Il a été réalisé à partir d'un mannequin physique existant dans le laboratoire, auquel 24 détecteurs (scintillateurs cylindriques de 6 cm³) ainsi qu'une poitrine ont été ajoutés.

Les simulations réalisées pour des configurations d'irradiations standard de notre mannequin RANDO[®] instrumenté ont permis de confirmer une bonne estimation de la dose efficace par rapport à celle que nous avons choisie comme référence (dose efficace calculée par Furstoss dans son travail de thèse à partir de la dose déposée aux organes du fantôme mathématique). Les calculs ont été réalisés pour des scintillateurs en matériau équivalent au tissu-mou ainsi qu'avec la véritable composition du détecteur, ce qui a permis de confirmer le comportement équivalent au tissu-mou des scintillateurs pour les énergies supérieures à 140 keV. Ces simulations ont également permis de constater qu'une évaluation de la dose aux organes à partir des mesures des détecteurs n'était pas satisfaisante dans un nombre important de configurations, notamment pour un organe étendu comme la moelle rouge. Pour autant, les évaluations des doses efficaces pour les différentes configurations sont correctement estimées, soulignant ainsi des compensations entre organes surestimés et sous-estimés.

Les simulations du mannequin devant des sources ponctuelles, ainsi que devant une boîte à gant recouverte sur son fond une fine couche d'américium, ont permis d'estimer la précision du calcul de la dose efficace qui pourra être atteinte par notre outil d'expertise, et de la confronter à celle fournie par l'équivalent de dose individuel représenté un dosimètre porté à la poitrine. Alors que $H_p(10)$ offre une surestimation de E d'un facteur compris entre 3 et 13 (suivant la configuration d'irradiation), le fantôme instrumenté fournit une estimation de E avec une erreur relative maximale de -25 %. Néanmoins, la valeur de cette estimation est obtenue en prenant des détecteurs en matériau équivalent au tissu-mou. Il faut alors également tenir compte de l'erreur provenant de la correction en énergie de la dose mesurée par SYDO (± 30 % avec une tendance à la surestimation, en particulier pour les bas débits de dose).

Les comparaisons des résultats de simulations obtenus avec le mannequin instrumenté RANDO[®] et avec des mannequins voxelisés proches des futurs fantômes de référence (homme et femme standard) de la Commission Internationale de Protection Radiologique, ont souligné une augmentation de l'erreur relative (qui reste inférieure à 50 %) pour l'estimation de la dose efficace. Les positions des capteurs étant dérivées du fantôme mathématique, elles semblent moins adaptées à un fantôme plus réaliste. Ceci laisse à penser qu'une amélioration de l'estimation de la dose efficace pourrait être effectuée par de légères modifications des positions de détection, afin de se rapprocher cette fois-ci de la dose calculée avec les fantômes de référence.

Ainsi, dans ce travail de thèse, des réponses concernant la faisabilité pratique d'un outil d'expertise pour les études de poste en radioprotection ont été apportées et la plus value d'un tel instrument sur la précision de l'évaluation de E a été quantifiée.

La perspective à plus long terme est d'étendre le fantôme instrumenté à l'évaluation de la dose efficace en champ mixte photons-neutrons (plus répandus aux postes de travail). Dans cette

optique, une étude théorique reprenant le fantôme mathématique utilisé dans l'étude de faisabilité [Furstoss, 2006], a été menée dans le laboratoire [Martin-Burtat, 2009]. Afin de discriminer les doses liées aux types de particules incidentes (photon ou neutron), les détecteurs neutrons ont été placés à l'extérieur du mannequin. Un facteur correctif de la dose due aux neutrons a été déterminé, offrant ainsi une estimation de la dose efficace avec une erreur maximale de 40 % environ pour les irradiations standard étudiées de 40 keV à 4 MeV. Néanmoins, ce facteur de correction est dépendant de l'énergie, ce qui implique la nécessité d'une spectrométrie neutron pour accompagner l'utilisation du fantôme dans le cas des irradiations en champ neutron ou mixte.

Références bibliographiques

[Alderson, 1962]

Alderson S.W., Lanzl L.H., Rollins M., Spira J.

An instrumented phantom system for analog computation of treatment plans

The American Journal of Roentgenology, Radium Therapy and Nuclear Medicine, Vol. 87, N°1, p. 187-195, 1962

[Beddar, 1992b]

Beddar A.S., Mackie T.R., Attix F.H.

Water-equivalent plastic scintillation detector for high-energy beam dosimetry: II. Properties and measurements

Physics Medical and Biology, 37, p. 1901-1913, 1992

[Bevington, 1994]

Philip R. Bevington, D. Keith Robinson

Data reduction and error analysis for the physical sciences (second edition)

McGraw-Hill International Editions, Physics series, 1994

[Blanchis, 2009]

Cours de « Statistique appliquées à l'exploitation des mesures » de Monsieur Philippe **Blanchis**, dispensés à l'INSTN

[Bielajew, 1989]

Bielajew A.F., Rogers D.

Variance reduction techniques in Monte Carlo transport of electrons and photons

Ed. Jenkins T., Nelson W., Rindi A., Rogers D., Plenum, New York, p. 407-419, 1989

[Boher, 2008]

Boher P.

DOSIMAP: a 3D scintillation dosimeter for radiotherapy quality assurance

2nd EURADOS Winter School, Dosimetric Issues in the Medical use of Ionising Radiation, 2008

[Booth, 1985]

Booth T.E.

A sample problem for variance reduction in MCNP

Rapport : LA-10363-MS, Los Alamos National Laboratory, Etats-Unis

[Breismeister, 2000]

Breismeister J.

MCNP-a general Monte Carlo N-particle transport code, version 4C

Rapport : LA-12325-M Version 4C, Los Alamos National Laboratory, Etats-Unis, 2000

[Breismeister, 2003]

Breismeister J.F.

A general Monte Carlo N-particle transport code, version 4B

Rapport LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory, 1997

[Buffon, 1777]

Buffon G.

Essai d'arithmétique morale

Supplément à la naturelle, 1777

- [Burn, 1996]
Burn K.W.
Use of MCNP in Radiation Protection and Dosimetry
Variance Reduction Technique and Tallying Procedures in MCNP, 1996
Gualdrini G. and Casalini L.
Ed. ENEA Bologna, Italie
- [Chartier, 1972]
Chartier J.L., Portal G., Roman D., Duguay D.
Production de rayonnements monochromatiques intenses
Nuclear Instruments and Methods 100, p. 107-119, 1972
- [Chartier, 1974]
Chartier J.L., Roman D., Bazoge A.
Problems of exposure measurement with extended sources ; case of X-ray fluorescence
Nuclear Instruments and Methods 119, p. 427-444, 1974
- [Chartier, 1975]
Chartier J.L., Itié C., Bazoge A.
Free-air ionization chamber for the energy range 12 keV to 100 keV
Nuclear Instruments and Methods 128, p. 251-259, 1975
- [Chumak, 2003]
Chumak V.V., Bakhanova E.V.
Relationship between protection and operational quantities in dosimetry of photon external exposure. Deficiencies of $H_p(10)$
Radiation Protection Dosimetry 104, p. 103-111, 2003
- [Chumak, 2008]
Chumak V.V., Bakhanova E.V.
Assessment of the effective dose with personal dosimeters: Account of the effect of anisotropy of workplace fields
Radiation Measurements 43, p. 655-658, 2008
- [Clairand, 1999]
Clairand I., Ricard M., Gouriou J., Di Paola M., Aubert M.
Dose3D : An EGS4 Monte Carlo Code-Based Software for Internal Radionuclide Dosimetry
The Journal Of Nuclear Medicine, Vol. 40 (9), p. 1517-1523, 1999
- [Clairand, 2008]
Clairand I., Struelens L., Bordy J-M., Daures J., Debroas J., Denozières M., Donadille L., Gouriou J., Itié C., Vaz P., d'Errico F.
Intercomparaison of active personal dosimeters in interventional radiology
Radiation Protection Dosimetry 129(1-3), p. 340-345, 2008
- [Cristy, 1987]
Cristy M., Eckerman K.F.
SEECAL : Program to calculate age-dependent specific effective energies
Rapport : ORNL/TM-12351 Oak Ridge National Laboratory, Etats-Unis, 1987
- [Dong, 2002]
Dong S.L., Chu T.C., Lan G.Y., WU T.H. et al.
Characterization of high-sensitivity metal oxide semiconductor field effect transistor dosimeters system and LiF : Mg, Cu, P thermoluminescence dosimeters for use in diagnostic radiology
Applied Radiation and Isotopes, 57, p. 883-891, 2002
- [Dragoret-Campagne, 2006]
Dragoret-Campagne S.
Cours de DEA Instrumentation, LPNHE, France.
-

- [Eckerman, 2008]
Eckerman K.F., Bolch W.E., Zankl M., Petoussi-Henss N.
Response function for computing absorbed dose to skeletal tissues from photon irradiation
Radiation Protection Dosimetry 127, p. 187-191
- [Fontbonne, 2002]
Fontbonne J.-M., Iltis G., Ban G., Batalla A.
Scintillating fiber dosimeter for radiation therapy accelerator
IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. 49, p. 2223-2227, 2002
- [Frelin, 2005]
Frelin A.M., Fontbonne J.-M., Ban G., Colin J.
Spectral discrimination of Cerenkov radiation in scintillating dosimeters
Medical Physics, 32(9), p. 3000-3006, 2005
- [Frelin, 2006]
Frelin A.M., Fontbonne J.-M., Ban G., Batalla A., Colin J., Isambert A., Labalme M., Leroux T., Vela A.
A new scintillating fiber dosimeter using a single optical fiber and a CCD camera
IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. 53, N° 3, 2006
- [Furstoss, 2006]
Furstoss C.
Conception et développement d'un fantôme anthropomorphe équipé de détecteurs dans le but d'évaluer la dose efficace à un poste de travail : Etude de faisabilité.
Thèse de Doctorat, 2006
- [Furstoss, 2007]
Furstoss C., Menard S., Clairand I. and Chau Q.
A phantom for effective dose measurements: organ dose distribution assessment based on a numerical approach
Radio Protection Dosimetry
doi: 10.1093/rpd/ncm 186, 2007
- [Grosswendt, 1991a]
Grosswendt B.
The angular dependence and irradiation geometry factor for the dose equivalent for photons in slab phantoms of tissue-equivalent material and PMMA.
Radiation Protection Dosimetry 35(4), p. 221-235, 1991
- [Grosswendt, 1991b]
Grosswendt B.
The influence of the photon beam direction on the dose equivalent in the IAEA 30 cm water cube phantom.
Radiation Protection Dosimetry 35(1), p. 5-12, 1991
- [Guigues, 2009]
Guigues I.
P7. PANTHERE - Version Industrielle. Un logiciel performant et convivial pour la prévision des débits de dose.
EDF/SEPTEN 12-14 avenue Dutriévoz 69628 Villeurbanne cedex
- [Health Physics Society, 2009]
Disponible sur : <http://www.hps.org/publicinformation/ate/q1298.html>

- [Hendricks, 2003]
Hendricks J.S.
MCNPX Model/Table Comparison
Rapport : LA-14030, Los Alamos National Laboratory, 2003
Disponible sur : <http://mcnpx.lanl.gov/opensdocs/reports/LA-14030.pdf>
- [Hendricks, 2004]
Hendricks J.S., McKinney G.W., Waters L.S.
MCNPX extension version 2.5.0
Rapport : LA-UR-04-0570, Los Alamos National Laboratory, Etats-Unis, 2004
- [Hendricks, 2005]
Hendricks J.S., McKinney G.W.
Pulse-height tallies with variance reduction
Monte Carlo 2005 Topical Meeting, p. 1695-1702, 2005
- [Hendricks, 2006]
Hendricks J.S., McKinney G.W., Fensin M.L., James M.R., Johns R.C., Durkee J.W., Finch J.P., Pelowitz D.B., Waters L.S.
MCNPX, version 26D.
Rapport : LA-UR-07-4137, Los Alamos National Laboratory, Etats-Unis, 2006
- [Hirayama, 2005]
Hirayama H., Namito Y., Bielajew A.F., Wilderman S.J. and Nelson W.R.
The EGS5 code system
SLAC-R-730 and KEK report 2005-8, 2005
Disponible sur : http://rcwww.kek.jp/research/egs/egs5_manual/slac730-060330.pdf
- [Huet, 2009]
Huet C., Lemosquet A., Clairand I., Rioual J.B., Franck D., de Carlan L., Aubineau-Lanière I., Bottollier-Depois J.F.
SESAME : a software tool for the numerical dosimetric reconstruction of radiological accidents involving external sources and its application to the accident in Chile in December 2005
Health Physics 96(1), p. 76-83, 2009
- [IAEA-Eurados, 2006]
IAEA-EURADOS
Intercomparison on measurements of the quantity personal dose equivalent $H_p(d)$ by active personal dosimeters
Final Report of a joint IAEA-EURADOS Project, 2006
- [ICRP, 1955]
International Commission on Radiological Protection
Recommendations of the ICRP
British Journal of Radiology (suppl. 6), 1955
- [ICRP 1, 1956]
International Commission on Radiological Protection
Recommendations of the ICRP
Rapport ICRP Publication 1, Pergamon Press, Oxford, Royaume-Uni, 1956
- [ICRP 22, 1973]
International Commission on Radiological Protection
Implication of the Commission Recommendations that doses be kept as low as readily achievable
Rapport ICRP Publication 22, Pergamon Press, Oxford, Royaume-Uni, 1973

- [ICRP 23, 1975]
International Commission on Radiological Protection
Report of the Task Group on Reference Man
Rapport ICRP Publication 23, 1975
- [ICRP 26, 1977]
International Commission on Radiological Protection
Recommendations of the ICRP
Rapport ICRP Publication 26, Pergamon Press, Oxford, Royaume-Uni, 1977
- [ICRP 30, 1980]
International Commission on Radiological Protection
Limits for intakes of radionuclides by workers
Rapport ICRP Publication 30, Part.2 Anals of the ICRP 4: N° 3/4, 1980
- [ICRP 60, 1990]
International Commission on Radiological Protection
Recommendation of the International Commission on Radiological Protection
Rapport ICRP Publication 60, Pergamon Press 21(3), 1985
- [ICRP 60, 1991b]
International Commission on Radiological Protection
1990 Recommendations of the ICRP
Rapport ICRP Publication 60, Pergamon Press, Oxford, Royaume-Uni, 1991
- [ICRP 74, 1996b]
International Commission on Radiological Protection
Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation
Rapport ICRP Publication 74, Pergamon Press, Oxford, Royaume-Uni, 1996
- [ICRP 89, 2002]
International Commission on Radiological Protection
Basic anatomical and physiological data for use in radiation protection
Rapport ICRP Publication 89, Pergamon Press, Oxford, Royaume-Uni, 2002
- [ICRP, 2005]
International Commission on Radiological Protection
Draft for consultation : 2005 recommandations of the International Commission on Radiological Protection [en ligne], 81, 2005
Disponible sur : http://www.icrp.org/docs/2005_recs_CONSULTATION_Draft1a.pdf
- [ICRP 103, 2007]
International Commission on Radiological Protection
2007 Recommendations of the ICRP
Rapport ICRP Publication 103, Pergamon Press, Oxford, Royaume-Uni, 2007
- [ICRU 39, 1985]
International Commission on Radiation Units and Measurements
Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources (Part. I)
Rapport ICRU Publication 39, 1985
- [ICRU 43, 1988]
International Commission on Radiation Units and Measurements
Determination of dose equivalents from external radiation sources (Part. II)
Rapport ICRU Publication 43, 1988
- [ICRU 44, 1989]
International Commission on Radiation Units and Measurements
Tissues substitutes in radiation dosimetry and measurement
Rapport ICRU Publication 44, 1989

- [ICRU 51, 1993]
International Commission on Radiation Units and Measurements
Quantities and units in radiation protection dosimetry
Rapport ICRU Publication 51, 1993
- [ICRU 57, 1998]
International Commission on Radiation Units and Measurements
Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation
Rapport ICRU Publication 57, 1998
- [ICRU 60, 1998]
International Commission on Radiation Units and Measurements
Fundamental quantities and units for ionizing radiation
Rapport ICRU Publication 60, 1998
- [ICRU 66, 2001]
International Commission on Radiation Units and Measurements
Determination of operational dose equivalent quantities for neutrons
Rapport ICRU Publication 66, 2001
- [IEC, 2006]
International Electrotechnical Commission
Thermoluminescence dosimetry systems for personal and environmental monitoring
Rapport 61066, Genève, 2006
Disponible sur : http://webstore.iec.ch/preview/info_iec61066%7Bed2.0%7Db.pdf
- [Kim, 1998]
Kim C.H., Reece W.D., Poston J.W.Sr.
Effective dose equivalent and effective dose for photon exposure from point and disk sources on the floor
Health Physics, 75(2), p. 170-178, 1998
- [Kim, 1999]
Kim C.H., Reece W.D., Poston J.W.Sr.
Development of a two-dosimeter algorithm for better estimation of effective dose equivalent and effective dose
Radiation Protection Dosimetry, 81(2), p. 101-112, 1999
- [King, 1985]
King S.D., Spiers W.
Photoelectron enhancement of the absorbed dose from X ray to human bone marrow: experimental and theoretical studies
The British Journal of Radiology 58, p. 345-356, 1985
- [Kramer, 1982]
Kramer R., Zankl M., Williams G.
The calculation of dose from external photon exposure using reference human phantoms and Monte Carlo methods, Part I: The male (Adam) and female (Eva) adult mathematical phantoms
Rapport GSF S-885, Institut für Strahlenschutz, GSF-Bericht, Neuherberg, Allemagne, 1982
- [Kramer, 2003]
Kramer R., Khoury H.J., Vieira J.W., Lima F.R.A.
All about MAX: a Male Adult voxel phantom for Monte Carlo calculation ion radiation protection dosimetry
Physics in Medicine and Biology 48, p. 1239-1262, 2003

- [Kramer, 2004a]
Kramer R., Khoury H.J., Vieira J.W., Loureiro E.C.M., Lima V.J.M., Lima F.R.A., Holf G.
All about FAX: a Female Adult voXel phantom for Monte Carlo calculation ion radiation protection dosimetry
Physics in Medicine and Biology 49, p. 5203-5216, 2004
- [Kramer, 2004b]
Kramer R., Vieira J.W., Khoury H.J., Lima F.R.A.
MAX meets ADAM: a dosimetric comparison between a voxel-based and a mathematical model for external exposure to photons
Physics in Medicine and Biology 49, p. 887-910, 2004
- [Kramer, 2006]
Kramer R., Vieira J.W., Khoury H.J., Lima V.J.M., Fuelle D.
MAX06 and FAX06: update of two adult human phantoms for radiation protection dosimetry
Physics in Medicine and Biology 51, p.3331-3346, 2006
- [Kwan, 2008]
Kwan I.S., Rosenfeld A.B., Qi Z.Y., Wilkinson D., Lerch M.L.F., Cutajar D.L., Safavi-Naemi M., Butson M., Bucci J.A., Chin Y., Perevertaylo V.L.
Skin dosimetry with neww MOSFET detectors
Radiation Measurements 43, p. 929-932, 2008
- [Leslie, 1962]
Leslie G.
Now it can be told: The story of the Manhattan project
Edition Harper, New York, 1962
- [Lobdell, 1997]
Lobdell J.L., Hertel N.E.
Photon spectra and dose measurement using a tissue-equivalent plastic scintillator
Radiation Protection Dosimetry, Vol. 72 (2), p. 95-103, 1997
- [Lopez Ponte, 2004]
Lopez Ponte M.A., Castellani C.M., Currivan L., VanDijk J.W.E., Olko P., Wernli C.
A catalogue of dosimeters and dosimetric services within Europe - an update
Radiation Protection Dosimetry 112, p. 45-68, 2004
- [Magne, 2008]
Magne S., Auger L., Bordy J.M., de Carlan L., Isambert A., Bridier A., Ferdinand P., Barthe J.
Multichannel dosimeter and Al₂O₃:C optically stimulated luminescence fibre sensors for use in radiation therapy: Evaluation with electron beams
Radiation Protection Dosimetry, Vol. 131 (1), P. 93-99, 2008
- [Martin-Burtat, 2009]
Martin-Burtat N.
Calcul de la dose efficace dans des champs neutroniques aux postes de travail à l'aide du code de calcul Monte-Carlo MCNPX
Rapport de stage Master 2, 2009
- [Metropolis, 1949]
Metropolis N. and Ulam S.
The Monte Carlo method
Journal of the American Statistical Association Vol. 44, p. 335-341, 1949

[NF ISO 4037-1, 1998]

Norme française

Rayonnement X et gamma de référence pour l'étalonnage des dosimètres et des débitmètres, et pour la détermination de leur réponse en fonction de l'énergie des photons.
Editée et diffusée par l'Association Française de Normalisation (AFNOR), Tour Europe, 1998
Indice de classement : M 60-512-1

[NF ENV 130056, 1999]

Norme européenne, norme française

Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure
Editée et diffusée par l'Association Française de Normalisation (AFNOR), Tour Europe, 1999
Indice de classement : X 07-020

[NIST]

Hubbel J.H., Seltzer S.M.

Tables of X-Ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV for elements Z=1 to 92 and 48 additional substance of dosimetric interest
Ionizing Radiation Laboratory, Physics Laboratory, National Institute of Standard and Technology, Gaithersburg, MD 20899
Disponible sur : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab2.html>

[Ponpon, 1996]

Ponpon J.P., Siffert P.

Détecteurs de rayon X à semi-conducteur. Evolution récentes
Colloque C4, supplément au journal de Physique III, Vol. 6, 1996

[Polf, 2002]

Polf J.C., McKeever S.W.S., Akselrod M.S., Holmstrom S.

A real time, fibre optic dosimetry system using Al_2O_3 fibres
Radiation Protection Dosimetry, Vol. 100, Nos 1-4, p. 301-304, 2002

[Ranchoux, 2002]

Ranchoux G., Magne S., Bouvet J.P., Ferdinand P.

Fibre remote optoelectronic gamma dosimetry based on optically stimulated luminescence of $Al_2O_3:C$
Radiation Protection Dosimetry, Vol. 100, Nos 1-4, p. 255-260, 2002

[Reece, 1993]

Reece W.D., Poston J.W., Xu X.G.

Assessment of the effective dose equivalent for external photon radiation, volume 1: calculational results for beam and point source geometries
Rapport n° TR-101909, Electric Power Research Institute, Palo Alto

[Repères 7, 2005]

Repères

Le journal de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN), n°7, Octobre-Décembre 2005

[Salvat, 2001]

Salvat F., Fernandez-Varea J.M., Acosta E., Sempau J.

PENELOPE system code
Monte Carlo simulation of Electron and Photon transport
Rapport : NEA/NSC/DOC(2001)19, ISBN 92-64-18475, Espagne, 2001

[Saito, 1998]

Saito K., Petoussi-Hens N., Zankl M.

Calculation of the effective dose and its variation from environmental gamma ray sources
Health Physics 74(6), p. 698-706, 1998

- [Shaart, 2002]
Shaart D.R., Jansen J.T., Zoetelief J., De Leege P.F.A.
A comparison of MCNP 4C electron transport with ITS 3.0 and experiment at incident energies between 100 keV and 20 MeV: influence of voxel size, substeps and energy indexing algorithm
Physics Medical and Biology 47, p. 1459-1484, 2002
- [Snyder, 1969]
Snyder W.S., Ford M.R., Warner G.G., Fisher H.L.
Estimate of absorbed fractions for monoenergetic photon sources uniformly distributed in various organs of a heterogeneous phantom
Journal of Nuclear Medicine 10, Medical Internal Radiation Dose Committee (MIRD) Pamphlet n°5, 1969
- [Snyder, 1978]
Snyder W.S., Ford M.R., Warner G.G.
Estimates of specific absorbed fractions for photon sources uniformly distributed in various organs of a heterogeneous phantom
Journal of Nuclear Medicine 10, MIRD Pamphlet n°5, 1978
- [Struelens, 2008]
Struelens L., Vanhavere F., Smans K.
Experimental validation of Monte Carlo Calculations with a voxel Rando-Alderson phantom: a study on influence parameters
Physics in Medicine and Biology 53, p. 5831-5844, 2008
- [Taranenko, 2009]
Taranenko V., Xu X.G.
Foetal dose conversion coefficients for ICRP-compliant pregnant models from idealised proton exposures
Radiation Protection Dosimetry 133(2), p. 65-72, 2009
- [Taylor, 1994]
Taylor B.N., Kuyatt C.E.
National Institute of Standard Technology
Guide line for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Result
Technical Note, N° 1297, 1994
Disponible sur : <http://physics.nist.gov/Pubs/guidelines/TN1297/tn1297s.pdf>
- [Technical note 7, Best Medical Canada, 2009]
Disponible sur : http://thomson-elec.com/global/pdf/technotes/te_7.pdf
- [UNESCO, 2005]
The Precautionary Principle
Organisation des Nations Unies pour l'éducation, la science et la culture, Paris, France, 2005
- [UNSCEAR, 2000]
Sources and Effects of Ionizing Radiation
Rapport du Comité scientifique des Nations Unies pour l'étude des effets des rayonnements ionisants, Volume 2 Effects, New York, Etats-Unis, 2000
- [Ulam, 1950]
Ulam S.
Random processes and transformations
Proceedings of the International Congress of Mathematicians Vol. 2, p. 264-275, 1950

- [Van Riper, 2006]
Van Riper K.A.
Enhancement to the display of large MCNP lattices in Moritz
American Nuclear Society's 14th Biennial Topical Meeting of the Radiation Protection and Shielding Division, p. 27-34, 2006
- [Wang, 2004]
Wang B., Kim C.H., Xu G.
Monte Carlo modeling of a High-Sensitivity MOSFET dosimeter for low- and medium-energy photon source
Medical Physics, 31(5), 2004
- [Wieczorek, 1998]
Wieczorek D.J., Wang C.C.
A 3D in-phantom dosimetry system to estimate the effective dose equivalent
Radiation Protection Dosimetry, 76(3), p. 149-157, 1998
- [Williamson, 1999]
Williamson J.F., Dempsey J.F., Kirov A.S., Monroe J.I., Binns W.R. Hedtjärn H.
Plastic scintillator response to low-energy photons
Physics Medical and Biology, 44, p. 857-871, 1999
- [Xu, 2007]
Xu D., He Z.
Gamma-ray energy-imaging integrated deconvolution
Nuclear Instrument and Method in Physics Research 574(A), p. 98-109, 2007
- [Xu, 1997]
Xu X.G., Reece W.D.
Determining effective dose equivalent for external photon radiation: Assessing effective dose equivalent from personal dosimeter readings
Radiation Protection Dosimetry 69(3), p. 167-178, 1997
- [Yamagushi, 1991]
Yamagushi Y.
DEEP code to calculate dose equivalents in human phantom for external photon exposure by Monte Carlo method
Rapport n° JAERI-M 90-235, Japan Atomic Energy Research Institute, 1991
- [Yamaguchi, 1994]
Yamaguchi Y.
Age dependent effective dose for external photons
Radiation Protection Dosimetry 55, p. 123-129, 1994
- [Yamagushi, 1992]
Yamagushi Y.
JEUNESSE: a computer code to calculate photon external doses using age-specific phantoms
Journal of Japan Health Physics Society, 27, p. 305-312, 1992
- [Yamagushi, 1994a]
Yamagushi Y.
Dose conversion coefficients for external photons based on ICRP 1990 recommendations
Journal of Nuclear Science Technology, 31, p. 305-312, 1994
- [Yoshizumi, 2007]
Yoshizumi T.T., Goodman P.C., Frush D.P., Nguyen G., Toncheva G., Sarder M., Barnes L.
Validation of Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor for Organ Dose Assessment During CT: Comparison with Thermoluminescent Dosimetry
American Journal of Roentgenology, N° 188, p. 1332-1336, 2007

- [Zankl, 1992]
Zankl M., Petoussi N., Drexler G.
Effective dose and effective dose equivalent - the impact of the new ICRP definition for external photon irradiation
Health Physics 62(51), p. 395-399, 1992
- [Zankl, 1997]
Zankl M., Drexler G., Petoussi-Henn, Saito K.,
The calculation of dose for external photon exposures using reference human phantoms and Monte Carlo methods. Part VII: Organ dose due to parallel and environmental exposure geometries
Institut für Strahlenschutz, GSF-Bericht 8/97, 1997
- [Zankl, 1999]
Zankl M.
Personal dose equivalent for photon and its variation with dosimeter position
Health Physics 76(2), p. 162-170, 1999
- [Zankl, 2001]
Zankl M.
Calculation of conversion coefficients for radiological protection against external radiation exposures
Zeitschrift für Medizinische Physik 11 (3), p. 141-150, 2001
- [Zankl, 2002]
Zankl M., Fill U., Petoussi-Hens N., Regulla D.
Organ dose coefficients for external photon irradiation of male and female voxel phantoms
Physics in Medicine and Biology 47(14), p. 2367-2385, 2002
- [Zankl, 2005]
Zankl M., Becker J., Fill U., Saito K.
GSF male and female adult voxel models representing ICRP Reference Man - the present status. Proceeding of the Monte Carlo Methode : Versability Unbounded in Dynamic Computing World
Chattanooga, TN, American Nuclear Society, La Grange Park, Etats-Unis, 2005
- [Zankl, 2007]
Zankl M., Eckerman K.F., Bloch W.E.
Voxel-based models representing the male and female ICRP reference adult - the skeleton
Radiation Protection Dosimetry (127), 2007
- [Zubal, 2004]
Zubal I.G., Harrell C.R., Smith E.O., Rattner Z., Gindi G., Hoffer P.B.
Computerized three-dimensional segmented human anatomy
Medical Physics 21, p. 299-302, 2004

Annexes : Chapitre 1

A.1.1. Facteurs de pondération tissulaires (w_T) déterminés par les recommandations de la CIPR 60 [ICRP 60, 1990]

Tableau A.1.1. Organes déterminés par les recommandations de la CIPR 60 pour le calcul de la dose efficace et leurs facteurs de pondération associés. Ces recommandations ont été remplacées dans la législation par celles de la CIPR 103 [ICRP 103, 2007].

| Tissu ou organe | Facteur de pondération, w_T | $\sum w_T$ |
|---|-------------------------------|------------|
| Gonades | 0,20 | 0,20 |
| Moelle rouge, Côlon, Poumons, Estomac | 0,12 | 0,48 |
| Vessie, Poitrine, Œsophage, Foie, Thyroïde, | 0,05 | 0,30 |
| Reste* | | |
| Peau, Surface de l'os | 0,01 | 0,02 |
| | Total | 1 |

* L'organe « reste » de la CIPR 60 est composé des glandes surrénales, du cerveau, du gros intestin, de l'intestin grêle, des reins, des muscles, du pancréas, de la rate, du thymus et de l'utérus.

A.1.2. Rapport entre la dose efficace et l'équivalent de dose ambiant en fonction de l'énergie des neutrons

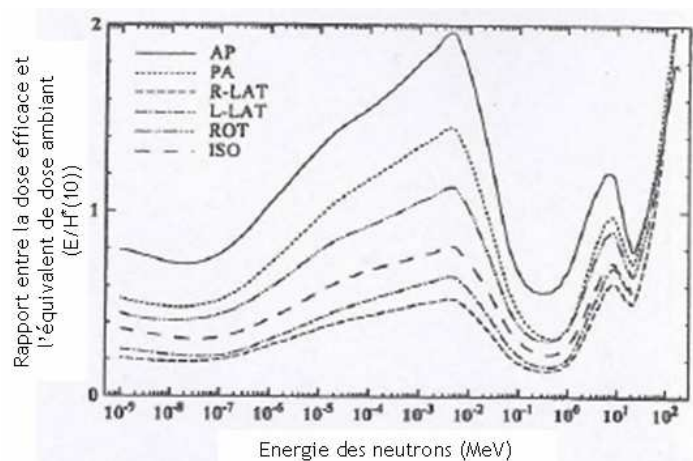


Figure A.1.1. Rapport entre la dose efficace E et la grandeur opérationnelle ($H^*(10)$) pour différentes configurations standard d'irradiation en fonction de l'énergie des neutrons incidents [ICRU 57, 1998].

Annexes : Chapitre 4

A.4.1. Principe de la fluorescence X

Dans notre laboratoire de métrologie, la fluorescence est obtenue à partir d'un générateur à rayons X, par filtration du faisceau primaire. En effet, les photons X produisent les mêmes effets sur le matériau intercalé dans le faisceau primaire (disposé sur un support, figure A.4.3) que les électrons sur l'anode du générateur de rayon X. Ainsi, le choix de l'élément constituant la cible définit l'énergie du rayonnement de fluorescence X. La cible doit alors contenir le moins d'atomes étrangers possible car ils altèreraient la qualité du rayonnement émis, le matériau cible doit donc être le plus pur possible. Cette cible est généralement constituée d'une feuille métallique ou de composés agglomérés par un liant convenablement choisi.

Un filtre secondaire, dont la nature est directement liée à celle de la cible de fluorescence (figure A.4.3.), peut être ajouté dans l'axe du faisceau de fluorescence. Ce filtre, dont la discontinuité d'absorption K se situe entre l'énergie du doublet K_α et celles des raies K_β , permet d'une part d'absorber le rayonnement diffusé produit dans la chambre de fluorescence et d'autre part, il atténue les raies K_β et absorbe les raies L de basses énergies issues de la cible de fluorescence, les réduisant à une intensité 7 fois plus faibles en moyenne (figure A.4.4). L'atténuation provoquée sur les raies K_α est de 30 % en moyenne. L'intensité des raies K_β correspond à environ 4 % de celle des raies K_α .

Pour chaque énergie de fluorescence, les faisceaux de rayonnement sont caractérisés par l'énergie de la raie K_α la plus intense ainsi que par deux grandeurs déterminées par méthode spectroscopique : le débit d'exposition D et le facteur de pureté F défini par :

$$F = 100 \cdot \frac{D_f}{D_f + D_d} = 100 \cdot \frac{D_f}{D} \quad (\text{Eq. A.4.1.})$$

avec D_f , le débit d'exposition dû au rayonnement de fluorescence seul (concerne les raies K_α uniquement) et D_d , le débit d'exposition dû au rayonnement diffusé se superposant au rayonnement de fluorescence des raies K_β résiduelles. La valeur du facteur de pureté aux énergies que nous avons utilisées n'est jamais inférieure à 95 % [Chartier, 1972].

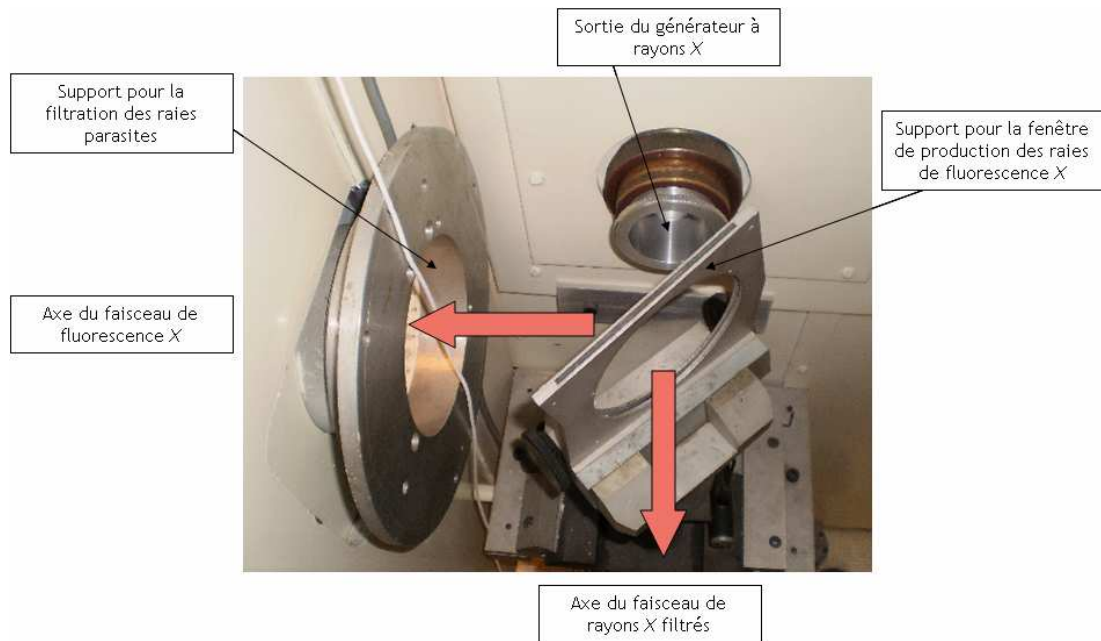


Figure A.4.3. Sortie du générateur SIEFFERT illustrant la possibilité de créer un faisceau de rayons X filtrés ou des raies de fluorescence X mono-énergétiques. Cet ensemble constitue la chambre de fluorescence. Le faisceau de fluorescence X créé est isotrope et l'on privilégie l'axe situé à 90° de celui du faisceau primaire de rayons X afin de ne pas être perturbé par ce dernier.

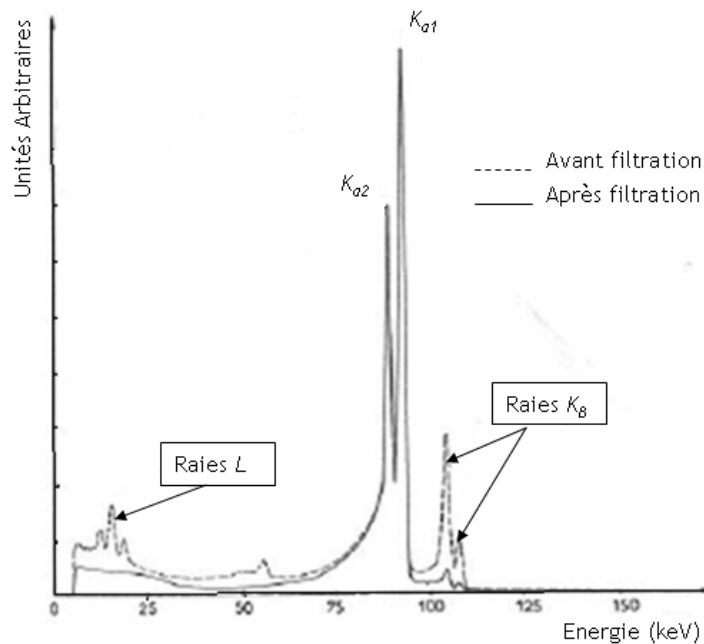


Figure A.4.4. Influence de la filtration secondaire sur le spectre de fluorescence X. Obtenu pour une tension de 250 kV avec une cible d'uranium [Chartier, 1972].

A.4.2. Générateur de rayons X filtrés et de fluorescence

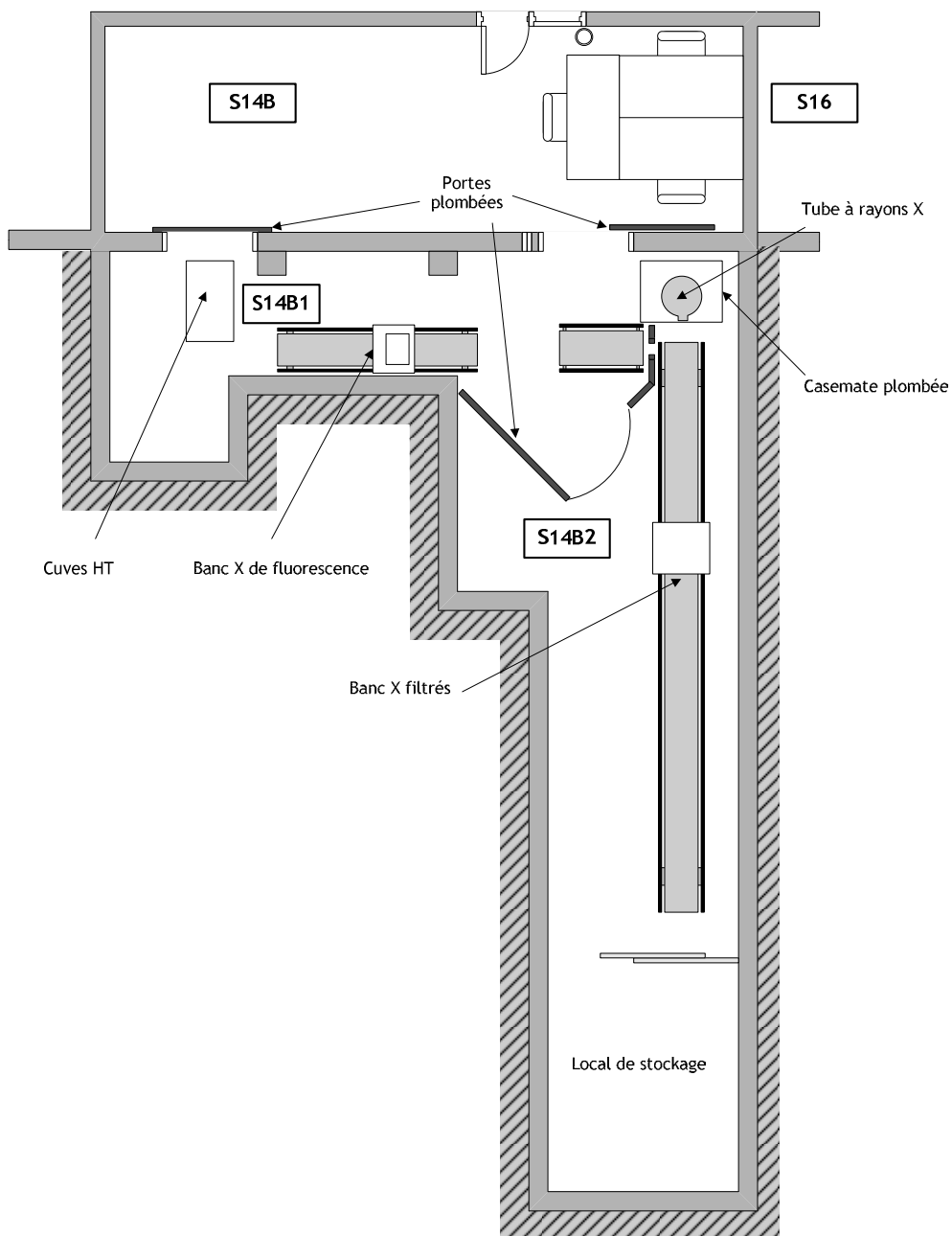


Figure A.4.5. Plan de la salle contenant le générateur à rayons X SIEFERT, utilisé pour les irradiations avec des faisceaux de rayonnements X filtrés ou de fluorescence.

A.4.3. Irradiateur multi-source ^{60}Co et ^{137}Cs CANBERRA

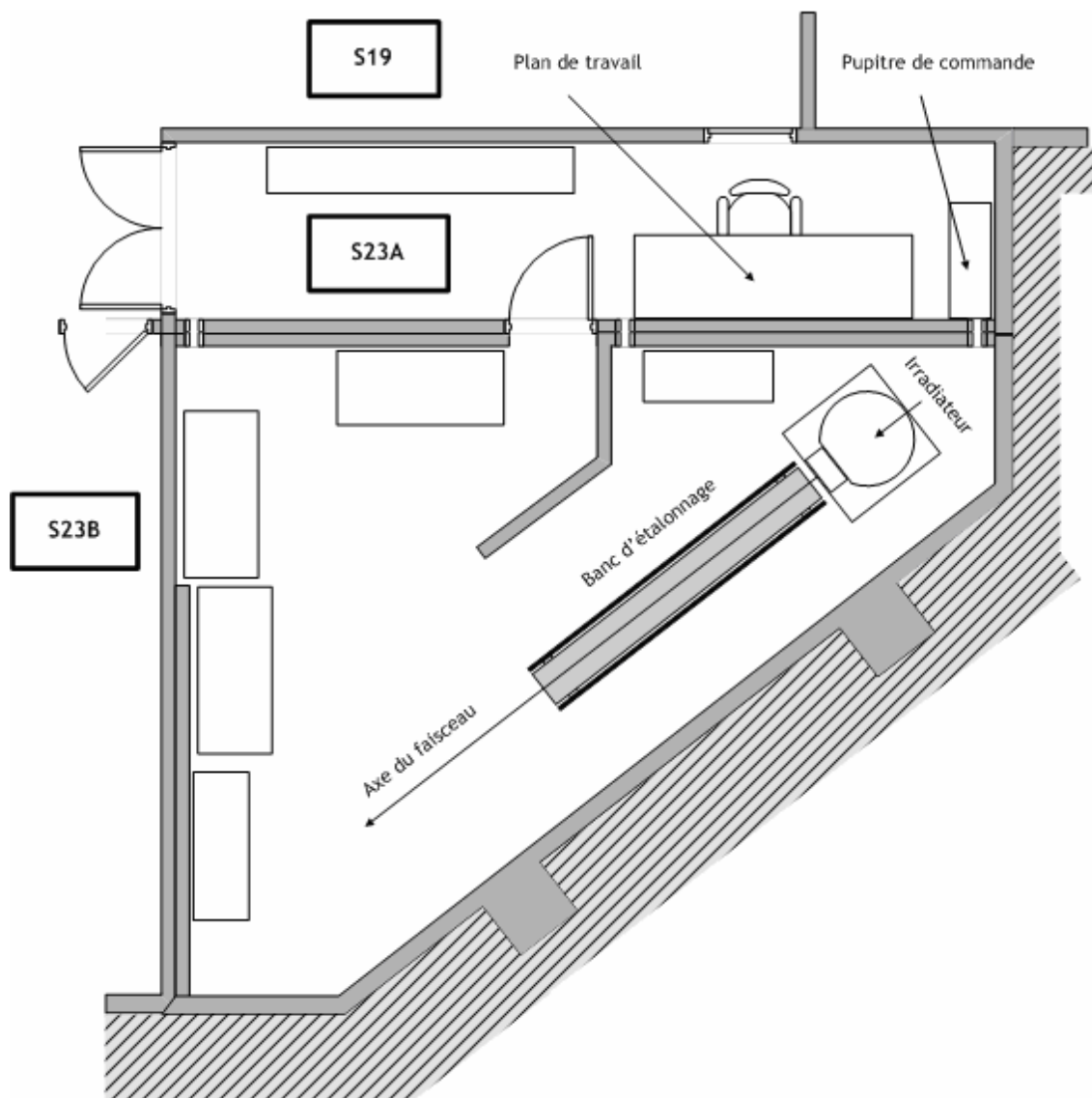


Figure A.4.6. Plan de la salle contenant l'irradiateur multi-source CANBERRA.

A.4.4. Résultat de la validation de la correction pour des rayonnements X filtrés

Tableau A.4.1. Moyenne des résultats obtenus pour la voie de mesure n° 1 pour les énergies des rayonnements X filtrés, en fonction des débits de dose avec l'incertitude associée à la mesure de chaque débit.

| Débits de dose ($\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$) | Rayons X Filtrés (87 keV ± 27 %) | | Rayons X Filtrés (100 keV ± 22 %) | |
|---|--|--|--|--|
| | Moyenne des séries des intégrales de lumière collectées (u.a.) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) | Moyenne des séries des intégrales de lumière collectées (u.a.) | Incertitude élargie de la mesure ($K=2$) (%) |
| 6,6 | 18,65 | 4,80 | - | - |
| 12 | - | - | 35,95 | 5,00 |
| 15 | 43,19 | 5,00 | - | - |
| 25 | 72,59 | 4,80 | - | - |
| 50 | 143,69 | 4,60 | 145,80 | 6,20 |
| 75 | 212,38 | 4,60 | - | - |
| 100 | 283,39 | 4,60 | 291,83 | 4,60 |
| 150 | 424,07 | 4,70 | - | - |
| 200 | 562,7 | 4,70 | - | - |
| 300 | 846,74 | 4,70 | - | - |
| 400 | 1132,65 | 4,70 | - | - |
| 500 | 1415,65 | 4,60 | - | - |

Annexes : Chapitre 5

A.5.1. Positions du centre des capteurs cylindriques dans le fantôme RANDO® adaptées des positions de détections établies dans le fantôme mathématique

Le point de référence (0, 0, 0) du fantôme voxelisé RANDO® se situe au niveau le plus bas de l'entre jambe, centré en épaisseur et profondeur.

Tableau A.5.1. Adaptations des positions de détections du fantôme mathématique au fantôme voxelisé RANDO®

| Organes ou Tissus | Fantôme mathématique | | | Fantôme voxelisé | | | tranches |
|-------------------|----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|----------|
| | x _{math} | y _{math} | z _{math} | x _{rand} | y _{rand} | z _{rand} | |
| colonne h | 0 | 1 | 76 | -1,4 | 2,5 | 72,7 | 7-8 |
| thyroïde | 0 | -3 | 71 | -1,6 | 0 | 68 | 9-10 |
| colonne m | 0 | 5 | 52 | -1 | 4,7 | 52 | 15-16 |
| poumons | 12 | -1 | 56 | 8,5 | -0,7 | 52 | 14-15 |
| | -12 | -1 | 56 | -12 | -0,7 | 52 | 14-15 |
| côte | -16 | 3 | 49,8 | -14,8 | 0,7 | 49,5 | 16-17 |
| | 16 | -3 | 49,8 | 11,2 | -5 | 49,5 | 16-17 |
| | -16 | -3 | 49,8 | -10 | -7,7 | 49,5 | 16-17 |
| | 16 | 3 | 49,8 | 12,4 | 3,2 | 49,5 | 16-17 |
| poitrine | -12 | -11 | 50 | -10,4 | -12,2 | 49,5 | 16-17 |
| | 12 | -11 | 50 | 8,6 | -11,8 | 49,5 | 16-17 |
| estomac | 8 | -3 | 36 | 5 | -5,5 | 31,5 | 23-24 |
| foie | -10 | -11 | 42 | -10 | -2 | 31,5 | 23-24 |
| colon transverse | 0 | -3 | 26 | 0 | -3,6 | 29 | 24-25 |
| colonne b | 0 | 5 | 28 | -1,5 | 3 | 29 | 24-25 |
| colon ascendant | -8 | -3 | 24 | -8 | -3,8 | 26,3 | 26-25 |
| colon descendant | 10 | -1 | 20 | 10 | -1,3 | 21,7 | 27-28 |
| | -10 | 3 | 16 | -10,5 | 2 | 19,4 | 28-29 |
| pelvis | 10 | 3 | 16 | 10,5 | 1,3 | 19,4 | 28-29 |
| | 6 | 0 | 15 | 9,4 | -4 | 16,7 | 29-30 |
| ovaire | -6 | 0 | 15 | -11 | -4 | 16,7 | 29-30 |
| colon sigmoïde | 6 | -1 | 4 | 3 | -1,3 | 11,2 | 31-32 |
| vessie | 0 | -5 | 8 | -0,5 | -7,5 | 11,2 | 31-32 |
| testicules | 0 | -8 | -2 | 0 | -7,5 | 0 | |

A.5.2. Résultats des erreurs relatives concernant les doses déposées aux organes et la dose efficace obtenues pour les différents mannequins numériques.

A.5.2.1 Position basse (10 cm)

Tableau A.5.2. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée aux organes pour le fantôme voxelisé MAX/FAX (selon les recommandations de la CIPR 103) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (selon les recommandations de la CIPR 103 excepté les glandes salivaires ainsi que les ganglions lymphatiques, la muqueuse la prostate et l'utérus pour le « reste »).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV |
|-------------------|------------|-------------|--------|---------|---------|--------|
| | | | Bas | Bas | Bas | Bas |
| gonades | 0,2 | 0,08 | 17,84 | 11,27 | 10,04 | 9,68 |
| moelle rouge | 0,12 | 0,12 | 516,65 | 405,37 | 419,46 | 400,11 |
| colon | 0,12 | 0,12 | 85,80 | 41,40 | 27,86 | 19,84 |
| poumons | 0,12 | 0,12 | 39,31 | 29,42 | 25,80 | 21,41 |
| estomac | 0,12 | 0,12 | 68,86 | 43,36 | 26,46 | 18,66 |
| vessie | 0,05 | 0,04 | 3,19 | -0,26 | -2,72 | -3,97 |
| seins | 0,05 | 0,12 | 24,04 | 18,23 | 14,89 | 14,10 |
| foie | 0,05 | 0,04 | 76,44 | 51,58 | 33,09 | 25,05 |
| œsophage | 0,05 | 0,04 | 48,16 | 25,58 | 25,04 | 21,16 |
| thyroïde | 0,05 | 0,04 | 81,94 | 44,81 | 12,22 | 9,39 |
| squelette | 0,01 | 0,01 | 37,70 | 13,86 | 11,09 | 9,54 |
| reste 103 | | 0,12 | 65,04 | 49,17 | 46,32 | 42,21 |
| peau | 0,01 | 0,01 | -19,83 | -19,59 | -17,82 | -17,14 |
| cerveau | reste | 0,01 | 46,47 | 41,78 | 34,05 | 29,04 |
| reins | non calc. | 0,01 | 394,35 | 209,48 | 140,66 | 103,82 |
| Dose efficace 103 | | | 11,75 | 17,55 | 10,13 | 11,69 |

Tableau A.5.3. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée dans les capteurs en matériaux tissu-mou pour le fantôme instrumenté RANDO® (à partir de 24 points de détection, selon les recommandations de la CIPR 103 et 60) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (pour les recommandations de la CIPR 60 et selon les recommandations de la CIPR 103 excepté les glandes salivaires ainsi que les ganglions lymphatiques, la muqueuse la prostate et l'utérus pour le « reste »).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|------------------------|------------|-------------|--------|--------|---------|---------|--------|--------|
| | | | Bas | Bas | Bas | Bas | Bas | Bas |
| Gonades | 0,2 | 0,08 | -6,42 | -4,07 | -3,62 | -5,19 | -5,94 | -8,91 |
| Moelle rouge | 0,12 | 0,12 | -80,06 | -77,23 | -62,21 | -20,78 | -14,04 | -13,32 |
| Côlons | 0,12 | 0,12 | -47,10 | -38,23 | -23,16 | -18,48 | -18,14 | -16,93 |
| Poumons | 0,12 | 0,12 | -15,29 | -10,56 | 1,17 | 11,68 | 12,61 | 6,83 |
| Estomac | 0,12 | 0,12 | -49,45 | -38,53 | -25,83 | -22,24 | -18,53 | -11,89 |
| Vessie | 0,05 | 0,04 | -1,85 | 3,04 | 5,01 | -1,94 | -5,44 | -9,62 |
| Poitrine | 0,05 | 0,12 | -7,27 | 0,31 | -0,73 | -4,38 | -4,44 | -2,53 |
| Foie | 0,05 | 0,04 | -43,06 | -32,73 | -22,60 | -12,39 | -7,55 | -1,69 |
| Thyroïde | 0,05 | 0,04 | -18,68 | -34,48 | -38,10 | -40,41 | -37,10 | -25,82 |
| Dose efficace CIPR 60 | | | -6,61 | -5,56 | -5,14 | -3,07 | -3,30 | -5,17 |
| Dose efficace CIPR 103 | | | -7,16 | -5,36 | -4,68 | -0,94 | -0,78 | -2,11 |

Tableau A.5.4. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée dans les capteurs en matériaux tissu-mou pour le fantôme instrumenté RANDO® (à partir de 24 points de détection, selon les recommandations de la CIPR 103) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (selon les recommandations de la CIPR 103).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV |
|-------------------|------------|-------------|--------|---------|---------|--------|
| | | | Bas | Bas | Bas | Bas |
| gonades | 0,2 | 0,08 | -18,59 | -13,38 | -13,85 | -14,24 |
| moelle rouge | 0,12 | 0,12 | -96,31 | -92,52 | -84,75 | -82,81 |
| colon | 0,12 | 0,12 | -66,75 | -45,66 | -36,24 | -31,70 |
| poumons | 0,12 | 0,12 | -35,79 | -21,82 | -11,23 | -7,25 |
| estomac | 0,12 | 0,12 | -63,60 | -48,26 | -38,51 | -31,34 |
| vessie | 0,05 | 0,04 | -0,14 | 5,27 | 0,80 | -1,54 |
| seins | 0,05 | 0,12 | -19,13 | -16,04 | -16,78 | -16,25 |
| foie | 0,05 | 0,04 | -61,87 | -48,94 | -34,17 | -26,07 |
| thyroïde | 0,05 | 0,04 | -63,99 | -57,25 | -46,89 | -42,49 |
| Dose efficace 103 | | | -15,49 | -19,30 | -11,99 | -13,42 |

A.5.2.2. Position médiane (125 cm)

Tableau A.5.5. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée aux organes pour le fantôme voxelisé MAX/FAX (selon les recommandations de la CIPR 103) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (selon les recommandations de la CIPR 103 excepté les glandes salivaires ainsi que les ganglions lymphatiques, la muqueuse la prostate et l'utérus pour le « reste »).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV |
|-------------------|------------|-------------|--------|---------|---------|--------|
| | | | Mil | Mil | Mil | Mil |
| Organes | 0,2 | 0,08 | | | | |
| gonades | 0,12 | 0,12 | -13,04 | -16,97 | -16,33 | -14,33 |
| moelle rouge | 0,12 | 0,12 | 355,92 | 311,82 | 34,02 | 29,19 |
| colon | 0,12 | 0,12 | 56,29 | 223,16 | 251,64 | 251,65 |
| poumons | 0,12 | 0,12 | 1,91 | -6,53 | -3,63 | -4,13 |
| estomac | 0,05 | 0,04 | -0,53 | -12,75 | -9,36 | -8,79 |
| vessie | 0,05 | 0,12 | -27,56 | -23,70 | -22,21 | -20,33 |
| seins | 0,05 | 0,04 | 2,07 | -23,76 | -7,67 | -8,60 |
| foie | 0,05 | 0,04 | 0,16 | -5,62 | -7,35 | -7,01 |
| œsophage | 0,05 | 0,04 | 39,57 | 53,61 | 8,95 | 6,00 |
| thyroïde | 0,01 | 0,01 | 100,09 | 65,84 | 35,54 | 25,09 |
| squelette | 0,05 | | 4,93 | -21,93 | -2,83 | -4,16 |
| reste 103 | | 0,12 | 135,50 | 128,36 | 81,71 | 76,50 |
| peau | 0,01 | 0,01 | 8,33 | -7,13 | 3,88 | 2,66 |
| cerveau | reste | 0,01 | 28,69 | 77,22 | 15,09 | 15,47 |
| reins | non calc. | 0,01 | 92,26 | 147,73 | 21,30 | 14,95 |
| Dose efficace 103 | | | 37,70 | 32,43 | 14,58 | 15,01 |

Tableau A.5.6. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée dans les capteurs en matériaux tissu-mou pour le fantôme instrumenté RANDO® (à partir de 24 points de détection, selon les recommandations de la CIPR 103 et 60) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (pour les recommandations de la CIPR 60 et selon les recommandations de la CIPR 103 excepté les glandes salivaires ainsi que les ganglions lymphatiques, la muqueuse la prostate et l'utérus pour le « reste »).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 40 keV | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV | 4 MeV |
|------------------------|------------|-------------|--------|--------|---------|---------|--------|--------|
| | | | Mil | Mil | Mil | Mil | Mil | Mil |
| Gonades | 0,2 | 0,08 | -23,31 | -16,91 | -13,90 | -11,98 | -10,12 | -8,86 |
| Moelle rouge | 0,12 | 0,12 | -67,74 | -64,94 | 26,85 | -8,98 | -6,40 | -6,79 |
| Côlons | 0,12 | 0,12 | -30,25 | -26,52 | -12,52 | -19,28 | -18,11 | -16,25 |
| Poumons | 0,12 | 0,12 | -65,91 | -59,08 | -51,21 | -49,21 | -45,75 | -36,29 |
| Estomac | 0,12 | 0,12 | -34,57 | -30,28 | -29,69 | -25,84 | -25,08 | -24,16 |
| Vessie | 0,05 | 0,04 | -25,89 | -19,45 | -11,67 | -12,06 | -10,76 | -6,86 |
| Poitrine | 0,05 | 0,12 | -31,18 | -25,72 | -39,86 | -23,34 | -21,54 | -18,83 |
| Foie | 0,05 | 0,04 | -47,94 | -41,58 | -35,44 | -32,03 | -30,16 | -27,29 |
| Thyroïde | 0,05 | 0,04 | 100,28 | 55,99 | 29,18 | 6,83 | -1,73 | -13,73 |
| Dose efficace CIPR 60 | | | -27,84 | -25,62 | -21,21 | -19,66 | -18,51 | -16,89 |
| Dose efficace CIPR 103 | | | -22,27 | -19,94 | -18,55 | -14,74 | -13,57 | -11,81 |

Tableau A.5.7. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée dans les capteurs en matériaux tissu-mou pour le fantôme instrumenté RANDO® (à partir de 24 points de détection, selon les recommandations de la CIPR 103) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (selon les recommandations de la CIPR 103).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV |
|-------------------|------------|-------------|--------|---------|---------|--------|
| | | | Mil | Mil | Mil | Mil |
| gonades | 0,2 | 0,08 | -4,44 | 3,69 | 5,20 | 4,91 |
| moelle rouge | 0,12 | 0,12 | -92,31 | -69,20 | -32,08 | -27,55 |
| colon | 0,12 | 0,12 | -52,99 | -72,93 | -77,04 | -76,71 |
| poumons | 0,12 | 0,12 | -59,85 | -47,80 | -47,30 | -43,41 |
| estomac | 0,12 | 0,12 | -29,91 | -19,41 | -18,18 | -17,86 |
| vessie | 0,05 | 0,04 | 11,20 | 15,77 | 13,04 | 12,02 |
| seins | 0,05 | 0,12 | -27,22 | -21,11 | -16,97 | -14,16 |
| foie | 0,05 | 0,04 | -41,67 | -31,59 | -26,64 | -24,90 |
| thyroïde | 0,05 | 0,04 | -22,04 | -22,10 | -21,18 | -21,44 |
| Dose efficace 103 | | | -45,99 | -40,51 | -29,89 | -29,14 |

A.5.2.3. Position haute (170 cm)

Tableau A.5.8. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée aux organes pour le fantôme voxelisé MAX/FAX (selon les recommandations de la CIPR 103) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (selon les recommandations de la CIPR 103 excepté les glandes salivaires ainsi que les ganglions lymphatiques, la muqueuse la prostate et l'utérus pour le « reste »).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV |
|-------------------|------------|-------------|--------|---------|---------|--------|
| | | | Hau | Hau | Hau | Hau |
| gonades | 0,2 | 0,08 | -14,11 | -18,66 | -16,33 | -14,37 |
| moelle rouge | 0,12 | 0,12 | 342,32 | 318,33 | 301,47 | 291,70 |
| colon | 0,12 | 0,12 | 60,20 | 25,33 | 15,70 | 11,07 |
| poumons | 0,12 | 0,12 | 25,61 | 8,13 | 3,27 | -1,40 |
| estomac | 0,12 | 0,12 | 4,56 | -5,84 | -9,53 | -9,88 |
| vessie | 0,05 | 0,04 | -32,97 | -28,59 | -26,50 | -22,76 |
| seins | 0,05 | 0,12 | -17,21 | -21,15 | -22,77 | -23,25 |
| foie | 0,05 | 0,04 | 2,41 | -5,40 | -10,08 | -10,36 |
| œsophage | 0,05 | 0,04 | 47,79 | 16,80 | 8,10 | 4,47 |
| thyroïde | 0,05 | 0,04 | -64,11 | -56,66 | -48,89 | -43,67 |
| squelette | 0,01 | 0,01 | -17,49 | -17,36 | -20,49 | -20,67 |
| reste 103 | | 0,01 | 275,62 | 202,46 | 173,39 | 156,73 |
| peau | 0,05 | 0,12 | -9,77 | -9,79 | -8,90 | -8,76 |
| cerveau | reste | 0,01 | -15,08 | -21,75 | -21,34 | -20,53 |
| reins | non calc. | 0,01 | 75,37 | 33,20 | 7,56 | 1,39 |
| Dose efficace 103 | | | 56,42 | 45,86 | 28,99 | 28,00 |

Tableau A.5.9. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée dans les capteurs en matériaux tissu-mou pour le fantôme instrumenté RANDO® (à partir de 24 points de détection, selon les recommandations de la CIPR 103 et 60) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (pour les recommandations de la CIPR 60 et selon les recommandations de la CIPR 103 excepté les glandes salivaires ainsi que les ganglions lymphatiques, la muqueuse la prostate et l'utérus pour le « reste »).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 40,00 | 50,00 | 100,00 | 500,00 | 1M | 4M |
|------------------------|------------|-------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | | | Hau | Hau | Hau | Hau | Hau | Hau |
| Gonades | 0,2 | 0,08 | -25,31 | -13,91 | -8,94 | -5,81 | -5,41 | -3,12 |
| Moelle rouge | 0,12 | 0,12 | -53,97 | -52,64 | -30,64 | 12,30 | 10,67 | 2,63 |
| Côlons | 0,12 | 0,12 | 2,02 | 6,62 | 7,77 | 1,78 | 0,18 | -0,72 |
| Poumons | 0,12 | 0,12 | -0,73 | -3,56 | -2,13 | -5,81 | -9,12 | -13,49 |
| Estomac | 0,12 | 0,12 | -23,56 | -19,21 | -16,61 | -18,66 | -18,89 | -16,14 |
| Vessie | 0,05 | 0,04 | -21,71 | -12,31 | -3,43 | -4,00 | -3,61 | -2,35 |
| Poitrine | 0,05 | 0,12 | -24,92 | -19,56 | -19,67 | -20,16 | -18,33 | -15,23 |
| Foie | 0,05 | 0,04 | -22,75 | -20,31 | -15,86 | -12,78 | -13,43 | -15,80 |
| Thyroïde | 0,05 | 0,04 | -24,33 | -27,64 | -30,48 | -29,74 | -29,63 | -29,86 |
| Dose efficace CIPR 60 | | | -17,27 | -15,96 | -14,45 | -9,51 | -10,14 | -11,29 |
| Dose efficace CIPR 103 | | | -8,57 | -6,88 | -6,53 | -2,58 | -3,32 | -4,81 |

Tableau A.5.10. Erreurs relatives (en %) de l'énergie déposée dans les capteurs en matériaux tissu-mou pour le fantôme instrumenté RANDO® (à partir de 24 points de détection, selon les recommandations de la CIPR 103) par rapport au fantôme mathématique de référence utilisé par Furstoss [Furstoss, 2006] (selon les recommandations de la CIPR 103).

| Organes | Wt CIPR-60 | Wt CIPR-103 | 50 keV | 100 keV | 500 keV | 1 MeV |
|-------------------|------------|-------------|--------|---------|---------|--------|
| | | | Hau | Hau | Hau | Hau |
| gonades | 0,2 | 0,08 | 0,23 | 11,94 | 12,57 | 10,47 |
| moelle rouge | 0,12 | 0,12 | -89,29 | -83,42 | -72,03 | -71,75 |
| colon | 0,12 | 0,12 | -33,45 | -14,01 | -12,03 | -9,80 |
| poumons | 0,12 | 0,12 | -23,22 | -9,49 | -8,80 | -7,83 |
| estomac | 0,12 | 0,12 | -22,73 | -11,43 | -10,09 | -10,00 |
| vessie | 0,05 | 0,04 | 30,81 | 35,23 | 30,61 | 24,80 |
| seins | 0,05 | 0,12 | -2,83 | 1,88 | 3,39 | 6,41 |
| foie | 0,05 | 0,04 | -22,18 | -11,06 | -3,00 | -3,43 |
| thyroïde | 0,05 | 0,04 | 101,60 | 60,40 | 37,49 | 24,92 |
| Dose efficace 103 | | | -40,47 | -35,92 | -24,47 | -24,47 |

A.5.3. Compositions des matériaux du fantôme voxelisé FAX/MAX

Tableau A.5.11. Composition (par fraction massique) et masse volumique des matériaux composés entrant dans la composition du fantôme numérique voxelisé MAX/FAX.

| MAX/FAX | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|-----------|-----------------|--------------------------|-----------|-----------------|--------------------------|---------------|-----------------|--------------------------|-----------|-----------------|--------------------------|-----------|-----------------|--------------------------|-------------------------|-----------------|--------------------------|
| Tissu-mou | | | Poumon | | | Tissu adipeux | | | Muscle | | | Peau | | | Os cortical / squelette | | |
| Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g,cm-3) | Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g,cm-3) | Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g,cm-3) | Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g,cm-3) | Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g,cm-3) | Matériaux | Numéro Atomique | Masse volumique (g,cm-3) |
| H | 1 | 0,104 | H | 1 | 0,103 | H | 1 | 0,114 | H | 1 | 0,102 | H | 1 | 0,1 | H | 1 | 0,072 |
| C | 6 | 0,124 | C | 6 | 0,105 | C | 6 | 0,598 | C | 6 | 0,143 | C | 6 | 0,204 | C | 6 | 0,313 |
| N | 7 | 0,026 | N | 7 | 0,031 | N | 7 | 0,007 | N | 7 | 0,034 | N | 7 | 0,042 | N | 7 | 0,032 |
| O | 8 | 0,7356 | O | 8 | 0,749 | O | 8 | 0,278 | O | 8 | 0,71 | O | 8 | 0,645 | O | 8 | 0,411 |
| Na | 11 | 0,002 | Na | 11 | 0,002 | Na | 11 | 0,001 | Na | 11 | 0,001 | Na | 11 | 0,002 | Na | 11 | 0,001 |
| Mg | 12 | | Mg | 12 | 0,001 | Mg | 12 | | Mg | 12 | | Mg | 12 | | Mg | 12 | 0,001 |
| P | 15 | 0,002 | P | 15 | 0,002 | P | 15 | | P | 15 | 0,002 | P | 15 | 0,001 | P | 15 | 0,053 |
| S | 16 | 0,002 | S | 16 | 0,003 | S | 16 | 0,001 | S | 16 | 0,003 | S | 16 | 0,002 | S | 16 | 0,0025 |
| Cl | 17 | 0,002 | Cl | 17 | 0,003 | Cl | 17 | 0,001 | Cl | 17 | 0,001 | Cl | 17 | 0,003 | Cl | 17 | 0,001 |
| K | 19 | 0,002 | K | 19 | 0,002 | K | 19 | | K | 19 | 0,004 | K | 19 | 0,001 | K | 19 | 0,0005 |
| Ca | 20 | 0,0002 | Ca | 20 | | Ca | 20 | | Ca | 20 | | Ca | 20 | | Ca | 20 | 0,113 |
| Fe | 26 | 0,0002 | Fe | 26 | | Fe | 26 | | Fe | 26 | | Fe | 26 | | Fe | 26 | |