



HAL
open science

Dosimétrie pour la radioprotection dans des champs de rayonnements X jusqu'à des énergies de 3 MeV

Gabriel Dupont

► **To cite this version:**

Gabriel Dupont. Dosimétrie pour la radioprotection dans des champs de rayonnements X jusqu'à des énergies de 3 MeV. Physique [physics]. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMC231 . tel-02468870

HAL Id: tel-02468870

<https://theses.hal.science/tel-02468870v1>

Submitted on 6 Feb 2020

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Dosimétrie pour la radioprotection dans des champs de rayonnements X jusqu'à des énergies de 3 MeV

**Présentée et soutenue par
Gabriel DUPONT**

**Thèse soutenue publiquement le 05/11/2019
devant le jury composé de**

M. FERID HADDAD	Professeur des universités, Université de Nantes	Rapporteur du jury
M. ABDEL MJID NOURREDDINE	Professeur des universités, Université de Strasbourg	Rapporteur du jury
M. JEAN-MARC BORDY	Chercheur au CEA, CEA-Saclay, Gif-Sur-Yvette	Membre du jury
M. SERGE BOUFFARD	Directeur de recherche au CEA, CEA-Saclay, Gif-Sur-Yvette	Membre du jury
M. ARNAUD CHAPON	CHEF DE SERVICE, ATRON Metrology	Membre du jury
M. PHILIPPE PAREIGE	Professeur des universités, Université Rouen Normandie	Président du jury
Mme CARMEN VILLAGRASA CANTON	Chef de laboratoire, IRSN	Membre du jury
M. JEAN COLIN	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par JEAN COLIN, Laboratoire de physique corpusculaire (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Laboratoire de physique corpusculaire

Remerciements

Chère lectrice, cher lecteur. Selon une étude américaine¹, la probabilité que tu sois là seulement pour lire les remerciements est d'environ 96,3 %². Si tel est le cas, je te propose d'inverser la tendance et de faire mentir les probabilités en lisant l'ensemble de ce manuscrit. Tu y apprendras des choses mais surtout je te propose un marché : si tu trouves une faute d'orthographe³, je t'offre une boisson houblonnée si nous nous croisons. D'avance, chère lectrice, cher lecteur, je te remercie pour ta lecture attentive !

Il m'était impossible de débiter ces remerciements autrement que par les deux personnes qui m'ont encadré, supporté et fait grandir (au sens figuré...) durant ces trois années de thèse. Arnaud, Jean, je vous remercie ! Depuis le projet industriel et le stage de fin d'étude, vous avez toujours été disponibles pour me guider, m'encourager et me faire confiance. Arnaud, j'ai apprécié ta disponibilité au quotidien, ta positivité (le verre *d'eau* toujours à moitié plein), ta rigueur et ton professionnalisme. Travailler avec toi a toujours été un plaisir et je suis ravi de pouvoir continuer l'aventure ATRON à tes côtés. Jean, je pense que ta première impression me concernant fut mitigée... Je te promets que j'avais révisé pour cet examen de Master où je me suis lamentablement planté ! Je te remercie toi aussi pour ta disponibilité. Les entretiens que nous avons régulièrement m'ont permis d'avoir un point de vue différent sur ce travail. Tu as été l'interface nécessaire et essentielle entre l'entreprise et le laboratoire. Je ne sais pas si j'ai hérité de tout ton savoir (je ne pense pas !), mais une chose est sûre, j'ai hérité de ta légendaire malchance vis-à-vis des outils informatiques... En l'espace de trois ans, la carte mère de mon ordinateur aura réussi à lâcher à trois reprises, dont une fois à quelques semaines de la fin de rédaction... Arnaud, Jean, encore une fois merci pour tout, je vous dois beaucoup !

J'aimerais remercier les membres du jury d'avoir examiné cette thèse, à commencer par les rapporteurs Ferid HADDAD et Abdel-Mjid NOURREDDINE. Je vous remercie pour votre relecture attentive et vos remarques pertinentes. Il en va de même pour les autres membres du jury : Serge BOUFFARD, Jean-Marc BORDY, Philippe PAREIGE⁴ et Carmen VILLAGRASA. J'ai apprécié les échanges constructifs que nous avons eu au cours de la soutenance.

Cette thèse est aussi issue d'une collaboration entre CERAP et le LPC Caen et le LNHB. Je tiens donc à remercier le personnel du LPC Caen de m'avoir accueilli pendant presque un an et demi et plus particulièrement celles et ceux avec qui j'ai eu la chance de travailler directement : Cathy, Jean-Marc, Hugues, Christophe, Benjamin, David, Jérôme, Yvan, Philippe, François. Merci aussi à Aurélie et Véronique pour l'aide administrative. Je

-
1. Etude totalement fictive.
 2. Valeur totalement fictive.
 3. Et il y en a...
 4. Vous avez été un excellent Président du jury !

souhaite aussi remercier le LNHB et plus particulièrement Jean-Marc, Valentin, Dorin et Maïwenn. Jean-Marc, j'ai beaucoup appris de ton expertise (et pas seulement sur l'enroulage de câbles de mesure!) et j'ai apprécié les quelques manip réalisées à tes côtés. Enfin, je tiens à remercier les collaborateurs de CERAP avec qui je travaille quotidiennement ou ponctuellement. Daniel, Jean-Louis, merci d'avoir initié ce projet, sans quoi je ne serais pas là! Merci à Béatrice, Jean-Christophe, Anne, Céline, Delphine, Eve, Murielle, Quentin, Sandrine, Anne-Lise, Laure, Marion et Maéva du siège; à Jacques, Kévin, Pascal, Yannick et Raphaël⁵ du service informatique; à Anthony, Jean-François, Jennifer, Jocelyne, Ludovic, Marie-Laure, Mathilde, Quentin, Renaud, Sabrina, Sébastien, Clément, Stéphane, Jeanne de l'agence Nord-Ouest; à Bernard, Gregory, Céline, Patricia, Vincent, Franck, Sabine du Sud; à Alexis⁶ de Bristol; à celles et ceux que j'ai probablement oubliés. Merci à toi aussi Thomas. Tu es un peu le chat de Schrödinger de CERAP : un peu CERAP, un peu ATRON! Il est agréable de travailler avec toi au quotidien! *Finally, I would like to thank Lord Patrick MURPHY, the half Irish half Chinese Man, wǒ de tián zhú. You are a nice and intelligent man and it was a real pleasure to work with you. Thank you very much to have been my Jedi Master during few months!*

Je remercie aussi mes amis pour leur soutien. Corentin, je pense que tu es le plus ancien avec qui je suis encore en contact. Il faut que l'on prévoit les 2000 points avec ton frère... Loïc, merci pour les soirées⁷ et les échanges de qualité que nous avons régulièrement. J'attends toujours la sortie URBEX avec toi! Dudu, Stitch, Sultan : dispo pour un UW? Lina, merci d'avoir été une étudiante attentive et assidue en cours de physique nucléaire. Merci aux taupes de la prépa, Amélie, Papa Ours, Maximou, Poulpe & Emy, avec qui j'ai fait de belles soirées. Force et honneur, on a survécu! Merci à Eric, Nico⁸, Baptiste, Camille (a.k.a BINOMETTE!), Quentin, Eléonore, Benjamin, Hamza, Rodrigue, Manu et les autres de l'ENSI pour les soirées, l'inté, le WEL... Merci aux néo-docteurs du LPC⁹ : Valentin, Maxime, Guillaume. Nos pauses cafés, les repas de Noël, les soirées passées dans le sous-sol de Valentin ont été des moments importants de ces trois ans. Maxime, je me souviens aussi de la semaine de Noël passée au labo avec toi où nous n'avons pas été très productifs... Et merci pour les invitations à l'Essentiel! Louis, merci pour la Fête de la Science, le Pint of Science, les soirées à Cherwood, LA soirée à Cherwood après ma soutenance. Je te souhaite de briller pour ta thèse, tu y es presque! Marius, merci d'être venu à ma soutenance et d'avoir su profiter pleinement de mon pot de thèse. Basil, je te dois encore une demi bouteille de Lagavulin 16 ans d'âge, je n'oublie pas! Guillaume¹⁰, merci de te laisser faire quand on te martyrise avec Charly. C'est vraiment un plaisir!¹¹ Matthieu, je te remercie pour tous les moments passés avec toi : les Etats-Unis, les cours d'œnologie, ton enterrement de vie de garçon, ton mariage. Et merci d'avoir été là pour ma soutenance! Bon... Il me reste une personne à remercier. Tu croyais vraiment que j'allais t'oublier?! A toi Charly, le Bro parmi les Bros, je te remercie pour tous les moments plus ou moins intelligents¹² que nous avons passés ensemble et que nous passerons dans le futur. Je te rappelle qu'on a un road trip aux Etats-Unis de prévu... Quoi qu'il en soit, je te remercie d'avoir été à l'écoute quand c'était nécessaire. *Bro... You're my whole World, Bro...*

5. Petit artisan...

6. The English Man

7. CARTONS!

8. Nico, t'es où?! :(

9. Team La Petite Centrale

10. Tu remarqueras que je n'ai pas fait le jeu de mot pour ces remerciements...

11. Je blague, t'es un bro. Mais n'oublie pas : PRENDS TA PLACE!

12. Selle de vélo, cône de signalisation, Al Batar, chaises à Beaugard, etc.

Bien entendu, je remercie aussi ma famille qui m'a soutenu directement ou indirectement pour mener à bien cette thèse, à commencer par mes parents. Vous avez su me faire confiance et m'encourager au cours de mes études malgré quelques échecs. A ma sœur qui a besoin de vacances : si tu lis ces remerciements, je t'offre une semaine de vacances en gardant Issa cet été. D'ailleurs, Issa, tu es petit garçon adorable même si tu es parfois un peu... Dissipé! Bien que tu réussisses parfois à me faire râler, j'espère avoir été un bon tonton jusqu'à maintenant ¹³. Manu, merci d'être mon grand frère. Tu m'as appris, sans le savoir, beaucoup de choses ¹⁴. On est une famille de taiseux, mais merci à vous d'avoir été là.

Enfin, à toi Emilie, je te remercie pour ton écoute, ta patience et ta bienveillance. Tu as toujours su me tirer vers le haut lorsque j'en avais besoin... Je tiens aussi à remercier ta famille et plus particulièrement Isabelle. Je vous remercie pour votre relecture attentive!

13. Tu as fait tes devoirs?!

14. La passion pour les jeux-vidéo par exemple... Mais pas que!;)

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
Abréviations et définitions	3
I Etalonnage et contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants : contexte et enjeux du projet d'ATRON METROLOGY	7
1 Méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants habituellement mise en œuvre	9
1.1 Exigences réglementaires et normatives	9
1.1.1 Modalités techniques des contrôles réglementaires	9
1.1.2 Périodicité des contrôles réglementaires	10
1.2 Description des procédés mis en œuvre	11
1.2.1 Champs de rayonnements de référence	11
1.2.2 Dosimétrie appliquée à la mesure des champs de rayonnements de référence	12
1.3 Problématiques	12
1.3.1 Contrainte métrologique	12
1.3.2 Contrainte sanitaire	14
1.3.3 Contrainte de temps	14
2 Méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants développée par ATRON METROLOGY	17
2.1 Contexte et objectifs du projet	17
2.1.1 Genèse du projet	17
2.1.2 Objectifs du projet	18
2.1.3 Avantages de la méthode développée par ATRON METROLOGY	18
2.2 Installation et procédé mis en œuvre	20
2.2.1 Description de l'installation	20
2.2.2 Description du procédé	24

II	Radioprotection et détection des rayonnements ionisants	27
3	Introduction à la radioprotection	29
3.1	Principes de la radioprotection	29
3.1.1	Justification	29
3.1.2	Optimisation	29
3.1.3	Limitation	30
3.2	Limites de dose et zonage radiologique	30
3.2.1	Limites de dose du public et des travailleurs	30
3.2.2	Zonage radiologique	31
3.3	Radioprotection appliquée aux locaux d'ATRON METROLOGY	32
3.3.1	Débits de dose accessibles	32
3.3.2	Zonage radiologique mis en place	37
3.3.3	Accélérateur en fonctionnement	38
3.3.4	Accélérateur hors-tension, tour de ronde réalisé	38
3.3.5	Accélérateur hors-tension, tour de ronde non réalisé	38
4	Des interactions physiques aux grandeurs de radioprotection	39
4.1	Interactions rayonnements-matière	39
4.1.1	Particules chargées	40
4.1.2	Particules neutres	43
4.1.3	Synthèse	47
4.2	Grandeurs dosimétriques	47
4.2.1	Grandeurs dosimétriques primaires	47
4.2.2	Grandeurs de protection	51
4.2.3	Grandeurs opérationnelles	53
4.2.4	Passage des grandeurs primaires aux grandeurs opérationnelles	56
5	Détecteurs utilisés en radioprotection	59
5.1	Principes de détection	59
5.1.1	Modes de fonctionnement d'un détecteur de rayonnements ionisants	60
5.1.2	Signal de sortie des détecteurs	61
5.2	Cas particulier des détecteurs gazeux	63
5.2.1	Régime de recombinaison	64
5.2.2	Régime de saturation ou régime de la chambre d'ionisation	64
5.2.3	Régime de proportionnalité ou régime du compteur proportionnel	66
5.2.4	Régime de proportionnalité limitée	67
5.2.5	Régime Geiger-Müller ou régime du compteur Geiger-Müller	67
5.3	Exemples d'instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés en radioprotection	68
5.3.1	FH40 G-L10	69
5.3.2	DOLPHY Gamma	69
5.3.3	6150 AD5/H	69
5.3.4	Courbes de réponse en énergie	70
III	La physique des accélérateurs de particules	73
6	Généralités sur les accélérateurs de particules	75
6.1	Les accélérateurs de particules du XX ^{ème} siècle à aujourd'hui	75

6.2	Applications des accélérateurs de particules	76
6.2.1	Généralités	76
6.2.2	Cas particulier des accélérateurs d'électrons	77
6.3	Les différentes familles d'accélérateurs de particules et leurs principaux éléments	79
6.3.1	Sources de particules chargées	79
6.3.2	Dispositifs d'accélération de particules chargées	84
6.3.3	Dispositifs de guidage du faisceau de particules chargées	89
6.3.4	Dispositifs de mesure du faisceau de particules chargées	91
6.4	Conclusion	91
7	Description et contrôle de l'accélérateur FELIX	93
7.1	Production du faisceau d'électrons	94
7.2	Accélération du faisceau d'électrons	96
7.2.1	Génération de la haute-tension continue	97
7.2.2	Régulation de la haute-tension	98
7.3	Optique faisceau	100
7.3.1	Lentille électrostatique	100
7.3.2	Dipôle magnétique	100
7.3.3	Balayage du faisceau d'électron : homogénéisation du champ d'irradiation aux points de mesure	101
7.4	Contrôle de l'accélérateur	104
7.4.1	Coupe de FARADAY	104
7.4.2	Ouverture	104
7.4.3	Cible de conversion	104
7.4.4	Régulation du courant d'émission de l'accélérateur	105
7.5	Analyse des performances de l'accélérateur	108
7.5.1	Stabilité de la haute-tension	108
7.5.2	Stabilité du courant de l'accélérateur	109
7.5.3	Conclusion	109
IV	Contrôle de la validité des résultats délivrés par ATRON METROLOGY	111
8	Traçabilité de la référence au Système International d'Unités	113
8.1	Présentation de la méthode de raccordement	113
8.1.1	Qualités de faisceau raccordées	113
8.1.2	Caractéristiques des chaînes de mesure primaire et moniteur	114
8.2	Détermination des distributions spectrales de la fluence des rayons X pour les différentes qualités de faisceau	119
8.2.1	Mesure et évaluation des distributions des impulsions brutes délivrées par un spectromètre aux points de mesure	119
8.2.2	Évaluation numérique des distributions spectrales de la fluence des rayons X	122
8.3	Étalonnage des chaînes moniteur en termes de kerma dans l'air et de son débit associé	125
8.3.1	Montage expérimental	125
8.3.2	Coefficients d'étalonnage des chaînes moniteur	125
8.3.3	Équilibre électronique	126

8.4	Passage du kerma dans l'air à l'équivalent de dose ambiant	127
8.5	Incertitudes associées	128
8.5.1	Coefficients d'étalonnage en termes de kerma dans l'air des chaînes moniteur N_{K_a}	128
8.5.2	Incertitudes sur les coefficients de conversion du kerma dans l'air vers l'équivalent de dose ambiant	130
8.6	Conclusion	130
9	Fiabilisation du procédé	131
9.1	Positionnement des instruments objets d'essais ou d'étalonnage	131
9.2	Procédé d'étalonnage ou de contrôle périodique de l'étalonnage mis en œuvre	132
9.2.1	Identification des instruments et vérification des aspects généraux	133
9.2.2	Vérification des aspects liés à la fonction mesure	134
10	Bilan des incertitudes	141
10.1	Identification des sources potentielles d'incertitude	141
10.2	Quantification des sources d'incertitude	143
10.2.1	Moyen	143
10.2.2	Méthode et main d'œuvre	147
10.2.3	Milieu	147
10.2.4	Mesurande	148
10.3	Maîtrise des sources d'incertitude	148
10.3.1	Débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant de réfé- rence générés par l'accélérateur FELIX	149
10.3.2	Débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant de réfé- rence générés par la source de ^{137}Cs	150
10.3.3	Conséquences de l'utilisation de chaînes moniteur sur le bilan des incertitudes	151
10.4	Bilan des incertitudes	153
10.4.1	Débits de référence au point de mesure	153
10.4.2	kerma dans l'air et équivalent de dose ambiant au point de mesure	153
10.4.3	Incertitudes intrinsèques des instruments objets d'éta- lonnage	154
10.4.4	Bilan des incertitudes	156
11	Analyse des premiers résultats	159
11.1	Analyse <i>a priori</i>	159
11.1.1	Linéarité	160
11.1.2	Homogénéité de réponse en fonction de la position	160
11.1.3	Réponse en énergie	160
11.1.4	Validation du triplet de mesures	163
11.1.5	Conclusion	164
11.2	Analyse <i>a posteriori</i>	166
11.2.1	Homogénéité de réponse en fonction de la position	166
11.2.2	Réponse en énergie	167
11.2.3	Décomposition des critères de décision de conformité	169
11.2.4	Conclusion	173
	Conclusion et perspectives	175

A Annexes	179
Annexes	179
A.1 Détails des calculs des débits de dose accessibles à partir de la norme NF M62-105	180
A.1.1 Energie des électrons incidents, énergie équivalente des électrons diffusés à 90° et courant maximal autorisé	180
A.1.2 Débits de dose à un mètre de la cible de conversion en direction du faisceau (0°) et perpendiculairement au faisceau (90°)	180
A.1.3 Facteurs d'atténuation et épaisseur des protections biologiques	181
A.2 Compléments sur les grandeurs opérationnelles	182
A.2.1 Champs de rayonnements expansés et unidirectionnels	182
A.2.2 Coefficients de conversion kerma dans l'air vers équivalents de dose	183
A.3 Compléments sur l'accélérateur FELIX	185
A.4 Interpolation de Lagrange	186
A.4.1 Théorème	186
A.4.2 Application à une interpolation en quatre points	186
Bibliographie	189
Résumé	195
Abstract	197

Introduction

C'est en 1895 que le physicien Wilhelm Conrad RÖNTGEN découvre les rayonnements X, suite à ses travaux sur les rayons cathodiques. Un an plus tard, le physicien Henri BECQUEREL découvre les rayonnements issus de l'uranium en travaillant sur la fluorescence des sels d'uranium. Enfin, en 1897, Marie SKŁODOWSKA-CURIE décide de réaliser l'étude de ces rayonnements pour sa thèse de doctorat. Celle-ci révèle et quantifie alors leur propriété ionisante.

Les rayonnements ionisants sont des rayonnements, électromagnétiques ou corpusculaires, capables d'ioniser directement ou indirectement la matière qu'ils traversent. Ces ionisations peuvent engendrer des ruptures de liaisons chimiques à l'échelle microscopique et être nocifs pour le vivant à l'échelle cellulaire, entraînant des effets stochastiques ou déterministes. Ces effets cellulaires sont notamment étudiés par Rolf SIEVERT et Louis Harold GRAY au début du XX^e siècle, posant ainsi les bases de la dosimétrie.

La dosimétrie consiste à quantifier l'énergie absorbée par unité de masse par un organisme ou un matériau suite à une exposition aux rayonnements ionisants¹⁵. De nombreuses grandeurs dosimétriques ont été définies et sont choisies en fonction du domaine d'utilisation souhaité. Par exemple, dans le cadre de la radioprotection, les limites réglementaires d'exposition aux rayonnements ionisants sont définies par les grandeurs de protection¹⁶, pourtant difficilement mesurables sur le terrain.

Afin d'évaluer ces grandeurs de protection, des instruments de mesure de rayonnements ionisants sensibles aux ionisations produites dans un détecteur ont été développés. La valeur brute indiquée par ces instruments de mesure peut, par l'intermédiaire d'un étalonnage adéquat, fournir une mesure des grandeurs opérationnelles, bons estimateurs des grandeurs de protection. Le bon étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés en radioprotection s'avère donc essentiel au respect des contraintes réglementaires et à la sécurité des travailleurs. Il est par conséquent contrôlé périodiquement par un organisme de contrôle qualifié. Ce contrôle périodique de l'étalonnage consiste notamment à comparer la mesure des instruments de mesure placés dans un champ de rayonnements de référence caractérisé à la valeur vraie pour établir sa conformité par rapport à une erreur maximale tolérée.

Traditionnellement, le contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants (X ou γ) utilisés en radioprotection est mis en œuvre à l'aide de sources radioactives, telles que le ¹³⁷Cs, émettant des rayonnements γ dont la distribution

15. Définie ainsi, il s'agit de la dose absorbée, exprimée en grays (Gy), prenant uniquement en compte les effets physiques des rayonnements ionisants.

16. Ces grandeurs, exprimées en sieverts (Sv), prennent en compte à la fois les effets physiques mais aussi biologiques des rayonnements ionisants sur le vivant.

énergétique est discrète. Bien qu'éprouvée et normalisée, cette méthode souffre de défauts, notamment vis-à-vis de la représentativité énergétique des champs de rayonnements de référence. Les instruments sont en effet sensibles sur une gamme étendue en énergie, à laquelle leur réponse n'est pas homogène. Sur le terrain, les sources de rayonnements ionisants sont généralement multiples et l'environnement favorise la diffusion de ces rayonnements, impliquant un spectre en énergie étendu dont les sources radioactives émettrices de rayonnements γ utilisées pour l'étalonnage et le contrôle périodique de l'étalonnage, de distribution énergétique discrète, ne sont pas représentatives.

Afin de palier à ce défaut de représentativité ATRON METROLOGY a développé, en collaboration avec le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen¹⁷, une méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés en radioprotection s'affranchissant de sources isotopiques, à partir de champs de rayonnements X dont les spectres énergétiques sont larges.

Ces champs de rayonnements sont produits par le freinage d'électrons sur une cible de conversion, préalablement accélérés par un accélérateur électrostatique. Six qualités de faisceau ont été caractérisées par le Laboratoire National Henri BECQUEREL¹⁸ par une chambre d'ionisation primaire et sont par conséquent traçables aux références nationales en termes de kerma dans l'air, d'équivalent de dose ambiant et de leur débit associé. Deux chaînes de mesure moniteur, étalonnées par cette même chambre d'ionisation primaire sur les mêmes grandeurs dosimétriques, donnent l'indication de valeur considérée vraie aux points de mesure afin de la comparer à l'indication des instruments de mesure.

Ce document s'intéresse dans un premier temps à comparer la méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage habituellement mise en œuvre avec celle développée lors de ce travail de thèse (partie I). Les bases de la radioprotection sont ensuite développées, permettant d'introduire les différentes grandeurs dosimétriques et les principes de détection (partie II). Les généralités sur l'accélération des particules seront rappelées pour présenter l'accélérateur d'électrons utilisé par ATRON METROLOGY et les moyens de contrôle du faisceau mis en œuvre pour assurer la fiabilisation du procédé (partie III). La méthode de raccordement aux références nationales, la propagation des incertitudes et une analyse des premiers résultats sont enfin exposées dans le but de présenter la validité des résultats délivrés lors des étalonnages et des contrôles périodiques de l'étalonnage (partie IV).

17. LPC Caen, UMR 6534, ENSICAEN/UNICAEN/CNRS.

18. CEA/LNE/LNHB, CEA-SACLAY

Abréviations et définitions

Les abréviations utilisées dans ce document sont résumées ci-après. De la même façon, quelques définitions relatives à des notions spécifiques à ce document sont données.

ASN : Autorité de Sûreté Nucléaire

Bayeux :

Suite logicielle basée sur le code GEANT4, développée en partie par le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen et notamment par le Professeur François MAUGER.

BIPM : Bureau International des Poids et Mesures

CIPR : Commission Internationale de Protection Radiologique (en anglais ICRP : International Commission on Radiological Protection)

CNPE : Centre Nucléaire de Production d'Electricité

CPE : Contrôle Périodique de l'Etalonnage

CP(I) : Contrôle Périodique (Interne)

CPO : Contrôleur de Petits-Objets

CPU : *Capacitive Pick-Up*

Capteur capacitif présent dans l'accélérateur permettant la mesure des oscillations de la haute-tension accélératrice.

Débitmètre :

Instrument de mesure de rayonnements ionisants permettant de mesurer un débit d'équivalent de dose.

Dosimètre (actif / passif) :

Instrument de mesure de rayonnements ionisants permettant de mesurer une dose ou un débit de dose (de façon directe / indirecte).

Dosimétrie :

Quantification de l'énergie absorbée par unité de masse dans de la matière irradiée par un champ de rayonnements ionisants.

ECR : *Electron Cyclotron Resonance* (résonance cyclotron électronique)

EMT : Erreur Maximale Tolérée

Etape d'irradiation (*step*) :

Consigne en débit d'équivalent de dose ambiant et durée de cette consigne.

FELIX : Faisceau d'Electrons et Ligne d'Irradiation X

FWHM : *Full Width at Half Maximum* (largeur à mi-hauteur)

GMAO : Gestion du Matériel Assistée par Ordinateur

GMAT : Gestion du MATériel

Grandeurs de référence :

Dans ce document, ce terme se réfère au kerma dans l'air, équivalent de dose ambiant et leurs débits associés.

GVM : *Generating Volt-Meter*

Capteur présent dans l'accélérateur permettant la mesure de la haute-tension.

HVE : High Voltage Engineering

ICRU : *International Commission on Radiation Units and measurements* (en français : commission internationale des unités et mesures radiologiques)

Instruments de mesure de rayonnements ionisants :

Dans ce document, ce terme se réfère spécifiquement aux radimètres ou débimètres X utilisés en dosimétrie opérationnelle ou d'ambiance et en radioprotection.

Instruments (de mesure) objets d'essais ou d'étalonnage :

Dans ce document, ce terme se réfère aux instruments de mesure de rayonnements ionisants soumis à un étalonnage ou un contrôle de l'étalonnage.

IRSN : Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire

kerma : *Kinetic Energy Released per MAss unit*

Grandeur dosimétrique primaire permettant de mesurer la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées secondaires mises en mouvement par un faisceau de particules primaires neutres (photons ou neutrons). Cette grandeur peut théoriquement être mesurée dans tous les milieux mais est particulièrement adaptée aux gaz.

LAETICIA : Ligne d'Accélérateur d'Electrons pour le Traitement et l'Investigation en Conditions d'Irradiation Adaptées

LINAC : *LINear ACcelerator*

LNHB : Laboratoire National Henri BECQUEREL

LPC Caen : Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen

MCNP(-X) : *Monte Carlo N-Particles (eXtended)*

Suite logicielle permettant de simuler la propagation de particules et leurs interactions dans une géométrie à partir de la méthode Monte-Carlo pour évaluer des grandeurs physiques d'importance.

OSAT : *On-Site Acceptance Tests* (en français : essais de réception sur site)

Radimètre :

Instrument de mesure de rayonnements ionisants permettant de mesurer un débit d'équivalent de dose.

Recette d'irradiation (*recipe*) :

Fichier de commande envoyé à l'accélérateur contenant de un à douze nom(s) de séquence d'irradiation.

Séquence d'irradiation (*sequence*) :

Fichier de commande chargé par l'accélérateur contenant une consigne en haute-tension et de une à vingt étape(s) d'irradiation.

Tally :

Dans MCNP et MCNP-X un *tally* est un point, une surface ou un volume de détection permettant de fournir une grandeur physique (flux, fluence, distribution énergétique, etc.).

TLE : Transfert Linéique d'Energie (en anglais LET)

ABREVIATIONS ET DEFINITIONS

ZGAC : Zone de Gestion des Appareils Contaminés

ZRSE : Zone de Réception Stockage Expédition

Première partie

Etalonnage et contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants : contexte et enjeux du projet d'ATRON METROLOGY

Chapitre 1

Méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants habituellement mise en œuvre

1.1 Exigences réglementaires et normatives

L'évaluation de l'exposition externe aux rayonnements ionisants des travailleurs ou de la population est nécessaire pour répondre aux trois principes fondamentaux de la radioprotection - la justification, l'optimisation et la limitation - décrits en section 3.1. La mise en œuvre de différents outils, tels que les études de poste, le classement des travailleurs ou le suivi dosimétrique, permet de réaliser cette évaluation. La mesure de l'exposition sur le terrain est quant à elle réalisée par l'intermédiaire d'instruments de mesure de rayonnements ionisants adaptés aux caractéristiques et à la nature desdits rayonnements ionisants.

Le contrôle du bon fonctionnement de ces instruments de mesure, notamment en termes d'étalonnage, est un enjeu essentiel pour la radioprotection et doit être réalisé de façon périodique. Les exigences réglementaires de ces contrôles techniques sont précisées par l'arrêté du 21 mai 2010 [1], portant homologation de la décision n° 2010-DC-0175 de l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN) du 4 février 2010 [2], et sont détaillées ci-après.

1.1.1 Modalités techniques des contrôles réglementaires

Les modalités techniques des contrôles réglementaires des instruments de mesure de rayonnements ionisants sont données en annexe 2 de la décision n° 2010-DC-0175 de l'Autorité de Sûreté Nucléaire du 4 février 2010 [2]. Les instruments soumis à ces contrôles sont les appareils mobiles, portables ou utilisés à poste fixe.

Avant leur première mise en service, ces instruments de mesure sont étalonnés et un certificat d'étalonnage est fourni par le constructeur, indiquant en particulier les grandeurs caractéristiques mesurées dans des conditions ambiantes de référence.

L'étalonnage d'un instrument de mesure de rayonnements ionisants consiste à établir, dans des conditions standards¹, la relation entre la grandeur conventionnellement considérée vraie² d'une source de rayonnements de référence et l'indication brute de l'instrument, corrigée des conditions de tests. Il peut par exemple s'agir, dans le cas d'une chambre d'ionisation fonctionnant en mode courant étalonnée en termes d'équivalent de dose ambiant, d'établir la relation entre la charge électrique collectée Q_{coll} et l'équivalent de dose ambiant mesuré $H_{mes}^*(10)$, en tenant compte d'éventuelles corrections k_{corr} , selon l'équation simplifiée 1.1.

$$H_{mes}^*(10) = N_{H/Q} \cdot Q_{coll} \cdot k_{corr} \quad (1.1)$$

Avec :

$H_{mes}^*(10)$	équivalent de dose ambiant mesuré par la chambre d'ionisation
$N_{H/Q}$	facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation en termes d'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$
Q_{coll}	charge collectée par la chambre d'ionisation
k_{corr}	facteurs de corrections (température, pression, etc.)

Le contrôle périodique de l'étalonnage (CPE) consiste quant à lui à mesurer et contrôler les grandeurs caractéristiques de l'instrument de mesure, fournies par son certificat d'étalonnage, dans des conditions standards de tests. Sont notamment vérifiés lors d'un contrôle périodique de l'étalonnage, l'aspect général³ et l'aspect mesure de l'instrument. Le contrôle de la fonction mesure consiste à exposer l'instrument à un champ de rayonnements raccordé dans la grandeur de mesure de l'instrument, à comparer sa réponse à celle attendue au point de mesure et à vérifier que l'erreur de mesure reste inférieure à l'erreur maximale tolérée (EMT), à l'incertitude d'étalonnage près, quelle que soit la valeur cible dans la plage de mesure de l'instrument.

Le contrôle périodique de l'étalonnage doit être *a minima* effectué par un organisme dont le système qualité est conforme à la norme NF EN ISO 9001 [3]. Les organismes conformes à la norme NF EN ISO/CEI 17025 [4] ou bénéficiant d'une accréditation COFRAC sont réputés satisfaire à ces dispositions.

1.1.2 Périodicité des contrôles réglementaires

La périodicité des contrôles périodiques de l'étalonnage, selon le type d'instrument, est donnée dans le tableau n°4 de l'annexe 3 de la décision n° 2010-DC-0175 de l'Autorité de Sécurité Nucléaire du 4 février 2010 [2] et rappelée dans le tableau 1.1.

Des contrôles périodiques peuvent être effectués par les entreprises propriétaires des instruments, sans toutefois pouvoir se substituer aux CPE réglementaires.

1. De pression, température, hygrométrie, positionnement, etc.

2. Par exemple le débit d'équivalent de dose ambiant, le débit d'équivalent de dose directionnel, etc.

3. Etat général de l'instrument, lisibilité et éclairage de l'écran, audibilité de l'alarme sonore, état de charge de la batterie, absence de message d'erreur, etc.

Type d'instrument de mesure	Périodicité du CPE
Avec contrôle de bon fonctionnement interne	5 ans
Sans contrôle de bon fonctionnement interne	3 ans

TABLEAU 1.1 – Périodicité du contrôle périodique de l'étalonnage en fonction du type d'instrument (source : décision n° 2010-DC-0175 de l'ASN [2])

1.2 Description des procédés mis en œuvre

La normalisation des procédés d'étalonnage et de vérification périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants est nécessaire pour assurer la traçabilité métrologique des mesures effectuées sur le terrain. Cette normalisation, pour les rayonnements X et γ , est matérialisée par les normes ISO 4037-1 [5] et ISO 4037-2 [6]⁴.

Les instruments sont placés dans un champ de rayonnements de référence (section 1.2.1) dont la grandeur dosimétrique est caractérisée à l'aide d'un dosimètre de référence (section 1.2.2).

1.2.1 Champs de rayonnements de référence

La norme ISO 4037-1 [5] définit les champs de rayonnements X et γ de référence préconisés dans le cadre de l'étalonnage et de la vérification de l'étalonnage des radiamètres et débitmètres utilisés en radioprotection pour des débits de kerma dans l'air (voir définition au chapitre 4) s'étendant de $10 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ à $10 \text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$. Sont ainsi définis quatre groupes de rayonnements X et γ de référence, en fonction de la réponse en énergie souhaitée. Ces groupes sont détaillés dans le tableau 1.2.

Groupe	Réponse en énergie	Rayonnements de références
1	7 keV à 250 keV	Rayonnements X issus de générateurs X filtrés Rayonnements γ de ^{241}Am
2	8 keV à 100 keV	Rayonnements X de fluorescence
3	600 keV à 1300 keV	Rayonnements γ de radioéléments
4	4000 keV à 9000 keV	Rayonnements γ issus des réacteurs nucléaires Rayonnements X issus des accélérateurs de particules

TABLEAU 1.2 – Groupes de rayonnements X et γ de référence (source : ISO 4037-1 [5])

Les radioéléments pouvant être utilisés dans le cadre de l'étalonnage et de la vérification de l'étalonnage des instruments dont la réponse en énergie est comprise entre 600 keV et 1300 keV (groupe 3) sont le ^{60}Co et le ^{137}Cs . Il convient de collimater la source utilisée lorsque les dimensions de la pièce où sont réalisées les irradiations ne permettent pas de

4. Les normes ISO 4037-3 [7] et ISO 4037-4 [8] présentent respectivement les méthodes d'étalonnage des dosimètres de zone et individuels et du mesurage de leur réponse en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence et d'étalonnage dans les champs de référence X de faible énergie.

s'affranchir de façon suffisante des rayonnements γ diffusés.

1.2.2 Dosimétrie appliquée à la mesure des champs de rayonnements de référence

La norme ISO 4037-2 [6] définit les méthodes de dosimétrie appliquées à la mesure des champs de rayonnements X et γ de référence dans le cadre de l'étalonnage et de la vérification de l'étalonnage des radimètres et débimètres utilisés en radioprotection.

Il convient de réaliser la mesure du champ de rayonnements X ou γ de référence à l'aide d'un instrument-étalon secondaire, dont la mesure est directement ou indirectement traçable à un instrument-étalon primaire. Il s'agit en général d'une chambre d'ionisation et de son électromètre associé, adaptés à la gamme en énergie souhaitée.

Une caractérisation des incertitudes de mesure de l'instrument-étalon doit être réalisée. Elles sont déterminées par l'intermédiaire de deux méthodes :

- Une analyse statistique de mesures répétées de la même grandeur pour la détermination des erreurs statistiques,
- Une évaluation à partir des meilleures estimations disponibles et basées sur le jugement et l'expérience de l'opérateur pour la détermination des erreurs systématiques.

1.3 Problématiques

Bien qu'éprouvées et normalisées, les méthodes d'étalonnage et de vérification périodique de l'étalonnage habituellement mises en œuvre et décrites dans la section 1.2 présentent des limitations, en particulier pour les instruments dont le contrôle est effectué à l'aide de radionucléides.

1.3.1 Contrainte métrologique

Les instruments de mesure de rayonnements ionisants présentent une courbe de réponse en énergie non homogène. Celle-ci est principalement fonction de la nature et de la géométrie du détecteur. Les courbes de réponse en énergie de trois radimètres particulièrement utilisés en France, sont données pour exemple en figure 1.1.

Les principaux radionucléides préconisés par la norme ISO 4037-1 [5] pour réaliser l'étalonnage et le contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants sont résumés dans le tableau 1.3. Ces sources radioactives disposent d'une distribution spectrale de la fluence des rayons γ discrète⁵.

Une évaluation numérique de la distribution énergétique normalisée du débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ d'une source radioactive de ^{137}Cs ⁶ placée dans l'environnement typique d'un laboratoire d'étalonnage est donnée en figure 1.1.

5. En négligeant l'éventuelle contribution des rayonnements diffusés par l'environnement.

6. Seule la raie de décroissance γ à 661,7 keV est pris en compte dans le terme source.

Source	Energie(s) (keV)	Intensité(s) (%)
^{60}Co	1332,492	99,98
	1173,228	99,85
^{137}Cs	661,657	84,99
^{241}Am	59,54	35,92
	26,34	2,31

TABLEAU 1.3 – Principales raies γ des radionucléides de référence (source : www.nucleide.org/Laraweb [9])

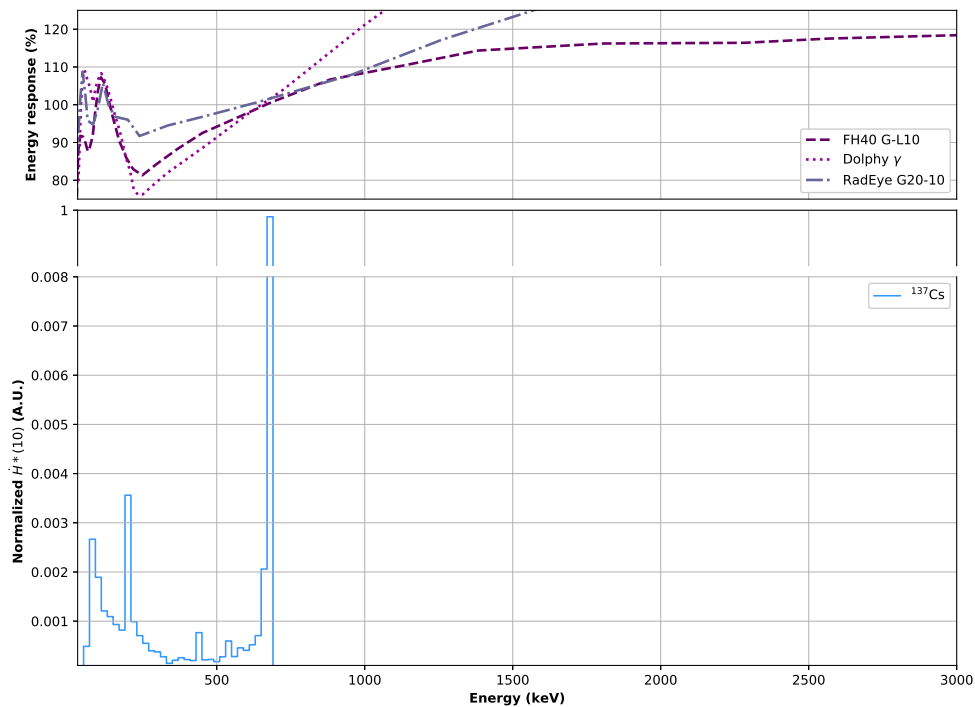


FIGURE 1.1 – Réponse en énergie de radiamètres et modélisation numérique (MCNP-X) de la distribution énergétique normalisée du débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ d'une source de ^{137}Cs dans l'environnement typique d'un laboratoire d'étalonnage. Remarque : l'axe des ordonnées est tronqué pour permettre l'identification du pic de rétrodiffusion à environ 184 keV

Le ^{137}Cs est l'un des radionucléides les plus produits dans les Centres Nucléaires de Production d'Electricité (CNPE) lors de la fission de l' ^{235}U . De plus, sur le terrain, les émetteurs de rayonnements γ couvrent une gamme en énergie comprise entre quelques dizaines de keV et environ 1,2 MeV pour le ^{60}Co . Les sources de ^{137}Cs sont donc privilégiées dans le cadre de la métrologie des rayonnements ionisants. Par conséquent, la courbe de réponse en énergie de la majorité des radiamètres est normalisée à 661,7 keV. Cette normalisation entraîne généralement une sous-estimation du débit d'équivalent de dose ambiant

indiqué par un radiamètre lorsque l'énergie du rayonnement ionisant est comprise entre 150 et 661,7 keV et une sur-estimation au delà de 661,7 keV.

Sur le terrain, les sources émettrices de rayonnements X et γ sont généralement multiples et ces rayonnements vont interagir avec la matière⁷ et entraîner une déformation et un étalement de la distribution spectrale de la fluence des rayons X et γ au point de référence des instruments de mesure. Les instruments de mesure de rayonnements ionisants sont ainsi susceptibles de donner une indication erronée, représentant un risque pour la radioprotection notamment en cas de sous-estimation. Les distributions spectrales mises en œuvre lors des étalonnages et des vérifications de l'étalonnage devraient donc être représentatives des conditions réelles d'utilisation des instruments sur le terrain.

1.3.2 Contrainte sanitaire

Les sources radioactives utilisées pour l'étalonnage et la vérification de l'étalonnage d'instruments de mesure de rayonnements ionisants, préconisées par la norme ISO 4037-1 [5], sont intégrées à des conteneurs de source dont un exemple est donné en figure 1.2.



FIGURE 1.2 – Exemple de conteneur de source (CEA)

Souvent constitués de plomb, ces conteneurs permettent d'atténuer le débit d'équivalent de dose ambiant produit par les rayonnements γ en dessous d'un niveau acceptable⁸.

L'exposition aux rayonnements γ de la source n'est possible qu'à la condition de l'ouverture d'un obturateur mécanisé et automatisé. Par conséquent, le principal risque lié à l'utilisation de ces conteneurs est un blocage de l'obturateur lors de son ouverture ou de sa fermeture, pouvant entraîner un risque d'irradiation externe grave pour un travailleur.

1.3.3 Contrainte de temps

Les sources radioactives placées dans les conteneurs de source sont généralement collimatées afin de fournir un faisceau de rayonnements γ unidirectionnel et réduire l'influence

7. Principalement par effet photoélectrique, diffusion Compton et matérialisation (voir chapitre 4).

8. 80 μ Sv sur un mois pour respecter la zone publique par exemple.

du spectre des rayonnements diffusés. Ainsi, l'ouverture angulaire du faisceau est telle qu'il n'est pas possible de réaliser l'étalonnage ou la vérification de l'étalonnage de plus d'un radiamètre à la fois.

De plus, dans le but de couvrir toute la gamme de mesure en débit d'un radiamètre, il est nécessaire de le déplacer afin de régler plusieurs débits d'équivalent de dose ambiant selon l'équation 1.2. Ce déplacement augmente l'incertitude sur la valeur du débit d'équivalent de dose ambiant de référence.

$$\dot{H}_x^*(10) = \frac{\dot{H}_{x_0}^*(10) \cdot x_0^2}{x^2} \quad (1.2)$$

Avec :

$\dot{H}_x^*(10)$	débit d'équivalent de dose ambiant mesuré par l'instrument de mesure à la distance $d=x$ de la source
$\dot{H}_{x_0}^*(10)$	débit d'équivalent de dose ambiant mesuré par l'instrument de mesure à la distance $d=x_0$ de la source
x	distance par rapport à la source
x_0	distance de référence par rapport à la source

Ainsi, malgré une automatisation possible du procédé à l'aide d'un convoyeur d'échantillons, la productivité de cette méthode est intrinsèquement limitée par l'utilisation d'une source radioactive. Le temps d'immobilisation du matériel est donc important et peut devenir une contrainte forte lorsque le nombre d'instruments à vérifier est élevé.

Enfin, la loi française a introduit une période maximale de dix ans d'utilisation des sources radioactives pouvant être étendue de façon limitée. Au-delà de cette période d'utilisation, la source doit être reprise et changée, impliquant un coût significatif pour les laboratoires d'étalonnages et d'essais.

Chapitre 2

Méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants développée par **ATRON METROLOGY**

2.1 Contexte et objectifs du projet

2.1.1 Genèse du projet

ATRON METROLOGY est une filiale de CERAP PREVENTION, groupe ENGIE, acteur majeur de la radioprotection en France depuis 1988 et dont les principaux secteurs d'activité sont :

- les études de sûreté, de radioprotection, de mesures nucléaires,
- la radioprotection opérationnelle en milieux nucléaires,
- le contrôle ventilation des environnements contaminants,
- l'instrumentation nucléaire, notamment en termes de maintenance opérationnelle des instruments de mesure de rayonnements ionisants.

ATRON METROLOGY est né d'une ambition forte de CERAP PREVENTION de consolider son positionnement dans l'instrumentation nucléaire au moyen d'une technologie de rupture visant à abandonner l'utilisation de sources radioactives au profit d'une irradiation maîtrisée.

Une rencontre entre le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC Caen) et CERAP PREVENTION, initiée par le pôle NUCLEOPOLIS, a permis la création d'un contrat de collaboration durable entre CERAP PREVENTION, ATRON METROLOGY et le LPC Caen afin de développer une méthode innovante d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants (X ou γ) utilisés en radioprotection.

2.1.2 Objectifs du projet

ATRON METROLOGY a pour objectifs :

- de proposer une méthode d'étalonnage et de vérification de l'étalonnage d'instruments de mesure de rayonnements ionisants de type radiamètres et débimètres X sur de larges gammes d'énergies et de débits de kerma dans l'air,
- de s'affranchir de sources radioactives, pour répondre aux contraintes citées en partie 1.3.

Le moyen envisagé est l'utilisation du rayonnement de freinage d'électrons accélérés à quelques MeV comme source de rayonnements X en lieu et place des sources radioactives jusqu'alors utilisées [10] [11].

Dans la suite de ce document, le terme “*instrument de mesure de rayonnements ionisants*” désignera spécifiquement un radiamètre ou un débimètre X utilisé en dosimétrie opérationnelle ou d'ambiance et en radioprotection.

2.1.3 Avantages de la méthode développée par ATRON METROLOGY

2.1.3.1 Argument métrologique

Lorsqu'ils sont freinés par une cible de conversion constituée d'un matériau adéquat¹, les électrons perdent une partie de leur énergie en produisant des rayons X de freinage. La distribution spectrale de la fluence de ces rayonnements X est continue et s'étend d'une énergie nulle à l'énergie des électrons incidents.

Une évaluation numérique de la distribution énergétique normalisée du débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ du rayonnement X de freinage de l'accélérateur d'ATRON METROLOGY pour une haute-tension de 3000 kV est donnée en figure 2.1 et superposée à la distribution de la source de ^{137}Cs présentée à la section 1.3.1. La distribution obtenue couvre une large gamme énergétique, plus représentative des conditions réelles d'exposition sur le terrain et de la réponse en énergie des instruments de mesure.

Sur la distribution obtenue, il est possible de mettre en évidence deux points particuliers : un point d'inflexion à environ 250 keV et un pic à 511 keV. Le point d'inflexion à 250 keV semble correspondre à la superposition d'une contribution primaire et d'une contribution liée aux rayonnements diffusés. Une analyse numérique supplémentaire pourrait permettre de confirmer cette hypothèse, mais n'a pas été mise en œuvre au moment de cette rédaction. Le pic à 511 keV correspond aux deux rayons γ de 511 keV issus de l'annihilation des positrons produits par matérialisation.

De plus, l'incertitude sur le champ de rayonnements X de référence est réduite par l'utilisation d'étalons secondaires directement dans le champ et permet une évaluation de la conformité des instruments par conséquent plus fine.

1. De préférence un matériau lourd, tel que le tantale ou le tungstène.

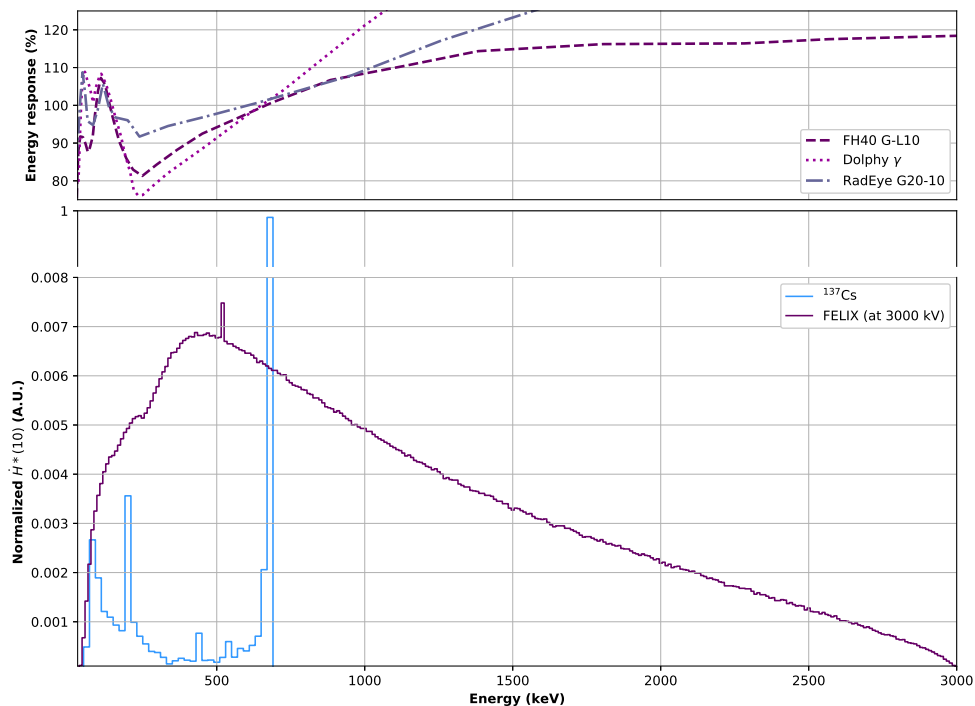


FIGURE 2.1 – Réponse en énergie de radimètres et modélisations numériques (MCNP-X) de la distribution énergétique normalisée du débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ d'une source de ^{137}Cs dans l'environnement d'un laboratoire d'étalonnage et du rayonnement de freinage de l'accélérateur d'ATRON METROLOGY pour une haute-tension accélératrice de 3000 kV.

Remarque : l'axe des ordonnées est tronqué

2.1.3.2 Argument sanitaire

Un accélérateur d'électrons étant un dispositif électrique, l'émission des rayonnements X est stoppée lorsque la tension d'alimentation est coupée. De plus, lorsque l'énergie des électrons est inférieure aux seuils usuels d'activation [12], les rayons X de freinage produits ne peuvent pas engendrer de réactions nucléaires. Ainsi, à l'aide d'un système de sécurité conforme aux normes en vigueur, le risque d'une irradiation accidentelle d'un travailleur est fortement réduit relativement à celui lié à l'utilisation d'une source radioactive.

De plus, l'utilisation d'un accélérateur d'électrons permet de s'affranchir de la gestion de déchets nucléaires en cas d'absence de réactions photonucléaires².

2.1.3.3 Rendement

Le réglage de la haute-tension et du courant de l'accélérateur permettant d'ajuster le débit de kerma dans l'air délivré par l'accélérateur est instantané. Il n'est donc plus nécessaire de déplacer les instruments de mesure de rayonnements ionisants en face de la

2. Donc pour des faisceaux d'énergie inférieure à 8 MeV environ.

source de rayonnements pour sonder l'ensemble de la gamme de mesure de ces derniers.

De plus, lorsqu'un balayage approprié des électrons sur la cible est appliqué, le champ de rayonnements X produit peut être étendu spatialement et homogénéisé en termes de débits de kerma dans l'air³. Plusieurs instruments de mesure de rayonnements ionisants peuvent ainsi être placés en face de l'accélérateur afin d'être contrôlés simultanément.

2.2 Installation et procédé mis en œuvre

2.2.1 Description de l'installation

2.2.1.1 Plan de l'installation

ATRON METROLOGY est implanté dans la zone d'activité des Vindits, à Cherbourg-en-Cotentin, dans la Manche. D'une surface d'environ 700 m², le bâtiment est constitué :

- d'une zone tertiaire (bureaux, salle de réunion),
- d'un laboratoire de comptage par scintillation liquide,
- d'une zone de maintenance (zone de réception-stockage-expédition (ZRSE), atelier de maintenance, zone de gestion des instruments contaminés (ZGAC)),
- d'une zone contrôlée (salle accélérateur, salle d'irradiation) représentée sur la figure 2.2 et une salle de contrôle & commande.

Les murs en périphérie de la salle d'irradiation et de la salle accélérateur sont constitués de béton, d'une épaisseur minimale de 2100 mm afin d'assurer la radioprotection. Deux portes plombées permettent de fermer l'accès à la salle d'irradiation.

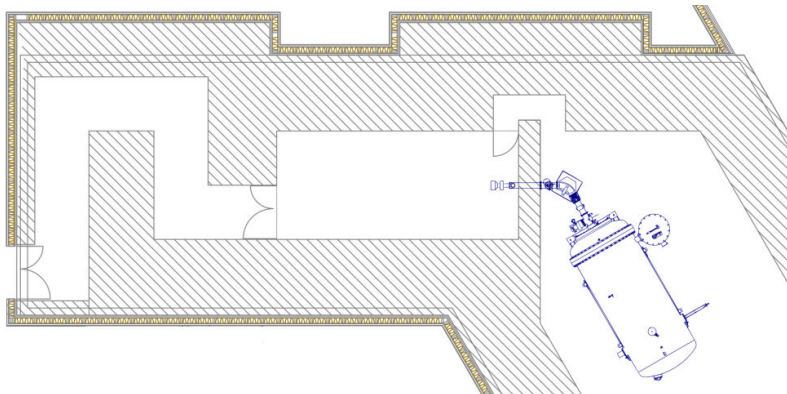


FIGURE 2.2 – Plan de la salle d'irradiation (centre) et de la salle accélérateur (droite)

La salle d'irradiation dispose d'une surface au sol de 6700 x 3000 mm² et d'une hauteur de 2600 mm. Une centrale de traitement de l'air maintient les conditions ambiantes de température, d'hygrométrie et de pression autour de valeurs acceptables dans la salle d'irradiation.

3. Ainsi qu'en termes des différents débits d'équivalent de dose en considérant la distribution spectrale uniforme aux points de mesure.

Un ensemble de signalisations lumineuses et sonores et de dispositifs d'urgence sont placés dans et en périphérie de l'installation, conformément à la norme NF M 62-105 [12] relative à l'installation d'accélérateurs industriels.

2.2.1.2 Accélérateur électrostatique d'électrons

L'accélérateur d'électrons utilisé, nommé Faisceau d'Electrons et Ligne d'Irradiation X (FELIX), est un accélérateur électrostatique de type *Singletron* conçu par High Voltage Engineering (HVE) permettant de délivrer un faisceau d'électrons monoénergétiques, dont les caractéristiques principales sont données dans le tableau 2.1.

Grandeur	Valeur min.	Valeur max.
Haute-tension	200 kV	3,5 MV
Courant continu	1 pA	1 mA
Débit kerma dans l'air (à 1 m)	1 $\mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$	500 $\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$
Débit de dose électrons (dans le silicium)		10 $\text{MGy/s}(\text{Si})$

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques principales de l'accélérateur d'électrons FELIX

Les électrons sont produits par un cristal d'hexaborure de lanthane (LaB_6), accélérés dans un tube en verre sous vide ($\approx 5\cdot 10^{-8}$ mbars) et déviés par un dipôle magnétique jusqu'à la salle d'irradiation. Une cible de conversion constituée de tantale arrête les électrons et produit un champ de rayonnements X de freinage.

La fin de la ligne faisceau électrons et la cible sont représentées en figure 2.3. La cible est constituée de trois plaques de tantale entourées par un bloc en cuivre (partie orange sur la figure) refroidi par un circuit de refroidissement. L'arrière de la cible est constitué d'une partie en carbone (partie noire sur la figure) autorisant la mesure des électrons rétrodiffusés. L'accélérateur FELIX est plus amplement décrit au chapitre 7.

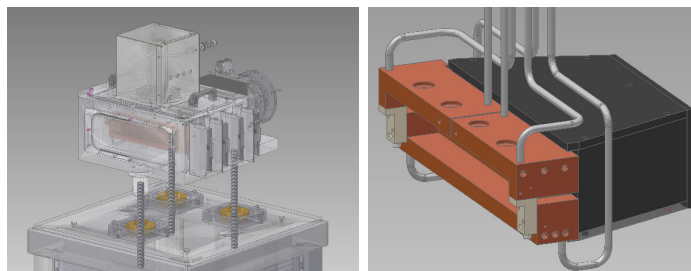


FIGURE 2.3 – Cible de conversion dans son enceinte en aluminium (gauche) et cible de conversion (droite) constituée des plaques de tantale, du bloc de cuivre et de la *carbon cup*

2.2.1.3 Passeur d'échantillons

Afin d'automatiser les étalonnages et les vérifications de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants et d'assurer la reproductivité de leur placement, un

passer d'échantillons a été conçu en collaboration avec le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen.

Ce passer, représenté sur la figure 2.4, est constitué d'un support contenant le motoréducteur et l'électronique de puissance, d'un plateau circulaire et de douze secteurs en acier inoxydable. Des gabarits en polyéthylène, représentés en figure 2.5, usinés aux dimensions des différents instruments à contrôler, sont disposés sur les secteurs du passer d'échantillons. Chaque gabarit peut accueillir jusqu'à trois instruments de mesure. Par conséquent, trente-six instruments de mesure peuvent être disposés sur le passer d'échantillons. Une caméra fixée sur un bras en acier inoxydable permet une lecture indirecte de l'indication des instruments de mesure.



FIGURE 2.4 – Passer d'échantillons

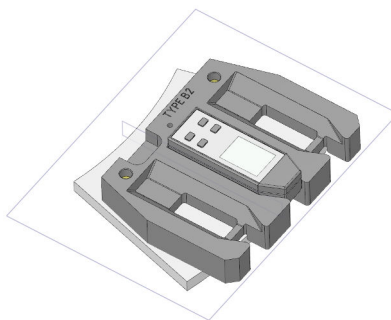


FIGURE 2.5 – Détails d'un gabarit de FH40 G-L10

Le passer d'échantillons peut être placé et ancré au sol en deux positions de sorte que le point de mesure soit à un ou trois mètre(s) de la fin de la ligne faisceau électrons de l'accélérateur. Une implantation du passer d'échantillons dans la salle d'irradiation est représentée en figure 2.6.

2.2.1.4 Chaînes moniteurs

Dans le but de mesurer et suivre le kerma dans l'air, l'équivalent de dose ambiant et leurs débits associés au cours d'une irradiation, des chambres d'ionisation de marque

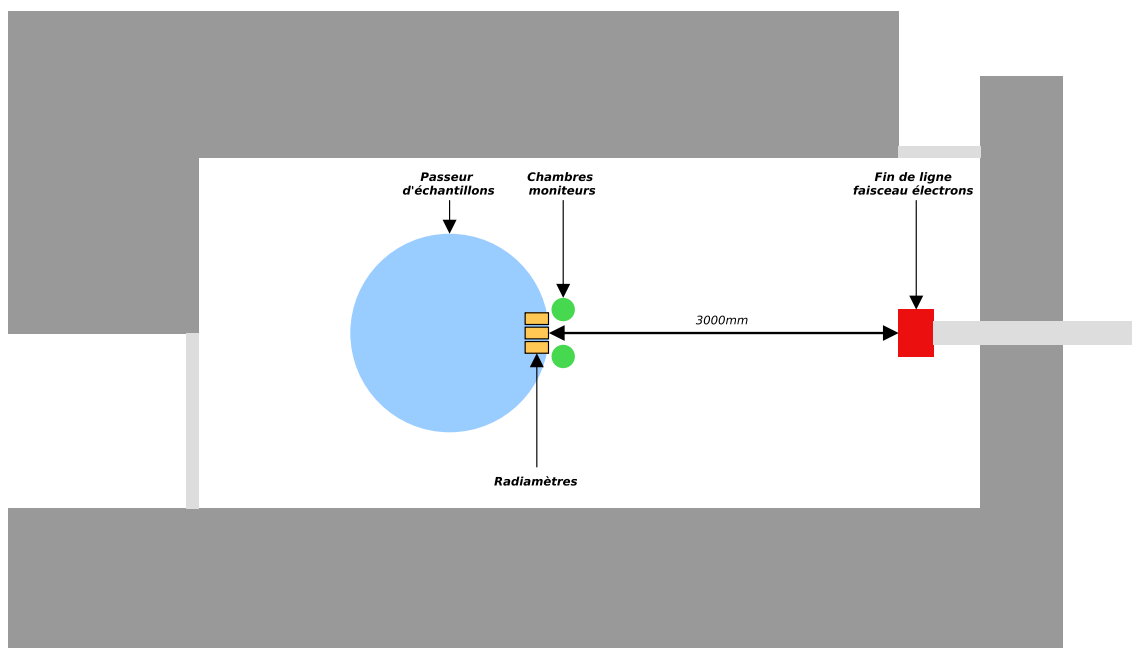


FIGURE 2.6 – Plan simplifié de la salle d'irradiation

PTW, reliées à des électromètres de précision, sont disposées sur le passeur d'échantillons, en avant et en dessous des instruments de mesure. Les éléments constitutifs des chaînes de mesure sont donnés dans le tableau 2.2.

Éléments	Références
Trois chambres d'ionisation sphériques 1L	000601, 000602, 000603
Trois câbles de mesure	000601, 000602, 000603
Deux électromètres UNIDOS Weblin	002554, 002555

TABLEAU 2.2 – Éléments constitutifs des chaînes moniteur

Deux chaînes de mesure sont présentes en permanence sur le passeur d'échantillons (voir figures 2.4 et 2.6). La troisième chambre et son câble associé sont stockés et utilisés en cas de défaillance de l'une des deux chambres principales.

Une chaîne de mesure est constituée d'une chambre d'ionisation, d'un câble et d'un électromètre. Elles ont été définies comme indiqué dans le tableau 2.3.

Les chaînes de mesure ont été étalonnées en termes de kerma dans l'air, d'équivalent de dose ambiant et de leurs débits associés directement sur les qualités de faisceau de l'accélérateur, par l'intermédiaire d'une chambre d'ionisation primaire développée par le Laboratoire National Henri BECQUEREL (LNHB). Cet étalonnage est détaillé dans la partie 8.

Chaîne	Eléments		
	<i>Chambre</i>	<i>Câble</i>	<i>Electromètre</i>
Chaîne 601	000601	000601	002554
Chaîne 602	000602	000602	002555
Chaîne 603	000603	000603	002554 / 002555

TABLEAU 2.3 – Composition des chaînes de mesure

2.2.2 Description du procédé

Une description non exhaustive du procédé d'étalonnage et de contrôle de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants est donnée ci-dessous. Plus de détails sont livrés dans le chapitre 9.

2.2.2.1 Identification des instruments

Les instruments de mesure de rayonnements ionisants soumis à l'étalonnage ou au contrôle périodique de l'étalonnage possèdent un identifiant unique, traduit par un QR-code, apposé sur l'instrument par le client ou par CERAP PREVENTION. Les informations relatives à un instrument sont stockées dans une base matériels (GMat) commune à CERAP PREVENTION et ATRON METROLOGY. Lorsqu'un instrument n'est pas identifié dans GMat, il y est intégré et un QR-code est imprimé et apposé sur l'instrument si nécessaire.

2.2.2.2 Vérification fonctionnelle des instruments

Avant de réaliser l'étalonnage ou la vérification de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants, un opérateur effectue une vérification fonctionnelle consistant à contrôler les paramètres généraux des instruments, par exemple le niveau de charge de la batterie ou des piles, l'allumage, le fonctionnement des boutons, le contrôle de l'audibilité de l'alarme sonore et de la visibilité de l'éventuelle alarme lumineuse, la mesure du bruit de fond, la lisibilité de l'écran, l'absence de message d'erreur, etc.

2.2.2.3 Positionnement des instruments sur le passeur d'échantillons

L'opérateur allume et place les instruments à contrôler sur les gabarits adéquats, les apporte dans la salle d'irradiation puis les positionne sur le passeur d'échantillons. A l'aide d'une application d'affectation de positionnement, chaque instrument est associé à une position sur le passeur d'échantillons afin de construire une recette d'irradiation.

2.2.2.4 Lancement de la phase d'irradiation

La recette d'irradiation est envoyée à l'automate de contrôle du procédé. Celui-ci contrôle l'accélérateur et les différents instruments de mesure en salle d'irradiation et sauvegarde les données brutes d'irradiation, telles que les valeurs de référence, les prises

de vue de la caméra fixée sur le passeur d'échantillons, les conditions ambiantes, etc.

2.2.2.5 Analyse et vérification des résultats produits

Après une irradiation, l'opérateur charge les données brutes produites par l'automate sur un logiciel d'analyse afin de reporter l'indication des instruments de mesure de rayonnements ionisants. Le logiciel applique les facteurs d'étalonnage des chambres d'ionisation moniteurs selon la configuration d'irradiation.

Dans un second temps, un vérificateur⁴ charge les données traitées sur un logiciel de vérification pour les relire. Si le vérificateur identifie une erreur réalisée par l'opérateur, il la corrige et les données sont mises à jour.

A l'issue de ces deux phases d'analyse et de vérification, le constat d'étalonnage est automatiquement généré.

4. Personne qualifiée et habilitée, autre que l'opérateur

Deuxième partie

**Radioprotection et détection des
rayonnements ionisants**

Chapitre 3

Introduction à la radioprotection

3.1 Principes de la radioprotection

La radioprotection consiste à protéger l'Homme et son environnement des effets néfastes des rayonnements ionisants.

L'article L1333-2 [13] du Code de la Santé Publique énonce trois grands principes fondamentaux pour la radioprotection, initialement définis par la CIPR [14] : la justification, l'optimisation et la limitation. Ces trois fondements, détaillés ci-après, doivent nécessairement être satisfaits pour autoriser l'exercice d'une activité nucléaire, quelle qu'elle soit.

3.1.1 Justification

Le principe de justification précise qu'une activité nucléaire ne peut être entreprise que si celle-ci est justifiée par les avantages qu'elle procure comparés à la quantité de rayonnements ionisants à laquelle l'Homme et l'environnement sont susceptibles d'être exposés [13]. Les avantages en question peuvent être sanitaires, sociaux, économiques ou scientifiques par exemple. Par conséquent, le principe de justification ne tient pas uniquement compte du niveau de dose auquel sont exposés l'Homme ou l'environnement, mais aussi du bénéfice attendu. Par exemple, dans le cadre de la médecine nucléaire, de l'imagerie à la thérapie, une dose importante peut être délivrée à un patient.

3.1.2 Optimisation

Le principe d'optimisation, aussi connu sous le nom de principe ALARA : *As Low As Reasonably Achievable*, consiste à maintenir l'exposition aux rayonnements ionisants de l'Homme et l'environnement au niveau le plus faible qu'il est raisonnablement possible d'atteindre [13].

Afin de réduire l'exposition aux rayonnements ionisants, trois mesures sont mises en œuvre conjointement ou non :

- la réduction de la fréquence et/ou de la durée d'exposition aux rayonnements ionisants,
- la mise en place de protections collectives et/ou individuelles,
- l'éloignement du terme source.

La gestion du risque tient notamment compte des aspects économiques et sanitaires pour définir ce niveau “raisonnable” qu’il est possible d’atteindre.

3.1.3 Limitation

Le principe de limitation consiste à établir des limites réglementaires d’exposition aux rayonnements ionisants d’origine à ne pas dépasser [13]. Ces limites, présentées dans la section 3.2.1, sont différentes pour le public ou les travailleurs et ne tiennent pas compte des expositions médicales.

Les dosimètres, passifs et actifs, permettent le suivi de l’exposition des travailleurs et le respect des limites réglementaires. Le bon étalonnage et le contrôle périodique de l’étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés en radioprotection sont donc essentiels au respect des principes d’optimisation et de limitation.

3.2 Limites de dose et zonage radiologique

3.2.1 Limites de dose du public et des travailleurs

La radioactivité naturelle provient de différentes sources de rayonnements ionisants telles que les rayonnements cosmiques ou le radon par exemple (figure 3.1). Celle-ci implique une exposition annuelle moyenne en termes de dose efficace corps entier¹ d’environ 2,9 mSv [15] par habitant en France métropolitaine. Dans certaines régions du monde, par exemple en Inde, en Chine ou au Brésil, l’exposition naturelle annuelle moyenne de certaines population peut atteindre des valeurs plus importantes, entre 10 et 50 mSv par habitant.

Lorsqu’un travailleur est susceptible d’être exposé à des rayonnements ionisants d’origine à un niveau de dose efficace corps entier supérieur à 1 mSv par an, il doit être catégorisé et suivi médicalement. Les limites de dose annuelles des travailleurs catégorisés sont indiquées dans le tableau 3.1. Les jeunes de moins de dix-huit ans et les femmes enceintes, dont les limites sont définies dans les articles R4451-7 [16] et R4451-8 [17] du Code du Travail, font exception.

Zone d’exposition	Limite d’exposition
Corps entier	Dose efficace < 20 mSv sur douze mois consécutifs
Extrémités et peau	Dose équivalente < 500 mSv sur douze mois consécutifs
Cristallin	Dose équivalente < 20 mSv sur douze mois consécutifs

TABLEAU 3.1 – Limites de dose réglementaires d’un travailleur catégorisé hors jeunes de moins de dix-huit ans et femmes enceintes (article R4451-6 du Code du Travail [18])

Remarque : au moment de l’écriture de ce manuscrit, la limite d’exposition au cristallin est de 100 mSv et ce jusqu’au 30 juin 2023. La valeur présentée dans le tableau 3.1 sera

1. La dose efficace corps entier est une grandeur de protection. Elle est définie au chapitre 4.2.2.

Expositions naturelles et artificielles annuelles

Bilan IRSN 2015 (total 4,5 mSv/an)

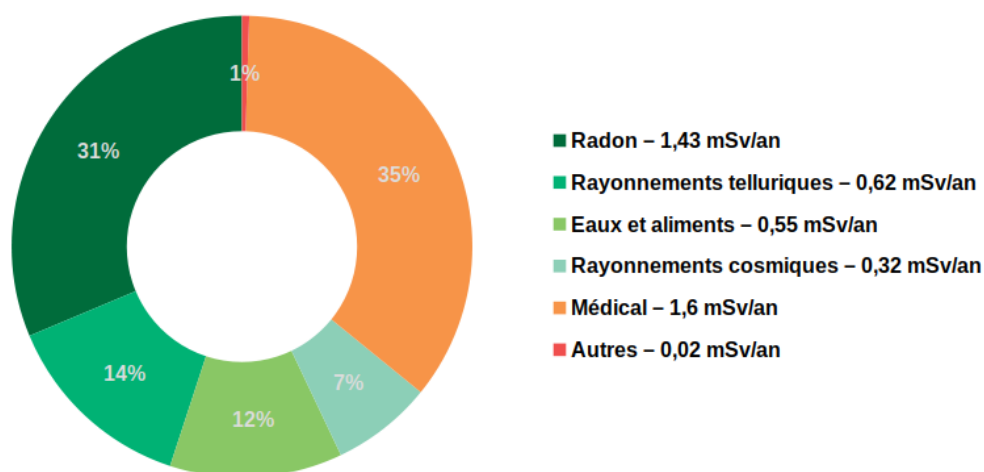


FIGURE 3.1 – Exposition annuelle moyenne aux rayonnements ionisants d’origine naturelle et artificielle en France métropolitaine (rapport IRSN 2015-00001 [15])

en vigueur à partir du premier juillet 2023.

3.2.2 Zonage radiologique

Une zone de travail est non réglementée lorsqu’un travailleur n’est pas susceptible d’être exposé à des niveaux de dose dépassant ceux présentés dans le tableau 3.2. Au delà de ces niveaux de dose, la zone devient réglementée. Les différentes zones réglementées et leurs limites de dose en termes de dose efficace corps entier associées sont données sur la figure 3.2.

Zone d’exposition	Limite d’exposition
Corps entier	Dose efficace < 80 μ Sv par mois
Extrémités ou peau	Dose équivalente < 4 mSv par mois

TABLEAU 3.2 – Limites de dose réglementaires de la zone non réglementée (décret n°2018-437 du 4 juin 2018 [19])

En fonction du zonage radiologique mis en place, des règles spécifiques de signalisation et de dosimétrie s’appliquent. Le port d’une dosimétrie opérationnelle, adaptée aux rayonnements présents, est par exemple obligatoire à l’entrée d’une zone contrôlée.

Zone non réglementée	Zone surveillée bleue	Zones contrôlées			
		verte	jaune	orange	rouge
	80 μSv (1 mois)	1,25 mSv (1 mois)	4 mSv (1 mois)	2 mSv (1 heure)	100 mSv (1 heure)

FIGURE 3.2 – Zones réglementées et limites d'exposition en termes de dose efficace corps entier associées (décret n°2018-437 du 4 juin 2018 [19])

3.3 Radioprotection appliquée aux locaux d'ATRON METROLOGY

Une demande d'autorisation d'exercice d'une activité nucléaire a été déposée par ATRON METROLOGY auprès de l'Autorité de Sûreté Nucléaire [20]. Dans le cadre de cette demande d'autorisation, une évaluation du débit de kerma dans l'air dans l'installation et du débit d'équivalent de dose ambiant en périphérie de l'installation ont été réalisées afin d'établir un zonage radiologique approprié.

L'installation est par ailleurs conforme aux recommandations de la norme NF M62-105 [12], précisant les dispositifs de sécurité à mettre en œuvre pour l'installation d'un accélérateur de particules industriel. La zone contrôlée d'ATRON est constituée des dispositifs de sécurité suivants :

- les murs périphériques, délimitant la zone à risque d'irradiation et comportant une unique entrée,
- la porte d'accès, pouvant être verrouillée de l'extérieure à l'aide d'un badge magnétique et ouverte librement de l'intérieur,
- les dispositifs d'arrêt d'urgence dans la salle accélérateur, la salle d'irradiation et dans le couloir d'accès à la salle d'irradiation,
- les détecteurs d'ouverture de porte, présents sur la porte d'accès, la porte délimitant la salle accélérateur de la salle d'irradiation et la porte délimitant la salle d'irradiation du couloir d'accès,
- les alarmes sonores dans la salle accélérateur, la salle d'irradiation et devant la porte d'accès, audibles dans et en périphérie de la zone contrôlée,
- les feux tricolores (rouge, orange, vert) dans la salle accélérateur, la salle d'irradiation et devant la porte d'accès,
- les trisecteurs lumineux bleu, jaune et rouge devant la porte d'accès.

En plus de ces dispositifs, deux boutons de ronde présents en salle accélérateur et d'irradiation et une clé prisonnière permettant l'ouverture et le verrouillage de la porte d'accès contribuent à la mise en sécurité de l'installation.

3.3.1 Débits de dose accessibles

La zone contrôlée où est placé l'accélérateur et où sont réalisées les irradiations a été décrite sommairement dans la partie 2.2.1. Des passages de câbles sont nécessaires au

contrôle de l'accélérateur, à l'installation des dispositifs de sécurité et à la mise en œuvre d'instruments de mesure dans la salle d'irradiation. De la même façon, des gaines en toiture permettent la ventilation des locaux. Ceux-ci représentent de potentiels points de fuite de rayonnements et doivent être modélisés avec soin (figure 3.3).

Le débit de kerma dans l'air \dot{K}_a puis le débit d'équivalent de dose ambiant \dot{H}^* (10) ont été évalués en tous points de la salle d'irradiation et de la chicane ainsi qu'en quelques points périphériques définis d'intérêt pour la surveillance radiologique :

- en toiture,
- autour de la salle d'irradiation,
- à la sortie de chaque passage de câbles.

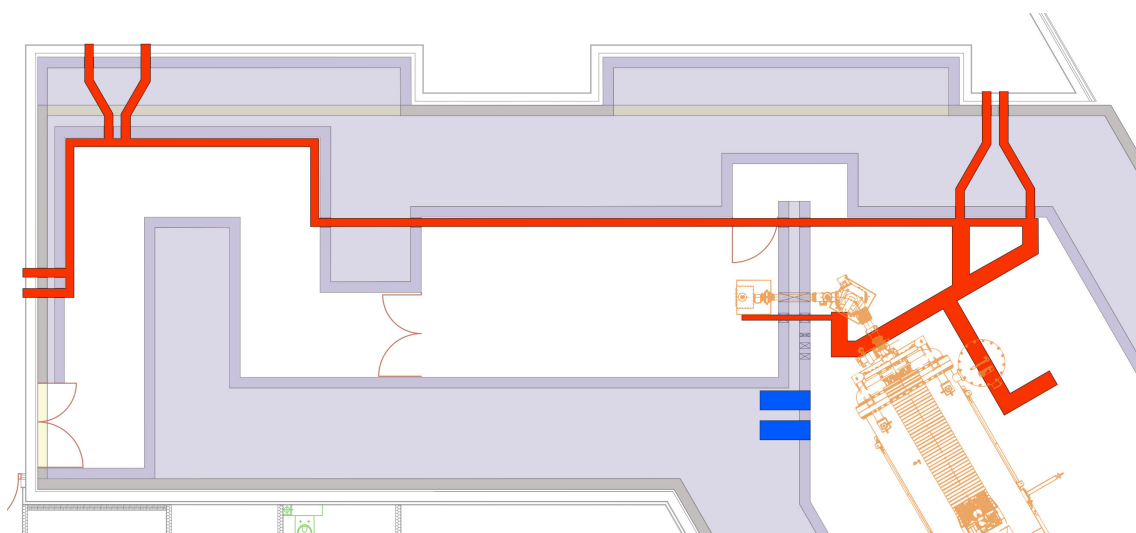


FIGURE 3.3 – Plan de l'installation FELIX, des passages de câbles au sol (rouge) et des gaines de ventilation en toiture (bleu)

3.3.1.1 Application de la norme NF M-62-105

Une première évaluation des débits de kerma dans l'air accessibles dans l'installation FELIX est réalisée à partir de l'annexe E de la norme NF M62-105 [12] relative aux installations d'accélérateurs industriels. Le détail des calculs est donné en annexe A.1.

Cette évaluation permet d'estimer l'épaisseur des protections biologiques nécessaires pour maintenir une zone non réglementée en périphérie de l'installation FELIX. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.3.

Dans les conditions les plus défavorables, la norme NF M62-105 [12] préconise donc des épaisseurs de protections biologiques en béton de minimum 210 cm dans la direction du faisceau et 170 cm perpendiculairement au faisceau.

HT (kV)	Dir. (°)	\dot{K}_a max. à 1 m (Gy.h ⁻¹)	Epaisseur pro. bio. (cm)
2000	0	300	160
2000	90	120	140
3500	0	912	210
3500	90	108	170

TABLEAU 3.3 – Evaluation des débits de kerma dans l’air \dot{K}_a accessibles en salle d’irradiation et estimation de l’épaisseur des protections biologiques en béton nécessaires pour obtenir un classement en zone non réglementée en périphérie de l’installation FELIX (voir annexe A.1)

3.3.1.2 Calculs numériques

La méthodologie générale des calculs de radioprotection s’appuie sur l’utilisation d’un code permettant de décrire la source d’électrons et la cible d’une part, de propager les particules et déterminer leur impact radiologique d’autre part.

Le débit d’équivalent de dose ambient $\dot{H}^*(10)$ est évalué à partir de la distribution spectrale de la fluence ϕ des rayons X calculée par le code de calcul Monte-Carlo MCNP-X, version 2.7.0, à partir du *tally* semi-déterministe F5² puis en utilisant les tables $\dot{H}^*(10)/\phi$ fournies par la dernière publication applicable de la CIPR [21].

La géométrie de l’installation est simplifiée et limitée à la salle d’irradiation et sa périphérie. La cartographie du débit d’équivalent de dose ambient $\dot{H}^*(10)$ obtenue à l’aide de MCNP-X à hauteur de la ligne faisceau d’électrons, dans la configuration la plus pénalisante à savoir pour une haute-tension de 3500 kV et un courant de 600 μ A, est donnée en figure 3.4. Certaines valeurs sont reportées sur cette figure, notamment à un mètre et six mètres de la fin de la ligne faisceau d’électrons et en périphérie de la salle d’irradiation.

Une comparaison des débits de kerma dans l’air \dot{K}_a estimés à l’aide de la norme NF M62-105 et des débits d’équivalent de dose ambient $\dot{H}^*(10)$ évalués à partir du code MCNP-X, et en faisant l’approximation $\dot{H}^*(10) \approx \dot{K}_a$, est donnée dans le tableau 3.4. Les deux évaluations donnent des valeurs de débits d’équivalent de dose ambiants du même ordre de grandeur.

La valeur calculée à un mètre à partir des abaques de la norme NF M62-105 est supérieure à celle calculée par MCNP-X d’environ 36 %. MCNP-X permet de simuler le balayage du faisceau d’électrons sur la cible d’une part et de prendre en compte l’autoabsorption des rayons X par la cible d’autre part, contrairement aux abaques de la norme NF M62-105. La valeur du débit d’équivalent de dose ambient évaluée par MCNP-X est donc naturellement plus faible.

A contrario, la valeur calculée à six mètres à partir de MCNP-X est supérieure à celle

2. Dans MCNP et MCNP-X un *tally* est un point, une surface ou un volume de détection permettant de fournir une grandeur physique (flux, fluence, distribution énergétique, etc.). Le *tally* F5 donne accès à l’évaluation du flux ϕ en un point de l’espace. Il s’agit d’un *tally* semi-déterministe effectuant une réduction de variance importante, conduisant à la réduction des temps de calcul.

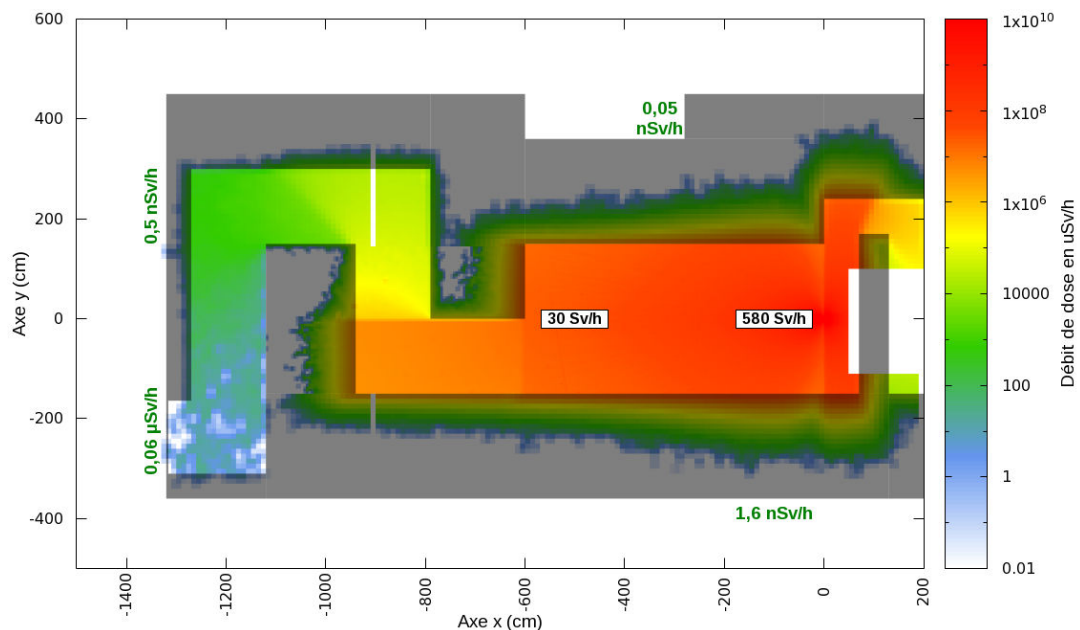


FIGURE 3.4 – Cartographie du débit d'équivalent de dose ambiante en salle d'irradiation et sa périphérie obtenue par MCNP-X

calculée par les abaques de la norme NF M62-105 d'environ 15,7 %. MCNP-X permet d'évaluer les rayons X diffusés par l'enceinte, contrairement aux abaques de la norme, entraînant un débit d'équivalent de dose ambiante plus important.

Configuration	Abaques	MCNP-X	Ecart
3500 kV, 600 μ A, 1 m	912 Sv/h	580 Sv/h	-36,4 %
3500 kV, 600 μ A, 6 m	25,3 Sv/h	30 Sv/h	15,7 %

TABLEAU 3.4 – Comparaison des débits de kerma dans l'air estimés à l'aide de la norme NF M62-105 et des débits d'équivalent de dose ambiante évalués à partir du code MCNP-X

Pendant le fonctionnement de l'accélérateur, la présence de personnel en toiture n'est pas requise. Dans ces conditions, il n'est pas nécessaire d'y assurer la radioprotection. L'épaisseur de la toiture a par conséquent été contrainte à 100 cm et l'accès en toiture est interdit lors du fonctionnement de l'accélérateur. L'évaluation numérique au point le plus pénalisant de la toiture conduit à un débit d'équivalent de dose ambiante maximal de $630 \pm 70 \mu\text{Sv/h}$.

3.3.1.3 Mesures expérimentales

Une mesure expérimentale du débit d'équivalent de dose ambiante a été réalisée en différents points de la zone contrôlée FELIX (figure 3.5) à l'aide de l'une des chambres d'ionisation PTW présentées à la section 2.2.1.4. Le courant du faisceau d'électrons est maintenu à 10 μ A et la haute-tension est réglée à 2000 kV puis 3500 kV.

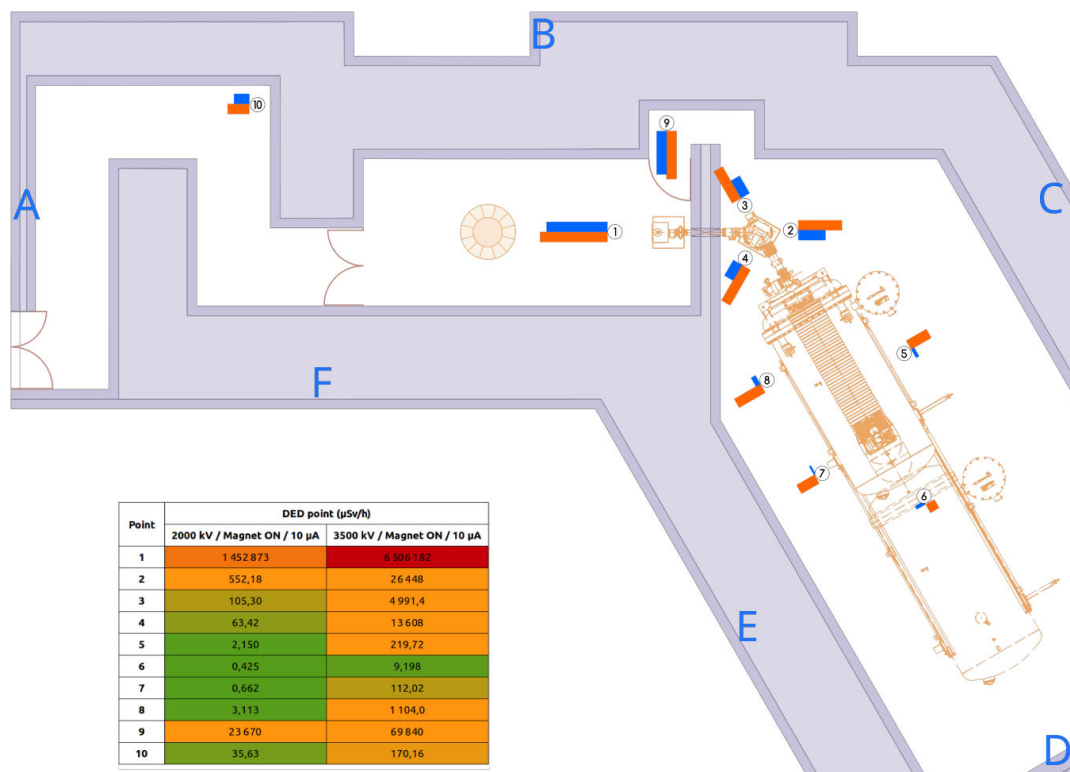


FIGURE 3.5 – Débits d'équivalent de dose ambiante mesurés dans la zone contrôlée FELIX lors du fonctionnement de l'accélérateur

Le débit d'équivalent de dose ambiante mesuré à un mètre de la fin de la ligne faisceau d'électrons est égal à 6,5 Sv/h lorsque le courant de l'accélérateur vaut 10 µA, soit 390 Sv/h lorsque l'accélérateur est réglé à une haute-tension de 3500 kV et à un courant de 600 µA. La comparaison des résultats donnés par MCNP-X et la mesure est donnée dans le tableau 3.5. La valeur mesurée à un mètre de la fin de la ligne faisceau d'électrons est inférieure d'environ 32,7 % à l'évaluation fournie par MCNP-X. Cette différence peut s'expliquer par la géométrie et les paramètres implémentés dans la simulation numérique, choisis de façon à être les plus pénalisants, de sorte à anticiper toute évolution future de la cible de conversion de l'accélérateur FELIX.

Configuration	MCNP-X	Mesure	Ecart
3500 kV, 600 µA, 1 m	580 Sv/h	390,4 Sv/h	-32,7 %

TABLEAU 3.5 – Comparaison des débits d'équivalent de dose ambiante évalués à partir du code MCNP-X et des débits d'équivalent de dose ambiante mesurés par les chambres d'ionisation PTW

Le dimensionnement des protections collectives de l'installation a été validé par la mesure des débits d'équivalent de dose ambiante³ dans l'ensemble des locaux adjacents à la salle accélérateur et la salle d'irradiation.

Une mesure préalable du bruit de fond, accélérateur à l'arrêt, en périphérie de l'instal-

3. L'instrument de mesure utilisé est un FH40 G-L10.

lation a été réalisée sur une série de 212 relevés et sur un temps suffisamment long pour évaluer les fluctuations naturelles. Il apparaît égal à $72,75 \pm 13,80$ nSv/h.

La recherche des éventuelles fuites de rayonnements a ensuite été effectuée en réglant l'accélérateur à son point de fonctionnement maximal (3500 kV, 600 μ A). Le débit d'équivalent de dose ambiant a été mesuré d'une part au niveau des passages de câbles et d'autre part sur l'ensemble des murs périphériques, par échantillonnage sur un quadrillage. Chaque face extérieure de la partie contrôlée est associée à une lettre. La face A est celle de l'entrée, puis les faces B à F sont celles obtenues par rotation dans le sens horaire. Chaque face est subdivisée en surfaces carrées de 1,5 m de côté (figure 3.5).

Les relevés obtenus (figure 3.6) montrent une légère augmentation du débit d'équivalent de dose ambiant sur la face B. Cependant, cette augmentation n'équivaut qu'à deux écarts-types des fluctuations naturelles du bruit de fond et n'est pas observée sur la face F qui lui est symétrique. Des mesures complémentaires effectuées ultérieurement sur la face B ont donné un débit d'équivalent de dose ambiant effectivement compatible avec celui du bruit de fond, confirmant qu'il s'agissait bien de fluctuations statistiques de ce dernier.

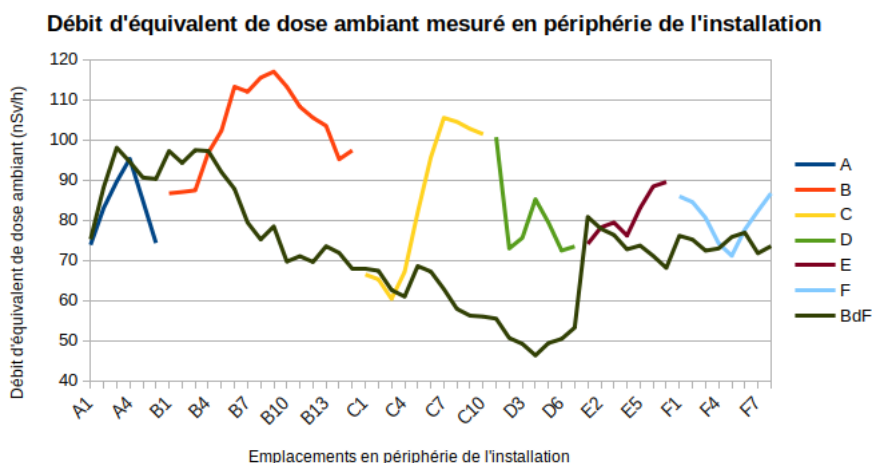


FIGURE 3.6 – Débits d'équivalent de dose ambiant mesurés en périphérie de l'installation

Ainsi, les mesures réalisées ne permettent pas de mettre en évidence un défaut d'homogénéité ou de dimensionnement des protections collectives de l'installation, validant ainsi les simulations numériques préalablement effectuées.

3.3.2 Zonage radiologique mis en place

L'exposition aux rayonnements ionisants n'étant pas continue dans le cadre de l'utilisation d'un accélérateur de particules, le zonage radioprotection mis en place est un zonage intermittent. Trois modes de fonctionnement de l'accélérateur sont donc définis :

- accélérateur en fonctionnement : le circuit haute-tension de l'accélérateur est alimenté,

- accélérateur hors-tension, tour de ronde réalisé : le circuit haute-tension de l'accélérateur n'est pas alimenté mais l'installation est mise en sécurité, autorisant par conséquent sa mise sous-tension,
- accélérateur hors-tension, tour de ronde non réalisé : le circuit haute-tension de l'accélérateur n'est pas alimenté et l'installation n'est pas mise en sécurité, empêchant sa mise sous-tension.

3.3.3 Accélérateur en fonctionnement

Le niveau d'exposition en salle d'irradiation pouvant excéder 100 mSv/h, le classement radiologique de cette pièce lors du fonctionnement de l'accélérateur est une zone contrôlée rouge. Par mesure conservatoire il a été choisi d'étendre le classement en zone contrôlée rouge de la salle d'irradiation à la salle accélérateur et au couloir d'accès à la salle d'irradiation.

La toiture de l'installation FELIX est classée en zone contrôlée jaune lors du fonctionnement de l'accélérateur. Cependant, afin de respecter le principe de justification et d'optimisation, l'accès à la toiture est interdit pendant le fonctionnement de l'accélérateur.

3.3.4 Accélérateur hors-tension, tour de ronde réalisé

Conformément à l'arrêté zonage, et sa circulaire d'application, lorsque l'accélérateur n'est pas verrouillé dans une position interdisant toute irradiation, la salle d'irradiation, la salle accélérateur et le couloir d'accès à la salle d'irradiation doivent être classés *a minima* en zone surveillée bleue.

Par mesure conservatoire, la toiture du bâtiment demeure classée en zone contrôlée jaune et son accès y est interdit.

3.3.5 Accélérateur hors-tension, tour de ronde non réalisé

Après avoir verrouillé l'accélérateur dans une position interdisant toute irradiation, deux cas sont définis :

- après une séquence d'irradiation et tant qu'une vérification de l'absence d'émission de rayonnements ionisants au niveau de la fin de la ligne faisceau d'électrons n'a pas été réalisée par un opérateur qualifié, l'installation FELIX est classée en zone surveillée bleue et la toiture du bâtiment demeure classée en zone contrôlée jaune par mesure conservatoire,
- après avoir procédé à une mesure de l'exposition au niveau de la fin de la ligne faisceau d'électrons par un opérateur qualifié confirmant l'absence d'émission de rayonnements ionisants, une procédure permet à la personne compétente en radioprotection (PCR) de l'installation de suspendre le classement en zones réglementées de la salle d'irradiation, la salle accélérateur, le couloir d'accès à la salle d'irradiation et la toiture du bâtiment.

Chapitre 4

Des interactions physiques aux grandeurs de radioprotection

4.1 Interactions rayonnements-matière

Les rayonnements particulaires ou électromagnétiques sont classés en deux catégories : les rayonnements non-ionisants et les rayonnements ionisants (figure 4.1). Les seconds possèdent une énergie suffisante pour ioniser la matière de façon directe ou indirecte contrairement aux premiers.

Les rayonnements directement ionisants sont constitués des particules chargées telles que les électrons, les positrons, les protons, les particules α , ou les ions accélérés par exemple. Celles-ci transmettent de l'énergie à la matière principalement par interactions coulombiennes et de façon déterministe.

Les rayonnements indirectement ionisants sont constitués des particules neutres telles que les photons (rayons X ou γ) et les neutrons. Celles-ci transmettent de l'énergie à la matière en deux étapes. Dans un premier temps, les particules neutres génèrent des particules chargées secondaires par des interactions stochastiques qui vont dans un second temps interagir de façon directe et déterministe avec la matière.

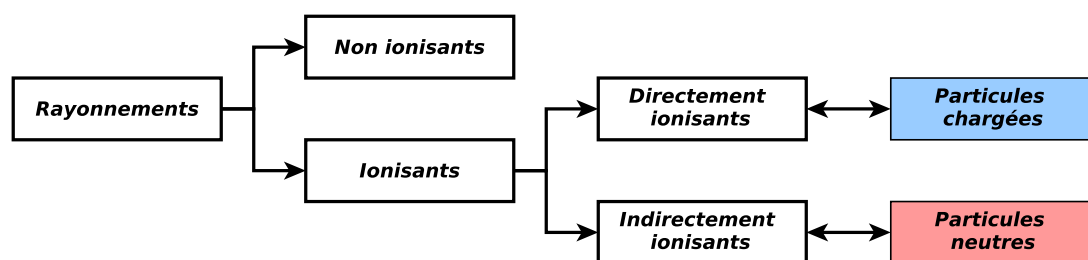


FIGURE 4.1 – Familles de rayonnements

Ces deux familles de rayonnements ionisants, détaillées dans les sous-parties 4.1.1 et 4.1.2, engendrent des ruptures de liaisons chimiques dans la matière et causent des dégâts moléculaires ou biologiques. L'étude des processus élémentaires d'interaction entre les rayonnements ionisants et la matière permet de quantifier les dépôts d'énergie et de

définir les grandeurs de mesure utiles à la dosimétrie et à la radioprotection, détaillées dans la partie 4.2.

4.1.1 Particules chargées

Les particules chargées possèdent une charge électrique et interagissent de façon déterministe avec la matière par interactions coulombiennes avec le nuage électronique des atomes ou par collisions inélastiques avec le champ électrostatique des noyaux du milieu [22].

La perte d'énergie d'une particule chargée est continue au cours du ralentissement. Par conséquent, lorsque l'épaisseur de matière traversée est suffisamment importante, la particule chargée y dépose toute son énergie et y est stoppée.

4.1.1.1 Cas particulier des électrons

L'interaction entre un électron et le nuage électronique d'un atome ou le champ électrostatique d'un noyau peut être élastique ou inélastique et se matérialise de deux manières :

- l'électron incident perd toute ou une partie de son énergie cinétique par une collision ou par un processus radiatif,
- l'électron incident change de direction par diffusion.

Le type et la probabilité d'interaction dépendent du paramètre d'impact b entre l'électron incident et l'atome cible de rayon R (voir les figures 4.2 et 4.3) comme indiqué dans le tableau 4.1.

$b \lesssim R$	Interaction la plus probable
$b \gg R$	l'électron incident transmet une faible quantité d'énergie cinétique au nuage électronique
$b \approx R$	l'électron incident transmet une grande quantité d'énergie cinétique au nuage électronique
$b \ll R$	l'électron incident interagit avec le champ électrostatique du noyau et est à l'origine du rayonnement de freinage

TABLEAU 4.1 – Interactions préférentielles selon le paramètre d'impact b de l'électron (Radiation Oncology Physics [22])

4.1.1.2 Interaction entre un électron et le nuage électronique d'un atome

L'interaction d'un électron avec le nuage électronique d'un atome conduit à une ionisation ou à une excitation de cet atome. L'ionisation survient lorsque l'électron incident éjecte un électron lié du nuage électronique et le libère. L'électron ainsi mis en mouvement va à son tour interagir avec la matière. L'excitation survient lorsque l'électron incident déplace un électron lié du nuage électronique d'un atome, d'un état d'énergie de liaison E_0 vers un état d'énergie E_1 supérieur. L'atome excité se désexcite par émission d'un ou

plusieurs rayon(s) X dont l'énergie totale correspond à la différence des énergies $E_1 - E_0$ ou par émission d'électrons Auger.

L'excitation se produit préférentiellement lorsque le paramètre d'impact b est grand devant le rayon R de l'atome cible tandis que l'ionisation se produit préférentiellement lorsque le paramètre d'impact b est environ égal au rayon R de l'atome cible (figure 4.2).

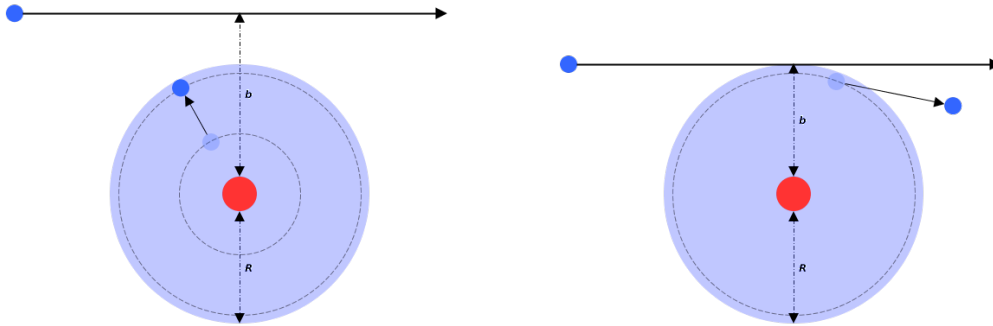


FIGURE 4.2 – Interactions entre un électron et le nuage électronique d'un atome pour deux paramètres d'impact b différents. Excitation de l'atome (à gauche) lorsque $b > R$ et ionisation de l'atome (à droite) lorsque $b \approx R$

4.1.1.3 Interaction entre un électron et le champ électrostatique d'un noyau

L'interaction d'un électron avec le champ électrostatique d'un noyau se caractérise par une diffusion, une perte d'énergie cinétique de l'électron et généralement l'émission de rayons X de freinage (figure 4.3). Le rayonnement de freinage, ou *bremssstrahlung*, est un processus se produisant lorsqu'une particule chargée, préférentiellement relativiste, interagit avec un champ électrique ou magnétique. L'énergie des rayons X produits est comprise entre une énergie nulle, lorsque l'électron ne perd pas d'énergie, et l'énergie de l'électron incident, lorsque l'électron perd toute son énergie, tous les cas intermédiaires étant naturellement accessibles.

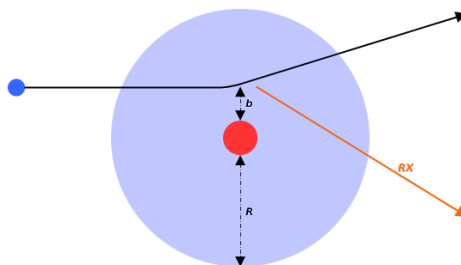


FIGURE 4.3 – Interaction entre un électron incident et le champ électrostatique du noyau d'un atome cible lorsque $b < R$

Plus le paramètre d'impact b est petit face au rayon R de l'atome, plus l'électron est ralenti et plus l'énergie des rayons X de freinage est importante. La distribution spectrale de la fluence des rayons X produits par un faisceau d'électrons monoénergétiques incidents n'est pas constante et plusieurs exemples de distributions spectrales du rayonnement de freinage produit par l'accélérateur FELIX sont données dans le chapitre 8.

L'interaction d'un électron avec le champ électrostatique du noyau devient significative lorsque l'énergie cinétique $E_c^{e^-}$ de l'électron est supérieure à une énergie seuil E_{brem} , fonction du numéro atomique Z_c du noyau cible et qui est donnée par l'équation empirique 4.1 [22].

$$E_{brem}(MeV) = \frac{610}{Z_c + 1,24} \quad (4.1)$$

De plus, le rendement g du rayonnement de freinage augmente avec l'énergie cinétique des électrons incidents $E_c^{e^-}$, donc avec la haute-tension du générateur X ou de l'accélérateur lorsque les électrons sont accélérés, et avec le carré du numéro atomique Z_c (équation 4.2)¹. Pour un faisceau d'électrons d'énergie cinétique égale à 3,5 MeV et décélérés sur une cible de tantale de numéro atomique $Z_{Ta} = 73$, le rendement g est de l'ordre de 25 %.

$$g \propto E_c^{e^-} (eV) \cdot Z_c^2 \quad (4.2)$$

4.1.1.4 Dépôt d'énergie d'un électron

La perte d'énergie par unité de longueur d'un électron traversant la matière est décrite par la formule de Bethe [23] adaptée aux électrons.

Dans le cadre de la dosimétrie et notamment de la mesure des rayonnements X et γ (section 4.1.2.1), il est plus approprié de déterminer la quantité d'énergie déposée par les électrons à leur milieu. Le pouvoir d'arrêt total, décrit par l'équation 4.3, correspond à l'énergie cinétique E cédée par un électron à son milieu par unité de distance x , normalisé par la densité ρ du milieu traversé.

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{total} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_e + \left(\frac{S}{\rho}\right)_n = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (4.3)$$

Le pouvoir d'arrêt total est la somme de deux contributions $(S/\rho)_e$ et $(S/\rho)_n$. $(S/\rho)_e$ correspond aux interactions entre l'électron et le nuage électronique des atomes constituant la cible sous forme d'excitations et d'ionisations et $(S/\rho)_n$ aux interactions entre l'électron et le champ électrostatique des noyaux constituant la cible sous forme de rayonnements

1. Cette proportionnalité n'est vraie que pour des énergies jusqu'à quelques MeV. Au-delà, le rendement s'infléchit.

de freinage. Si le numéro atomique du milieu est faible et/ou si l'énergie de l'électron est inférieure à E_{brem} , la fraction $(S/\rho)_n$ est négligeable.

4.1.2 Particules neutres

Les particules neutres ne possèdent pas de charge électrique et interagissent de façon stochastique avec la matière qu'elles rencontrent. La probabilité d'interaction, proportionnelle à la section-efficace σ , d'une particule neutre est fonction de différents paramètres, notamment son énergie E , le numéro atomique Z de la cible et sa densité ρ .

La perte d'énergie d'une particule neutre survient selon différentes interactions stochastiques définies ci-après et n'est donc pas constante au cours de son déplacement. L'intensité d'un faisceau de particules neutres décroît exponentiellement avec l'épaisseur de matière traversée selon l'équation² 4.4. On parle alors d'atténuation.

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\mu_{E,Z} \cdot x} \quad (4.4)$$

Avec :

$I(x)$	intensité du faisceau après une épaisseur x de matière
$I(0)$	intensité initiale du faisceau
x	épaisseur de matière traversée
$\mu_{E,Z}$	coefficient d'atténuation linéaire, fonction de l'énergie E de la particule incidente et du numéro atomique Z de la cible

4.1.2.1 Cas particulier des rayons X et γ

Dans le cadre de la dosimétrie et de la mesure des rayons X et γ , il est nécessaire de distinguer deux contributions, μ_{tr} et μ_{en} . Le coefficient d'atténuation linéaire μ_{tr} (équation 4.5) correspond à la fraction d'énergie transférée E_{tr} par les rayons X ou γ aux particules chargées secondaires mises en mouvement dans le milieu. Le coefficient d'atténuation linéaire μ_{en} (équation 4.6) correspond à la fraction d'énergie effectivement déposée E_{dep} par les particules chargées secondaires dans le milieu³. La distinction entre E_{tr} et E_{dep} est détaillée dans la sous-partie 4.2.1.2.

$$\mu_{tr} = \mu \cdot \frac{\overline{E_{tr}}}{E_{photon}} \quad (4.5)$$

$$\mu_{en} = \mu \cdot \frac{\overline{E_{dep}}}{E_{photon}} \quad (4.6)$$

2. Une équation similaire permet de modéliser la variation de la dose en fonction de l'épaisseur traversée. Dans ce cas, un facteur supplémentaire, dit de *build-up*, $B(E, \rho)$ est introduit pour prendre en compte le facteur d'accumulation dû aux diffusions dans la matière.

3. Par conséquent, on a toujours $\mu_{tr} \geq \mu_{en}$.

La relation entre μ_{tr} et μ_{en} est donnée par l'équation 4.7. Lorsque le matériau possède un numéro atomique Z faible, le rendement du rayonnement de freinage g étant faible il est possible de faire l'approximation $\mu_{en} \approx \mu_{tr}$ pour une cible mince.

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (4.7)$$

Les rayons X ou γ interagissent avec le cortège électronique des atomes constituant la cible ou le champ électrostatique de leur noyau. Les différentes interactions possibles sont résumées dans les sous-parties 4.1.2.2 à 4.1.2.5.

4.1.2.2 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique, représenté en figure 4.4, est un processus inélastique au cours duquel le rayon X ou γ transfère l'intégralité de son énergie à un électron fortement lié du cortège électronique d'un atome.

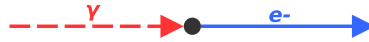


FIGURE 4.4 – Schéma de principe de l'effet photoélectrique

L'électron éjecté en voie de sortie possède une énergie cinétique $E_{e^-}^{pe}$ (équation 4.8 [24]) et laisse place à une lacune électronique sur la couche électronique dont il est originaire qui donne lieu à un réarrangement des couches électroniques par l'émission d'un ou plusieurs rayon(s) X ou d'un ou plusieurs électron(s) Auger⁴.

$$E_{e^-}^{pe} = E_{photon} - E_{liaison} \quad (4.8)$$

Avec :

$E_{e^-}^{pe}$	énergie cinétique de l'électron éjecté en voie de sortie
E_{photon}	énergie du rayon X ou γ en voie d'entrée
$E_{liaison}$	énergie de liaison de l'électron éjecté

Lorsque le numéro atomique Z du milieu est faible, l'énergie $E_{liaison}$ est faible et il est raisonnable de considérer que l'énergie transmise par le rayon X ou γ aux particules chargées secondaires mises en mouvement est $E_{tr}^{pe} = E_{e^-}^{pe} \approx E_{photon}$. Dans ces conditions, la mesure de l'énergie de l'électron en voie de sortie donne directement l'énergie du rayon X ou γ en voie d'entrée.

⁴. Electron atomique éjecté lors de la désexcitation de l'atome lors du réarrangement de son cortège électronique.

L'effet photoélectrique est privilégié pour les rayons X ou γ dont l'énergie E_{photon} est faible et dans les matériaux possédant un numéro atomique Z élevé.

4.1.2.3 Diffusion Compton

La diffusion Compton, représentée en figure 4.5, est un processus élastique au cours duquel le rayon X ou γ transfère une partie de son énergie à un électron faiblement lié du cortège électronique d'un atome du milieu. En voie de sortie, le rayon X ou γ est diffusé selon un angle θ et l'électron est éjecté selon un angle ϕ , par rapport à l'axe du rayon X ou γ incident.

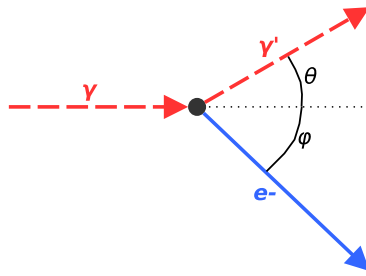


FIGURE 4.5 – Schéma de principe de la diffusion Compton

L'électron éjecté en voie de sortie possède une énergie cinétique E_{e-}^c décrite par l'équation 4.9 [24]. L'énergie transmise par le rayon X ou γ aux particules chargées secondaires mises en mouvement est $E_{tr}^c = E_{e-}^c$.

$$E_{e-}^c = \frac{E_{photon}^2 (1 - \cos(\theta))}{m_e c^2 + E_{photon} (1 - \cos(\theta))} \quad (4.9)$$

Avec :

E_{e-}^c	énergie cinétique de l'électron éjecté en voie de sortie
E_{photon}	énergie du rayon X ou γ en voie d'entrée
θ	angle de diffusion du rayon X ou γ en voie de sortie
$m_e c^2$	énergie de masse de l'électron au repos

La diffusion Compton est privilégiée pour les rayons X ou γ d'énergie E_{photon} intermédiaire (≈ 1 MeV) et la section efficace croît linéairement avec le numéro atomique Z du milieu.

4.1.2.4 Matérialisation : création de paire et de triplet

La création de paire, représentée en figure 4.6, est un processus inélastique au cours duquel le rayon X ou γ s'annihile dans le champ électrostatique d'un noyau pour se ma-

térialiser en un électron et un positron. Il s'agit d'une interaction à seuil nécessitant un rayon X ou γ d'énergie minimale égale à $2 \cdot m_e c^2 = 1022$ keV. Lorsque son énergie cinétique devient suffisamment faible, le positron va à son tour s'annihiler avec un électron du milieu et se matérialiser en deux rayons γ de 511 keV.

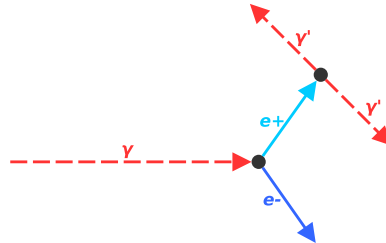


FIGURE 4.6 – Schéma de principe de la matérialisation

L'électron et le positron éjectés en voie de sortie possèdent en moyenne des énergies cinétiques égales $E_{e-}^{mat} \approx E_{e+}^{mat}$ (équation 4.10 [24]).

$$E_{e-}^{mat}(MeV) \approx E_{e+}^{mat}(MeV) \approx \frac{E_{photon}(MeV) - 1,022}{2} \quad (4.10)$$

Avec :

$E_{e-/+}^{mat}$	énergie cinétique de l'électron (respectivement du positron) éjecté en voie de sortie
E_{photon}	énergie du rayon X ou γ en voie d'entrée

L'énergie transmise par le rayon X ou γ à l'électron et au positron mis en mouvement est $E_{tr}^{mat}(MeV) = E_{photon}(MeV) - 1,022$.

Cette réaction peut aussi avoir lieu avec un électron peu lié du cortège électronique d'un atome. Dans ce cas, trois particules sont présentes en voie de sortie : l'électron et le positron liés à l'annihilation et l'électron éjecté. Il s'agit alors d'une création de triplet.

Les créations de paire et de triplet sont privilégiées pour les rayons X ou γ dont l'énergie E_{photon} est grande⁵.

4.1.2.5 Réactions photonucléaires

Une réaction photonucléaire est une réaction (γ, n) ou (γ, p) au cours de laquelle le noyau absorbe le rayon X ou γ en voie d'entrée et émet un nucléon en voie de sortie. Il s'agit d'un processus à seuil accessible à partir de 10 MeV pour la plupart des noyaux, hormis pour le ^9Be et le ^2H qui possèdent des seuils de réaction (γ, n) respectivement

5. Et quoi qu'il en soit, supérieure au seuil de $2 \cdot m_e c^2 = 1022$ keV pour la création de paire et $4 \cdot m_e c^2 = 2044$ keV pour la création de triplet.

égaux à environ 1,67 MeV et 2,2 MeV [25].

4.1.3 Synthèse

Les interactions présentées sont stochastiques et se produisent de façon aléatoire quels que soient les paramètres du faisceau de rayonnements X ou γ , hormis pour la matérialisation qui n'est autorisée qu'à partir de 1,022 MeV. Le diagramme présenté en figure 4.7 permet d'estimer l'interaction prédominante pour une énergie donnée et un matériau particulier.

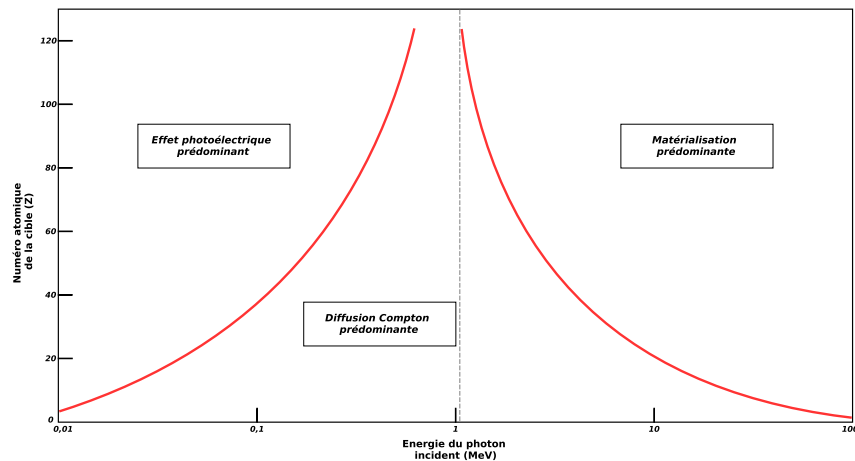


FIGURE 4.7 – Prédominance des interactions photoniques en fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique Z de la cible

L'énergie moyenne transmise aux particules secondaires mises en mouvement par un faisceau de rayonnements X ou γ est calculée par l'équation 4.11 [24].

$$\bar{E}_{tr} = \frac{\sigma^{pe}\bar{E}_{tr}^{pe} + \sigma^c\bar{E}_{tr}^c + \sigma^{mat}\bar{E}_{tr}^{mat}}{\sigma^{pe} + \sigma^c + \sigma^{mat}} \quad (4.11)$$

4.2 Grandeurs dosimétriques

La dosimétrie consiste à quantifier l'énergie absorbée par unité de masse dans de la matière irradiée par un champ de rayonnements ionisants. Il existe trois familles de grandeurs dosimétriques utilisées en radioprotection : les grandeurs dosimétriques primaires, les grandeurs de protection et les grandeurs opérationnelles. Ces grandeurs utilisées en radioprotection opérationnelle et d'ambiance peuvent être reliées les unes aux autres (figure 4.8) et sont décrites dans la suite de ce chapitre.

4.2.1 Grandeurs dosimétriques primaires

Les grandeurs dosimétriques primaires sont la fluence ϕ , la dose absorbée D et le kerma K . Elles sont définies par l'ICRU comme les grandeurs traçables permettant le calcul des

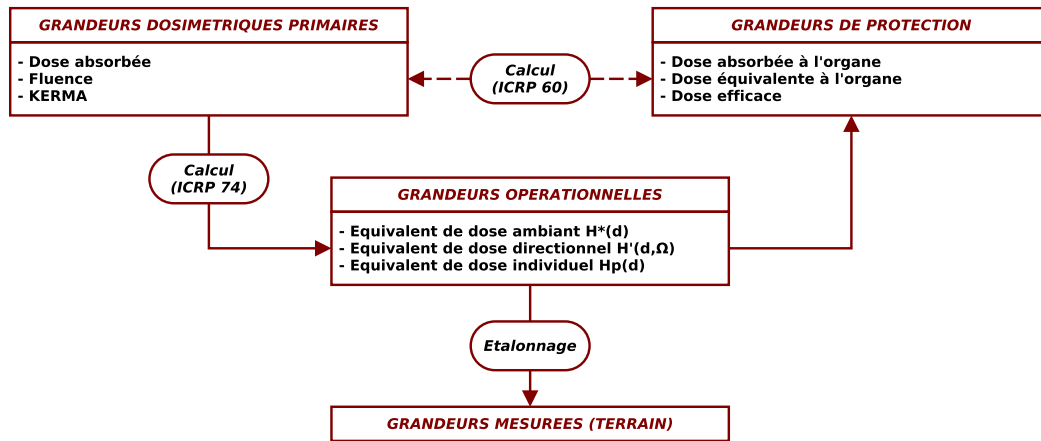


FIGURE 4.8 – Liens entre les grandeurs dosimétriques primaires, grandeurs de protection et grandeurs opérationnelles

grandeurs de protection et opérationnelles.

Les grandeurs dosimétriques primaires, ou grandeurs physiques primaires, sont directement mesurables et donnent accès à l'énergie déposée par unité de masse par un rayonnement ionisant à la matière traversée sans prise en compte des paramètres biologiques. Il s'agit des grandeurs privilégiées en métrologie des rayonnements ionisants pour établir les références nationales et réaliser des comparaisons inter-laboratoires [26].

4.2.1.1 Dose absorbée

Lorsque le volume d'étude est macroscopique⁶, la dose absorbée est définie comme le rapport de l'énergie déposée moyenne \bar{E}_{dep} par les particules chargées primaires ou secondaires mises en mouvement par unité de masse de matière traversée. L'expression de la dose absorbée est donnée par l'équation 4.12 [24] et est exprimée en grays (Gy ou $J \cdot kg^{-1}$). Celle-ci est moyennée sur le volume d'étude et ne dépend pas du caractère homogène ou non de l'irradiation.

$$D = \frac{d\bar{E}_{dep}}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\bar{E}_{dep}}{dV} \quad (4.12)$$

Avec :

- D dose absorbée macroscopique
- \bar{E}_{dep} énergie déposée moyenne par un rayonnement ionisant
- ρ masse volumique du milieu traversé
- m, V masse et volume du milieu traversé

6. En microdosimétrie, les interactions étant stochastiques, la dose absorbée possède une autre définition.

Les dépôts d'énergie pris en compte dans le calcul de la dose absorbée proviennent des excitations et ionisations provoquées par les particules chargées primaires ou secondaires mises en mouvement. Il est donc possible de relier la dose absorbée macroscopique D avec le pouvoir d'arrêt électronique $(S/\rho)_e$, défini à l'équation 4.3, et la fluence particulaire ϕ selon l'équation 4.13 pour les particules chargées.

$$D = \phi \cdot \left(\frac{S}{\rho} \right)_e \quad (4.13)$$

4.2.1.2 kerma : *Kinetic Energy Released per MAss unit*

Les rayonnements indirectement ionisants mettent en mouvement des particules chargées secondaires : des électrons dans le cas des rayons X et γ ⁷ et des noyaux de recul dans le cas des neutrons. L'énergie déposée par un rayonnement indirectement ionisant résulte donc du dépôt d'énergie de ces particules chargées secondaires. Les interactions responsables de la création des particules chargées secondaires étant stochastiques, au même titre que la direction prise par celles-ci, il est difficile d'avoir directement accès à l'énergie déposée \bar{E}_{dep} et donc à la dose absorbée D dans le cas des rayonnements indirectement ionisants.

L'énergie transférée moyenne \bar{E}_{tr} évoquée dans la sous-partie 4.1.2.1 permet de calculer la somme des énergies cinétiques initiales des particules chargées secondaires aux points d'interaction dans le volume étudié.

Il est alors possible de définir le kerma, exprimé en grays, comme le rapport de l'énergie moyenne transmise par un champ de rayonnements indirectement ionisants aux particules chargées secondaires mises en mouvement par unité de masse de matière traversée (équation 4.14 [24]). Le kerma peut être déterminé dans tous les milieux mais est cependant privilégié dans les milieux gazeux, notamment l'air.

$$K = K_c + K_r = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\bar{E}_{tr}}{dV} \quad (4.14)$$

Avec :

K	kerma total
K_c	fraction du kerma liée aux collisions
K_r	fraction du kerma liée aux rayons X de freinage produits par les particules chargées secondaires mises en mouvement
\bar{E}_{tr}	énergie moyenne transmise par un rayonnement indirectement ionisant aux particules chargées secondaires du milieu
ρ	masse volumique du milieu traversé
m, V	masse et volume du milieu traversé

7. Pour les gammes en énergie habituellement rencontrées en radioprotection.

L'énergie acquise par les particules chargées secondaires mises en mouvement peut soit engendrer des ionisations et excitations dans le milieu (kerma de collision K_c), soit produire des rayons X de freinage (kerma de rayonnements K_r). Le kerma total K est donc la somme des kerma de collision K_c et de rayonnements K_r .

La différence entre la dose absorbée D et le kerma K est illustrée par la figure 4.9. Dans cet exemple, il est considéré un flux de rayonnements γ interagissant dans un volume sensible modélisé par le disque gris. L'énergie déposée vaut $E_{dep} = (E'_1 - E_{Xf}) + E'_2 + E'_3 + E'_3 + E'_4 + E'_5 + E'_6$, tandis que l'énergie transmise vaut $E_{tr} = E_1 + E_2 + E_3$. Il apparaît ainsi que $E_{dep} \neq E_{tr}$ et, par conséquent, $D \neq K$.

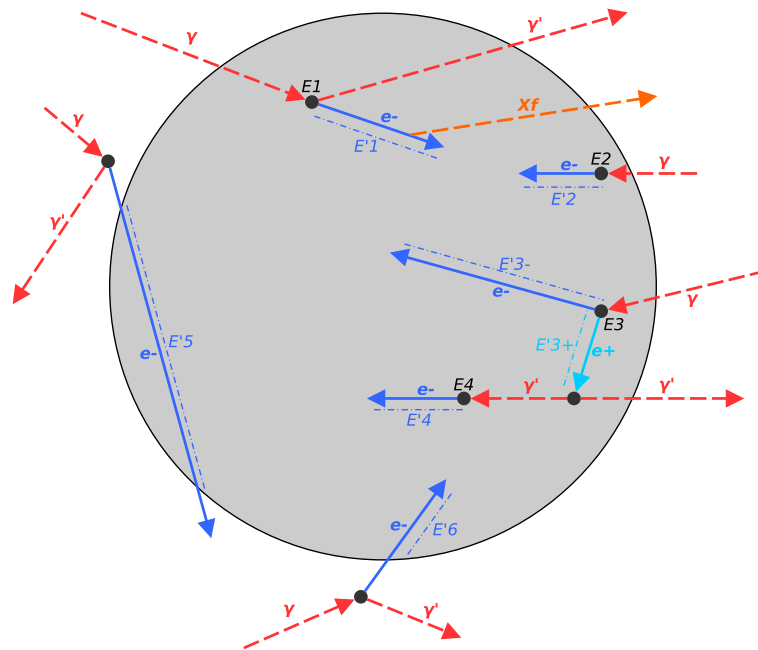


FIGURE 4.9 – Interactions de rayonnements γ (en rouge) dans un volume sensible (en gris) mettant en mouvement des électrons secondaires (en bleu)

Toutefois lorsque l'énergie, le nombre et la direction des particules chargées sont homogènes dans le volume sensible⁸, il s'établit l'équilibre électronique et il vient $E_{dep} \approx E_{tr}$, donc $K \approx D$ [27].

Le kerma est une grandeur facilement et systématiquement mesurable pour les particules neutres contrairement à la dose absorbée. Il s'agit donc de la grandeur privilégiée pour la détermination d'une référence dosimétrique dans le cadre de la métrologie des rayonnements X et γ , lorsque les conditions de l'équilibre électronique s'appliquent.

8. Lorsque la somme des énergies des particules chargées entrantes et sortantes du volume sensible sont égales : $\sum E_{in} = \sum E_{out}$.

4.2.1.3 Fluence ϕ

Les grandeurs dosimétriques primaires définies ci-dessus sont toutes fonction de la quantité de rayonnements ionisants entrant dans le volume sensible considéré. La fluence particulaire $\phi(E)$ permet de dénombrer les particules d'énergie E par unité de surface présentes dans un volume d'étude. Dans le cas d'un volume sphérique de section s , la valeur de la fluence est donnée par l'équation 4.15 [24].

$$\phi(E) = \frac{dN(E)}{ds} \quad (4.15)$$

Avec :

$\phi(E)$	fluence particulaire (à l'énergie E) en un point
$N(E)$	nombre de particules (d'énergie E) présentes dans le volume sensible
s	section du volume sensible

Il est alors possible de définir la dose absorbée D et le kerma total K en fonction de la fluence particulaire selon les équations 4.16 [24]. Les facteurs $d_{\phi(E)}$ et $k_{\phi(E)}$ sont des coefficients de conversion fournis par la CIPR [21].

$$\begin{cases} D = \sum_E d_{\phi(E)} \cdot \phi(E) = \sum_E \left(\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_E \cdot E \right) \cdot \phi(E) \\ K = \sum_E k_{\phi(E)} \cdot \phi(E) = \sum_E \left(\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_E \cdot E \right) \cdot \phi(E) \end{cases} \quad (4.16)$$

4.2.2 Grandeurs de protection

Les grandeurs dosimétriques primaires étant des grandeurs physiques ne tenant pas compte des effets biologiques, la CIPR a défini des grandeurs de protection afin de quantifier le risque de survenue des effets stochastiques⁹ et d'établir et contrôler des valeurs limites d'exposition aux rayonnements ionisants des travailleurs et du public.

Les grandeurs de protection sont évaluées à l'aide de simulations numériques de type Monte-Carlo sur des fantômes anthropomorphiques représentant un être humain hermaphrodite moyen. Elles ne sont par conséquent pas mesurables sur le terrain par des instruments de mesure.

Les grandeurs de protection sont la dose absorbée moyenne dans un tissu ou un organe $D_{T,R}$, la dose équivalente dans un tissu ou un organe H_T et la dose efficace E . Elles sont utilisées pour définir les limites de dose réglementaires précisées dans la partie 3.2.

4.2.2.1 Dose absorbée moyenne dans un tissu ou un organe $D_{T,R}$

La dose absorbée moyenne dans un tissu ou un organe T correspond à la dose absorbée définie en sous-partie 4.2.1.1 moyennée sur le volume macroscopique d'un tissu ou d'un

9. Cancers et effets héréditaires.

organe irradié de façon homogène par un champ de rayonnements R isotrope. Cette grandeur est utilisée pour définir la dose équivalente dans un tissu ou un organe H_T et la dose efficace E .

4.2.2.2 Dose équivalente dans un tissu ou un organe H_T

La dose équivalente dans un tissu ou un organe, exprimée en sieverts (Sv ou $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$), correspond à la dose absorbée moyenne dans un tissu ou un organe, pondérée par la nocivité des rayonnements à l'origine de l'exposition (équation 4.17 [24]). Chaque rayonnement possède un facteur de pondération w_R spécifique (tableau 4.2) fonction essentiellement du transfert linéique d'énergie (TLE) des particules chargées mises en mouvement.

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (4.17)$$

Avec :

- H_T dose équivalente dans le tissu ou l'organe T (en Sv)
- w_R facteur de pondération du rayonnement R (sans unité)
- $D_{T,R}$ dose absorbée moyenne dans le tissu T due au rayonnement R (en Gy)

Particule	w_R
Photons	1
Electrons	1
Protons	2
Particules α , ions lourds	20
Neutrons	Entre 2,5 et 20 selon l'énergie

TABLEAU 4.2 – Facteurs de pondération du rayonnement R pour les principaux rayonnements ionisants (publication 103 de la CIPR [28])

4.2.2.3 Dose efficace E

À partir de la dose équivalente dans un tissu ou un organe, il est possible de calculer la dose efficace corps entier, exprimée en sieverts. Elle est calculée en sommant la dose absorbée moyenne dans les tissus ou les organes, pondérée par la nocivité des rayonnements à l'origine de l'exposition et la sensibilité des organes (équation 4.18 [24]).

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_{T,R} w_T \cdot w_R \cdot D_{T,R} \quad (4.18)$$

Avec :

E	Dose efficace (en Sv)
w_T	facteur de pondération du tissu ou de l'organe T (sans unité)
w_R	facteur de pondération du rayonnement R (sans unité)
H_T	dose équivalente dans le tissu ou l'organe T (en Sv)
$D_{T,R}$	dose absorbée moyenne dans le tissu T due au rayonnement R (en Gy)

Chaque organe possède un facteur de pondération w_T spécifique, fonction de sa sensibilité biologique aux rayonnements ionisants. Les facteurs de pondération w_T sont actuellement au nombre de quinze¹⁰, allant de 0,12 pour la moelle osseuse à 0,01 pour la surface osseuse et sont donnés par la publication 103 de la CIPR [28].

4.2.3 Grandeurs opérationnelles

Les grandeurs de protection étant définies par simulations numériques sur des fantômes anthropomorphiques, elles ne sont pas facilement utilisables en pratique. Dans le but de fournir une estimation de ces grandeurs sur le terrain à l'aide d'instruments de mesure et vérifier le respect des limites réglementaires d'exposition, des grandeurs dosimétriques dites opérationnelles ont été définies par l'ICRU.

Des grandeurs opérationnelles théoriques sont dans un premier temps évaluées à l'aide de simulations numériques de type Monte-Carlo sur des fantômes simplifiés placés dans des champs de rayonnements unidirectionnels et/ou expansés¹¹ afin d'établir des coefficients de conversion entre les grandeurs dosimétriques primaires et les grandeurs opérationnelles.

Les grandeurs opérationnelles théoriques dérivent toutes d'une grandeur dosimétrique intermédiaire : l'équivalent de dose H (équation 4.19 [24]), exprimé en sieverts. Il s'agit du produit de la dose absorbée D en un point par un facteur de qualité moyen \bar{Q} du champ de rayonnements défini par la publication 60 de la CIPR et tenant compte de la nocivité du rayonnement ionisant et de la radiosensibilité de la cible sur la base d'études radiobiologiques.

$$H = D \cdot \bar{Q} \quad (4.19)$$

Les fantômes simplifiés utilisés pour l'évaluation des grandeurs opérationnelles théoriques par les simulations numériques sont :

- une sphère de 30 cm de diamètre homogène constituée d'un matériau solide de masse volumique 1 g/cm^3 équivalent aux tissus mous humains (tableau 4.3) pour la dosimétrie de zone ou d'ambiance,

10. Moelle osseuse, côlon, poumons, estomac, sein, gonades, vessie, œsophage, foie, thyroïde, surface osseuse, cerveau, glandes salivaires, peau, tissus restants.

11. Un champ de rayonnements expansé est un champ uniforme dans lequel la fluence, la fluence angulaire et la fluence énergétique ont les mêmes valeurs dans tout l'espace. Un champ de rayonnements est unidirectionnel lorsque toutes les composantes du champ sont alignées dans la même direction. Une définition plus détaillée de ces concepts est donnée en annexe A.2.1.

- un parallélépipède de $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ constitué de PMMA et de masse volumique $1,18 \text{ g/cm}^3$ pour la dosimétrie individuelle du corps entier¹² dans le but de prendre en compte les rayonnements diffusés par le corps humain.

Afin de différencier les rayonnements faiblement pénétrants des rayonnements fortement pénétrants, les grandeurs opérationnelles peuvent être établies à différentes profondeurs, notamment :

- $d = 0,07 \text{ mm}$ pour la peau,
- $d = 3 \text{ mm}$ pour le cristallin,
- $d = 10 \text{ mm}$ pour une exposition globale du corps.

Les grandeurs opérationnelles pratiques sont ensuite mesurables à l'aide d'instruments de mesure de rayonnements ionisants étalonnés dans la grandeur opérationnelle souhaitée afin d'obtenir une estimation fiable des grandeurs de protection.

Elément	Pourcentage
Oxygène	76,2%
Carbone	11,1%
Hydrogène	10,1%
Azote	2,6%

TABLEAU 4.3 – Composition atomique du matériau équivalent tissus humains défini par l'ICRU

4.2.3.1 Equivalent de dose personnel $H_p(d, \alpha)$

L'équivalent de dose personnel (ou individuel) $H_p(d, \alpha)$ théorique correspond à l'équivalent de dose H qui serait produit par un champ de rayonnements unidirectionnel et expansé ayant une incidence α avec la normale à la surface d'un fantôme parallélépipédique de PMMA à une profondeur d à la surface d'incidence (figure 4.10 [26]).

En pratique, l'angle d'incidence α est choisi nul afin de modéliser un champ de rayonnements dont l'origine est en face du corps humain. $H_p(0.07, 0)$, noté de façon simplifiée $H_p(0.07)$, est privilégié pour les rayonnements faiblement pénétrants et est un bon estimateur de la dose équivalente à la peau H_{peau} . De même, $H_p(10, 0)$, noté de façon simplifiée $H_p(10)$, est privilégié pour les rayonnements fortement pénétrants et est un bon estimateur de la dose efficace corps entier E .

4.2.3.2 Equivalent de dose directionnel $H'(d, \alpha)$

L'équivalent de dose directionnel $H'(d, \alpha)$ théorique correspond à l'équivalent de dose H qui serait produit par un champ de rayonnements expansé (non unidirectionnel) à une profondeur d de la sphère ICRU et à une direction α spécifiée (figure 4.10 [26]).

12. D'autres fantômes spécifiques sont définis, notamment pour la tête, les doigts et les poignets.

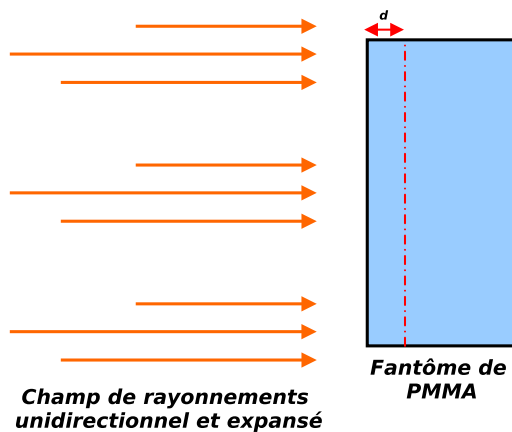


FIGURE 4.10 – Conditions d’irradiation du parallélépipède de PMMA pour la détermination de l’équivalent de dose personnel $H_p(d)$ dans le cas où l’incidence α avec la normale à la surface du fantôme est nulle

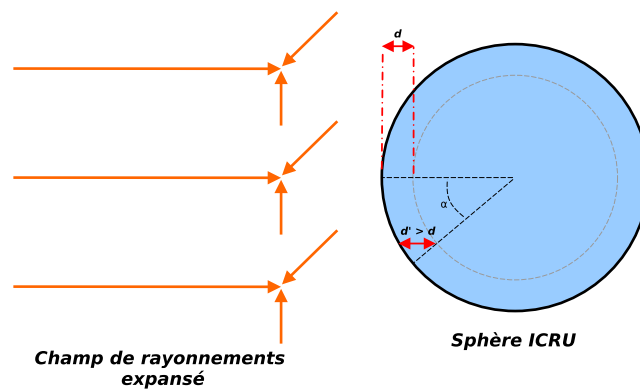


FIGURE 4.11 – Conditions d’irradiation de la sphère ICRU pour la détermination de l’équivalent de dose directionnel $H'(d, \alpha)$

Il apparaît que pour des rayonnements faiblement pénétrants, la différence des distances d et d' due à l’angle α peut engendrer un écart important des équivalents de dose en d et en d' . Ainsi, l’équivalent de dose directionnel à une profondeur de 0,07 mm est un bon estimateur de la dose équivalente à la peau H_{peau} ou aux extrémités $H_{extrémités}$ pour les rayonnements faiblement pénétrants.

Pour les rayonnements fortement pénétrants, la différence des parcours d et d' est négligeable et l’écart des équivalents de dose en d et en d' est considéré nul. L’équivalent de dose directionnel à une profondeur de 10 mm est donc un bon estimateur de la dose efficace corps entier E pour les rayonnements fortement pénétrants. Afin de simplifier l’estimation de la dose efficace corps entier E dans le cadre des rayonnements fortement pénétrants, l’ICRU a défini l’équivalent de dose ambiant $H^*(d)$.

4.2.3.3 Equivalent de dose ambient $H^*(d)$

L'équivalent de dose ambient $H^*(d)$ théorique correspond à l'équivalent de dose H qui serait produit par un champ de rayonnements unidirectionnel et expansé dans la sphère ICRU à une profondeur d sur la face exposée de la sphère et dans la direction du champ de rayonnements (figure 4.12 [26]).

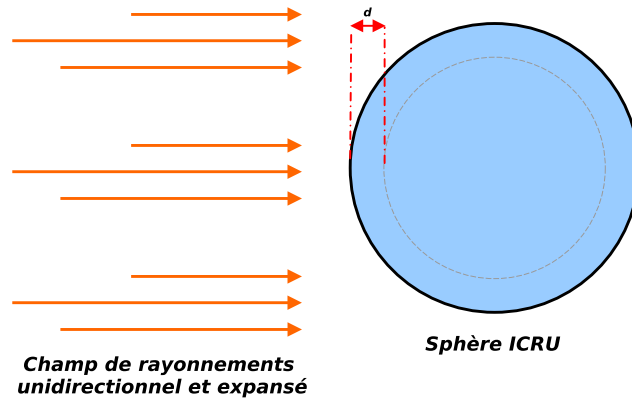


FIGURE 4.12 – Conditions d'irradiation de la sphère ICRU pour la détermination de l'équivalent de dose ambient $H^*(d)$

La profondeur privilégiée pour les rayonnements fortement pénétrants est $d = 10$ mm. La grandeur $H^*(10)$ est donc un bon estimateur de la dose efficace corps entier E . L'équivalent de dose ambient étant une grandeur isotrope, un instrument de mesure de rayonnements ionisants étalonné en $H^*(10)$ devant avoir une réponse angulaire homogène pour les rayonnements fortement pénétrants.

4.2.4 Passage des grandeurs primaires aux grandeurs opérationnelles

En radioprotection opérationnelle et d'ambiance, les grandeurs privilégiées sont les grandeurs opérationnelles. Celles-ci permettent d'obtenir une bonne évaluation des grandeurs de protection utilisées pour établir les limites d'exposition réglementaires des travailleurs et des zones de travail. Les instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés en radioprotection sont donc étalonnés dans l'une des grandeurs opérationnelles ou leurs débits associés (figure 4.8).

Les champs de rayonnements de référence utilisés dans le cadre de l'étalonnage et du contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants sont caractérisés dans l'une des grandeurs dosimétriques primaires puis dans l'une ou plusieurs des grandeurs opérationnelles par application des coefficients de transfert donnés par la CIPR. La grandeur dosimétrique primaire, à partir de laquelle est assurée la traçabilité, est mesurée à l'aide d'un instrument-étalon primaire ou secondaire ne nécessitant pas d'étalonnage et son incertitude associée est calculée.

Il est par exemple possible de déterminer la valeur de référence en un point (appelé point de mesure) d'un champ de rayonnements X ou γ en termes d'équivalent de dose

ambient $H_{ref}^*(10)$ à partir de la distribution spectrale de la fluence des rayons X d'une part et du kerma dans l'air K_a au point de mesure d'autre part. Les coefficients de conversion kerma dans l'air vers équivalent de dose ambient $h_{H^*(10)/K_a}$ fournis par la CIPR sur l'ensemble de la fluence particulaire ϕ (équation 4.20), dont les valeurs sont données en annexe A.2.2, s'appliquent alors.

$$H_{ref}^*(10) = \sum_{\phi(E)} h_{H^*(10)/K_a} \cdot K_a \quad (4.20)$$

Cette valeur de référence $H_{ref}^*(10)$ peut ainsi être utilisée pour réaliser l'étalonnage ou le contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants.

Cette méthodologie de traçabilité, appliquée aux qualités de faisceau délivrés par l'accélérateur FELIX et utilisés dans le cadre de l'étalonnage et de la vérification de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants, est plus amplement détaillée dans le chapitre 8.

Chapitre 5

Détecteurs utilisés en radioprotection

5.1 Principes de détection

La détection des rayonnements ionisants consiste à faire interagir un champ de rayonnements au sein d'un volume sensible et à mesurer une grandeur physique, vecteur de l'interaction, pour la convertir en un signal électrique interprétable. Le choix du volume sensible et de la grandeur physique à mesurer est multiple et mène à différents types de détecteurs. Une liste non exhaustive de milieux usuels de détection est donnée dans le tableau 5.1.

Volume sensible	Vecteur d'inter.	Mesure
Gaz	Paires e^- / cations	Charge électrique
Semiconducteur	Paires e^- / trous	Charge électrique
Scintillateur	Photons / e^-	Charge électrique
Milieu massif	Chaleur	Température

TABLEAU 5.1 – Exemples de milieux de détection et grandeurs détectées associées

L'interaction d'un rayonnement ionisant avec le volume sensible d'un détecteur se manifeste par une perte d'énergie selon les différents processus présentés dans la section 4.1 puis par des ionisations ou excitations du milieu de détection.

La durée écoulée entre le début de l'interaction dans le volume sensible et l'instant où le signal est interprété par l'appareil est le temps de réponse du détecteur. Les détecteurs utilisés en dosimétrie opérationnelle et d'ambiance et en radioprotection doivent nécessairement posséder un temps de réponse faible, de l'ordre de la microseconde¹, pour donner une indication rapide à l'utilisateur sur le terrain. Ainsi, la suite de ce chapitre se focalise sur les détecteurs à création-collection de charges électriques dont le temps de réponse est faible et par conséquent couramment utilisés pour la radioprotection.

1. Le temps de rafraîchissement de l'affichage d'un instrument de mesure est généralement plus important, de l'ordre de la seconde.

5.1.1 Modes de fonctionnement d'un détecteur de rayonnements ionisants

La différence entre la durée séparant deux interactions individuelles ΔT_i et le temps de collecte des charges ΔT_c dans le détecteur permet d'identifier deux modes de fonctionnement : le mode impulsion et le mode courant² [29] (figure 5.1.) décrits ci-après.

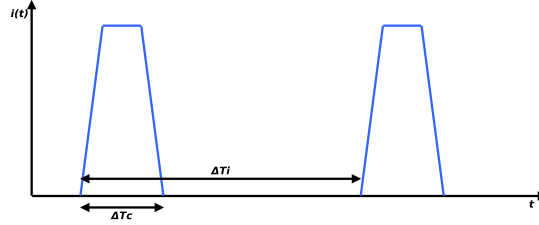


FIGURE 5.1 – Mesure de deux interactions individuelles séparées d'un temps ΔT_i

Lorsque le nombre N d'interactions survenant dans le détecteur au cours d'un temps d'intégration ΔT ($\Delta T > \Delta T_i$) suit une loi normale, il est possible de calculer un taux d'interaction moyen R correspondant au nombre moyen d'impulsions survenant dans le détecteur par seconde et défini comme le rapport de la valeur moyenne de N par la durée ΔT .

5.1.1.1 Mode impulsion : $\Delta T_i > \Delta T_c$

En mode impulsion, la durée ΔT_i séparant chaque interaction individuelle est grande devant la durée de collection des charges ΔT_c . Il est ainsi possible de discriminer chaque interaction individuelle dans le détecteur. Ce mode ne peut être utilisé que lorsque le taux d'interaction R dans le détecteur est faible.

Selon le type de détecteur et son régime de fonctionnement, il peut être possible de mesurer l'énergie cinétique E du rayonnement ionisant ayant interagi dans le détecteur. La charge collectée totale Q liée à une interaction est obtenue en intégrant le courant instantané $i(t)$ généré par cette interaction sur la durée ΔT_c (équation 5.1) et est proportionnelle à l'énergie cinétique que le rayonnement ionisant a déposé durant l'interaction. Il est donc possible d'obtenir la distribution énergétique d'un champ de rayonnements ionisants à l'aide de ce mode.

$$Q = \int_{t_0}^{t_0 + \Delta T_c} i(t) dt \propto E_{dep} \quad (5.1)$$

Le mode impulsions est aussi utilisé pour réaliser des mesures du taux de comptage R . Un courant seuil est alors défini et chaque interaction dont le courant instantané dépasse le seuil est compté par le détecteur.

2. Un troisième mode de fonctionnement existe (*mean square voltage mode*) et consiste à mesurer les fluctuations du courant autour de la moyenne $\sigma_i(t)$ en utilisant un filtre passe-haut afin d'obtenir la charge collectée [29]. Ce mode n'est pas présenté dans la suite de ce chapitre

5.1.1.2 Mode courant : $\Delta T_i < \Delta T_c$

En mode courant, la durée de collection des charges ΔT_c est grande devant la durée ΔT_i séparant chaque interaction individuelle rendant impossible leur discrimination dans le détecteur³. Ce mode peut être utilisé lorsque le taux d'interaction R dans le détecteur est élevé.

Un temps de collection T choisi grand devant ΔT_c est défini et permet de moyennner le courant instantané sur plusieurs interactions (équation 5.2). La charge collectée est donc proportionnelle à un taux d'interaction moyen pendant la durée T pouvant être relié aux grandeurs dosimétriques primaires au point de mesure.

$$\bar{Q} = \int_{t_0}^{t_0+T} \left(\sum_k i_k(t) \right) dt \quad (5.2)$$

5.1.2 Signal de sortie des détecteurs

5.1.2.1 Création du signal

La production du signal électrique mesuré lors de l'interaction d'un rayonnement ionisant dans un détecteur ne correspond en réalité pas à l'arrivée des particules chargées secondaires mises en mouvement sur les électrodes. Le terme de "charge collectée" est donc erroné, bien que couramment utilisé.

En effet, la forme du signal est donnée par le théorème de Ramo-Schokley et est notamment reliée à la vitesse de dérive des charges et au champ électrostatique présent dans le détecteur [30]. Par conséquent, le signal est exclusivement produit lors du déplacement des charges et s'annule lorsqu'elles sont stoppées dans les électrodes. Il en résulte que signal ne dépend pas de la direction prise par les charges de sorte que, par exemple, des électrons dérivant à l'opposée de l'électrode de mesure produisent un signal mesurable.

5.1.2.2 Traitement du signal

Le signal de sortie du détecteur, $S(t)$, est généralement d'une amplitude faible et composé du signal lié aux rayonnements ionisants, $S_r(t)$, et d'une contribution liée au bruit électronique du détecteur⁴, $S_b(t)$. Afin de mettre en forme le signal $S(t)$, un pré-amplificateur et un amplificateur sont communément utilisés après le détecteur.

Le pré-amplificateur est disposé au plus proche du détecteur pour réduire l'impédance des câbles sur le signal. Son rôle est de rapidement intégrer l'impédance de sortie du détecteur et de maximiser le rapport signal sur bruit, sans mise en forme des impulsions issues du détecteur. Le temps de montée du pré-amplificateur est choisi le plus court possible tandis que le temps de retard à la chute est généralement long, de l'ordre de 50 à

3. Certaines techniques d'analyse du signal permettent toutefois de réaliser des mesures de taux de comptage lorsque $\Delta T_i < \Delta T_c$.

4. Ce bruit a plusieurs sources, comme l'alimentation de haute-tension, la capacité-détecteur, les câbles, etc.

100 μs [29]. Ainsi, les forts taux de comptage sont susceptibles de produire une saturation du signal de sortie du pré-amplificateur. Il convient donc d'adapter les paramètres du pré-amplificateur en fonction du taux de comptage.

L'amplificateur est quant à lui branché en sortie du pré-amplificateur et peut être disposé à distance du détecteur. Son rôle est d'amplifier le signal pour pouvoir le traiter convenablement.

5.1.2.3 Particularité des spectromètres

En règle générale, l'amplitude des impulsions produites est fonction de l'énergie des rayonnements ionisants interagissant dans le détecteur⁵. Cette caractéristique est exploitée par les spectromètres, dont le rôle est de mesurer une distribution des impulsions en fonction de leur amplitude. L'analyse d'une distribution obtenue à partir d'un spectromètre implique la connaissance des caractéristiques et des limites de la chaîne de mesure.

La résolution en énergie d'un spectromètre, à une énergie donnée, est le rapport de la largeur à mi-hauteur (FWHM) par la hauteur maximale d'un pic. Plus la résolution en énergie est faible, plus il est possible de discriminer les différentes énergies. La résolution varie fortement en fonction du type de spectromètre, de sorte qu'à l'énergie du rayonnement γ du ^{137}Cs , un spectromètre de type NaI(Tl) de 3" x 3" possède une résolution en énergie de l'ordre de 7 % tandis qu'un BGO de même dimension dispose d'une résolution de l'ordre de 13 % [31].

La relation entre l'énergie du rayonnement ionisant et l'amplitude du pic n'est en réalité pas toujours linéaire. Cette non linéarité peut parfois être négligée mais est à prendre en compte lorsque la distribution à mesurer est étendue.

En première approximation, le pré-amplificateur d'une chaîne de spectrométrie peut être modélisé par un circuit RC dont la tension moyenne de sortie est nulle. Pour assurer cette condition, la ligne de base du signal obtenu est décalée vers le bas lors de la mesure d'un train d'impulsions, impliquant une erreur de mesure sur l'amplitude des impulsions et l'énergie des rayonnements ionisants. Si la fréquence d'interaction dans le détecteur est constante, la ligne de base peut être corrigée sans modifier le montage. A l'inverse, si le taux de comptage est variable, le décalage de la ligne de base n'est pas constant et la correction n'est pas immédiate (figure 5.2).

De plus, lorsque le taux de comptage est important, la probabilité que deux impulsions ou plus surviennent simultanément dans le détecteur devient significative. Du point de vue du détecteur, les deux signaux superposés sont issus d'une seule interaction dont l'amplitude est supérieure à celle qui serait produite par les deux impulsions individuelles. Par conséquent, ce phénomène d'empilement (*pile-up*) peut faire apparaître des pics dont l'énergie dépasse l'énergie maximale des rayonnements ionisants interagissant dans le détecteur.

5. Les compteurs Geiger-Müller font par exemple exception

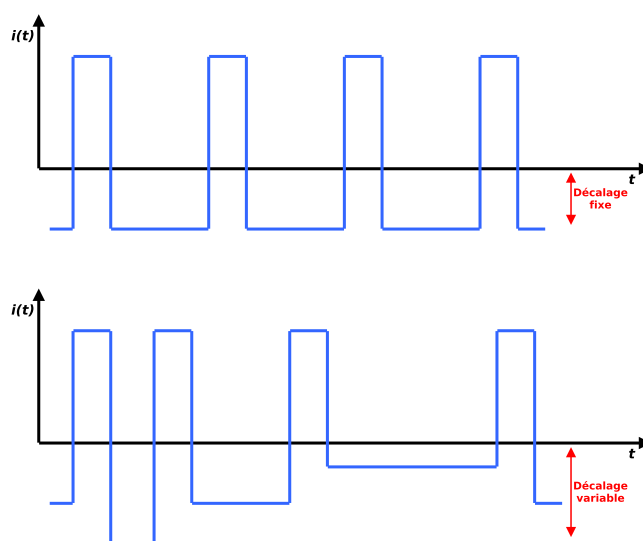


FIGURE 5.2 – Décalage de la ligne de base avec un taux de comptage constant (haut) et variable (bas)

5.2 Cas particulier des détecteurs gazeux

Les détecteurs les plus répandus dans le domaine de la radioprotection et de la dosimétrie opérationnelle et d'ambiance sont les détecteurs gazeux. Ceux-ci sont faciles à mettre en œuvre, peu coûteux et permettent donc d'être facilement intégrés à des appareils de mesure de terrain. Le principal inconvénient des détecteurs gazeux est la problématique des fuites de gaz au cours du temps ou après un choc de l'instrument de mesure.

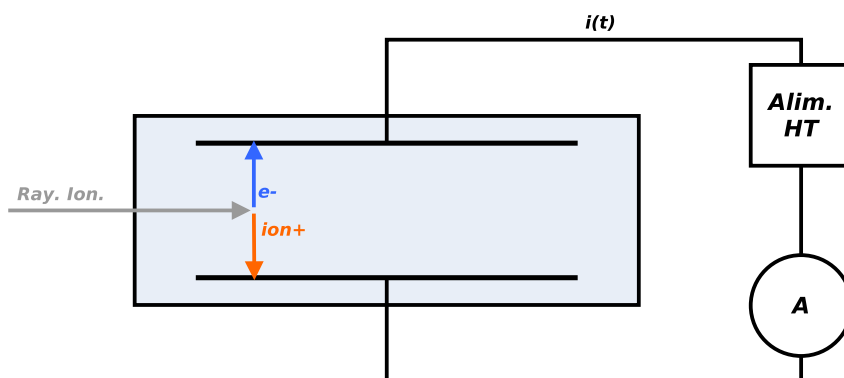


FIGURE 5.3 – Principe de fonctionnement d'un détecteur gazeux

De façon simplifiée, le détecteur gazeux est constitué d'une enceinte contenant un gaz ou un mélange de gaz (air, oxygène, argon, méthane, etc.) dans laquelle un champ électrostatique est généré à l'aide de deux électrodes reliées à un générateur de haute-tension continue. Lors de l'interaction d'un rayonnement ionisant avec le gaz contenu dans l'enceinte, plusieurs paires électrons-cations sont créées. Le champ électrostatique dévie les cations dans le sens du champ et les électrons dans le sens opposé du champ. Il en résulte

une variation de courant électrique $i(t)$ lorsque les électrons et les cations dérivent sur les électrodes (figure 5.3).

Selon l'intensité du champ électrostatique créé dans le détecteur, plusieurs régimes de fonctionnement peuvent être mis en évidence [29] (figure 5.4).

- Partie I : régime de recombinaison,
- Partie II : régime de saturation ou régime de la chambre d'ionisation,
- Partie III : régime de proportionnalité ou régime du compteur proportionnel,
- Partie IV : régime de proportionnalité limitée,
- Partie V : régime Geiger-Müller ou régime du compteur Geiger-Müller.

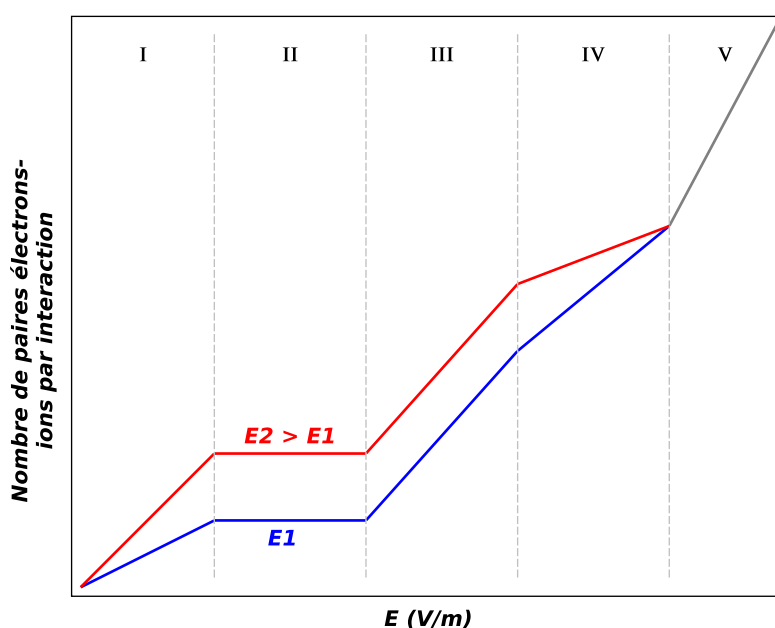


FIGURE 5.4 – Régimes de fonctionnement d'un détecteur gazeux en fonction de l'intensité E du champ électrostatique au sein du détecteur

5.2.1 Régime de recombinaison

Lorsque l'intensité du champ électrostatique est trop faible, les paires électrons-cations créées se recombinent rapidement selon différents processus. Le signal généré par la dérive des charges est faible et généralement inférieur au signal du mouvement propre des particules dans le détecteur. Par conséquent, la variation de charge mesurée est nulle ou difficile à discriminer face au signal du mouvement propre (figure 5.5). Il s'agit du régime de recombinaison qui n'est pas utilisé pour la détection des rayonnements ionisants.

5.2.2 Régime de saturation ou régime de la chambre d'ionisation

En augmentant l'intensité du champ électrostatique, un régime de saturation se met en place au sein du détecteur (figure 5.5). L'accélération acquise par les électrons et les

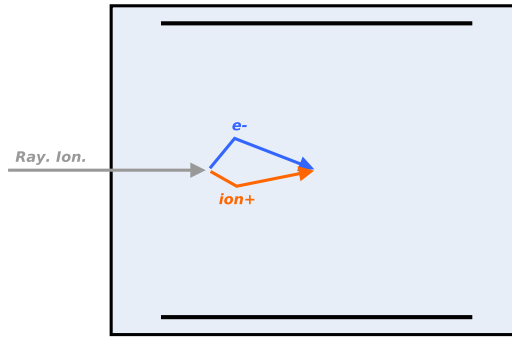


FIGURE 5.5 – Régime de recombinaison

cations est telle que les recombinaisons sont négligeables et les charges dérivent jusqu'aux électrodes, permettant d'obtenir un signal supérieur au signal du mouvement propre. La variation de charge mesurée correspond à la charge totale créée lors de l'interaction, donnée par l'équation 5.3.

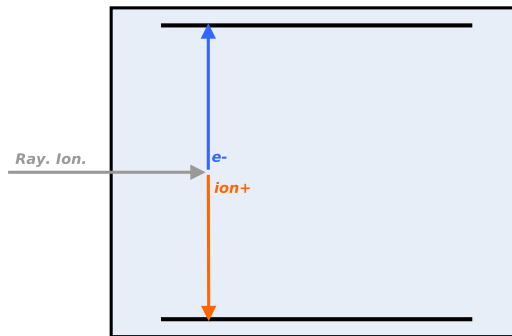


FIGURE 5.6 – Régime de saturation

$$Q_i = \frac{E}{W_E^m} \cdot e \quad (5.3)$$

Avec :

Q_i	variation de la charge électrique dans le détecteur lors de l'interaction d'un rayonnement ionisant
E	énergie moyenne déposée par un rayonnement ionisant dans le détecteur
W_E^m	énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électrons-cations dans le milieu m
e	charge électrique élémentaire

En considérant un rayonnement ionisant de 1 MeV déposant toute son énergie dans un détecteur gazeux constitué d'air ($W_E^{air} \approx 33,8 \text{ eV}$), le nombre de paires électrons-cations

est de l'ordre de 30000. La variation de charge résultante est de l'ordre de 4,8 fC par interaction. Un circuit d'amplification dont le rapport signal sur bruit est élevé est alors nécessaire pour mesurer efficacement un tel signal.

Bien que le mode impulsion puisse être utilisé par les détecteurs gazeux en régime de saturation, le mode de fonctionnement privilégié est le mode courant. Une chambre d'ionisation en mode courant permet par exemple de mesurer le kerma dans un gaz K_{gaz} selon l'équation 5.4 lorsque le détecteur est parfaitement caractérisé. Il s'agit du principe de la dosimétrie absolue ne nécessitant pas d'étalonnage, notamment mise en œuvre pour la réalisation d'instruments-étalons utilisés en métrologie des rayonnements ionisants.

$$K_{gaz}(\Delta t) = \frac{Q_{coll}(\Delta t)}{V \cdot \rho_{gaz}} \cdot \left(\frac{W_E}{e}\right)_{gaz} \cdot k_{corrections} \quad (5.4)$$

Avec :

$K_{gaz}(\Delta t)$	kerma dans le gaz mesuré pendant la durée Δt
$Q_{coll}(\Delta t)$	variation de la charge dans le détecteur pendant la durée Δt
$V \cdot \rho_{gaz}$	produit du volume de détection et de la masse volumique du gaz contenu dans le détecteur
$\left(\frac{W_E}{e}\right)_{gaz}$	rapport de l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-cation dans le gaz contenu dans le détecteur par la charge électrique élémentaire
$k_{corrections}$	termes correctifs permettant notamment de prendre en compte l'atténuation dans la paroi du détecteur, la quantité d'énergie par rayonnements de freinage, etc.

5.2.3 Régime de proportionnalité ou régime du compteur proportionnel

Lorsque l'intensité du champ électrostatique est augmentée et prend des valeurs intermédiaires, les paires électrons-cations initiales acquièrent une accélération suffisante pour ioniser à leur tour d'autres molécules de gaz et entraînent une avalanche de charges électriques dans le détecteur (figure 5.7).

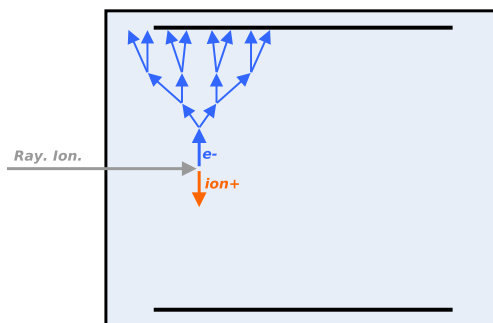


FIGURE 5.7 – Régime de proportionnalité

Il en résulte une amplification d'un facteur A (avec $A \gg 1$) des charges créées au sein même du détecteur selon l'équation 5.5. Les détecteurs gazeux utilisés en régime de proportionnalité permettent de s'affranchir partiellement ou totalement d'une amplification externe et sont donc plus faciles à mettre en œuvre que les détecteurs en régime de saturation.

$$Q_i = A \cdot \frac{E}{W_E^m} \cdot e \quad (5.5)$$

5.2.4 Régime de proportionnalité limitée

Si l'intensité du champ électrostatique est trop importante, le facteur d'amplification A est fonction de l'énergie du rayonnement ionisant interagissant dans le détecteur. Il s'agit du régime de proportionnalité limitée qui n'est pas utilisé pour la détection des rayonnements ionisants.

5.2.5 Régime Geiger-Müller ou régime du compteur Geiger-Müller

Lorsque l'intensité du champ électrostatique est augmentée et prend des valeurs élevées, les paires électrons-cations initiales acquièrent une accélération suffisante pour ioniser à leur tour d'autres molécules de gaz et entraînent une avalanche de charges électriques dans le détecteur. Les particules chargées secondaires de l'avalanche primaire ont une probabilité non négligeable de produire des photons par excitation des atomes du gaz. Ces photons ont la faculté de subir un effet photoélectrique et de mettre en mouvement des électrons du gaz entraînant des avalanches secondaires (figure 5.8) [29].

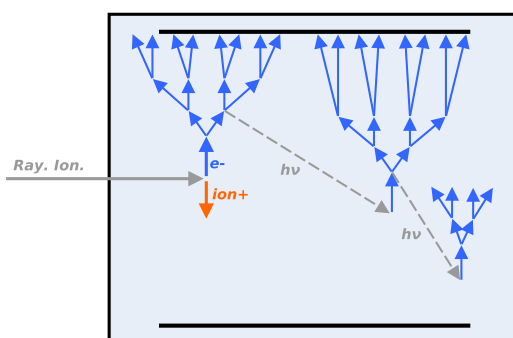


FIGURE 5.8 – Régime Geiger-Müller

Les impulsions de courant résultantes ne sont plus fonction de l'énergie des rayonnements et ont toutes la même intensité. Un détecteur gazeux fonctionnant en régime Geiger-Müller est majoritairement utilisé en mode impulsion dans le but de réaliser une mesure de taux de comptage R .

Les détecteurs gazeux utilisés en régime Geiger-Müller ont l'avantage d'être compacts et peu coûteux. Cependant, la réponse en énergie de ces détecteurs est fortement hétérogène et il est souvent nécessaire de réaliser une compensation en énergie consistant à atténuer les rayonnements ionisants de faible énergie afin de limiter la gamme en énergie et homogénéiser leur réponse en énergie.

5.3 Exemples d'instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés en radioprotection

Il existe un nombre important d'instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés dans le cadre de la radioprotection et de la dosimétrie d'ambiance (tableau 5.2). Ces instruments doivent répondre à plusieurs critères, notamment être portables et présenter un temps de réponse faible. Dans le but de répondre à ces contraintes, ceux-ci sont pour la plupart dotés d'un détecteur gazeux cylindrique fonctionnant en régime de proportionnalité ou Geiger-Müller, afin de limiter l'électronique d'amplification du signal.

Modèle	Marque	Détecteur	Plage en énergie	Plage de mesure
Babyline 81	Canberra	CHIO	8 à 2000 keV	10 μ Sv/h à 1 Sv/h
FH40 G-L	Thermo Scientific	CP	36 à 1300 keV	10 nSv/h à 100 mSv/h
FH40 G-L10	Thermo Scientific	CP	30 à 4400 keV	10 nSv/h à 100 mSv/h
FH40 G-10	Thermo Scientific	CP	30 à 4400 keV	10 nSv/h à 1 Sv/h
6150 AD2	Saphymo	GM	60 à 1300 keV	0,1 μ Sv/h à 10 mSv/h
6150 AD2/H	Saphymo	GM	60 à 1300 keV	0,1 μ Sv/h à 10 mSv/h
6150 AD6	Saphymo	GM	60 à 1300 keV	0,1 μ Sv/h à 10 mSv/h
6150 AD6/H	Saphymo	GM	60 à 1300 keV	0,1 μ Sv/h à 10 mSv/h
6150 AD1	Saphymo	GM	45 à 3000 keV	1 μ Sv/h à 1000 mSv/h
6150 AD1/H	Saphymo	GM	45 à 2600 keV	1 μ Sv/h à 1000 mSv/h
6150 AD5	Saphymo	GM	45 à 3000 keV	1 μ Sv/h à 1000 mSv/h
6150 AD5/H	Saphymo	GM	45 à 2600 keV	1 μ Sv/h à 1000 mSv/h
MiniTRACE Gamma S10	Saphymo	GM	42 à 1800 keV	10 nSv/h à 10 mSv/h
MiniTRACE Gamma S100	Saphymo	GM	48 à 2000 keV	10 nSv/h à 100 mSv/h
DOLPHY Gamma	Carmelec	GM	33 à 1300 keV	10 μ Sv/h à 160 mSv/h
DOLPHY Evolution	Carmelec	GM	60 à 1500 keV	10 μ Sv/h à 99,9 mSv/h
NEO	Carmelec	GM	33 à 1250 keV	10 μ Sv/h à 160 mSv/h
Radiagem 2000	Canberra	GM	40 à 1500 keV	10 nSv/h à 100 mSv/h
RadEye G	Thermo Scientific	GM	45 à 3000 keV	50 nSv/h à 100 mSv/h
RadEye G-10	Thermo Scientific	GM	50 à 3000 keV	50 nSv/h à 100 mSv/h
RadEye GF	Thermo Scientific	GM	45 à 3000 keV	500 nSv/h à 3 Sv/h
RadEye GF-10	Thermo Scientific	GM	50 à 3000 keV	500 nSv/h à 3 Sv/h
FH40 F2	FAG	GM	45 à 1300 keV	10 nSv/h à 10 mSv/h
FH40 F4	FAG	GM	45 à 1300 keV	1 nSv/h à 10 mSv/h
FH40 F1	FAG	GM	40 à 3000 keV	3 μ Sv/h à 1 Sv/h
FH40 F3	FAG	GM	40 à 3000 keV	3 μ Sv/h à 1 Sv/h
RadEye PRD	Thermo Scientific	NaI(Tl)	60 à 1300 keV	10 nSv/h à 250 μ Sv/h
RadEye PRD-ER	Thermo Scientific	NaI(Tl)	60 à 1300 keV	10 nSv/h à 100 mSv/h

TABEAU 5.2 – Liste non exhaustive des principaux instruments de mesure de rayonnements ionisants utilisés en radioprotection d'ambiance et opérationnelle. Les plages en énergie et de mesure présentées sont celles préconisées par le constructeur

Une analyse des trois modèles les plus utilisés dans les CNPE français est développée dans la suite de ce chapitre : le FH40 G-L10 de marque Thermo Scientific®, le DOLPHY Gamma de marque Carmelec® ainsi que le 6150 AD5/H de marque Saphymo®.



FIGURE 5.9 – Radiamètres FH40 G-L10, DOLPHY Gamma, 6150 AD5/H

5.3.1 FH40 G-L10

Le FH40 G-L10 est constitué d'un détecteur gazeux cylindrique fonctionnant en régime de proportionnalité et dont la sensibilité à 661,66 keV est d'environ $2,0 \text{ (coups.s}^{-1}\text{)}/(\mu\text{Sv.h}^{-1}\text{)}$. Celui-ci est étalonné en termes de débit d'équivalent de dose ambiant \dot{H}^* (10).

La plage en énergie préconisée par le constructeur s'étend de 30 keV à 4400 keV et la plage préconisée en débit d'équivalent de dose ambiant s'étend de 10 nSv/h à 100 mSv/h [32].

5.3.2 DOLPHY Gamma

Le DOLPHY Gamma est constitué d'un détecteur gazeux cylindrique fonctionnant en régime Geiger-Müller compensé en énergie et dont la sensibilité à 661,66 keV est d'environ $0,7 \text{ (coups.s}^{-1}\text{)}/(\mu\text{Sv.h}^{-1}\text{)}$. Celui-ci est étalonné en termes de débit d'équivalent de dose ambiant \dot{H}^* (10).

La plage en énergie préconisée par le constructeur s'étend de 33 keV à 1300 keV et la plage préconisée en débit d'équivalent de dose ambiant s'étend de 0,01 mSv/h à 160 mSv/h [33].

5.3.3 6150 AD5/H

Le 6150 AD5/H est constitué d'un détecteur gazeux cylindrique fonctionnant en régime Geiger-Müller compensé en énergie et dont la sensibilité à 661,66 keV est d'environ $0,15 \text{ (coups.s}^{-1}\text{)}/(\mu\text{Sv.h}^{-1}\text{)}$. Celui-ci est étalonné en termes de débit d'équivalent de dose ambiant \dot{H}^* (10).

La plage en énergie préconisée par le constructeur s'étend de 45 keV à 2600 keV et la plage préconisée en débit d'équivalent de dose ambiant s'étend de 1 $\mu\text{Sv/h}$ à 1000 mSv/h [34].

5.3.4 Courbes de réponse en énergie

Ces trois modèles de radiamètres possèdent une courbe de réponse en énergie hétérogène (figure 5.10), fonction de la géométrie et du régime de fonctionnement du détecteur.

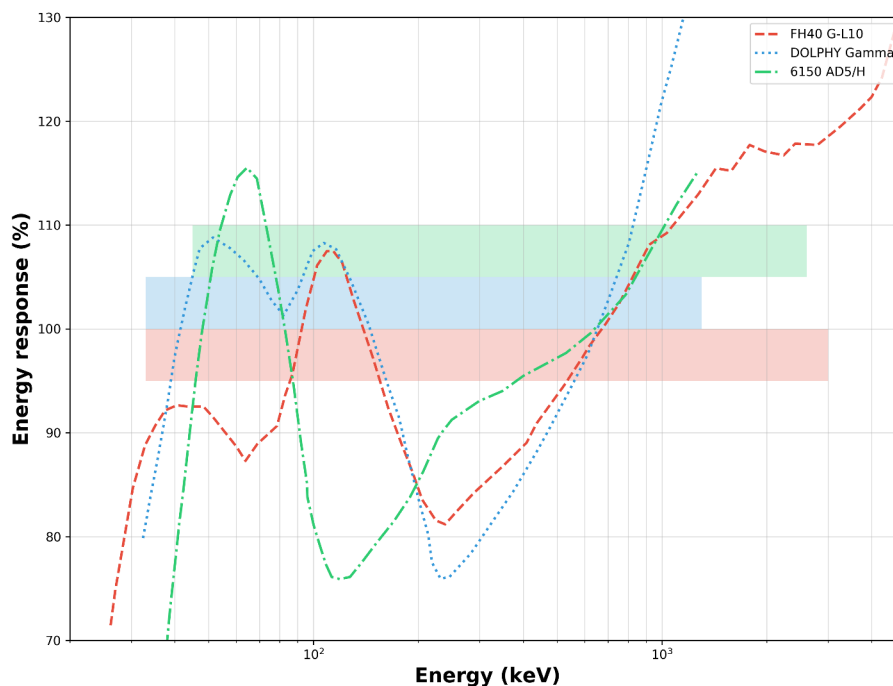


FIGURE 5.10 – Courbes de réponse en énergie du FH40 G-L10 [32], DOLPHY Gamma [33] et 6150 AD5/H [34] données par les constructeurs

Ces courbes de réponse en énergie sont déterminées en comparant l'indication du débit d'équivalent de dose ambiant de l'instrument de mesure à la valeur considérée vraie du débit d'équivalent de dose ambiant au point de mesure pour différentes énergies de rayonnements⁶ selon l'équation 5.6.

$$R(E) = 100 \times \frac{\dot{H}^*(10)_{mes}^E}{\dot{H}^*(10)_{réf}^E} \quad (5.6)$$

Avec :

$R(E)$	réponse en énergie à l'énergie E (en %)
$\dot{H}^*(10)_{mes}^E$	débit d'équivalent de dose ambiant donné par l'instrument de mesure à l'énergie E (en Sv.h ⁻¹)
$\dot{H}^*(10)_{réf}^E$	valeur considérée vraie du débit d'équivalent de dose ambiant à l'énergie E (en Sv.h ⁻¹)

6. En utilisant différentes sources radioactives par exemple.

L'allure des courbes de réponse des instruments de mesure conduit généralement à choisir la raie de décroissance du ^{137m}Ba comme référence pour normaliser leur réponse en énergie : $R(661,66 \text{ keV}) = 100\%$. Le ^{137}Cs est par conséquent généralement utilisé comme source d'étalonnage pour vérifier la conformité de la réponse de ces instruments.

Les plages en énergie préconisées par les constructeurs pour leurs instruments de mesure de rayonnements ionisants sont obtenues en calculant la courbe de réponse en énergie et en appliquant le critère de conformité de la norme IEC 60846-1:2009 [35]. Cette norme précise que la variation maximale de la réponse relative en énergie doit être comprise entre -29% et $+67\%$.

Les variations maximales de la réponse en énergie des trois instruments de mesure sur la gamme de mesure en énergie préconisée par leur constructeur respectif sont données dans le tableau 5.3. La courbe de réponse en énergie du manuel d'utilisation du 6150 AD5/H [34] ne fournit pas de points de mesure au delà de l'énergie du ^{60}Co ne permettant pas de déterminer un écart plus important. Il est cependant raisonnable de penser que la déviation au delà de cette énergie est supérieure à $+16\%$ au regard de la tendance croissante de la courbe de réponse en énergie (figure 5.10).

Modèle	Sous-estimation maximale	Sur-estimation maximale
FH40 G-L10	$\sim -20\%$ à $\sim 230 \text{ keV}$	$\sim +18\%$ à $\sim 3000 \text{ keV}$
DOLPHY Gamma	$\sim -25\%$ à $\sim 250 \text{ keV}$	$\sim +35\%$ à $\sim 1300 \text{ keV}$
6150 AD5/H	$\sim -25\%$ à $\sim 120 \text{ keV}$	$\sim +16\%$ à $\sim 1250 \text{ keV}$

TABLEAU 5.3 – Résumé des écarts positif et négatif maximaux de la réponse en énergie du FH40 G-L10, du DOLPHY Gamma et du 6150 AD5/H

Troisième partie

La physique des accélérateurs de
particules

Chapitre 6

Généralités sur les accélérateurs de particules

6.1 Les accélérateurs de particules du XX^{ème} siècle à aujourd'hui

A la fin du XIX^{ème} siècle, la découverte de la radioactivité ouvre de nouvelles perspectives de recherche en physique fondamentale et appliquée. L'utilisation des différents rayonnements ionisants naturels, tels que les particules α , les particules β , les rayons X et γ ou les particules cosmiques, autorise à sonder la matière à l'échelle atomique. Les énergies cinétiques de ces rayonnements ionisants naturels sont cependant faibles et les limites sont rapidement atteintes. En 1927, le physicien et chimiste néo-zélando-britannique Ernest RUTHERFORD exprime à la *Royal Society* de Londres son intérêt de voir se développer des dispositifs permettant de fournir de l'énergie cinétique aux particules chargées de telle sorte à dépasser les limites imposées par les rayonnements naturels, en termes d'énergie pour les sources isotopiques et en termes d'intensité pour les rayonnements cosmiques, afin d'approfondir l'étude de la matière [36].

Dès lors, et en l'espace d'environ dix ans, les développements techniques et scientifiques permettent la conception de différents modèles d'accélérateurs de particules encore utilisés de nos jours. En 1928, Rolf WIDEROE développe le premier LINAC lors de sa thèse de doctorat à l'Université d'Aix La Chapelle. Un an plus tard, Ernest LAWRENCE initie deux projets avec ses étudiants en thèse de doctorat : améliorer le LINAC de Rolf WIDEROE et développer le premier cyclotron, travaux pour lesquels il obtiendra le prix Nobel de physique en 1939. En parallèle, à partir de 1930, John COCKCROFT et Ernest WALTON améliorent le montage de la cascade de Greinacher, jusqu'alors utilisé pour les générateurs de rayons X. En augmentant la haute-tension produite, ils réussissent deux ans plus tard à accélérer des protons à 400 keV et effectuent la première désintégration d'atomes de lithium par un faisceau de protons, leur permettant de recevoir le prix Nobel de physique en 1951. En 1931, Robert VAN DE GRAAF développe quant à lui le premier accélérateur électrostatique à bandes [37].

6.2 Applications des accélérateurs de particules

6.2.1 Généralités

Les progrès techniques et scientifiques permettent une constante amélioration des accélérateurs de particules donnant accès à des domaines d'énergie nouveaux, de l'ordre de la dizaine de TeV au LHC (CERN), ou rendant possible leur intégration dans des projets industriels ou médicaux. Ainsi, l'utilisation des accélérateurs de particules s'est démocratisée au cours du XX^{ème} siècle et environ 90% des accélérateurs sont maintenant utilisés pour des applications industrielles ou médicales (figure 6.1).

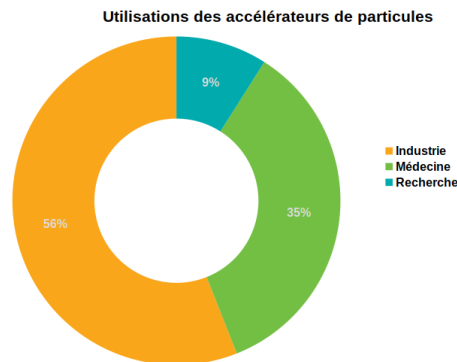


FIGURE 6.1 – Proportions des accélérateurs de particules utilisés dans des applications médicales, industrielles et de recherche [37]

Parmi les applications industrielles figurent l'implantation d'ions pour l'industrie électronique, les traitements de surface pour l'industrie automobile ou la stérilisation pour les industries alimentaires ou pharmaceutiques (figure 6.2). Les applications médicales reposent quant à elles sur l'imagerie, les traitements des cancers par radiothérapie, protonthérapie ou hadronthérapie ou sur la production de radioisotopes.

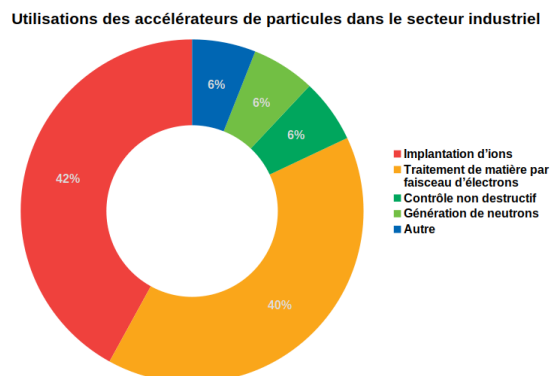


FIGURE 6.2 – Proportions des accélérateurs de particules utilisés dans les applications industrielles selon le secteur d'activité [38]

6.2.2 Cas particulier des accélérateurs d'électrons

Les accélérateurs d'électrons ont la particularité de pouvoir délivrer le faisceau primaire d'électrons ou un faisceau de rayons X de freinage au moyen d'une cible de conversion. La variété des applications possibles est donc large et quelques exemples sont donnés ci-après.

6.2.2.1 Qualification de composants électroniques

Les composants électroniques soumis à un champ de rayonnements ionisants subissent des défauts transitoires ou permanents susceptibles d'affecter leur fonctionnement. Ces défauts peuvent être causés par une unique particule (*Single Event Effect (SEE)*) ou par un effet d'accumulation de la dose (*Total Ionizing Dose (TID)*).

Lors de la phase de conception d'un système électronique utilisé dans un environnement ionisant, deux choix sont possibles :

- utiliser des composants peu onéreux et facilement interchangeables en cas de défaillance,
- utiliser des composants durcis, onéreux mais résistants aux défaillances notamment grâce à une redondance électronique.

Ce choix est fait en analysant l'environnement dans lequel l'utilisation va se faire, la durée d'utilisation du système, sa facilité d'accès pour d'éventuelles maintenances, sa criticité, etc. Par exemple, dans le cas d'un satellite géostationnaire utilisé pour les télécommunications, la durée d'utilisation est en moyenne de quinze ans [39], le système est inaccessible une fois mis en orbite et est placé dans un environnement fortement ionisant, essentiellement composé d'électrons et de protons piégés par le champ magnétique terrestre (ceintures de Van Allen). Par conséquent, le choix de composants électroniques durcis est privilégié.

Quel que soit le choix des composants, il convient de les qualifier en les soumettant à des champs de rayonnements ionisants connus et caractérisés et aussi représentatifs que possible des conditions environnementales de fonctionnement. Un accélérateur d'électrons peut par exemple être mis en œuvre dans le but de quantifier le taux de défauts en fonction de différents paramètres, tels que l'énergie ou le flux des particules incidentes.

6.2.2.2 Qualification de matériaux

Les rayonnements ionisants peuvent induire des modifications structurelles dans les matériaux, entraînant des défauts et un changement de leurs propriétés mécaniques et physico-chimiques. Par exemple, le circuit primaire d'une centrale nucléaire est soumis à une irradiation permanente de rayonnements γ , d'électrons, de neutrons et de fragments de fission (ions lourds). Les matériaux constituant ce circuit doivent donc être qualifiés pour résister aux conditions de fonctionnement du réacteur : température élevée, pression élevée, présence de composés chimiques (acide borique), irradiation importante, etc.

Pour étudier l'évolution microstructurale de ces matériaux sous irradiation dans des conditions de température et pression contrôlées, l'utilisation des accélérateurs de particules est essentielle. Elle permet d'améliorer les modèles physiques mis en œuvre pour

estimer la durée de vie d'une centrale.

6.2.2.3 Traitement des polymères

Lorsqu'ils sont soumis à un champ de rayonnements ionisants, les polymères peuvent subir des modifications structurales. Si ces modifications sont contrôlées, il est possible d'améliorer les propriétés de ces polymères.

Les principales modifications structurales mises en œuvre à l'aide des radiations sont :

- les polymérisations, augmentant la taille des chaînes carbonées principales,
- les réticulations (*cross-linkings*), permettant d'obtenir des liaisons inter et intramoléculaires,
- les dégradations, réduisant la taille des chaînes carbonées,
- les greffages (*graftings*), autorisant l'ajout de fonctions organiques spécifiques au polymère principal.

L'utilisation des accélérateurs d'électrons pour le traitement des polymères est devenue la référence car le processus est plus rapide, plus précis et plus sûr que lors de l'utilisation des sources radioactives γ [40]. Dès lors, le développement de polymères et de matériaux plastiques aux propriétés innovantes s'est démocratisé depuis les années 1950 (figure 6.3).

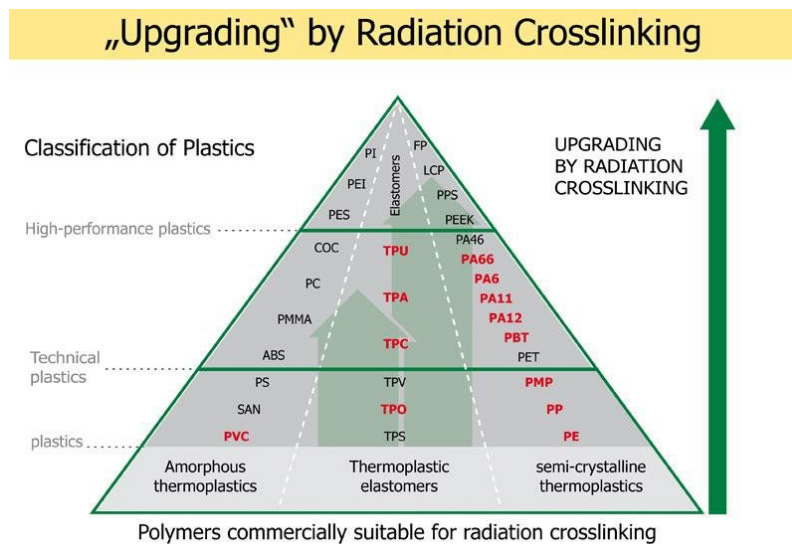


FIGURE 6.3 – Classement des polymères améliorés par *cross-linking* sous irradiation [40]

Indépendamment de l'amélioration des propriétés des polymères, leur qualification à des environnements hautement irradiants peut aussi être mise en œuvre à partir des accélérateurs d'électrons.

6.3 Les différentes familles d'accélérateurs de particules et leurs principaux éléments

Le principe général de fonctionnement d'un accélérateur de particules repose sur la création de particules chargées (électrons, protons, ions, etc.) et leur accélération par application des lois de l'électromagnétisme dans le but de leur communiquer de l'énergie cinétique et guider le faisceau résultant. Ainsi, l'accélération et la déviation des particules chargées sont régies par la force de Lorentz (équation 6.1).

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (6.1)$$

Avec :

\vec{F}_L	force de Lorentz s'appliquant sur une particule chargée placée dans un champ électrique \vec{E} et/ou un champ magnétique \vec{B}
q	charge électrique de la particule chargée
\vec{v}	vitesse de la particule chargée
\vec{E}	champ électrique
\vec{B}	champ magnétique

Il existe deux grandes familles d'accélérateurs de particules : ceux dont la phase d'accélération a lieu sur une trajectoire rectiligne (accélérateurs linéaires) et ceux dont la phase d'accélération a lieu sur une trajectoire courbée tel que le résume la figure 6.4.

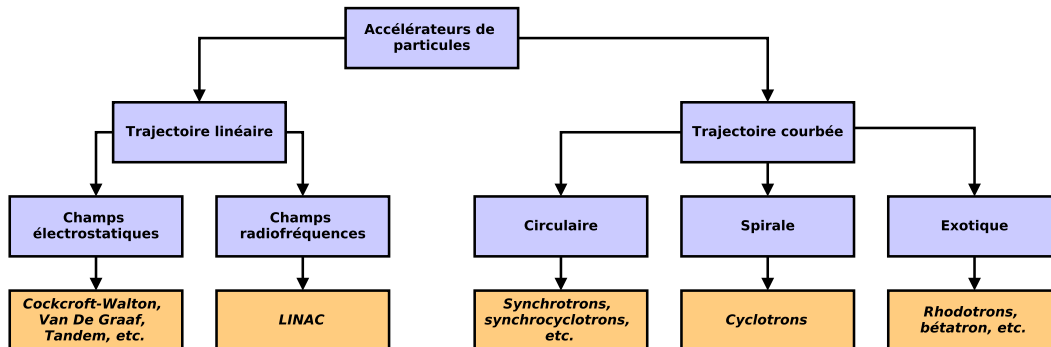


FIGURE 6.4 – Grandes familles d'accélérateurs de particules

Leurs principaux éléments constitutifs sont néanmoins communs et présentés ci-après.

6.3.1 Sources de particules chargées

Pour être accélérée sous l'action de la force de Lorentz (équation 6.1), une particule doit posséder une charge électrique q non nulle, dont la génération est à la base de la conception d'un accélérateur de particules. Les sources de particules chargées étant nom-

breuses, seuls quelques exemples sont présentés ci-après.

6.3.1.1 Sources d'électrons

Il existe deux principales sources d'électrons : les émetteurs thermo-électroniques et les photocathodes. Ces sources sont constituées de différents éléments permettant de générer les électrons, de les pré-accélérer afin de réduire les recombinaisons et de contrôler leur nombre (courant d'émission).

Photocathodes

Les photocathodes reposent sur l'utilisation de l'effet photoélectrique, présenté dans le chapitre 4. Un générateur de photons produit des photons dont l'énergie $E_{h\nu}$ est suffisamment élevée¹ pour arracher des électrons à sa surface (figure 6.5). La proportion d'électrons émis par photon incident est donnée par l'efficacité quantique $Q_E^{mat.}$, fonction de l'énergie du photon incident et du matériau.

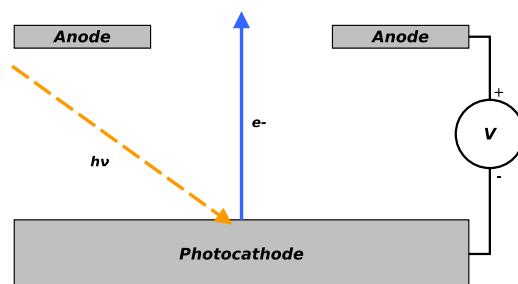


FIGURE 6.5 – Principe de fonctionnement d'une photocathode

Les métaux disposent d'un travail de sortie élevé, fournissant un rendement quantique faible et nécessitant une énergie minimale $E_{h\nu,min}$ dans la bande des ultraviolets. Certains matériaux composites, tels que les semiconducteurs, permettent quant à eux d'obtenir un rendement quantique plus important et nécessitent une énergie minimale $E_{h\nu,min}$ plus faible, pouvant être dans la limite du spectre visible. L'efficacité quantique de différents matériaux pour des photons dont l'énergie est proche du travail de sortie est donnée dans le tableau 6.1 [41].

L'un des matériaux les plus efficace pour la conversion photons-électrons est le bialkali (K_2CsSb). Il est cependant instable dans le vide et se dégrade rapidement sous l'action des bombardements ioniques parasites pouvant survenir dans un accélérateur de particules. Ainsi, le matériau le plus couramment mis en œuvre dans la conception des photocathodes est le tellure de césium Cs_2Te , stable dans le vide et résistant aux bombardements ioniques.

Emetteurs thermo-électroniques

1. Supérieure au travail de sortie W_E du matériau constituant la photocathode.

Matériau	$Q_E^{mat.}(E_{h\nu,min})$ (%)	λ_{max} (nm)	$E_{h\nu,min}$ (eV)
Cu	0,01	267	2,54
K ₂ CsSb	29	590	1,15
Cs ₂ Te	12,4	350	1,94
GaAs:Cs	17	225	3,02

TABLEAU 6.1 – Efficacité quantique et longueur d’onde maximale de différents matériaux

Les émetteurs thermo-électroniques reposent quant à eux sur l’émission d’électrons par agitation thermique. La distribution énergétique des électrons au sein d’un solide est régie par la distribution de Fermi-Dirac. Lorsque la température au sein de ce solide augmente, les électrons passent sur des états d’énergie supérieure, permettant la libération dès lors que leur énergie excède le travail de sortie W_E . Sous l’action d’un champ électrostatique, les électrons sont alors injectés dans l’accélérateur de particules pour être accélérés (figure 6.6).

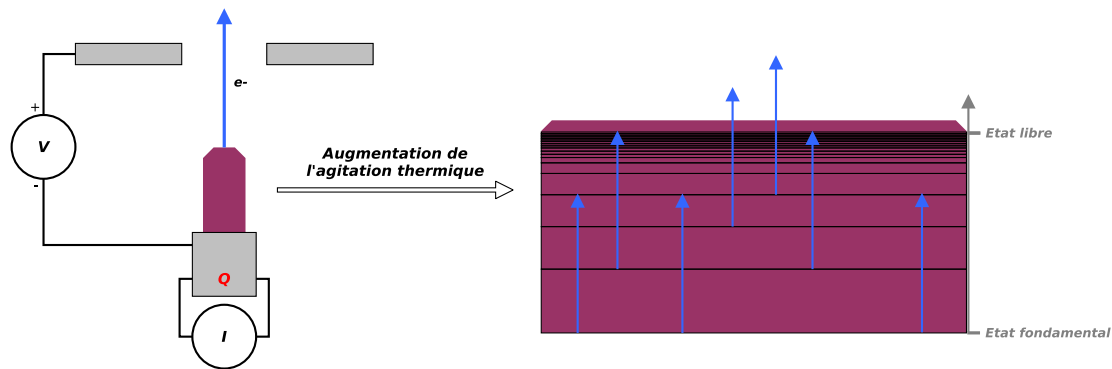


FIGURE 6.6 – Principe de fonctionnement d’un émetteur thermo-électronique

La densité de courant électronique, J_e , disponible à la surface d’un matériau chauffé à la température T , est définie par la loi de Richardson-Dushman (équation 6.2) [41]. Le courant d’électrons émis par les émetteurs thermo-électroniques dépend donc fortement de la température T , du métal et plus faiblement de la constante de Richardson, A_{mat} , et du travail de sortie, W_E , tous deux fonctions du matériau.

$$J_e = A_{mat} \cdot T^2 \cdot \exp\left(\frac{-eW_E}{kT}\right) \quad (6.2)$$

Les matériaux privilégiés pour la conception d’émetteurs thermo-électroniques sont donc ceux dont la constante de Richardson est élevée et dont le travail de sortie est faible. La constante de Richardson de quelques matériaux est donnée dans le tableau 6.2 [41] et l’évolution du courant surfacique de ces matériaux en fonction de la température en figure 6.7.

Matériau	A_{mat} ($\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$)	W_E (eV)
W	60	4,54
W (dopé Th)	3	2,63
Ta	60	4,12
Cs	160	1,81
LaB ₆	29	2,66

TABLEAU 6.2 – Constante de Richardson de quelques matériaux

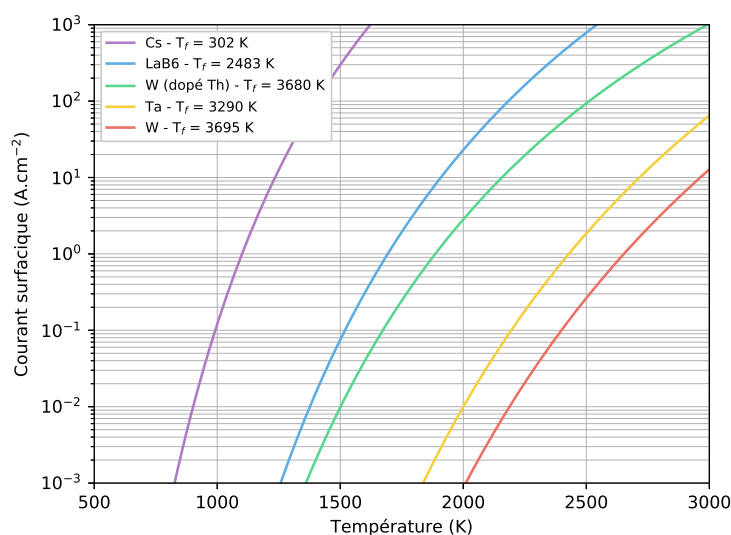


FIGURE 6.7 – Evolution du courant surfacique en fonction de la température pour quelques matériaux

Le césium disposant d'une constante de Richardson élevée et d'un travail de sortie faible semble être le matériau idéal, cependant sa température de fusion est de 300 K. Il est donc impossible de l'utiliser pour la conception d'un émetteur thermo-électronique. L'hexaborure de lanthane (LaB₆) possède des caractéristiques idéales, une température de fusion élevée, de l'ordre de 2500 K, une résistance au bombardement ionique parasite et une faible évaporation, lui valant d'être utilisé dans la conception de la plupart des émetteurs thermo-électroniques.

6.3.1.2 Sources d'ions

Tout comme pour les sources d'électrons, les sources d'ions sont constituées d'une zone de production d'ions, en général un plasma, et d'un système d'extraction permettant l'injection des ions dans l'accélérateur. Le plasma étant constitué d'ions positifs et d'électrons libres, la plupart des injecteurs ioniques émettent des ions positifs. Les deux principales sources d'ions positifs sont la source de Penning (PIG) et la source à résonance cyclotron

électronique (ECR).

Les sources de Penning sont les plus anciennes sources d'injection d'ions, notamment utilisées dans les cyclotrons à partir des années 1940. Celles-ci sont constituées d'une enceinte cylindrique, l'anode, contenant un gaz renouvelé en permanence et deux cathodes situées aux extrémités de l'anode. Un générateur de tension radio-fréquence produit des décharges électriques au sein de l'anode et ionise le gaz afin de former le plasma. Un champ magnétique \vec{B} parallèle à l'axe du cylindre contraint les électrons dans le volume de l'anode. Les ions positifs sont éjectés de l'anode à l'aide d'un champ électrostatique généré de façon périodique à partir d'une différence de potentiel entre l'anode et une cathode d'extraction située en face d'une fenêtre de sortie (figure 6.8).

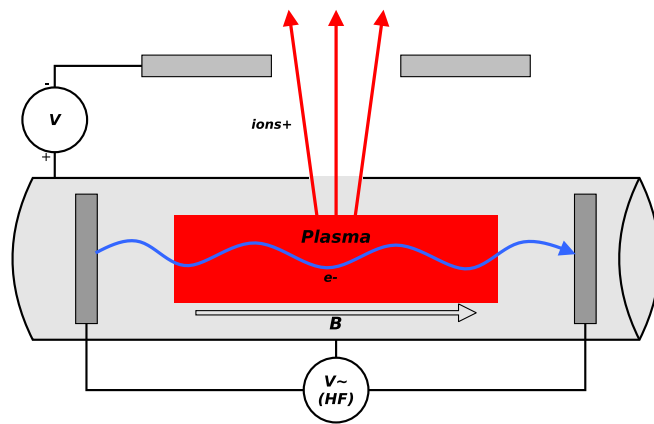


FIGURE 6.8 – Principe de fonctionnement d'une source de Penning

Les sources à résonance cyclotron électronique (ECR), plus récentes, utilisent ledit principe pour produire un plasma d'où les ions sont extraits. Un gaz est perpétuellement injecté à l'intérieur d'une enceinte dans laquelle un champ magnétique statique d'intensité B non homogène et un champ électromagnétique haute-fréquence oscillant à la fréquence de résonance f_{ecr} sont appliqués (équation 6.3). Il en résulte un plasma, confiné par le champ magnétique B dont les lignes de champs piègent les particules et dont les ions sont périodiquement éjectés d'une part en annulant le champ magnétique et d'autre part en générant un champ électrique d'extraction (figure 6.9).

$$\omega_{ecr} = 2\pi f_{ecr} = \frac{eB}{m_e} \quad (6.3)$$

Le champ magnétique statique de confinement est généralement mis en œuvre par deux solénoïdes et un aimant multipolaire. Le champ électromagnétique possède une fréquence de quelques GHz (micro-ondes) et est généré par un klystron ou un magnetron.

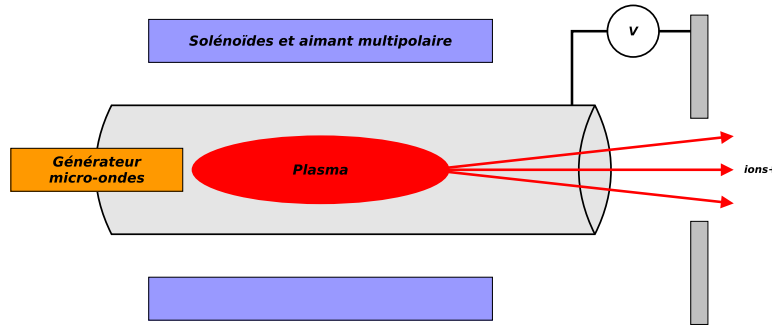


FIGURE 6.9 – Principe de fonctionnement d'une source ECR

6.3.2 Dispositifs d'accélération de particules chargées

L'accélération des particules chargées est assurée par un dispositif leur fournissant de l'énergie cinétique E_c le long de leur parcours \vec{l} par l'utilisation de la partie électrique de la force de Lorentz (équation 6.4 [42]).

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= \int \vec{F}_L \cdot d\vec{l} \\ &= q \cdot \int \vec{E} \cdot d\vec{l} + q \cdot \int (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{v} \cdot dt \\ &= q \cdot \int \vec{E} \cdot d\vec{l} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Le champ électrique \vec{E} peut être constant² ou variable et les particules peuvent être déviées pendant leur accélération ($\vec{B} \neq \vec{0}$) ou non ($\vec{B} = \vec{0}$), ce qui conduit à distinguer les principales familles d'accélérateurs de particules (figure 6.4) suivantes :

- Champ électrique \vec{E} constant : faisceau continu de particules
 - Trajectoire linéaire (Cockcroft-Walton, Van De Graaf, etc.)
- Champ électrique \vec{E} variable : faisceau de particules par paquet (*bunch*)
 - Trajectoire linéaire (LINAC)
 - Trajectoire courbée (synchrotrons, synchrocyclotrons, cyclotrons)

6.3.2.1 Accélérateurs à trajectoire linéaire et haute-tension continue

Les accélérateurs linéaires à haute-tension continue, plus généralement nommés accélérateurs électrostatiques, accélèrent les particules de façon continue et en ligne droite. Il s'agit du concept le plus simple à mettre en œuvre pour accélérer les particules chargées et dont les principaux inconvénients sont la limitation de la haute-tension à quelques dizaines de méga-volts pour éviter les décharges électriques, destructrices pour les composants de l'accélérateur et les dimensions de la cavité accélératrice. Les deux conceptions principales

2. Lorsque le champ électrique \vec{E} est constant, le parcours \vec{l} ne doit pas être une boucle fermée pour obtenir $\Delta E_c > 0$.

sont les accélérateurs de type Cockcroft-Walton et les accélérateurs à bandes de type Van De Graaf.

Les accélérateurs électrostatiques de type Cockcroft-Walton sont basés sur l'utilisation d'une haute-tension continue générée par un circuit électrique redresseur convertissant une tension alternative en une tension continue amplifiée. Un étage de Cockcroft-Walton unitaire est schématisé en figure 6.10 [43]. Une tension alternative d'amplitude U_p est appliquée à l'entrée du circuit. La tension au point P_1 oscille entre $-U_p$ et U_p à la fréquence de l'alimentation. En régime permanent, la diode D_1 empêchant la décharge du condensateur C_1 pendant l'inversion de la tension d'alimentation, la tension aux bornes du condensateur est constante et égale à U_p ³. Ainsi, la tension au point P_2 correspond à la somme de la tension de l'alimentation et de la tension constante U_p , soit une tension alternative oscillante entre 0 et $2U_p$. Cette unique portion du circuit est le circuit doubleur de tension de Villard.

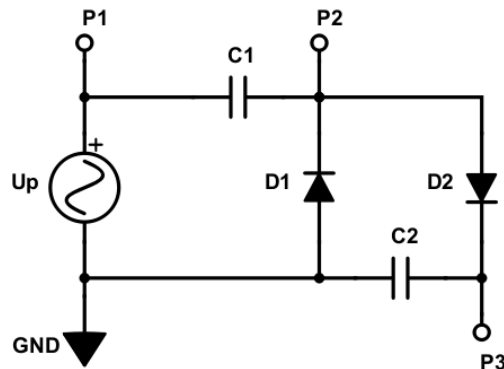


FIGURE 6.10 – Principe de fonctionnement d'un étage unitaire de type Cockcroft-Walton

L'ajout d'un étage inversé de Villard en parallèle du premier permet d'obtenir l'étage de Cockcroft-Walton unitaire. La tension au point P_3 correspond à la tension emmagasinée par le condensateur C_2 , soit une tension constante de $2U_p$ en régime permanent. Ce circuit a donc la faculté de convertir une tension alternative d'amplitude U_p en une tension constante égale à $2U_p$.

La mise en parallèle de N étages de Cockcroft-Walton donne accès à une tension finale continue égale à $2 \cdot N \cdot U_p$. La différence de potentiel entre le point de référence et le dernier étage du montage permet de mettre en place un champ électrostatique \vec{E} fournissant de l'énergie potentielle aux particules selon l'équation 6.4 lorsque les potentiels constants générés à chaque étage sont convenablement positionnés autour de la ligne de faisceau à l'aide d'anneaux corona (*corona rings*) (figure 6.12).

Les accélérateurs électrostatiques de type Van De Graaf sont quant à eux basés sur un système mécanique. Un peigne est chargé à partir d'une alimentation continue, en contact avec une courroie mise en rotation par un moteur. Le peigne dépose ses charges sur la courroie qui les transporte jusqu'à un second peigne, relié à une sphère métallique isolée.

3. En réalité, les caractéristiques de la diode et du condensateur n'étant pas parfaites, la tension aux bornes du condensateur pourra être faiblement variable et légèrement inférieure à U_p .

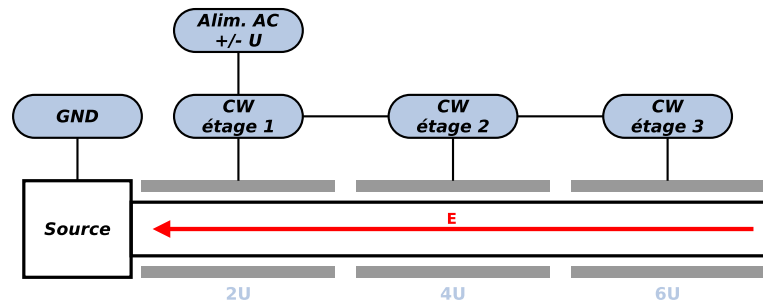


FIGURE 6.11 – Principe de fonctionnement d’un accélérateur électrostatique de type Cockcroft-Walton appliqué à des particules négatives. Pour des particules positives, le montage serait inversé.

Cette sphère se charge à son tour et une différence de potentiel apparaît entre la sphère et la référence, générant un champ électrostatique \vec{E} entre la référence et la sphère (figure 6.12 [43]). Comme pour les accélérateurs électrostatiques de type Cockcroft-Walton, la haute-tension est uniformément répartie autour de la ligne accélérateur à l’aide d’anneaux équipotentiels.

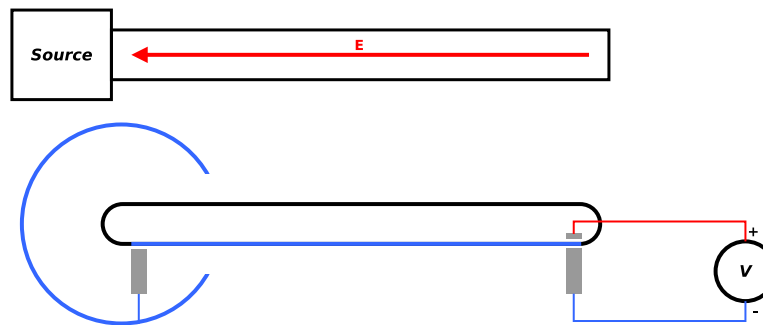


FIGURE 6.12 – Principe de fonctionnement d’un accélérateur électrostatique de type Van De Graaf appliqué à des particules négatives. Pour des particules positives, le montage serait inversé.

Le principal inconvénient de ces deux conceptions est le risque de décharge électrique de la haute-tension, limitant l’énergie cinétique maximale pouvant être acquise par les particules accélérées. L’utilisation d’un gaz pressurisé, tel que l’hexafluore de soufre (SF_6) permet d’augmenter la tension de claquage et par conséquent la haute-tension maximale du système. Cependant, l’utilisation d’accélérateurs de particules à haute-tension variable s’avère nécessaire pour obtenir des énergies cinétiques plus importantes.

6.3.2.2 Accélérateurs à trajectoire linéaire et haute-tension variable

Les accélérateurs de particules linéaires à haute-tension variable, plus généralement nommés accélérateurs linéaires ou LINAC, sont constitués d’une succession d’électrodes cylindriques mises à un potentiel oscillant à haute-fréquence deux à deux opposés (figure 6.13 [43]) de sorte que le champ électrique généré entre chaque électrode soit l’opposé

de ses deux voisins directs. La direction de ces champs électriques s'inverse lors de l'alternance de la tension d'alimentation, dont la fréquence f est fixée. Une particule circulant dans un LINAC est donc accélérée de façon successive à la condition de maintenir un synchronisme entre le passage de la particule dans l'intervalle entre les électrodes et la fréquence d'oscillation de l'alimentation. La longueur des électrodes est par conséquent progressivement augmentée afin de neutraliser l'augmentation de distance parcourue par la particule entre chaque électrode. Le réglage de l'énergie des particules dans un LINAC est donc limité à quelques intervalles étroits en énergie.

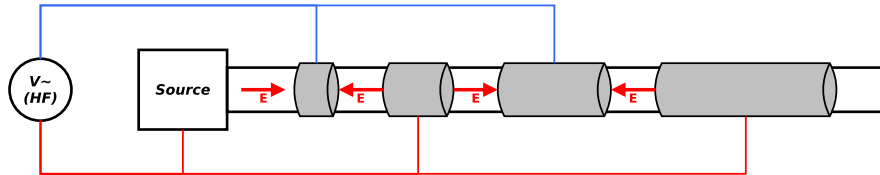


FIGURE 6.13 – Principe de fonctionnement d'un accélérateur linéaire (LINAC). Lors de l'inversion de la tension d'alimentation, la polarité des électrodes est inversée

Comme pour les accélérateurs électrostatiques, les LINAC conservent un champ magnétique \vec{B} nul lors de la phase d'accélération et les particules accélérées ont donc une trajectoire rectiligne. Or, il est inévitable d'augmenter le nombre d'électrodes et la taille de l'accélérateur afin d'obtenir une énergie cinétique importante. En courbant la trajectoire des particules, les accélérateurs à trajectoire non rectiligne sont, à énergie égale, plus compacts⁴.

6.3.2.3 Accélérateurs à trajectoire courbée

Afin de courber la trajectoire des particules lors de leur accélération, un champ magnétique \vec{B} non nul est appliqué dans le but d'utiliser la composante magnétique de la force de Lorentz (équation 6.1). Ce champ magnétique peut être statique (cyclotrons, bétatron, etc.) ou variable (synchrotrons, synchrocyclotrons, etc.).

Le cyclotron, initialement imaginé par Ernest LAWRENCE, est constitué de deux électrodes creuses en forme de demi-disque, chacune polarisée en inverse par une alimentation alternative. Un champ électrique variable de haute-fréquence est généré entre les deux électrodes afin d'accélérer les particules générées ou transportées au centre du cyclotron. Un champ magnétique statique normal à la surface des électrodes est produit par un électroaimant et permet d'appliquer une force de Lorentz, transversale à la trajectoire du faisceau, aux particules accélérées (figure 6.14 [43]).

Le synchronisme du passage des particules dans la partie centrale entre deux inversions du champ électrique est régi par l'équation 6.5 reliant la fréquence de révolution f_{rev} de la particule à l'intensité du champ magnétique B_z , la charge q et la masse m de la particule. L'équation étant indépendante de la vitesse de la particule ou du rayon sur lequel elle est située, il suffit de choisir une fréquence d'oscillation de l'alimentation f_{alim} égale à f_{rev} pour assurer la condition d'isochronisme. Cette équation n'est valable que pour les

4. Cependant, cette courbure implique un rayonnement de freinage appelé rayonnement synchrotron.

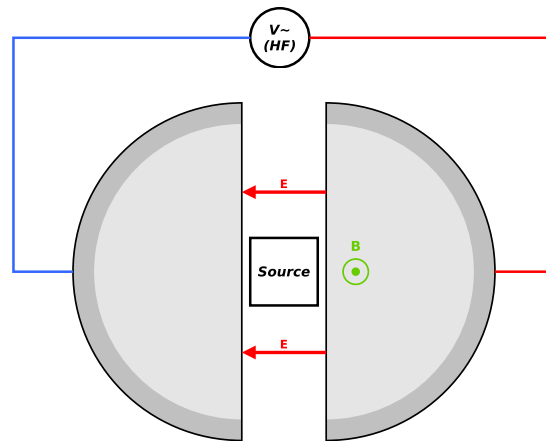


FIGURE 6.14 – Principe de fonctionnement d’un cyclotron de Lawrence. Lors de l’inversion de la tension d’alimentation, la polarité des électrodes est inversée

particules non relativistes, dont la masse ne varie pas avec la vitesse. Pour les particules relativistes, une désynchronisation a lieu compte tenu de la modification de la masse m de la particule dans le référentiel du laboratoire.

$$f_{rev} = \frac{q \cdot B_z}{2 \cdot \pi \cdot m} \quad (6.5)$$

Pour s’affranchir de cette limitation, il est possible d’adapter la fréquence de l’alimentation f_{alim} afin de la synchroniser avec la fréquence de révolution f_{rev} variable. On parle alors de synchrocyclotron dont le principal inconvénient est la faible intensité disponible. Une autre solution, mise en œuvre pour le développement des cyclotrons modernes, est l’utilisation de plusieurs secteurs (cyclotrons à secteurs) assurant la focalisation verticale et l’isochronisme pour les particules relativistes [43].

Le synchrotron est quant à lui constitué d’une succession de cavités radiofréquences polarisées, augmentant l’énergie cinétique des particules, et de dipôles magnétiques, permettant leur déviation (figure 6.15 [43]). Les particules circulent sur le même rayon moyen au cours de leur accélération, par conséquent le champ magnétique des dipôles et le champ électrique des cavités radiofréquences sont en permanence synchronisés avec la vitesse des particules pour conserver une trajectoire circulaire. Selon la finalité du synchrotron, une fois que les particules ont acquis suffisamment d’énergie, elles peuvent être conservées dans la ligne faisceau ou éjectées pour être utilisées en dehors de la ligne faisceau.

La défocalisation des particules est importante dans un synchrotron et les particules sont contenues au sein de la ligne faisceau par une multitude de lentilles, généralement multipolaires, placées entre chaque cavité radiofréquence et non représentées sur la figure 6.15.

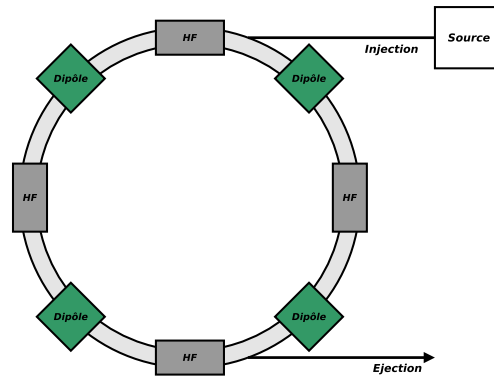


FIGURE 6.15 – Principe de fonctionnement d'un synchrotron

6.3.3 Dispositifs de guidage du faisceau de particules chargées

Pendant ou après leur accélération, le guidage du faisceau de particules est essentiel à son maintien au plus près d'une trajectoire théorique idéale située au centre de la ligne faisceau de l'accélérateur. Deux composants sont utilisés pour guider le faisceau de la source jusqu'à la fin de ligne faisceau : les dipôles, afin de changer localement la trajectoire du faisceau selon un axe de rotation, et les lentilles, dans le but de focaliser les particules.

6.3.3.1 Déviation du faisceau de particules chargées

La déviation des particules est généralement effectuée à l'aide d'un champ magnétique \vec{B} statique ou variable⁵. Lorsque la déviation a lieu après la phase d'accélération, le champ magnétique est statique et généralement généré à partir d'un électroaimant.

Il est courant d'orienter le champ \vec{B} orthogonal au vecteur vitesse \vec{v} de sorte à limiter la déviation dans un plan. La rigidité magnétique d'un électroaimant, reliant l'intensité du champ B , le rayon de courbure ρ , la vitesse réduite β et l'énergie cinétique E des particules à dévier est donnée par l'équation 6.6 [42]. Celle-ci autorise, en isolant le rayon de courbure ρ de calculer l'intensité du champ magnétique nécessaire à la déviation d'une particule d'énergie cinétique E .

$$B(T) \cdot \rho(m) = \frac{10}{2,998} \cdot \beta \cdot E(\text{GeV}) \quad (6.6)$$

La figure 6.16 donne la section d'un électroaimant simple. Dans cet exemple, le champ magnétique \vec{B} est généré par un courant électrique I circulant dans deux bobines circulaires situées de part et d'autre d'une enceinte en acier. La partie centrale est creusée afin de faire circuler le faisceau et l'ensemble est contenu dans une enceinte ferromagnétique assurant la fermeture des lignes de champ magnétique.

5. La déviation des particules par un champ électrique est possible mais beaucoup plus coûteuse en énergie. Il est par exemple nécessaire de mettre en place un champ électrique de 300 MV/m pour dévier une particule de façon équivalente à un champ magnétique de 1 T [42].



FIGURE 6.16 – Section d'un électroaimant simple [42]

L'intensité du champ magnétique B est calculée à partir de la loi d'Ampère et est liée au courant total I_{total} circulant dans les bobines par l'équation 6.7 [42] où d est l'épaisseur entre les deux pôles de l'enceinte ferromagnétique.

$$I_{total}(A) = N_{tour} \cdot I(A) = \frac{B(T) \cdot d(m)}{2 \cdot \mu_0} \quad (6.7)$$

Les équations 6.6 et 6.7 autorisent donc le calcul des paramètres de l'électroaimant. Le rayon de courbure ρ , le nombre d'enroulement de la bobine N_{tour} , l'épaisseur de la section de ligne faisceau d étant fixés, seul le réglage de l'intensité I permet la modification de l'intensité du champ B afin de l'adapter à l'énergie cinétique E des particules circulant dans le dipôle.

6.3.3.2 Focalisation du faisceau de particules chargées

Un faisceau de particules chargées a naturellement tendance à diverger, principalement en raison des répulsions coulombiennes entre les différentes particules. La focalisation du faisceau pour le contraindre à la taille de la ligne faisceau est donc indispensable pour conserver une transmission optimale entre la source et la fin de la ligne faisceau.

A l'instar des lentilles optiques permettant de converger ou diverger les rayons lumineux, il existe des lentilles électrostatiques ou électromagnétiques autorisant la focalisation des faisceaux de particules chargées. Les plus connues sont les lentilles magnétiques multipolaires (quadrupôles, sextupôles, octopôles, etc.).

Le champ magnétique généré par un quadrupôle est schématisé en figure 6.17. L'intensité du champ croît avec la distance au centre de la ligne faisceau. La configuration du champ magnétique focalise les particules dans un plan et les défocalise dans le plan opposé, il est donc nécessaire de superposer deux quadrupôles pour focaliser les particules dans les deux plans.

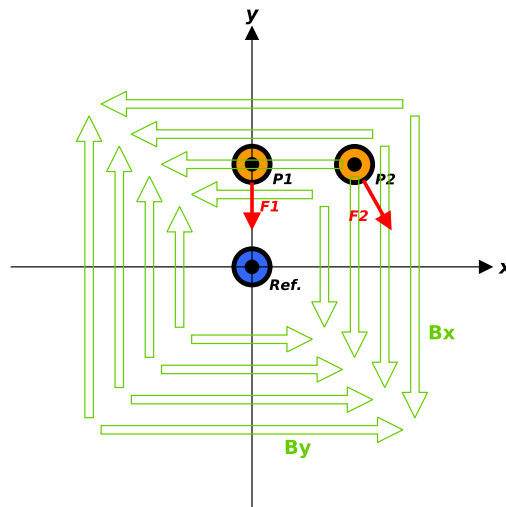


FIGURE 6.17 – Champ magnétique généré par un quadrupôle simple, focalisant sur l’axe x. Une particule circulant au centre n’est pas déviée. La particule P_1 placée sur l’axe y est focalisée verticalement tandis que la particule P_2 est focalisée verticalement et défocalisée horizontalement

6.3.4 Dispositifs de mesure du faisceau de particules chargées

La mesure du faisceau de particules chargées a différents objectifs : la mesure de la transmission des particules entre deux points, l’identification de la position et de la taille du faisceau, la mesure de l’intensité du faisceau, etc. Ces mesures peuvent être mises en œuvre en permanence, lorsqu’elles ne dégradent pas le faisceau, ou de façon périodique, lorsque le faisceau est fortement ou intégralement arrêté par le détecteur. Les instruments de mesure du faisceau sont nombreux et reposent généralement sur la mesure d’un courant électrique généré par l’interaction des particules chargées du faisceau dans la matière, selon les processus présentés dans le chapitre 4.

6.4 Conclusion

Cette présentation générale des accélérateurs de particules conduit à présenter plus précisément l’accélérateur d’électrons FELIX dans le chapitre 7. L’utilisation principale de cet accélérateur est l’étalonnage et la vérification de l’étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants⁶. Par conséquent, il est nécessaire de produire un faisceau continu d’électrons et, par extension, un champ de rayonnements X stable dans le temps pour répondre à cette contrainte, qui plus est sur des gammes étendues d’énergie et de courant.

Le choix d’un accélérateur électrostatique est donc apparu naturel lors de la phase de conception du projet. Afin de limiter les phases de maintenance, l’accélérateur de type Cockcroft-Walton a été privilégié à l’accélérateur de type Van De Graaf.

6. Impliquant la nécessité de mettre en place des débits de kerma dans l’air et d’équivalent de dose ambiant constants dans le temps, aux points de mesure.

Chapitre 7

Description et contrôle de l'accélérateur FELIX

L'accélérateur d'électrons d'ATRON METROLOGY, nommé FELIX (Faisceau d'Electrons et Ligne d'Irradiation X), est un accélérateur électrostatique d'électrons de type *Singletron* conçu et fabriqué par High Voltage Engineering (HVE). Il est constitué d'une source d'électrons, d'un étage d'accélération électrostatique de type Cockcroft-Walton et d'une ligne de faisceau présentant différents éléments d'optique pour le centrage, le balayage et le diagnostic du faisceau dans la ligne (figure 7.1).

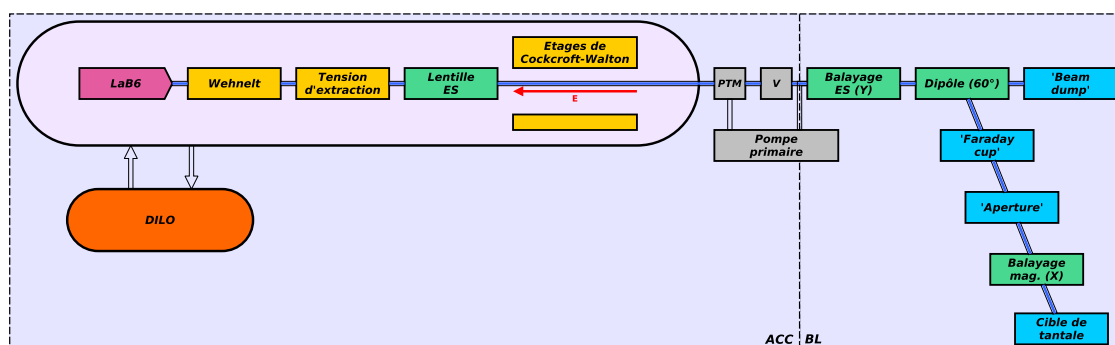


FIGURE 7.1 – Eléments principaux de l'accélérateur d'électrons FELIX

FELIX est subdivisé en deux parties : la partie accélérateur (ACC) et la partie ligne de faisceau (BL) (figure 7.1). Celles-ci sont mises sous vide secondaire, de l'ordre de 5.10^{-8} mbar, à l'aide d'une pompe primaire et d'une pompe turbomoléculaire (PTM) et sont séparées par une valve de sécurité (V) autorisant l'ouverture de la partie ligne de faisceau indépendamment de la partie accélérateur.

La partie accélérateur est placée dans une cuve pressurisée contenant 6 bar d'hexafluorure de soufre (SF_6) jouant le rôle d'isolant entre les anneaux corona et la cuve placée à la masse pour prévenir le risque de claquages [44]. Un système de stockage, filtrage et circulation de gaz (DILO) est en permanence relié à la cuve de l'accélérateur dans le but de filtrer l'hexafluorure de soufre et de le stocker lors de l'ouverture de celle-ci.

La source d'électrons est constituée d'un filament d'hexaborure de lanthane (LaB_6),

d'un wehnelt et d'une électrode d'extraction (décrits en section 7.1). Le courant d'émission maximal est limité à 1 mA pour des raisons thermiques. Une lentille électrostatique focalise le faisceau d'électrons directement après la source (décrite en section 7.3). Les électrons sont ensuite accélérés par un champ électrostatique généré par une différence de potentiel ajustable de 200 kV à 3500 kV produite par un générateur de type Cockcroft-Walton (décrit en section 7.2) et injecté dans la ligne de faisceau.

La partie ligne de faisceau comprend l'ensemble des éléments d'optique faisceau permettant de guider les particules jusqu'à la cible amovible située en fin de ligne faisceau d'électrons [44].

Un dispositif de balayage électrostatique (*electrostatic steerer*) permet de centrer et de balayer le faisceau verticalement. Un dipôle magnétique (*60° magnet*) guide le faisceau jusqu'en salle d'irradiation ou jusqu'au *beam dump*. Le *beam dump* est une cavité en carbone, refroidie à l'aide d'un système de refroidissement liquide, située dans l'axe du faisceau lorsqu'il n'est pas dévié par le dipôle et pouvant absorber la puissance maximale du faisceau (2,1 kW). Une coupe de Faraday (*Faraday cup*) autorise la mesure du courant d'électrons et la transmission une fois le faisceau dévié par le dipôle. L'ouverture (*aperture*), fonctionnant sur le même principe que la coupe de Faraday, contrôle le centrage du faisceau et est utilisée pour la calibration de la tension d'alimentation de la lentille électrostatique. Enfin, un dispositif de balayage magnétique contrôle la déviation horizontale du faisceau sur la cible amovible, laquelle permet en outre une mesure de courant.

7.1 Production du faisceau d'électrons

La production des électrons avant leur accélération est assurée par un canon à électrons EGS-2010 (Kimball Physics Inc.) fonctionnant à l'aide d'un émetteur thermo-électronique constitué d'un cristal d'hexaborure de lanthane (LaB_6) dont la surface d'émission est un disque de 300 μm de diamètre. Les avantages de cet émetteur ont été présentés dans le chapitre 6.

Le cristal de LaB_6 est fixé sur une cathode en graphite. Un générateur de courant continu fait circuler un courant électrique I_f dans le support de la cathode dans le but de chauffer le cristal par conduction thermique. Une anode d'extraction alimentée par un générateur de tension continue permet d'appliquer une différence de potentiel fixe de 30 kV entre la cathode et l'anode de sorte à éjecter les électrons émis par le cristal. Enfin, un wehnelt disposant d'une ouverture circulaire d'un diamètre D_w supérieur à 300 μm est positionné entre le cristal et l'anode d'extraction et est placé à un potentiel négatif par une alimentation de tension continue (figure 7.2) [45].

Par défaut, lors de la mise sous tension de l'accélérateur, la tension de wehnelt est égale à environ -900 V, créant un champ électrostatique inverse au champ généré entre la cathode et l'anode d'extraction. Le champ électrostatique résultant est nul au voisinage du cristal de sorte à empêcher l'émission des électrons. L'augmentation de la tension de wehnelt a pour conséquence l'augmentation de l'intensité du champ électrostatique au voisinage du cristal, autorisant l'émission des électrons. L'ajustement de la tension de wehnelt est donc le paramètre principal pour régler l'accélérateur à un courant d'émission spécifique.

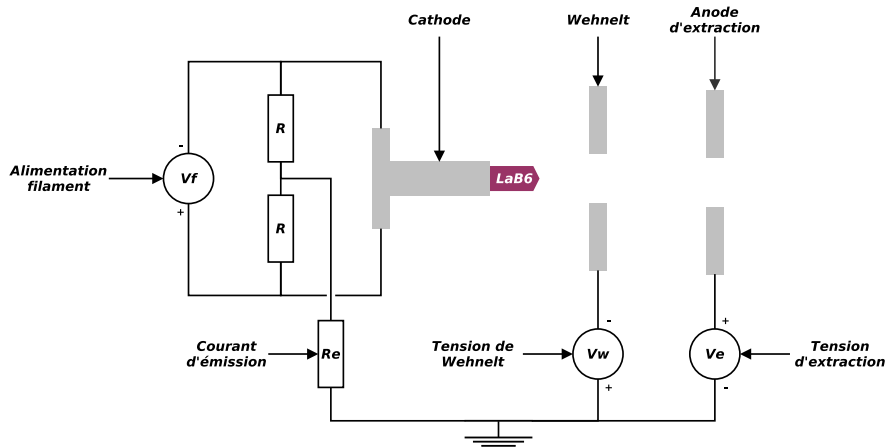


FIGURE 7.2 – Schéma de principe du canon à électrons de FELIX (High Voltage Engineering [45])

Le courant I_f circulant dans la cathode est limité à 2,1 A pour une intensité nominale de 1,8 A. Il en résulte une température maximale du cristal d'environ 1900 K, conformément à la courbe donnée en figure 7.3 [46]. En appliquant la formule 6.2 avec le coefficient de Richardson et le travail de sortie de l'hexaborure de lanthane, la densité de courant électronique J_e maximale disponible est d'environ $9,2 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$. En tenant compte de la surface d'émission, le courant d'électrons maximale disponible est d'environ 6,5 mA lorsque la tension de wehnelt est nulle.

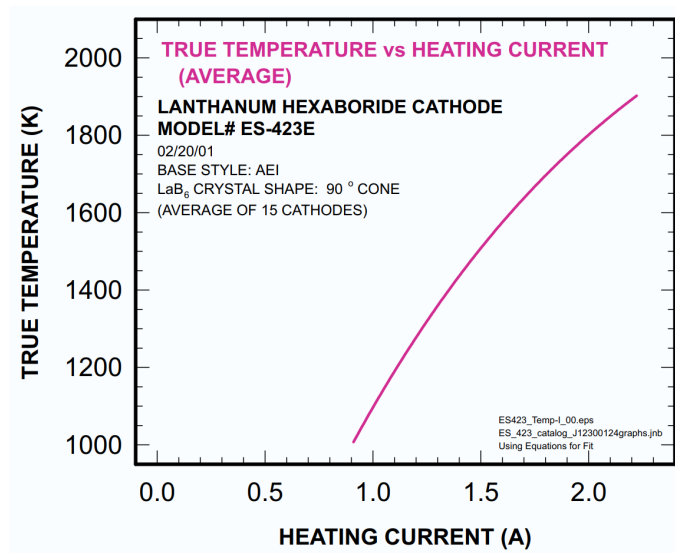


FIGURE 7.3 – Température du cristal de LaB_6 en fonction du courant traversant le cristal (Kimball Physics Inc.)

La mesure du courant net émis par le canon à électrons est rendue possible par la mesure de la tension aux bornes de la résistance d'émission. En appliquant la loi de Kirchhoff au circuit, le courant net émis I_e est égal à l'opposé du courant traversant la résistance

R_e (annexe A.3). Cependant, la valeur mesurée au niveau de la source n'est pas égale au courant d'électrons effectif mesuré au niveau de la cible, compte tenu de la transmission, strictement inférieure à 100 %.

Le courant d'émission de l'accélérateur FELIX joue un rôle prépondérant dans la génération du débit de kerma dans l'air, et donc du débit d'équivalent de dose ambiant, aux points de mesure. Par conséquent, les alimentations de la cathode et du wehnelt sont choisies avec soin de sorte à obtenir un courant d'émission stable (tableau 7.1).

Alimentation	Valeur maximale	Stabilité
Courant (cathode)	10 A	0,015 %
Tension (wehnelt)	1 kV	0,05 %

TABLEAU 7.1 – Caractéristiques des alimentations de la cathode et du wehnelt

7.2 Accélération du faisceau d'électrons

Une fois produits par la source EGS-2010, les électrons sont injectés dans la cavité accélératrice de FELIX où règne un champ électrostatique \vec{E}_{acc} généré par une différence de potentiel entre le terminal (source) et le support de la colonne (figure 7.4).

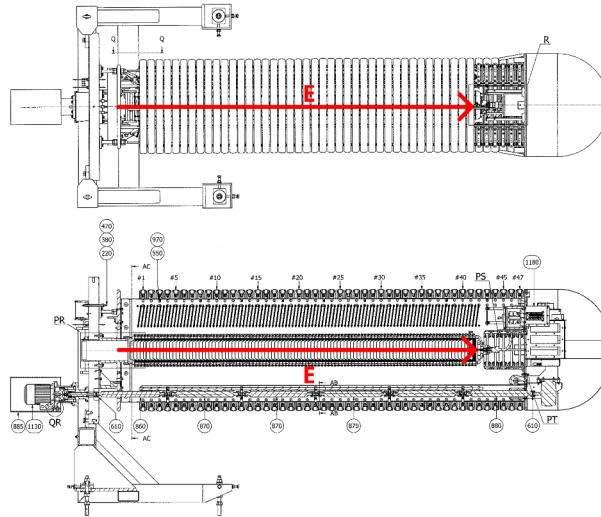


FIGURE 7.4 – Schéma de l'étage accélérateur de FELIX vue de dessus (haut) et vue en coupe du côté (bas). La source d'électrons se trouve dans le terminal (droite). Avec l'autorisation de HVE [47]

L'alimentation haute-tension générant la différence de potentiel est constituée de trois éléments : une source de tension radiofréquence, un circuit redresseur de type Cockcroft-Walton et un contrôleur d'alimentation.

7.2.1 Génération de la haute-tension continue

La tension alternative injectée dans le circuit de Cockcroft-Walton est générée par une alimentation symétrique transformant le circuit triphasé de l'installation en un signal radiofréquence ajustable entre 30 et 55 kHz dont la puissance maximale injectée est de 3 kW. Cette alimentation est aussi constituée d'un système de régulation de la haute-tension et de contrôle des paramètres important de l'accélérateur, décrit dans la section suivante.

Le signal radiofréquence est dans un premier temps injecté sur deux bobines puis dans la cuve de l'accélérateur sur deux électrodes hémicylindriques entourant le reste des éléments. Deux paires d'anneaux corona sont en couplage capacitif avec les électrodes et captent une partie du signal provenant de l'alimentation externe. Ces anneaux corona alimentent le circuit de Cockcroft-Walton, composé d'un doublet de quarante-et-un étages positionné en parallèle, pour générer la différence de potentiel constante entre le terminal, de potentiel négatif, et la partie avant de l'accélérateur, de potentiel nul (figure 7.5).

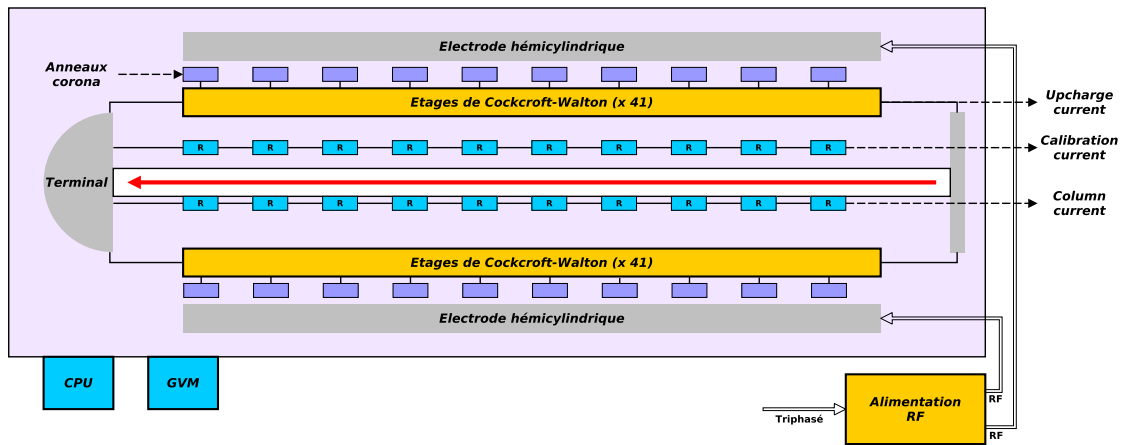


FIGURE 7.5 – Schéma du circuit redresseur de l'accélérateur FELIX. Le nombre d'éléments représentés sur ce schéma n'est pas conforme à la réalité.

Le circuit de Cockcroft-Walton comporte une série de résistance pour isoler l'alimentation externe des éventuelles surcharges pouvant survenir dans la cuve de l'accélérateur, notamment lors d'un pic de vide¹. Ces résistances couplées aux différentes capacités du circuit constituent aussi un filtre passe-bas réduisant les oscillations du potentiel haute-tension. La mesure du courant traversant ces résistances donne le courant total débité par l'accélérateur I_{up} (*upcharge current*).

Des anneaux de garde entourent la colonne de l'accélérateur et sont séparés par des résistances pour former la chaîne de résistance de la colonne R_{col} . Une chaîne de résistances de calibration R_{cal} qualifiées est placée dans la cuve et reliée au terminal pour effectuer la mesure directe de la différence de potentiel. Par conséquent, lorsque la haute-tension est active, un courant de colonne I_{col} (*column current*) et un courant de calibration

1. Un pic de vide est une remontée soudaine du niveau de vide ayant différentes origines et impliquant une augmentation rapide et transitoire des paramètres électriques de l'étage accélérateur. Un *conditionning* adéquat de la haute-tension permet d'empêcher la survenue de ces pics de vide lors de l'utilisation de l'accélérateur.

I_{cal} (*calibration current*) traversent ces chaînes de résistances. Ils sont reliés aux courants d'émission net de la source I_e et de fuite I_{corona} , selon l'équation 7.1. Le courant de fuite est négligeable pour les hautes-tensions allant jusqu'à 3000 kV et de l'ordre du microampère au-delà.

$$I_{up} = I_{col} + I_{cal} + I_e + I_{corona} \quad (7.1)$$

Le contrôle de ces courants sur le long terme donne une indication de l'état des composants électriques au sein de la cuve de l'accélérateur.

7.2.2 Régulation de la haute-tension

La haute-tension de l'accélérateur détermine l'énergie cinétique maximale des électrons qui, elle-même, caractérise à la fois l'efficacité de production des rayons X de freinage et la forme de leur distribution spectrale aux points de mesure. Cette distribution spectrale est un paramètre métrologique important (chapitre 8), qu'il convient de contrôler et stabiliser.

Pour ce faire, la reproductibilité et la stabilité de la haute-tension de l'accélérateur sont assurées par la mesure du potentiel électrique du terminal et par le contrôle de la puissance injectée au circuit redresseur. La mesure est assurée par deux dispositifs complémentaires : un voltmètre générateur (*generating voltmeter (GVM)*) et un capteur capacitif (*capacitive pick-up (CPU)*). La puissance injectée dans l'accélérateur est soumise à une contre-réaction en conséquence pour stabiliser le potentiel électrique du terminal.

7.2.2.1 Voltmètre générateur (*generating voltmeter (GVM)*)

Le voltmètre générateur (GVM) effectue une mesure sans fil de la partie continue (DC) du potentiel électrique du terminal avec une précision de l'ordre de 0,05 % et un temps de réponse de 50 ms. Cet instrument de mesure est fixé à l'arrière de la cuve, en regard du terminal (figure 7.5) et est constitué d'un moteur, d'un disque obturateur disposant de quatre ouvertures et de huit secteurs fixes placés entre le disque obturateur et le moteur (figure 7.6).

Les huit secteurs se chargent électriquement sous l'action d'un champ électrostatique. Lors du fonctionnement de l'accélérateur, le signal de sortie de ces secteurs est la somme du signal utile, S_u , produit par le champ électrostatique du terminal, et d'un signal parasite, S_p , produit par les courants de fuite. Le disque obturateur est mis en rotation pour exposer périodiquement les secteurs. Le signal mesuré sur les secteurs non exposés est soustrait au signal des secteurs exposés pour obtenir le signal utile, S_u .

Lors de la mise en service de l'accélérateur, un étalonnage du GVM a été effectué par HVE et une procédure de vérification de son étalonnage est régulièrement mise en œuvre pour s'assurer de son bon fonctionnement. Cette vérification de l'étalonnage de la haute-tension consiste à mesurer la valeur de la résistance totale de calibration R_{cal} puis à mesurer le courant de calibration I_{cal} traversant cette chaîne à l'aide d'un ampèremètre

de précision, pour différentes consignes en haute-tension.

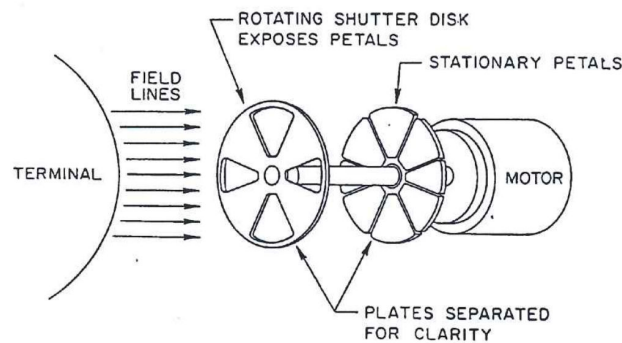


FIGURE 7.6 – Principe de fonctionnement du voltmètre générateur. Avec l'autorisation de HVE [48]

7.2.2.2 Capteur capacitif (*capacitive pick-up (CPU)*)

Le signal de sortie du GVM est entâché de fluctuations harmoniques dont les fréquences sont supérieures à 50 Hz. Dans le but de corriger cette instabilité et améliorer la contre-réaction, une mesure de la partie alternative (AC) du potentiel électrique du terminal est assurée par un capteur capacitif (CPU) fixé à l'arrière de la cuve (figure 7.5), moins sensible au bruit.

7.2.2.3 Contrôleur de haute-tension

L'injection de la tension alternative radiofréquence dans le circuit redresseur est assurée par le contrôleur de haute-tension prenant en entrée, d'une part le potentiel électrique du terminal mesuré par le GVM et le CPU, d'autre part les différents signaux de protection de l'accélérateur. Ces signaux (tableau 7.2) sont monitorés en permanence et l'accélérateur est mis à l'arrêt si l'un d'eux est déclenché.

Signal	Déclenchement
Sécurité	Vérifie que le signal venant du système de sécurité de l'installation autorise l'émission des rayonnements
Pression	Vérifie que la pression dans la cuve est supérieure à 5 bar
Vide	Vérifie que le niveau de vide de la ligne de faisceau est inférieur à 10^{-6} mbar
Refroidissement	Vérifie que les différents circuits de refroidissement sont en fonctionnement
Décharge	Vérifie l'absence de décharges électriques dans la cuve de l'accélérateur

TABLEAU 7.2 – Principaux paramètres de sécurité monitorés par le contrôleur de haute-tension

7.3 Optique faisceau

Le guidage et la focalisation du faisceau d'électrons produit par l'accélérateur FELIX est assuré par une lentille électrostatique, un dipôle magnétique, un scanner électrostatique vertical et un scanner magnétique horizontal.

7.3.1 Lentille électrostatique

La focalisation du faisceau d'électrons est assurée par une lentille unipotentielle (*einzel-lens*), constituée de trois électrode circulaire placées directement après la source d'électrons (figure 7.7). Les potentiels appliqués aux électrodes sont symétriques afin de ne pas changer l'énergie des électrons après leur passage dans la lentille.

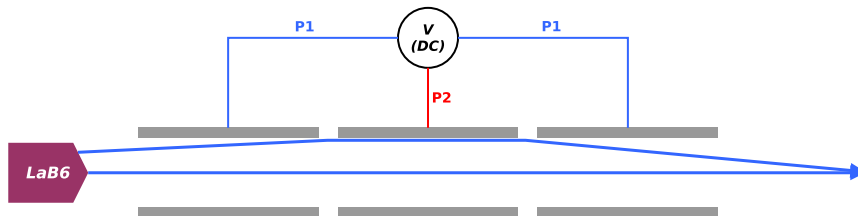


FIGURE 7.7 – Schéma de principe de la lentille unipotentielle de l'accélérateur FELIX

Le réglage du potentiel V_{lens} de la lentille, fonction de l'énergie cinétique E des électrons, est effectué de telle sorte à obtenir un point de focalisation au niveau de l'*aperture*, placée à l'extrémité de la ligne faisceau d'électrons.

7.3.2 Dipôle magnétique

Bien que les électrons issus de la source d'hexaborure de lanthane et accélérés par l'étage d'accélération soient monoénergétiques, le champ électrique est susceptible d'arracher des électrons dans l'enceinte de l'accélérateur produisant un faisceau d'électrons parasites polyénergétique. Afin de filtrer ces électrons parasites, un dipôle magnétique dévie le faisceau primaire de la salle accélérateur jusqu'à la salle d'irradiation.

Ce dipôle magnétique est constitué d'une enceinte métallique possédant une ouverture d de 70,0 mm, dans laquelle circule le faisceau primaire d'électrons sur un rayon de courbure ρ de 400 mm et un angle θ de 60° . L'ensemble est contenu dans une enceinte ferromagnétique permettant de fermer les lignes de champ magnétique (figure 7.8). Cette enceinte est entourée par deux bobines de 700 tours dans lesquelles circulent un courant électrique I délivré par un générateur de courant dont la valeur est adaptée à l'énergie cinétique E des électrons primaires circulant dans la ligne faisceau.

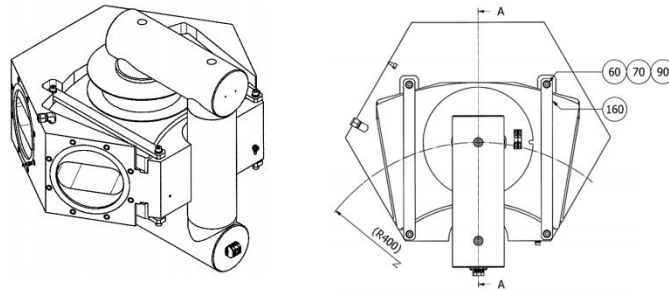


FIGURE 7.8 – Dipôle magnétique de 60° installé sur la ligne faisceau d'électrons de FELIX. Avec l'autorisation de HVE [49]

7.3.3 Balayage du faisceau d'électron : homogénéisation du champ d'irradiation aux points de mesure

Le passeur d'échantillons, précédemment présenté dans le chapitre 2, est constitué de douze secteurs sur lesquels sont placés des gabarits, pouvant accueillir simultanément jusqu'à trois instruments de mesure de rayonnements ionisants alignés les uns à côté des autres sur le même plan horizontal, représentant une longueur égale à environ 60 cm. Pour éviter d'introduire des corrections supplémentaires, ces derniers doivent recevoir le même niveau de débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant lors de leur étalonnage ou vérification de l'étalonnage.

Une stratégie de balayage du faisceau d'électrons sur la cible est mise en œuvre dans le but d'homogénéiser le champ de rayonnements X sur un plan dont la taille englobe le volume des détecteurs des trois instruments de mesure placés sur le gabarit en cours de traitement.

7.3.3.1 Scanner électrostatique (vertical)

Le balayage vertical du faisceau d'électrons est assuré par un scanner électrostatique, constitué de deux plaques métalliques parallèles de longueur l égale à 350 mm, séparées d'une distance d égale à 40 mm, fixées dans la ligne faisceau d'électrons (figure 7.9). L'une des plaques est placée à un potentiel positif constant V_F tandis que l'autre est placée à un potentiel oscillant à une fréquence de 1 kHz selon une fonction triangulaire de 0 à V_{max} , de telle sorte à obtenir une différence de potentiel dont la valeur moyenne est égale à $U_{moy} = V_F - V_{max}/2$ et oscillante entre $U_{min} = V_F$ et $U_{max} = V_F - V_{max}$.

Les effets de bord étant négligeables, le champ électrostatique créé entre les plaques est unidirectionnel, de direction verticale et variable entre V_F/d et $(V_F - V_{max})/d$. En traversant les deux plaques métalliques, les électrons sont soumis à une force de Lorentz, de direction verticale et de sens opposé au champ électrostatique. Le réglage du potentiel fixe V_F et de l'amplitude du potentiel variable V_{max} permet de :

- centrer verticalement le faisceau, à partir de la différence de potentiel moyenne U_{moy} ,
- balayer verticalement le faisceau autour de la valeur moyenne, à partir des différences de potentiel minimale U_{min} et maximale U_{max} .

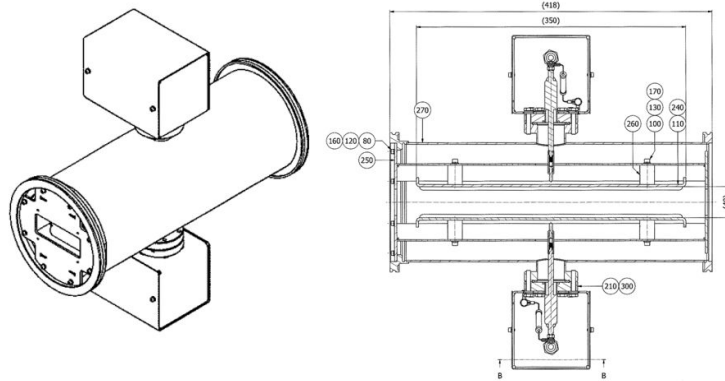


FIGURE 7.9 – Section de balayage vertical électrostatique installée sur la ligne faisceau d'électrons de FELIX. Avec l'autorisation de HVE [50]

Le faisceau d'électrons est donc uniformément balayé sur la hauteur de la cible et la distribution du débit de kerma dans l'air et d'équivalent de dose ambiant, sur l'axe vertical du plan contenant les détecteurs des instruments de mesure de rayonnements ionisants présents sur le gabarit, peut être considérée comme une gaussienne. Les détecteurs étant tous placés sur le même niveau et leur taille étant généralement faible, le champ de rayonnements peut être considéré homogène sur leur hauteur.

7.3.3.2 Scanner magnétique (horizontal)

Le balayage horizontal du faisceau d'électrons est réalisé à partir d'un scanner magnétique, constitué d'une enceinte métallique possédant une ouverture d de 22,0 mm, dans laquelle circule le faisceau d'électrons selon un angle $\theta(t)$ variable jusqu'à $\pm 20^\circ$. L'ensemble est contenu dans une enceinte ferromagnétique permettant de fermer les lignes de champ magnétique (figure 7.10).

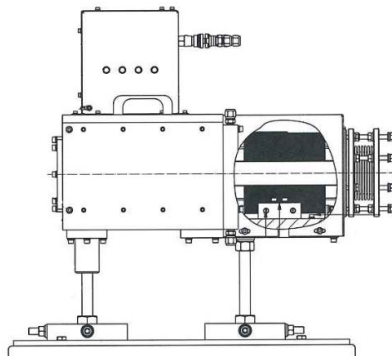


FIGURE 7.10 – Fin de faisceau d'électrons (à gauche) et dispositif de balayage horizontal du faisceau (à droite). Avec l'autorisation de HVE [51]

L'enceinte est entourée par une bobine dans laquelle circule un courant électrique $I(t)$ alternatif, addition de deux fonctions triangulaires, généré par un générateur de fonction dont la valeur est adaptée à l'énergie cinétique E des électrons circulant dans la ligne faisceau et en fonction de l'étendue du balayage souhaitée. La forme de la fonction en courant

peut être modulée à l'aide de deux paramètres P_1 et P_2 pour modifier l'homogénéisation du champ de rayonnements sur l'axe horizontal (figure 7.11). Le champ magnétique ainsi généré est dirigé verticalement et son sens est inversé périodiquement de sorte à balayer le faisceau d'électrons dans les deux directions (figure 7.11). L'intensité maximale du champ magnétique généré est de 30 mT et suit la forme du signal $I(t)$ injecté dans la bobine.

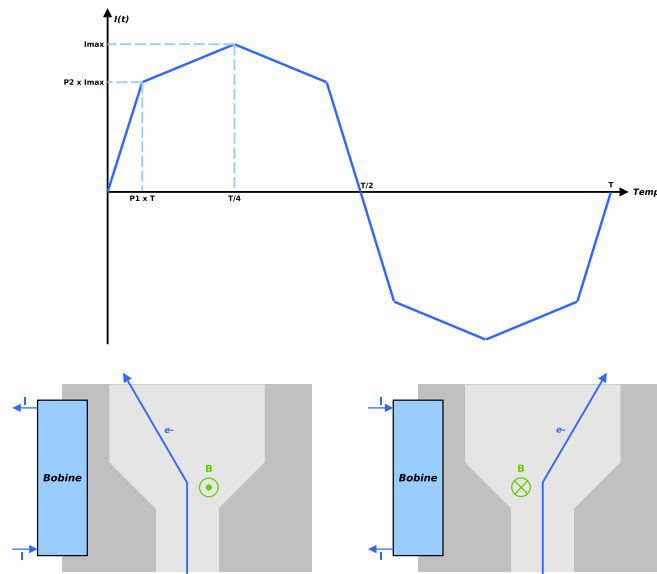


FIGURE 7.11 – Forme de la fonction en courant envoyée à la bobine du scanner magnétique (haut) et balayage obtenu sur le scanner (bas)

Une évaluation numérique de l'homogénéisation du champ de rayonnements X sur le plan où est placé le point de mesure a été mise en œuvre à l'aide de la suite logicielle Bayeux² dans le but d'optimiser les paramètres P_1 et P_2 (figure 7.12). L'homogénéité horizontale théorique obtenue est d'environ 99 % sur une longueur d'environ 60 cm à un mètre de la fin de ligne de faisceau d'électrons.

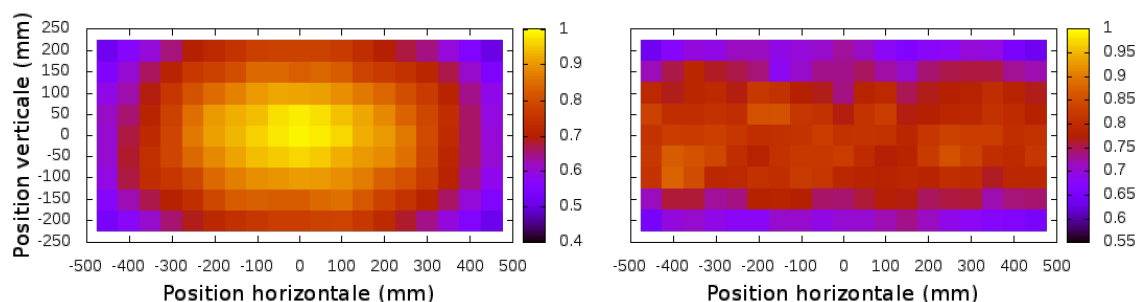


FIGURE 7.12 – Evaluation numérique de l'homogénéisation du champ de rayonnements X au point de mesure pour des électrons incidents de 3500 keV. Balayage uniforme de la cible à gauche et balayage suivant la fonction en courant d'homogénéisation à droite (simulation Bayeux [52])

2. Cette suite logicielle, développée en partie par le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen et notamment par le Professeur François MAUGER, est basée sur le code GEANT4.

Une mesure de l'hétérogénéité du champ d'irradiation aux points de mesure est présentée dans le chapitre 10 dans le cadre de l'évaluation des incertitudes. De plus, une analyse *a posteriori* de l'homogénéité de réponse des instruments en fonction de leur positionnement a été mise en œuvre est donnée dans le chapitre 11.

7.4 Contrôle de l'accélérateur

7.4.1 Coupe de Faraday

Une coupe de Faraday (*Faraday cup*) rétractable est montée sur la ligne de faisceau après le dipôle magnétique. Elle est constituée d'une partie en graphite, électriquement isolée, reliée à un femto-ampèremètre. Une fois insérée dans la ligne de faisceau, les électrons sont stoppés par la coupe de Faraday et un courant électrique est généré par l'interaction des électrons dans le graphite.

Cette coupe de Faraday est utilisée pour contrôler grossièrement le centrage du faisceau d'électrons après sa déviation par le dipôle, déterminer la transmission du faisceau avant et après le dipôle ou pour mesurer le courant, en particulier si la cible n'est pas présente. La dissipation thermique de la partie en graphite ne permet pas d'absorber une puissance faisceau de plus de 50 W. Par conséquent, un système de sécurité rétracte la coupe de Faraday lorsque cette puissance est dépassée.

7.4.2 Ouverture

L'ouverture (*aperture*) est constituée d'une partie en graphite, électriquement isolée, disposant de deux fenêtres de tailles différentes. Le courant électrique généré par l'interaction des électrons est mesuré et comme pour la coupe de Faraday, la puissance faisceau est limitée à 50 W.

En position nominale, le faisceau traverse la grande fenêtre. S'il était décentré, un signal serait mesuré par l'ouverture conduisant au déclenchement d'une sécurité pour stopper l'émission des électrons.

En position insérée, le faisceau traverse la petite fenêtre. Ce mode de fonctionnement est utilisé pour le réglage du courant traversant le dipôle mais aussi pour le réglage de la tension de la lentille électrostatique, pour focaliser le faisceau au niveau de l'ouverture.

7.4.3 Cible de conversion

La fin de ligne de faisceau d'électrons est constituée de trois plaques de tantale et d'une *carbon cup*³ (figure 7.13), chacune reliée à un femto-ampèremètre DDPCA-300 [53] mesurant le courant du faisceau.

La disposition des plaques de la cible permet le contrôle du centrage du faisceau lorsque les conditions présentées par les équations 7.2 sont assurées.

3. La *carbon cup* permet la mesure des électrons rétrodiffusés par les plaques de tantale.

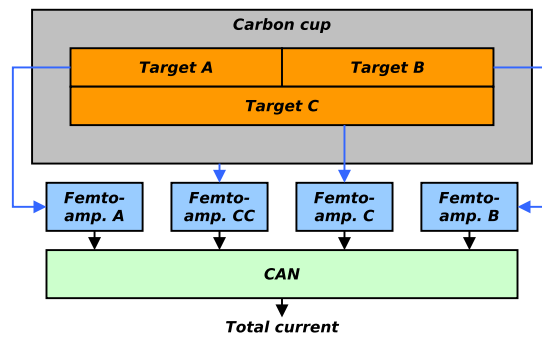


FIGURE 7.13 – Schéma de principe de la cible de conversion

$$\begin{cases} I_A \approx I_B \\ I_A + I_B \approx I_C \\ I_{carboncup} \ll I_A + I_B + I_C \end{cases} \quad (7.2)$$

Le bruit électronique maximal de ces femto-ampèremètres est de 2 fA pour la gamme de mesure la plus faible (1 pA), soit une incertitude sur la mesure du courant d'au moins 0,2 %. Le courant mesuré est entâché d'un bruit additionnel, d'une part dû à la longueur des câbles et d'autre part au refroidissement liquide de la cible. Cette incertitude supplémentaire a été évaluée expérimentalement à environ 0,9 %. L'incertitude totale sur la mesure du courant de la cible s'en trouve par conséquent augmentée pour les faibles courants d'émission, pouvant engendrer une instabilité évaluée jusqu'à 3 %.

7.4.4 Régulation du courant d'émission de l'accélérateur

Le courant d'émission de la source d'électrons détermine le niveau de débit de kerma dans l'air \dot{K}_a et d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$ aux points de mesure. Il convient donc de réguler ce paramètre afin de stabiliser les grandeurs de référence.

7.4.4.1 Régulation directe

La régulation directe du courant d'émission de l'accélérateur FELIX est par défaut assurée par une boucle de contre-réaction, comparant la valeur de la consigne en courant à la mesure du courant total sur la cible. Cependant, comme évoqué précédemment, l'incertitude de mesure du courant peut être de 3 % pour les faibles courants d'émission.

Dans le but d'améliorer la stabilité du courant d'émission aux faibles débits d'équivalent de dose ambiant, une chambre d'ionisation de monitoring placée en transmission après la cible, développée en collaboration avec le LPC Caen, prend en charge la contre-réaction du courant d'émission lorsque la consigne en débit d'équivalent de dose ambiant est inférieure à 15 mSv/h à un mètre de la cible.

7.4.4.2 Régulation indirecte

La chambre d'ionisation LoDoRaM (*Low Dose Rate Monitoring*) est constituée d'une cavité ouverte parallélépipédique fixée sur la fin de la ligne faisceau d'électrons de telle sorte à intégrer le champ de rayonnements X primaire produit par la cible. Trois plaques de PCB d'une surface de 278 x 78 mm² et recouvertes d'une couche de cuivre, chacune séparées d'un espace de 1 cm d'air, constituent la chambre et permettent d'établir un champ électrostatique d'une part et de mesurer les charges produites par l'interaction des rayons X au sein de la cavité d'autre part (figure 7.14).



FIGURE 7.14 – Schéma de principe du volume de détection de la chambre LoDoRaM (vue de dessus) [54]

Les deux plaques extérieures sont mises à un potentiel commun, inférieur à 2000 V, tandis que la plaque centrale est reliée à la masse. Cette dernière possède un anneau de garde de 1 cm pour limiter les effets de bord, créant par conséquent un volume sensible d'environ 300 cm³.

Les charges créées dans le volume sensible dérivent et sont détectées sur les plaques de PCB sous l'action du champ électrostatique. La mesure de la variation de la charge sur la zone sensible de la plaque centrale est assurée par le module de mesure FEDoRa (*Front-End electronics for Dose Rate monitoring*) comportant un électromètre⁴ et dont la valeur est périodiquement intégrée pour obtenir un courant. Ce courant est numérisé à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique de 32 bits et envoyé vers un module de communication IDoRa (*Interface board for Dose Rate monitoring*) réalisant l'interface entre le module FEDoRa et l'accélérateur FELIX (figure 7.15).



FIGURE 7.15 – Schéma de principe de la chaîne de monitoring complète

Lors de la phase de conception de la chambre d'ionisation, une évaluation numérique de la variation de l'intensité mesurée dans le volume sensible pour différentes épaisseurs de

4. En réalité, le module se compose de six électromètres permettant de changer de voie en cas de défaillance de la voie utilisée.

séparation entre les plaques a été mise en œuvre (tableau 7.3) à l'aide de la suite logicielle Bayeux. Les données sauvegardées lors de ces simulations ont été :

- l'énergie totale déposée dans le volume d'air E_{dep} par les rayonnements X,
- l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)_{1m}$ mesuré à un mètre de la fin de ligne de faisceau.

A partir de ces données, il est possible d'évaluer l'intensité mesurée par la chambre I_{gap} pour le plus petit débit d'équivalent de dose ambiant susceptible d'être utilisé, à savoir 1 $\mu\text{Sv/h}$ à un mètre de la cible de conversion, en utilisant l'équation 7.3 [55].

$$I_{gap} = \frac{\dot{H}^*(10)_c \cdot E_{dep}}{H^*(10)_{1m} \cdot \left(\frac{W}{e}\right)_{air}} \cdot \epsilon_{det} \quad (7.3)$$

Avec :

I_{gap}	intensité mesurée par la chambre d'ionisation
E_{dep}	énergie totale déposée par les rayons X dans le volume sensible
$\dot{H}^*(10)_c$	débit d'équivalent de dose minimal susceptible d'être utilisé (1 $\mu\text{Sv/h}$)
$H^*(10)_{1m}$	équivalent de dose évalué à un mètre de la cible
$(W/e)_{air}$	rapport de l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-cation dans l'air contenu dans le détecteur par la charge électrique élémentaire
ϵ_{det}	efficacité de détection, pris égal à 100 % en considérant les effets de bord négligeables

L'épaisseur d'air entre les plaques a ainsi été choisie égale à 1 cm pour mesurer une intensité suffisante tout en limitant la haute-tension à appliquer pour limiter les recombinaisons. Néanmoins, la chambre d'ionisation est conçue de sorte à autoriser la modification de l'épaisseur d'air par un ajout d'entretoises isolantes entre les plaques.

Epaisseur d'air (mm)	Intensité (pA)	Incertitude (%)
2 x 5	1,2	4,4
2 x 10	2,8	4,2
2 x 20	4,9	4,1

TABLEAU 7.3 – Evaluation de l'intensité mesurée par la chambre d'ionisation pour un débit d'équivalent de dose ambiant de 1 $\mu\text{Sv/h}$ à un mètre pour différentes épaisseurs entre les plaques de PCB (évaluation Bayeux [55])

En fonctionnement nominal et lors d'une phase de mesure, le potentiel appliqué aux plaques de PCB externes vaut 500 V, créant un champ électrostatique de 50 kV/m entre la plaque signal et les plaques externes, assurant le fonctionnement du détecteur dans le régime de la chambre d'ionisation. Lorsque le débit d'équivalent de dose ambiant dépasse 15 mSv/h à un mètre de la cible, la chambre se met en sécurité et le potentiel appliqué sur

les plaques externes vaut 2000 V afin de rapidement évacuer les charges dans le volume sensible. Le courant induit est issu de la moyenne de 250 intégrations de 4 ms secondes de la charge collectée sur la plaque signal de telle sorte à obtenir un temps de réponse d'une seconde.

Avant sa mise en service, la chambre d'ionisation et sa chaîne de mesure associée ont été testées et étalonnées sur les champs de rayonnements produits par l'accélérateur FELIX. A l'aide des deux chambres d'ionisation PTW placées aux points de mesure, la sensibilité de la chaîne de mesure a été évaluée à $1,62 \text{ pA} \cdot \mu\text{Sv}^{-1} \cdot \text{h}$ par une mesure du courant induit pour différentes consignes en débit d'équivalent de dose ambient (figure 7.16).

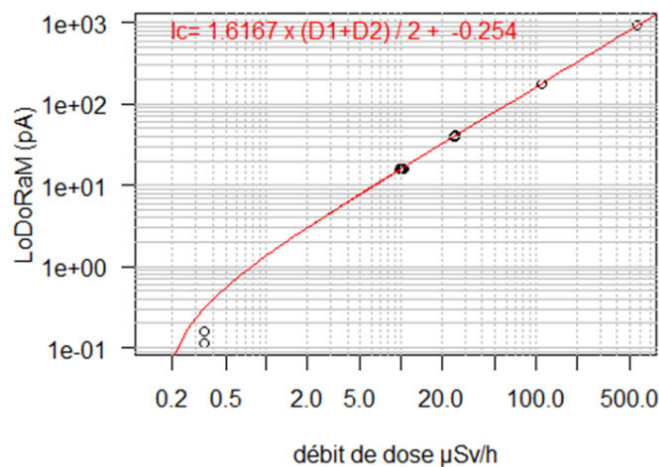


FIGURE 7.16 – Sensibilité de la chambre LoDoRaM et de son électronique associée [54]

Le courant induit par la variation de la charge pour un débit d'équivalent de dose ambient de $1 \mu\text{Sv/h}$ est ainsi cohérent au regard de l'évaluation effectuée à partir de la simulation numérique (tableau 7.3).

7.5 Analyse des performances de l'accélérateur

Une phase d'essais de l'accélérateur FELIX a été réalisée par HVE avant sa mise en service définitive pour qualifier chaque composant et valider les performances de la haute-tension et du courant.

7.5.1 Stabilité de la haute-tension

Le test de la haute-tension a consisté à maintenir le potentiel électrique du terminal à 2000 kV pendant quatre heures, après une phase de *conditionning* de une heure, et à mesurer sa stabilité dans le temps par l'intermédiaire de la mesure du courant dans la chaîne de résistances sur deux jours consécutifs.

La haute-tension mesurée à partir du courant de calibration I_{cal} traversant la chaîne de résistances de calibration R_{cal} était en moyenne égale à $1982,75 \pm 11,59$ kV (respectivement $1983,25 \pm 14,58$ kV) sur les quatre heures le premier jour (respectivement le deuxième jour), impliquant une instabilité de 0,58 % et 0,73 % à cette énergie [56].

7.5.2 Stabilité du courant de l'accélérateur

La stabilité du courant d'émission de l'accélérateur, mesuré sur la cible, a été testée à 1 nA, 1 μ A et 1 mA pendant deux heures, pour une haute-tension de 2000 kV. Les résultats sont résumés dans le tableau 7.4.

Consigne en courant	Stabilité
1 nA	0,63 %
1 μ A	1,58 %
1 mA	1,21 %

TABLEAU 7.4 – Stabilité en courant établie durant les tests sur site (OSAT) [56]

7.5.3 Conclusion

Les tests de mise en service de l'accélérateur (OSAT) ont permis de valider le fonctionnement des différents paramètres de l'accélérateur, notamment en termes de haute-tension et de courant d'émission et d'en vérifier la conformité aux spécifications du cahier des charges. Les résultats des OSAT sont présentés dans le chapitre 10. Par conséquent, la phase de caractérisation des qualités de faisceau délivrées par l'accélérateur et utilisées pour les étalonnages et les vérifications d'étalonnage a pu être initiée.

Quatrième partie

Contrôle de la validité des résultats délivrés par ATRON METROLOGY

Chapitre 8

Traçabilité de la référence au Système International d'Unités

La problématique de la traçabilité des grandeurs opérationnelles aux grandeurs dosimétriques primaires a été présentée dans le chapitre 4. Ainsi, le kerma dans l'air, l'équivalent de dose ambiant et leurs débits associés délivrés par l'accélérateur FELIX ou la source de ^{137}Cs d'ATRON METROLOGY¹ doivent être raccordés aux références nationales afin de pouvoir être utilisés pour l'étalonnage ou la vérification de l'étalonnage d'instruments de mesure des rayonnements ionisants.

Ce raccordement est assuré par le Laboratoire National Henri Becquerel (CEA/LNHB) à l'aide d'une chambre d'ionisation à cavité ouverte en graphite, utilisée en tant que dosimètre primaire de référence [57]. La procédure de raccordement, appliquée ici à trois énergies du faisceau incident (1250 keV, 2000 keV et 3000 keV) et deux points de mesure (1 m et 3 m), est décrite ci-après.

8.1 Présentation de la méthode de raccordement

La définition du gray ou du sievert n'est pas reliée à un champ de rayonnements ionisants particulier et il n'existe pas un équivalent à la définition du mètre ou de la seconde pour la dose. Ainsi, le raccordement aux références nationales est assuré par une caractérisation des champs de rayonnements à l'aide d'un instrument-étalon primaire ou secondaire conçu par un laboratoire primaire de métrologie des rayonnements ionisants². Les différents laboratoires primaires réalisent périodiquement des campagnes de comparaisons inter-laboratoires afin d'assurer un consensus sur la définition des différentes références nationales.

8.1.1 Qualités de faisceau raccordées

8.1.1.1 Qualités délivrées par l'accélérateur FELIX

L'accélérateur FELIX permet de communiquer une énergie cinétique ajustable continuellement de 200 keV à 3500 keV aux électrons du faisceau (chapitre 7). Cependant, afin

1. Qualifiés de **grandeurs de référence** dans la suite par souci de simplification

2. Le LNHB pour la France, le NPL pour le Royaume-Uni, le NIST pour les Etats-Unis, par exemple.

de limiter les configurations pour lesquelles est établi le raccordement aux références nationales, six qualités de faisceau délivrées par l'accélérateur FELIX sont retenues. Elles dérivent de trois énergies du faisceau d'électrons (1250 keV, 2000 keV et 3000 keV) et de deux distances entre la source de rayonnements X, la cible, et le point de mesure (un mètre et trois mètres) (tableau 8.1).

Position du point de mesure	Energie des électrons
1 m	1250 keV
1 m	2000 keV
1 m	3000 keV
3 m	1250 keV
3 m	2000 keV
3 m	3000 keV

TABLEAU 8.1 – Qualités de faisceau délivrées par l'accélérateur FELIX pour lesquelles le raccordement aux références nationales est assuré

8.1.1.2 Qualité délivrée par la source de ^{137}Cs

Une source de ^{137}Cs est placée en salle d'irradiation et autorise, notamment, la comparaison de la réponse des instruments de mesure de rayonnements ionisants³ sur un spectre étroit et sur un spectre large. Une unique qualité de faisceau délivrée par la source est raccordée aux références nationales, correspondant à un point de mesure placé à un mètre du point d'émission.

8.1.2 Caractéristiques des chaînes de mesure primaire et moniteur

Les chaînes moniteur, utilisées pour l'étalonnage et la vérification de l'étalonnage des instruments de mesure, sont raccordées aux références nationales et étalonnées à l'aide d'une chaîne de mesure primaire.

8.1.2.1 Chaînes moniteur

Pour rappel (chapitre 2), ATRON METROLOGY dispose de trois chambres d'ionisation d'un litre, de trois câbles de mesure et de deux électromètres de précision de marque PTW pour la mesure des grandeurs de référence au cours des étalonnages et des vérifications de l'étalonnage.

Deux chaînes de mesure, dites 'moniteur', sont fixées sur le passeur d'échantillons, en dessous et en avant du plateau rotatif. Une troisième chaîne de mesure autorise le changement de l'une des deux autres en cas de défaillance (tableau 2.3 du chapitre 2).

3. Qualifiés d'instruments objet d'essais ou d'étalonnage dans la suite par souci de simplification

Les chaînes moniteur délivrent par défaut un courant électrique, $I_{brut,mon}$, auquel doit être soustrait le courant du mouvement propre⁴, $I_{mp,mon}$ (équation 8.1). Les chambres d'ionisation constituant ces chaînes étant à cavité ouverte, il convient de corriger la variation de la densité de l'air au sein des chambres au moment de la mesure par deux facteurs, k_T et k_P tenant compte des conditions de température et de pression⁵, donnés par les équations 8.2.

$$I_{mon} = (I_{brut,mon} - I_{mp,mon}) \cdot k_T \cdot k_P \quad (8.1)$$

Aucun facteur de correction k_H lié à l'hygrométrie n'est appliqué aux chaînes moniteur car les mesures sont effectives pour une humidité relative comprise entre 20 et 80 % selon le constructeur [58]. Cette plage d'hygrométrie est assurée en salle d'irradiation par une centrale de traitement de l'air.

$$k_T = \frac{T(K)}{T_{ref}} \quad (8.2)$$

$$k_P = \frac{P_{ref}}{P(hPa)}$$

Les chambres d'ionisation constituant ces chaînes moniteur ne sont en revanche pas caractérisées en volume. Il est donc nécessaire de les étalonner, selon la méthode détaillée dans la suite de ce chapitre, pour obtenir une grandeur dosimétrique primaire ou opérationnelle.

8.1.2.2 Chambres d'ionisation primaire et de transfert

Pour les besoins du raccordement aux références nationales d'une part et de l'étalonnage des chaînes moniteur dans les grandeurs de référence associées d'autre part, deux chambres d'ionisation à cavité ouverte et à paroi de graphite ont été développées par le LNHB. Ces chambres, nommées dans la suite 'CERAP-01' et 'CERAP-02' sont respectivement utilisées comme chambre de transfert pour le contrôle périodique de la stabilité de réponse des chaînes moniteur et comme chambre primaire pour l'étalonnage des chaînes moniteur. La première est conservée par ATRON METROLOGY et la seconde par le LNHB. Les résultats présentés ci-après sont issus de la chaîne primaire 'CERAP-02'.

Ces chambres sont caractérisées en termes de volume de détection et autorisent par conséquent la mesure du débit de kerma dans l'air \dot{K}_a sans étalonnage. Pour les besoins de l'étalonnage des chaînes moniteur, le débit de kerma dans l'air $\dot{K}_a^{n_{mon}}$ déterminé à partir de la chaîne primaire est normalisé à l'unité moniteur (avec n_{mon} égal à 601 ou 602) et donné par l'équation 8.3 [57].

4. Courant induit dans la chambre en l'absence de rayonnements ionisants.

5. Les conditions de référence communément admises sont $T_{ref} = 293,15$ K et $P_{ref} = 1013,25$ hPa.

$$\dot{K}_a^{n_{mon}} = \frac{I_{cor}^{n_{mon}}}{V \cdot \rho_{air}} \cdot \frac{\overline{(W/e)}_{air}}{A_{wall}} \cdot \left(\frac{\overline{S}}{\rho} \right)_{graph,air} \cdot \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{air,graph} \cdot \frac{1}{1 - \overline{g}_{air}} \quad (8.3)$$

Avec :

V	volume effectif de collection des charges
ρ_{air}	masse volumique de l'air sec à 293,15 K et 1013,25 hPa
$\overline{(W/e)}_{air}$	rapport de l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-cation dans le gaz contenu dans le détecteur par la charge électrique élémentaire
A_{wall}	correction liée à la paroi de la chambre, fonction des distributions spectrales de la fluence des rayons X au point de mesure
$\left(\frac{\overline{S}}{\rho} \right)_{graph,air}$	rapport des pouvoirs de ralentissement massiques moyens des électrons entre le graphite de la paroi et l'air, fonction des distributions spectrales
$\left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{air,graph}$	rapport des coefficients d'absorption massique d'énergie moyens des photons entre l'air et le graphite de la paroi, fonction des distributions spectrales
\overline{g}_{air}	fraction totale moyenne des pertes d'énergie sous forme radiative pour les électrons dans l'air, fonction des distributions spectrales

Le volume effectif de collecte des charges V a été mesuré par le Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) et conduit à un volume de collection effectif de $7,1842 \pm 0,0042 \text{ cm}^3$ pour la chambre CERAP-01 et de $7,1735 \pm 0,0042 \text{ cm}^3$ pour la chambre CERAP-02 avec un niveau de confiance de 95 % [59].

Les deux chambres d'ionisation ont aussi été soumises à une série de caractérisations électriques. La stabilité électrique des chambres, testée à une haute-tension de +850 V sur un faisceau γ issu d'une source de ^{60}Co , est notamment égale à 0,05 % pour la chambre CERAP-01 et à 0,02 % pour la chambre CERAP-02, sur une durée de sept heures et le rapport signal sur bruit est quant à lui d'environ 10^4 [60].

Les autres facteurs de correction de l'équation 8.3 ont été calculés à partir des valeurs tabulées disponibles et de la connaissance des distributions spectrales de la fluence des rayons X pour les différentes qualités de faisceau, présentées ci-après dans la section 8.2.

Le courant corrigé normalisé à l'unité moniteur⁶, $I_{cor}^{n_{mon}}$, est quant à lui relié au courant mesuré par la chambre primaire soustrait du mouvement propre, $(I_{brut} - I_{mp})$, au courant mesuré par l'une des chaînes moniteur soustrait du mouvement propre, $(I_{brut,mon}^{n_{mon}} - I_{mp,mon}^{n_{mon}})$, et à différents facteurs de corrections k_i et est donné par l'équation 8.4 [57].

6. Cette grandeur est une grandeur sans unité du fait de la normalisation. Celle-ci est cependant nommée "courant" par souci de simplification dans la suite de ce manuscrit.

$$I_{cor}^{n_{mon}} = \frac{(I_{brut} - I_{mp}) \cdot k_T \cdot k_P \cdot k_H \cdot k_S^{n_{mon}} \cdot k_{pol}^{n_{mon}} \cdot k_{manche}^{n_{mon}} \cdot k_{capa}}{(I_{brut,mon}^{n_{mon}} - I_{mp,mon}^{n_{mon}}) \cdot k_T \cdot k_P} \quad (8.4)$$

$$I_{cor}^{n_{mon}} = \frac{(I_{brut} - I_{mp}) \cdot k_H \cdot k_S^{n_{mon}} \cdot k_{pol}^{n_{mon}} \cdot k_{manche}^{n_{mon}} \cdot k_{capa}}{(I_{brut,mon}^{n_{mon}} - I_{mp,mon}^{n_{mon}})}$$

Les facteurs de correction k_i (k_H , $k_S^{n_{mon}}$, $k_{pol}^{n_{mon}}$, $k_{manche}^{n_{mon}}$, k_{capa}) ont été déterminés sur les qualités de faisceau délivrées par ATRON METROLOGY. La densité de l'air au sein des chambres primaire et moniteur étant considérée comme homogène, les corrections k_T et k_P peuvent se simplifier et ne sont pas calculées. Seul le facteur k_H est appliqué à la chambre d'ionisation primaire et pris égal à 0,997 quelle que soit les conditions d'hygrométrie en salle d'irradiation afin de se placer à une humidité relative de 0 % [57].

La tension de polarisation de la chambre d'ionisation primaire est de +850 V en fonctionnement nominal. Afin de quantifier la différence de transport des charges positives et négatives au sein de la chambre, deux mesures sont réalisées à +850 V et -850 V conduisant au calcul du facteur de correction sur la polarisation $k_{pol}^{n_{mon}}$ (équation 8.5 [57]). Ce facteur est par la suite systématiquement appliqué pour la mesure des courants corrigés, $I_{cor}^{n_{mon}}$. Il est déterminé pour chaque chaîne moniteur et donné dans le tableau 8.2.

$$k_{pol}^{n_{mon}} = \frac{|I_{cor,+850V}^{n_{mon}}| + |I_{cor,-850V}^{n_{mon}}|}{2 \cdot |I_{cor,+850V}^{n_{mon}}|} \quad (8.5)$$

	1 m			3 m		
	1250 keV	2000 keV	3000 keV	1250 keV	2000 keV	3000 keV
k_{pol}^{601}	1,0006	1,0089	0,9994	1,0011	1,0008	1,0011
k_{pol}^{602}	1,0012	0,9828	1,0017	1,0010	1,0009	1,0011

TABLEAU 8.2 – Facteurs de correction $k_{pol}^{n_{mon}}$ des chaînes moniteur 601 et 602 pour les différentes qualités de faisceau de l'accélérateur FELIX [57]

La tension de polarisation de la chambre primaire a une influence sur la recombinaison des charges au sein du volume sensible. Le facteur de correction des recombinaisons, $k_S^{n_{mon}}$, déterminé pour chaque chaîne moniteur, est calculé selon l'équation 8.6 [57] en mesurant les courants corrigés pour deux tensions de polarisation (+850 V et +425 V). Le coefficient r est pris égal à un si les recombinaisons initiales sont prépondérantes et à deux pour les recombinaisons générales. Les résultats obtenus laissent penser que les recombinaisons initiales sont prépondérantes, r est donc pris égal à un. Ces facteurs sont donnés dans le tableau 8.3.

$$k_S^{n_{mon}} = 1 + \frac{\frac{I_{cor,+850V}^{n_{mon}}}{I_{cor,+425V}^{n_{mon}}} - 1}{\left(\frac{+850V}{+425V}\right)^r - \frac{I_{cor,+850V}^{n_{mon}}}{I_{cor,+425V}^{n_{mon}}}} \quad (8.6)$$

	1 m			3 m		
	1250 keV	2000 keV	3000 keV	1250 keV	2000 keV	3000 keV
k_S^{601}	1,0005	(0,9943) 1	1,0022	1,0006	1,0011	1,0003
k_S^{602}	1,0012	(0,9544) 1	(0,9994) 1	1,0007	1,0009	1,0005

TABLEAU 8.3 – Facteurs de correction $k_S^{n_{mon}}$ des chaînes moniteur 601 et 602 pour les différentes qualités de faisceau de l'accélérateur FELIX [57]

Il est possible de constater que les facteurs de correction $k_{pol}^{n_{mon}}$ et $k_S^{n_{mon}}$ sont proches de l'unité, hormis pour la correction de polarisation pour la qualité de faisceau à 1 m et 2000 keV. De plus, le facteur de correction $k_S^{n_{mon}}$ ne pouvant pas être inférieur à l'unité, la valeur déterminée pour la qualité de faisceau à 1 m et 2000 keV est incorrecte. Les valeurs inférieurs à l'unité sont donc prises égales à un pour la suite. Ces deux anomalies ne se constatent que pour une qualité de faisceau, mettant en évidence une probable erreur de réglage de l'accélérateur pour cette configuration lors des mesures.

Le manche de fixation de la chambre primaire induit un champ de rayonnements diffusés qu'il convient de corriger. Le facteur $k_{manche}^{n_{mon}}$ est calculé selon l'équation 8.7 [57] en ajoutant un second manche symétriquement au premier et en comparant les courants corrigés produits. Ces facteurs sont donnés dans le tableau 8.4.

$$k_{manche}^{n_{mon}} = \frac{I_{cor, un\ manche}^{n_{mon}}}{I_{cor, deux\ manches}^{n_{mon}}} \quad (8.7)$$

	1 m			3 m		
	1250 keV	2000 keV	3000 keV	1250 keV	2000 keV	3000 keV
k_{manche}^{601}	0,9978	(1,0033) 1	(1,0013) 1	0,9991	0,9995	0,9983
k_{manche}^{602}	0,9991	0,9995	0,9983	0,9979	0,9993	0,9980

TABLEAU 8.4 – Facteurs de correction $k_{manche}^{n_{mon}}$ des chaînes moniteur 601 et 602 pour les différentes qualités de faisceau de l'accélérateur FELIX [57]

Les corrections liées au manche ne peuvent pas être supérieures à l'unité dans la configuration mise en œuvre où les manches sont placés en périphérie de la chambre et ne peuvent par conséquent pas atténuer le faisceau. Ainsi, les facteurs supérieurs à l'unité sont pris égaux à un.

Enfin, les charges créées dans la chambre primaire sont intégrées par l'intermédiaire d'un condensateur d'intégration dont la capacité fluctue en fonction de la température T . La capacité C est de 199,171 pF à 21°C et une capacité parasite de 0,2 pF, issue des câblages, lui est ajoutée. La correction de capacité d'intégration k_{capa} est donnée par l'équation 8.8 [57].

$$k_{capa} = \frac{(C(pF) + 0,2) \cdot (1 - 0,000263 \cdot (T(^{\circ}C) - 21))}{C(pF)} \quad (8.8)$$

Les incertitudes relatives à ces différents coefficients ont été évaluées et sont présentées dans la section 8.5.

8.2 Détermination des distributions spectrales de la fluence des rayons X pour les différentes qualités de faisceau

La détermination des distributions spectrales de la fluence des rayons X pour les différentes qualités de faisceau délivrées par ATRON METROLOGY est nécessaire pour le calcul des facteurs de l'équation 8.3 d'une part et des coefficients de conversion h^* (10) permettant de passer du kerma dans l'air à l'équivalent de dose ambiant d'autre part.

Compte tenu de la complexité de la mesure directe de ces distributions spectrales, la méthode mise en œuvre consiste en trois étapes.

1. Dans un premier temps, une mesure des distributions des impulsions brutes délivrées par un spectromètre pour les différentes qualités de faisceau est effectuée.
2. Dans un second temps, une évaluation numérique de ces distributions des impulsions dans le volume du détecteur, pour les mêmes qualités de faisceau, est mise en place à partir du code MCNP-X. Elle permet de comparer la mesure instrumentale à l'évaluation numérique pour valider le code de calcul et la géométrie implémentée.
3. Enfin, après validation du code, les distributions spectrales de la fluence des rayons X pour les qualités de faisceau sont évaluées à l'aide du même code MCNP-X, sans détecteur.

8.2.1 Mesure et évaluation des distributions des impulsions brutes délivrées par un spectromètre aux points de mesure

La mesure des distributions des impulsions brutes a été réalisée en collaboration avec le Laboratoire Capteurs et Architecture Electronique (CEA/LIST) à l'aide d'un scintillateur de type BGO de 3 x 3 pouces, sans système de collimation et dont la résolution en énergie est de l'ordre de 16 % à 1,17 MeV. Le temps d'intégration de chaque mesure est de 300 s et un seuil en énergie est appliqué pour limiter autant que possible l'influence du temps mort sur le détecteur. Enfin, les courants d'émission sont volontairement stabilisés à faible intensité pour limiter le flux de rayons X incident [61].

8.2.1.1 Bruit de fond de la salle d'irradiation

La figure 8.1 donne la distribution des impulsions du spectromètre lors de la mesure du bruit de fond présent en salle d'irradiation, accélérateur à l'arrêt (distribution bleue). Le spectromètre est étalonné en énergie à partir de la source de ^{137}Cs (distribution verte).

Sur le spectre du bruit de fond, il est possible de mettre en évidence deux pics à environ 1550 keV et 1775 keV. Compte tenu de la résolution en énergie du spectromètre, Ces deux raies peuvent potentiellement être attribuées au ^{40}K , ^{50}V , ^{150}Eu , ^{154}Eu , ^{226}Ra , ^{233}U ou ^{232}Th à 1550 keV et au ^{232}Th à 2775 keV. Le radioisotope pouvant potentiellement expliquer la présence de ces deux pics serait le ^{232}Th . Cependant, l'environnement de la mesure étant essentiellement constitué de béton, la présence de ^{232}Th est peu probable et il n'est donc pas raisonnablement possible de statuer quant à l'origine de ces deux pics.

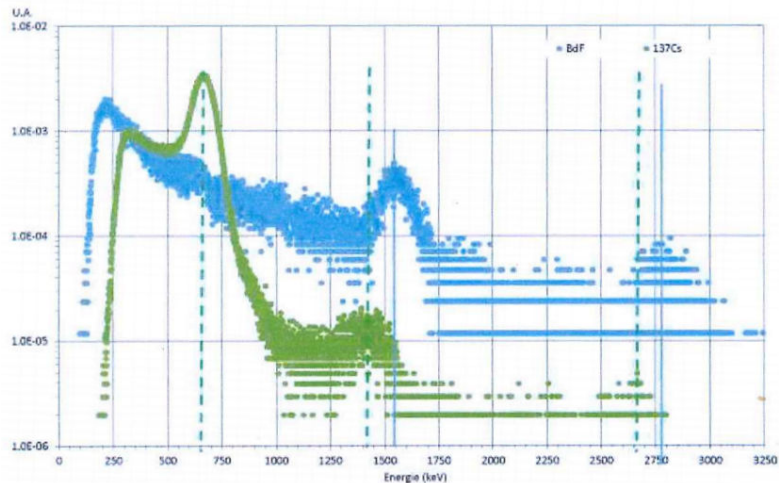


FIGURE 8.1 – Distributions des impulsions obtenues avec le spectromètre BGO pour le bruit de fond (bleu) et pour la source de ^{137}Cs (vert)

Le spectre du ^{137}Cs laisse apparaître ces deux pics, mais dont l'énergie est systématiquement plus faible d'environ 150 keV. Bien qu'un soin particulier ait été apporté à maintenir le temps mort en dessous des 10 %, force est de constater une variation de l'étalonnage en énergie au cours des mesures. L'hypothèse privilégiée pour expliquer la raison de cette variation est un nombre d'impulsions trop important au niveau du pré-amplificateur lors des mesures avec la source de ^{137}Cs , conduisant à un décalage de la ligne de base vers le bas et donc un décalage des canaux vers les énergies plus faibles.

De ce fait, aucune soustraction du spectre du bruit de fond n'a été mise en œuvre pour les distributions des impulsions pour les différentes qualités de faisceau, au risque de les déformer. La comparaison des distributions mesurées et évaluées numériquement est donc faite sur la base des distributions brutes.

8.2.1.2 Comparaison des distributions des impulsions mesurées et évaluées numériquement

Chacune des distributions est normalisée à l'unité et un facteur d'échelle est éventuellement appliqué à l'une ou l'autre des distributions pour faciliter la comparaison. Les évaluations numériques sont issues du *tally* F8 de MCNP-X, donnant accès au dépôt d'énergie dans un volume.

Les distributions des qualités de faisceau obtenues à 1250 keV et un et trois mètres sont

données en figure 8.2. Les deux pics évoqués précédemment sont présents sur les mesures. En dehors de la zone à basse énergie coupée par le seuil du spectromètre, les distributions mesurées et évaluées sont compatibles et se superposent convenablement.

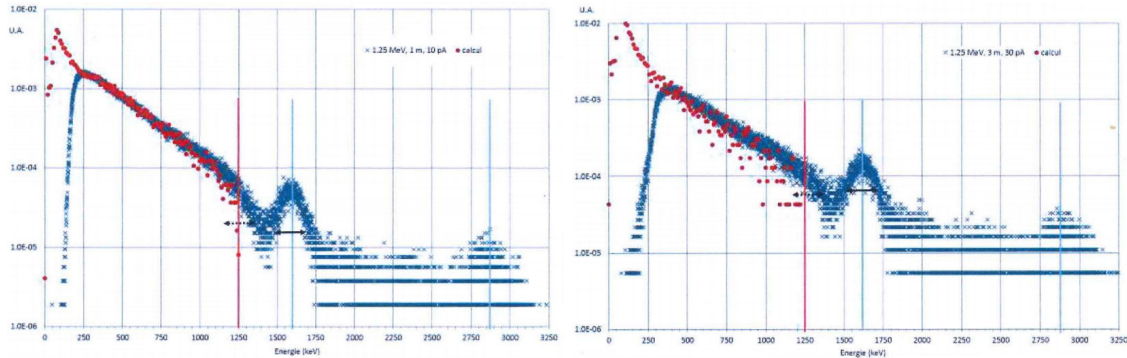


FIGURE 8.2 – Distributions des impulsions obtenues avec le spectromètre BGO pour une haute-tension de 1250 kV à un mètre (gauche) et trois mètres (droite)

Il en va de même pour les qualités de faisceau obtenues à 2000 keV et un et trois mètres, données en figure 8.3. Là encore, les pics du bruit de fond sont présents sur les mesures et les distributions restent comparables en dehors des basses énergies, coupées par le seuil du spectromètre.

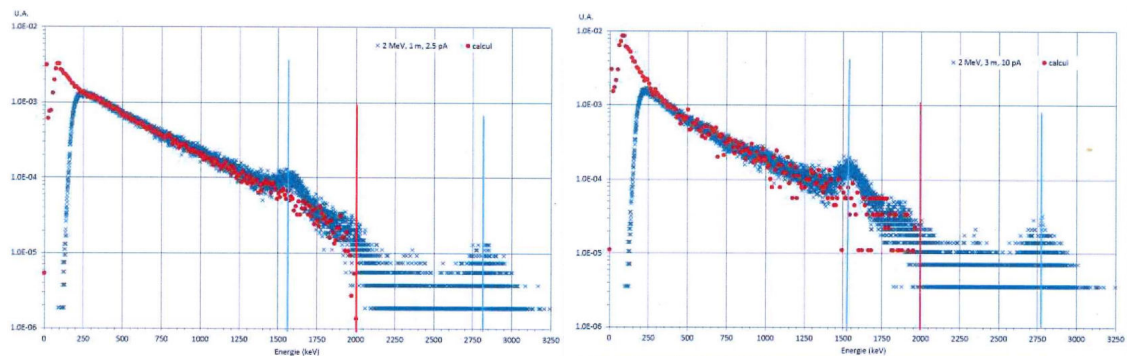


FIGURE 8.3 – Distributions des impulsions obtenues avec le spectromètre BGO pour une haute-tension de 2000 kV à un mètre (gauche) et trois mètres (droite)

Les distributions pour les qualités de faisceau obtenues à 3000 keV et un et trois mètres, données en figure 8.4, souffrent quant à elles d'une différence importante. Le seuil en énergie du spectromètre, respectivement réglé à environ 500 keV à un mètre et 350 keV à trois mètres, suggère un flux de rayons X important au niveau du détecteur. La présence de raies dont l'énergie est supérieure à 3000 keV trahit un effet d'empilement, confirmant l'hypothèse de la saturation du pré-amplificateur.

Sur chacune des distributions mesurées, il est possible de constater des raies en énergie diminuant rapidement avant le seuil appliqué. Ces raies peuvent être expliquées par la saturation du pré-amplificateur impliquant l'intégration d'une partie des impulsions au delà du seuil.

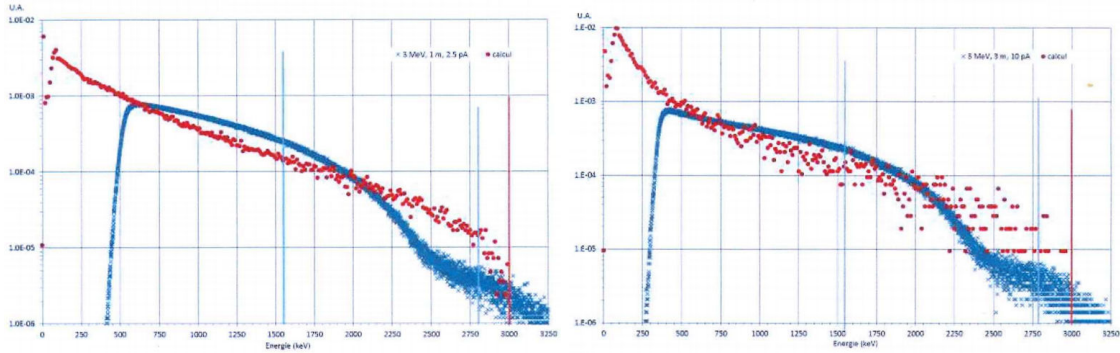


FIGURE 8.4 – Distributions des impulsions obtenues avec le spectromètre BGO pour une haute-tension de 3000 kV à un mètre (gauche) et trois mètres (droite)

Par conséquent, malgré des distributions des impulsions expérimentales perfectibles, il est possible de valider les distributions des impulsions évaluées par le code MCNP-X. La détermination des distributions spectrales normalisées de la fluence des rayons X peut donc être mise en œuvre par une évaluation numérique avec ce même code.

8.2.2 Evaluation numérique des distributions spectrales de la fluence des rayons X

L'évaluation numérique des distributions spectrales de la fluence des rayons X des différentes qualités de faisceau de l'accélérateur FELIX est réalisée à l'aide du code MCNP-X et comparée aux distributions obtenues à partir du code Bayeux. Le choix du code MCNP-X a été motivé par ses nombreuses validations qui ont permis de démontrer sa fiabilité, pour les électrons et les rayons X ou γ dans la gamme d'énergie considérée. De plus, les outils de réduction de variance permettent d'accélérer les temps de calcul et de réduire les incertitudes.

8.2.2.1 Hypothèses simplificatrices de la simulation

Pour simplifier la définition de la géométrie d'une part et accélérer les temps de calcul d'autre part, les hypothèses simplificatrices suivantes ont été mises en place.

1. Seule la salle d'irradiation est modélisée, la salle accélérateur et le couloir d'accès à la salle d'irradiation étant volontairement omis. Les murs sont en béton, d'une épaisseur de 1000 mm contrairement à l'épaisseur minimum de 2100 mm de l'installation et les particules ne sont plus suivis à partir de cette distance. Les deux portes plombées présentes dans la salle d'irradiation sont modélisées par des feuilles de plomb de 3 mm, sans tenir compte de l'armature en bois dont l'influence est considérée négligeable sur les rayonnements X.
2. La ligne de faisceau d'électrons est modélisée par un tube d'acier inoxydable, d'épaisseur 10 mm. La fin de ligne faisceau d'électrons est quant à elle modélisée par un boîtier en aluminium aux dimensions réelles. La cible de conversion en tantale et la couche de cuivre sont disposées à l'intérieur de la fin de ligne, ainsi que la *carbon cup*

simplifiée. L'électronique et les circuits de refroidissement, n'ayant pas une influence jugée significative sur le spectre, ne sont pas modélisés pour simplifier la géométrie. La chambre d'ionisation de montage LoDoRaM est aussi modélisée, sans son module d'électronique FEDoRa placé en dehors du champ de rayonnements primaire (figure 8.5).

3. Le passeur d'échantillons est modélisée par son support en acier inoxydable de 10 mm d'épaisseur, son plateau circulaire en acier inoxydable, ses supports de gabarit et des gabarits. Ces derniers sont simplifiés et sont modélisés par une section de tube pleine (figure 8.6).

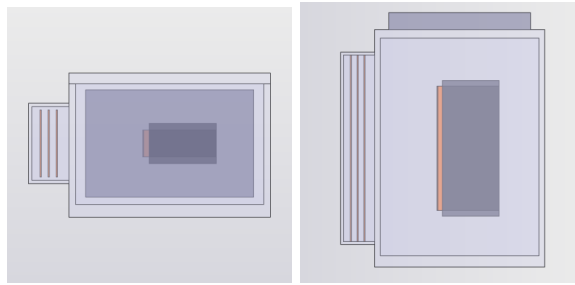


FIGURE 8.5 – Géométrie de la fin de ligne faisceau d'électrons implémentée dans MCNP-X pour l'évaluation numérique des distributions spectrales. Vue de profil à gauche, vue de dessus à droite [62]

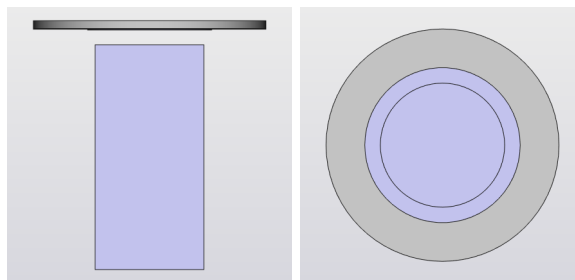


FIGURE 8.6 – Géométrie du passeur d'échantillons implémentée dans MCNP-X pour l'évaluation numérique des distributions spectrales. Vue de profil à gauche, vue de dessus à droite [62]

8.2.2.2 Résultats

Les distributions spectrales de la fluence des rayons X pour les qualités de faisceau délivrées par l'accélérateur FELIX sont données sur les figures 8.7 et 8.8. Ces distributions sont normalisées par la fluence totale, de telle sorte à obtenir une intégrale égale à un. La résolution choisie est de 10 keV.

Il est possible de mettre en évidence deux contributions sur les distributions à un mètre (figure 8.7) : la première entre 0 et environ 250 keV et la seconde entre 250 keV et l'énergie maximale. L'hypothèse permettant d'expliquer ces deux contributions est celle avancée au chapitre 2, à savoir la présence d'une contribution primaire et d'une contribution liée aux rayonnements X diffusés. De plus, sur la distribution à 3000 kV, il est possible de constater le pic à 511 keV correspondant à l'annihilation des positrons produits par la

matérialisation ⁷. Sur les distributions à trois mètres (figure 8.8), il n'est plus possible de distinguer les deux contributions. Seul le pic à 511 keV est visible.

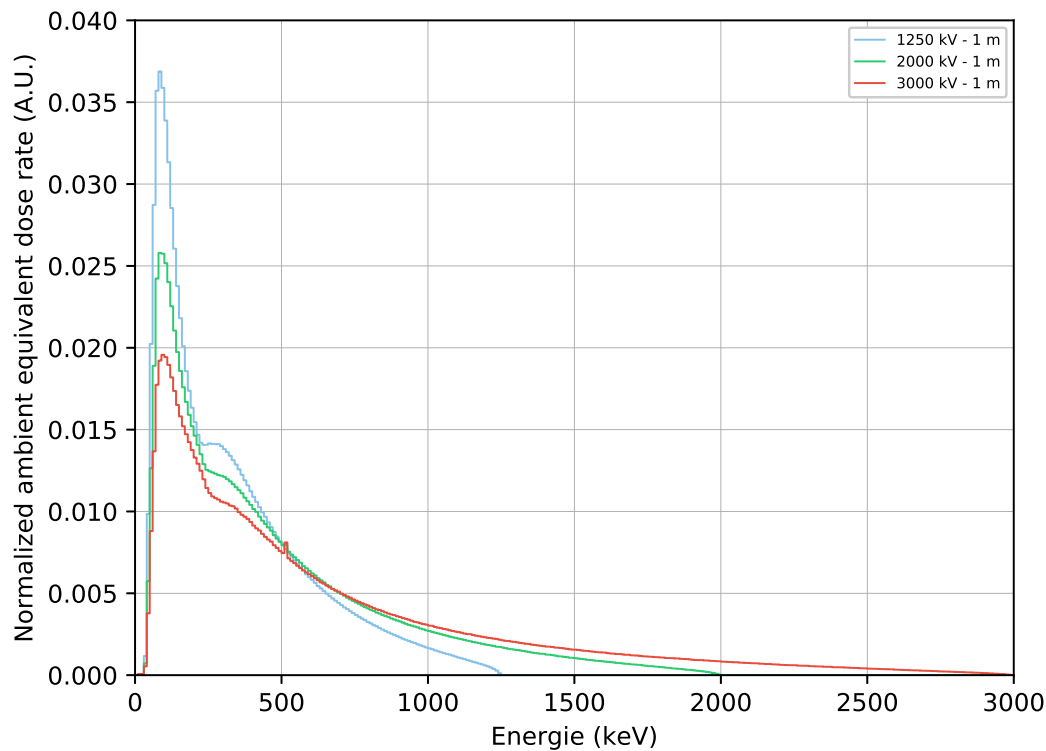


FIGURE 8.7 – Evaluation numérique des distributions spectrales de la fluence normalisée des rayons X pour des électrons incidents de 1250 keV, 2000 keV et 3000 keV à un mètre (simulation MCNP-X [62])

7. Ce pic est théoriquement présent sur les distributions à 1250 et 2000 kV mais d'intensité trop faible pour être mis en évidence.

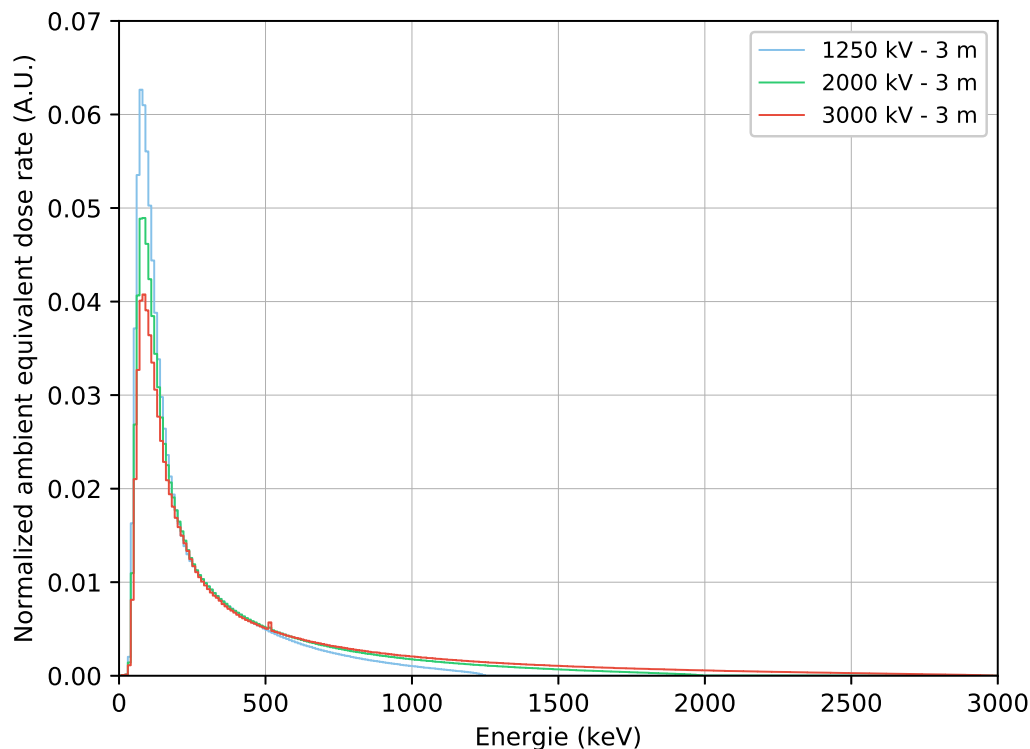


FIGURE 8.8 – Evaluation numérique des distributions spectrales de la fluence normalisée des rayons X pour des électrons incidents de 1250 keV, 2000 keV et 3000 keV à trois mètres (simulation MCNP-X [62])

8.3 Etalonnage des chaînes moniteur en termes de kerma dans l'air et de son débit associé

8.3.1 Montage expérimental

Le montage mis en œuvre pour l'étalonnage des chaînes moniteur en termes de kerma dans l'air et de son débit associé est donné par les figures 8.9 et 8.10. La chambre d'ionisation primaire CERAP-02 est placée au point de mesure et les chambres d'ionisation moniteur sont fixées sur le passeur d'échantillons, en dessous et en avant du point de mesure, dans la configuration mise en place pour l'étalonnage et la vérification d'étalonnage des instruments objets d'essais et d'étalonnage.

8.3.2 Coefficients d'étalonnage des chaînes moniteur

Les coefficients d'étalonnage en termes de kerma dans l'air des deux chaînes moniteur sont obtenus en mesurant le débit de kerma dans l'air normalisé à l'unité moniteur, $\dot{K}_a^{n_{mon}}$, et le courant corrigé normalisé à l'unité moniteur $I_{COR}^{n_{mon}}$ pendant une durée Δt (équation 8.9 [57]) pour chaque qualité de faisceau. Ces coefficients d'étalonnage sont donnés dans le tableau 8.5.

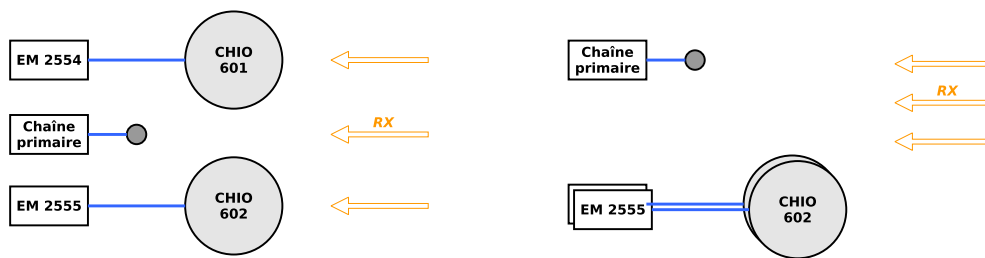


FIGURE 8.9 – Schéma de principe du placement des chaînes primaire et moniteur lors de l'étalonnage des chaînes moniteur. Vue de dessus à gauche, vue de côté à droite

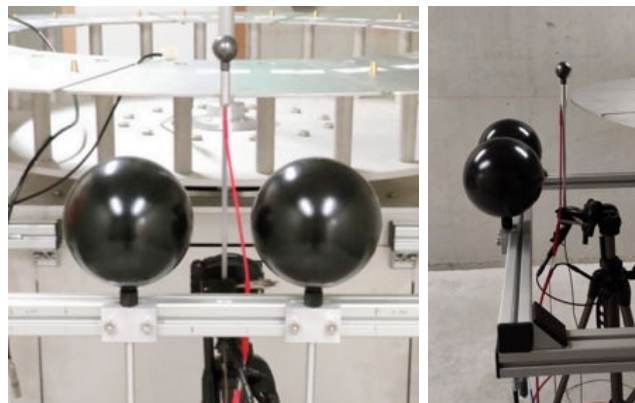


FIGURE 8.10 – Montage de l'étalonnage des chaînes moniteur par la chambre primaire

$$N_{K_a}^{n_{mon}} = \frac{\dot{K}_a^{n_{mon}} \cdot \Delta t}{I_{cor}^{n_{mon}} \cdot \Delta t} \quad (8.9)$$

8.3.3 Equilibre électronique

Pour rappel (chapitre 4), le kerma approxime la dose absorbée lorsque les conditions de l'équilibre électronique se vérifient.

Dans le but de confirmer l'équilibre électronique des chambres d'ionisation, une mesure des débits de kerma dans l'air obtenus avec une plaque de PMMA de 5 mm placée entre les chambres et la fin de la ligne de faisceau a été comparée aux débits de kerma dans l'air obtenus sans la plaque. Une évaluation numérique des distributions spectrales de la fluence des rayons X avec et sans plaque de PMMA a permis de recalculer les différents coefficients apparaissant dans la formule du débit de kerma dans l'air et présentés dans ce chapitre.

La variation du débit de kerma dans l'air observée n'a pas mis en évidence une augmentation du débit avec la plaque de PMMA et la diminution observée est compatible avec une atténuation due à la plaque de PMMA. Par conséquent, cette mesure n'a pas permis de mettre en évidence un défaut d'équilibre électronique au sein des chambres d'ionisation

Qualité	$N_{K_a}^{601}$ (Gy/C)	$N_{K_a}^{602}$ (Gy/C)
1250 kV & 1 m	2,323.10 ⁴	2,344.10 ⁴
2000 kV & 1 m	2,423.10 ⁴	2,351.10 ⁴
3000 kV & 1 m	2,493.10 ⁴	2,516.10 ⁴
1250 kV & 3 m	2,222.10 ⁴	2,392.10 ⁴
2000 kV & 3 m	2,258.10 ⁴	2,262.10 ⁴
3000 kV & 3 m	2,281.10 ⁴	2,284.10 ⁴

TABLEAU 8.5 – Coefficients d'étalonnage $N_{K_a}^{n_{mon}}$ des deux chaînes moniteur pour les six qualités de faisceau de l'accélérateur [57]

des chaînes moniteur.

8.4 Passage du kerma dans l'air à l'équivalent de dose ambiant

L'équivalent de dose ambiant étant une grandeur opérationnelle, elle est reliée à une grandeur dosimétrique primaire, ici le kerma dans l'air. Or les coefficients de conversion $h^*(10)_E$ sont tabulés dans le rapport ICRU 47 [63] pour des énergies discrètes. Les distributions spectrales de la fluence des rayons X des différentes qualités de faisceau d'ATRON METROLOGY étant continues, il convient de calculer des coefficients de conversion $h^*(10)$ globaux, égaux aux moyennes pondérées des coefficients monoénergétiques sur les différentes distributions (équation 8.10).

$$h^*(10) = \sum \phi_E \cdot h^*(10)_E \quad (8.10)$$

Les valeurs des coefficients de conversion sont calculées par pas de 10 keV au moyen d'une interpolation logarithmique de Lagrange en quatre points [57] (voir annexe A.4) et sont donnés dans le tableau 8.6.

Qualité	$h^*(10)$ (Sv/Gy)
1250 kV & 1 m	1,279
2000 kV & 1 m	1,232
3000 kV & 1 m	1,202
1250 kV & 3 m	1,325
2000 kV & 3 m	1,268
3000 kV & 3 m	1,229

TABLEAU 8.6 – Coefficients de conversion $h^*(10)$ [57]

8.5 Incertitudes associées

Les incertitudes sur les coefficients d'étalonnage et sur les coefficients de conversion du kerma dans l'air vers l'équivalent de dose ambiant ont été déterminées avec soin et correspondent à une incertitude-type (1σ).

8.5.1 Coefficients d'étalonnage en termes de kerma dans l'air des chaînes moniteur N_{K_a}

Le carré de l'incertitude relative sur les coefficients d'étalonnage des chaînes moniteur peut être calculée comme la somme quadratique des incertitudes relatives des différents facteurs des équations 8.3 et 8.4. Le rapport signal sur bruit étant important et toujours supérieur à 10^4 , l'incertitude relative des courants de mouvement propre I_{mp} et $I_{mp,mon}^{n_{mon}}$ peut être négligée.

8.5.1.1 Paramètres physiques de la chambre d'ionisation primaire

L'incertitude relative sur le volume de collecte effectif des charges, $u(V)$, a été déterminée par la mesure du volume réalisée par le LNE (section 8.1.2.2).

Les incertitudes relatives sur les différents paramètres physiques fonctions des distributions spectrales de la fluence des rayons X sont forfaitairement choisies égales à des valeurs enveloppes majorantes [57] liées à l'étendue des distributions d'une part et des incertitudes individuelles discrètes des paramètres physiques d'autre part. Elles sont données dans le tableau 8.7.

	1 m			3 m		
	1250 keV	2000 keV	3000 keV	1250 keV	2000 keV	3000 keV
$u(V)$			0,0043 %			
$u(\rho_{air})$			0,001 %			
$u(\overline{(W/e)}_{air})$			0,350 %			
$u(A_{wall})$			0,200 %			
$u(\overline{(S/\rho)}_{g,a})$			1,000 %			
$u(\overline{(\mu_{en}/\rho)}_{a,g})$			1,000 %			
$u(1 - \overline{g}_{air})$			1,400 %			

TABLEAU 8.7 – Incertitudes relatives sur les paramètres physiques de la chambre d'ionisation primaire pour les différentes qualités de faisceau de l'accélérateur FELIX [57]

8.5.1.2 Facteurs de correction

Les incertitudes sur les différents facteurs de correction de l'équation 8.4 sont évaluées et données dans le tableau 8.8.

Il est constaté que les incertitudes relatives sur les facteurs de correction pour la qualité de faisceau à 1 m et 2000 keV sont plus importantes. Pour rappel, les valeurs moyennes

	1 m			3 m		
	1250 keV	2000 keV	3000 keV	1250 keV	2000 keV	3000 keV
$u(k_{pol}^{601})$	0,080 %	3,440 %	0,251 %	0,019 %	0,026 %	0,036 %
$u(k_{pol}^{602})$	0,092 %	3,399 %	0,286 %	0,020 %	0,026 %	0,055 %
$u(k_S^{601})$	0,159 %	6,982 %	0,501 %	0,038 %	0,053 %	0,072 %
$u(k_S^{602})$	0,184 %	6,999 %	0,573 %	0,039 %	0,053 %	0,109 %
$u(k_{manche}^{601})$	0,206 %	0,447 %	0,195 %	0,047 %	0,115 %	0,121 %
$u(k_{manche}^{602})$	0,158 %	0,109 %	0,257 %	0,033 %	0,088 %	0,100 %

TABLEAU 8.8 – Incertitudes relatives sur les facteurs de correction des chaînes moniteur 601 et 602 pour les différentes qualités de faisceau de l'accélérateur FELIX [57]

des facteurs $k_{pol}^{n_{mon}}$ et $k_S^{n_{mon}}$ pour cette même qualité de faisceau sont significativement différentes et compatibles avec ces incertitudes. L'hypothèse de l'erreur de réglage de l'accélérateur pour cette configuration semble confirmée.

L'origine de cette erreur de réglage est probablement liée au centrage ou au balayage horizontal du faisceau d'électrons sur la cible de conversion, impliquant un défaut d'homogénéité entre les deux chambres d'ionisation.

8.5.1.3 Bilan des incertitudes sur les coefficients d'étalonnage $N_{K_a}^{n_{mon}}$

Les différentes incertitudes relatives (à 1σ) sur les coefficients d'étalonnage, notées $u(N_{K_a}^{n_{mon}})$, sont données dans le tableau 8.9.

Qualité	$u(N_{K_a}^{601})$ (%)	$u(N_{K_a}^{602})$ (%)
1250 kV & 1 m	2,05	2,06
2000 kV & 1 m	9,43	9,33
3000 kV & 1 m	2,15	2,18
1250 kV & 3 m	2,03	2,03
2000 kV & 3 m	2,03	2,03
3000 kV & 3 m	2,04	2,04

TABLEAU 8.9 – Incertitudes relatives sur les coefficients d'étalonnage $N_{K_a}^{n_{mon}}$ des deux chaînes moniteur pour les six qualités de faisceau de l'accélérateur [57]

Compte tenu des incertitudes sur les coefficients d'étalonnage pour la qualité de faisceau à 1 m et 2000 keV, il a été décidé de suspendre l'utilisation de cette configuration pour réaliser l'étalonnage ou la vérification de l'étalonnage des instruments objets d'essais ou d'étalonnage, jusqu'à la réalisation d'un nouvel étalonnage.

8.5.2 Incertitudes sur les coefficients de conversion du kerma dans l'air vers l'équivalent de dose ambiant

Les coefficients de conversion du kerma dans l'air vers l'équivalent de dose ambiant $h^*(10)$, pour chaque qualité de faisceau, correspondent au produit des coefficients de conversion monoénergétiques considérés comme conventionnellement justes par les composantes des distributions spectrales de la fluence des rayons X.

L'incertitude sur les coefficients $h^*(10)$ est donc directement liée à l'incertitude sur les distributions spectrales dont le cas le plus défavorable est de 0,3 % [57]. Par conséquent, il s'agit de l'incertitude relative choisie pour tous les coefficients de conversion $h^*(10)$, négligeable face aux incertitudes sur les coefficients d'étalonnage en termes de kerma dans l'air.

8.6 Conclusion

L'étalonnage direct des chaînes moniteur sur les différentes qualités de faisceau de l'accélérateur à partir d'une chambre d'ionisation primaire permet de réduire les étapes de raccordement et par conséquent les incertitudes sur les coefficients d'étalonnage [64] (figure 8.11).

La méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage développée par CERAP PREVENTION et ATRON METROLOGY est par ailleurs protégée par un brevet d'invention [65].

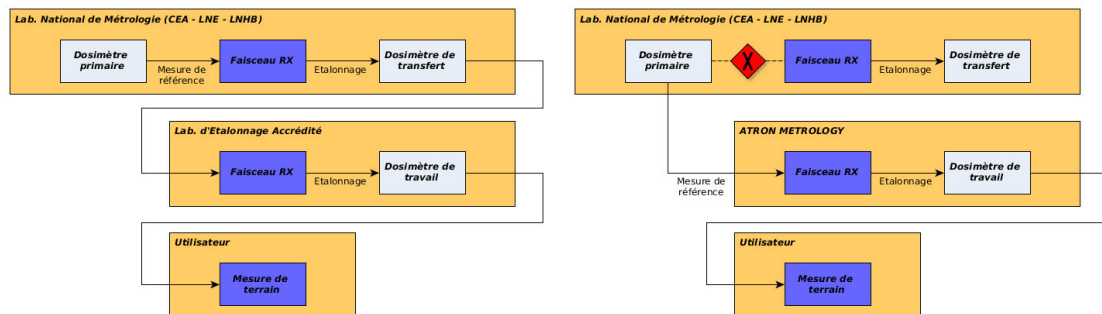


FIGURE 8.11 – Raccordement des champs de rayonnements de référence habituellement mis en œuvre (gauche) et raccordement mis en œuvre dans le cadre du projet d'ATRON METROLOGY (droite) [66]

Chapitre 9

Fiabilisation du procédé

9.1 Positionnement des instruments objets d'essais ou d'étalonnage

La reproductibilité du positionnement du point de référence d'un instrument objet d'essais ou d'étalonnage au point de mesure est essentielle à la validité des résultats délivrés. Trois composantes constituent l'incertitude de positionnement d'un instrument de mesure : une composante latérale (Δx), une composante verticale (Δy) et une composante longitudinale (Δz) ayant une influence sur la grandeur de référence mesurée par le détecteur de l'instrument objet d'essais ou d'étalonnage (figure 9.1).

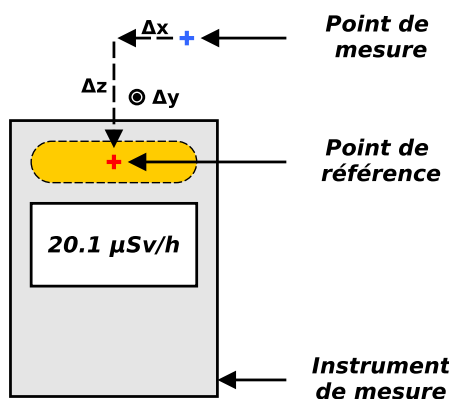


FIGURE 9.1 – Modélisation des incertitudes de positionnement latérale, longitudinale et verticale du point de référence du détecteur avec le point de mesure

L'homogénéisation du champ d'irradiation sur les plans vertical et latéral étant assurée par la stratégie de balayage précédemment présentée, ces incertitudes de positionnement peuvent être négligées face à l'incertitude de positionnement longitudinal, laquelle évolue comme le carré de la distance sur le débit de kerma dans l'air ou l'équivalent de dose ambiant en première approximation. Ainsi, un soin plus particulier est pris pour assurer la reproductibilité du positionnement longitudinal des instruments objets d'essais ou d'étalonnage.

Cette reproductibilité est assurée par un passeur d'échantillons automatisé¹, constitué d'un plateau circulaire rotatif, mis en mouvement par un motoréducteur de précision, et composé de douze secteurs sur lesquels sont placés des gabarits en polyéthylène usinés aux dimensions des différents instruments à contrôler. Ces gabarits, dont un exemple est donné en figure 9.2, disposent de une à trois positions, respectivement nommées P1, P2 et P3. L'ensemble peut être positionné à l'aide d'empreintes au sol à deux emplacements prédéfinis, permettant de placer le point de mesure à un mètre ou à trois mètres de la cible de l'accélérateur FELIX. Enfin, un codeur incrémental, mesurant l'angle du plateau et sa vitesse de rotation, autorise le positionnement précis des douze secteurs.



FIGURE 9.2 – Gabarit de FH40G L-10

L'incertitude totale du positionnement longitudinal des points de référence des instruments objets d'essais ou d'étalonnage est de 2,5 mm (1σ), soit une erreur relative maximale de 0,25 % (1σ) à un mètre et de 0,08 % (1σ) à trois mètres.

9.2 Procédé d'étalonnage ou de contrôle périodique de l'étalonnage mis en œuvre

Comme évoqué dans la partie I, les instruments de mesure sont étalonnés avant leur première mise en service et un certificat d'étalonnage est fourni par le constructeur, indiquant en particulier les grandeurs caractéristiques mesurées dans des conditions ambiantes de référence.

Le contrôle périodique de l'étalonnage (CPE) doit réglementairement être réalisé tous les trois ans² et consiste à mesurer et contrôler les grandeurs caractéristiques de l'instrument de mesure, fournies par son certificat d'étalonnage, dans des conditions standards de

1. Ce passeur d'échantillons a été conçu par le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen et fabriqué par ACE.

2. Pour les instruments de mesure possédant un contrôle de bon fonctionnement interne, cette périodicité est de cinq ans. En pratique, un contrôle périodique (CP) est réalisé tous les ans en France et dans la plupart des pays et fait office de CPE.

tests. Le CPE est constitué de deux parties : la vérification des aspects généraux de l'instrument, puis la vérification des aspects liés à la mesure. Le contrôle périodique de l'étalonnage doit être *a minima* effectué par un organisme dont le système qualité est conforme à la norme NF EN ISO 9001. Les organismes conformes à la norme NF EN ISO/CEI 17025 ou bénéficiant d'une accréditation COFRAC sont réputés satisfaire à ces dispositions.

Dans le cadre de ce projet, la responsabilité des étalonnages et contrôles de l'étalonnage est partagée entre CERAP PREVENTION et ATRON METROLOGY. La vérification des aspects généraux est assurée par CERAP (section 9.2.1) tandis que la vérification des aspects liés à la fonction mesure est réalisée par ATRON (section 9.2.2).

Le procédé d'étalonnage ou de contrôle de l'étalonnage des instruments objets d'essais ou d'étalonnage repose sur différentes étapes présentées ci-après. Leur automatisation permet de réduire le risque d'erreur humaine, d'assurer la traçabilité et la pérennité des résultats et d'optimiser la productivité.

9.2.1 Identification des instruments et vérification des aspects généraux

L'identification et la vérification des aspects généraux des instruments objets d'essais ou d'étalonnage sont assurées par un opérateur CERAP qualifié.

9.2.1.1 Identification et gestion des instruments

Lors de leur réception, les instruments sont identifiés et saisis dans la base équipements GMat, commune à CERAP et ATRON, s'ils n'y sont pas déjà. Ces instruments possèdent un identifiant unique, traduit sous forme de QR-code, soit repris du client lorsqu'il existe, soit créé par CERAP dans le cas contraire.

Les instruments sont systématiquement associés à un état, matérialisé par un QR-code 'position-état' à l'aide d'une application *scan2loc* développée par CERAP (figure 9.3).



FIGURE 9.3 – DOLPHY Gamma identifiés (à gauche) et application *scan-2-loc* permettant l'affectation des instruments à une position (à droite) [67]

Par conséquent, à tout instant la position et l'état des instruments objets d'essais ou d'étalonnage entrants dans les locaux d'ATRON sont connus et sauvegardés sur un serveur informatique sécurisé.

9.2.1.2 Cas particulier des instruments présentant un risque de contamination radioactive

Lorsque les instruments envoyés par le client sont potentiellement contaminés, ils sont reçus dans un colis de type UN 2910 et sont pris en charge dans la ZGAC, classée en zone surveillée à risque de contamination radioactive. Des frottis sont réalisés sur ces instruments pour vérifier l'absence de contamination labile et ils sont ensuite passés dans un compteur petits-objets (CPO) pour quantifier leur contamination. Enfin, ils sont mis en sache pour prévenir toute forme de dispersion de leur contamination sur le reste de l'installation non classée.

9.2.1.3 Vérification des aspects généraux

Avant la mise en place de la vérification des aspects liés à la fonction mesure d'un instrument, il convient de vérifier le bon fonctionnement de ses fonctions de base, telles que :

- le niveau de charge de sa batterie ou de ses piles,
- l'allumage et la lisibilité de l'écran,
- l'audibilité de l'alarme sonore au démarrage et éventuellement la luminosité de l'alarme lumineuse,
- la mesure de bruit de fond cohérente avec celui de l'installation,
- l'absence de message d'erreur.

Cette liste peut être complétée par d'autres vérifications pour certains instruments spécifiques.

Lorsqu'un instrument est non conforme à cette étape, il est pris en charge pour identifier la nature du problème et le corriger si possible. Cette maintenance peut consister en un réglage logiciel, le changement ou le chargement de la batterie ou des piles ou le changement d'un composant électronique par exemple.

9.2.2 Vérification des aspects liés à la fonction mesure

La vérification des aspects liés à la fonction mesure des instruments objets d'essais ou d'étalonnage est assurée par un opérateur ATRON qualifié.

9.2.2.1 Initialisation des séquences d'irradiation (pré-process)

Les instruments objets d'essais ou d'étalonnage sont placés sur les gabarits adaptés puis déposés sur les secteurs du passeur d'échantillons. L'opérateur scanne les QR-codes des instruments et leurs positions respectives en regard sur le passeur d'échantillons. Ces informations sont ensuite synchronisées sur la base équipements GMat.

Une application spécifiquement développée lors de ce travail de thèse crée un fichier de recette d'irradiation, contenant la liste des instruments objets d'essais ou d'étalonnage sur chaque secteur du passeur d'échantillons, leurs positions respectives sur le gabarit, et les réglages de la haute-tension et des courants d'émission de l'accélérateur FELIX, déterminés en fonction des caractéristiques constructeur du modèle d'équipement, de sorte que :

- l'énergie maximale de la distribution énergétique du champ de rayonnements est choisie parmi les six qualités de faisceaux de référence (1250 keV, 2000 keV ou 3000 keV à 1 ou 3 m) de telle sorte à ce qu'elle corresponde à la plus grande valeur inférieure à la gamme de mesure en énergie définie par le constructeur,
- la réponse des instruments est vérifiée à 20 %, 50 % et 80 %, en échelle logarithmique, de leur gamme de réponse en débit d'équivalent de dose ambiant³ dans le cadre d'une vérification de l'étalonnage, et sur des points complémentaires dans le cadre d'un étalonnage.

9.2.2.2 Prise de données (process)

L'automate de contrôle et commande⁴ du procédé d'étalonnage et de vérification de l'étalonnage charge le fichier recette d'irradiation et communique avec l'accélérateur FELIX d'une part et les différents outils utiles au déroulement du procédé d'autre part. Pour chaque secteur, les actions suivantes sont réalisées par l'automate :

1. réglage de la haute-tension (HT) de l'accélérateur parmi les trois pré-réglées,
2. réglage des paramètres optiques de l'accélérateur en fonction de la haute tension,
3. mise à zéro des deux chaînes moniteur,
4. réglage des différentes consignes de la grandeur de référence, et pour chaque consigne, réalisation d'un triplet de mesures, comportant :
 - une prise de vue de l'indication des instruments présents sur le secteur,
 - la charge collectée sur chaque chaîne moniteur (Q^{601} & Q^{602}), pendant une durée Δt de deux secondes,
 - la date et l'heure,
 - les conditions ambiantes de température, pression, hygrométrie.
5. rotation du passeur d'échantillons pour placer le secteur suivant en face de l'accélérateur et repasser à l'étape 1.

Une fois la phase d'irradiation sur l'accélérateur FELIX terminée, il est possible de mettre en place une irradiation sur une source ^{137}Cs à un débit d'équivalent de dose ambiant unique afin de réaliser une comparaison des deux qualités de faisceau et déterminer les valeurs mesurées sur l'accélérateur FELIX en équivalent-césium à partir d'un facteur de correction, k_{Cs} , présenté ci-après. Dans ce cas, l'automate réalise les actions suivantes :

1. ouverture du conteneur de source,
2. pour chaque secteur, réalisation d'un triplet de mesures, comportant :
 - une prise de vue de l'indication des instruments de mesure présents sur le secteur,
 - la date et l'heure,
 - les conditions ambiantes de température, pression, hygrométrie.
3. rotation du passeur d'échantillons pour placer le secteur suivant en face de la source et repasser à l'étape 2.

3. Quatre points de mesure à faible flux sont généralement effectués à 20, 40, 60 et 80 $\mu\text{Sv/h}$ pour encadrer la valeur du débit d'équivalent de dose ambiant délivré par la source de ^{137}Cs .

4. Cet automate a été développé en collaboration avec le LPC Caen.

Dans l'une et l'autre des phases d'irradiation, les données brutes sont sauvegardées localement dans un premier temps puis sur un serveur informatique sécurisé une fois l'irradiation complète terminée (figure 9.4).

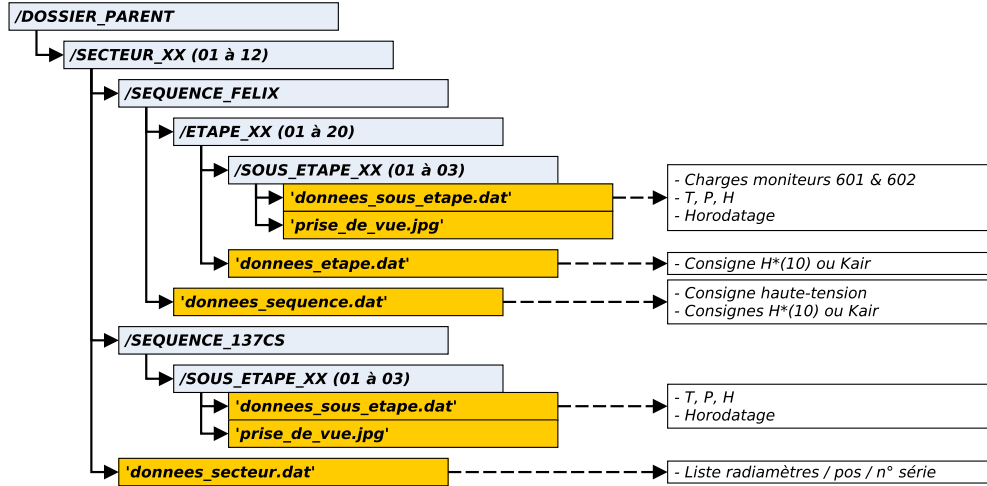


FIGURE 9.4 – Structure des données brutes générées par l'automate de contrôle

9.2.2.3 Analyse et génération des constats (post-process)

L'analyse des données et le calcul de la conformité des instruments ou des coefficients d'étalonnage est réalisée *a posteriori* à partir d'un logiciel développé lors de ce travail de thèse. Ce logiciel permet dans un premier temps de charger les données brutes précédemment sauvegardées sur le serveur sécurisé et dans un second temps de reporter l'indication de chaque triplet d'images manuellement⁵ (figure 9.5).

Pour chaque mesure individuelle i , le débit de kerma dans l'air de chaque chaîne moniteur est calculé à partir des charges Q^{601} et Q^{602} , des coefficients d'étalonnage des chaînes fonctions de la haute-tension (HT) de l'accélérateur et de la distance (d) à la cible (équation 9.1). Le débit de kerma dans l'air est aussi corrigé de la variation de densité de l'air par le calcul des coefficients k_T et k_P définis précédemment.

$$\begin{cases} \dot{K}_a^{601}(HT, d, i) = \frac{Q^{601}}{\Delta t} \cdot N_{K_a}^{601}(HT, d) \cdot k_T \cdot k_P \\ \dot{K}_a^{602}(HT, d, i) = \frac{Q^{602}}{\Delta t} \cdot N_{K_a}^{602}(HT, d) \cdot k_T \cdot k_P \end{cases} \quad (9.1)$$

De même, le débit d'équivalent de dose ambiant de chaque chaîne est calculé en appliquant le facteur de conversion $h^*(10)$ adéquat (équation 9.2).

5. Une fonction de reconnaissance automatique d'image est en cours de développement pour réduire le risque d'erreur de lecture et diminuer le temps de traitement.



FIGURE 9.5 – Interface d’analyse des résultats [67]

$$\begin{cases} \dot{H}^*(10)^{601}(HT, d, i) = \dot{K}_a^{601}(HT, d, i) \cdot h^*(10)(HT, d, i) \\ \dot{H}^*(10)^{602}(HT, d, i) = \dot{K}_a^{602}(HT, d, i) \cdot h^*(10)(HT, d, i) \end{cases} \quad (9.2)$$

Les débits de kerma dans l’air et d’équivalent de dose ambiant des séquences liées à la source de ^{137}Cs sont calculés à partir des valeurs initiales et de la durée écoulée entre la date de mesure et la date d’étalonnage de la source (équations 9.3).

$$\begin{cases} \dot{K}_a^{137\text{Cs}}(t_{mes.}) = \dot{K}_a^{137\text{Cs}}(t_{etal.}) \cdot \exp(-\lambda_{137\text{Cs}} \cdot (t_{mes.} - t_{etal.})) \\ \dot{H}^*(10)^{137\text{Cs}}(t_{mes.}) = \dot{H}^*(10)^{137\text{Cs}}(t_{etal.}) \cdot \exp(-\lambda_{137\text{Cs}} \cdot (t_{mes.} - t_{etal.})) \end{cases} \quad (9.3)$$

L’opérateur saisit la valeur indiquée par chaque instrument objet d’essais ou d’étalonnage, $M(i)$, à partir des prises de vue. Lorsqu’une anomalie (écran illisible, instrument éteint, message d’erreur, etc.) est détectée, l’opérateur indique un code erreur à la place de la valeur relevée.

Après cette phase de saisie, le logiciel calcule, pour chaque étape (triplet de mesures), les valeurs moyennes du débit de kerma dans l’air et d’équivalent de dose ambiant de référence à partir de la mesure des chaînes moniteur pour une irradiation sous un faisceau de rayons X issus de l’accélérateur (équation 9.4) et à partir des valeurs de la source pour une irradiation sous un faisceau de rayons γ issus de la source de ^{137}Cs (équation 9.5). La grandeur de référence moyenne d’un triplet de mesures, quelle que soit la qualité de

faisceau, est par la suite notée $\langle R(step) \rangle$ par souci de simplification.

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \dot{K}_a^{ref(acc.)} \rangle = \frac{1}{3} \cdot \left(\sum_{i \in step} \frac{1}{2} \cdot (\dot{K}_a^{601}(HT, d, i) + \dot{K}_a^{602}(HT, d, i)) \right) \\ \langle \dot{H}^*(10)^{ref(acc.)} \rangle = \frac{1}{3} \cdot \left(\sum_{i \in step} \frac{1}{2} \cdot (\dot{H}^*(10)^{601}(HT, d, i) + \dot{H}^*(10)^{601}(HT, d, i)) \right) \end{array} \right. \quad (9.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \dot{K}_a^{ref(source)} \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i \in step} \dot{K}_a^{137Cs}(t_i) \\ \langle \dot{H}^*(10)^{ref(source)} \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i \in step} \dot{H}^*(10)^{137Cs}(t_i) \end{array} \right. \quad (9.5)$$

De la même façon, la valeur moyenne mesurée par chaque instrument objet d'essais ou d'étalonnage est calculée pour chaque triplet de mesures (équation 9.6).

$$\langle M(step) \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i \in step} M(i) \quad (9.6)$$

Lorsque, pour un triplet de mesures, les valeurs relevées, $M(i)$, possèdent au moins une anomalie, le logiciel procède de la façon suivante :

- Pour une ou deux anomalie(s), la valeur moyenne $\langle M(step) \rangle$ est calculée avec deux ou une valeur(s) individuelle(s) et un message d'avertissement est sauvegardé,
- Pour trois anomalies, la valeur moyenne $\langle M(step) \rangle$ est invalide (*null*), un message d'erreur est sauvegardé et l'instrument est contrôlé ou étalonné à nouveau si possible.

L'écart entre la grandeur de référence et la grandeur mesurée pour chaque triplet de mesures et chaque instrument objet d'essais ou d'étalonnage est ensuite calculé selon l'équation 9.7. Si la valeur $\langle M(step) \rangle$ est invalide, l'écart $E(step)$ est automatiquement pris égal à -100 %.

$$E(step) = 100 \cdot \frac{\langle M(step) \rangle - \langle R(step) \rangle}{\langle R(step) \rangle} \quad (9.7)$$

En parallèle, le coefficient d'étalonnage de l'instrument objet d'essais ou d'étalonnage est calculé à la fois sur le faisceau de l'accélérateur, N_{FELIX} , et sur le faisceau de la source, N_{Cs} . Le coefficient N_{FELIX} est obtenu par une régression linéaire sur les valeurs de référence et mesurées pour les consignes en débit de kerma dans l'air (respectivement d'équivalent de dose ambiant) inférieures à 100 $\mu\text{Gy/h}$ (respectivement 100 $\mu\text{Sv/h}$). Le coefficient N_{Cs} est obtenu par une régression linéaire sur la seule valeur de référence et

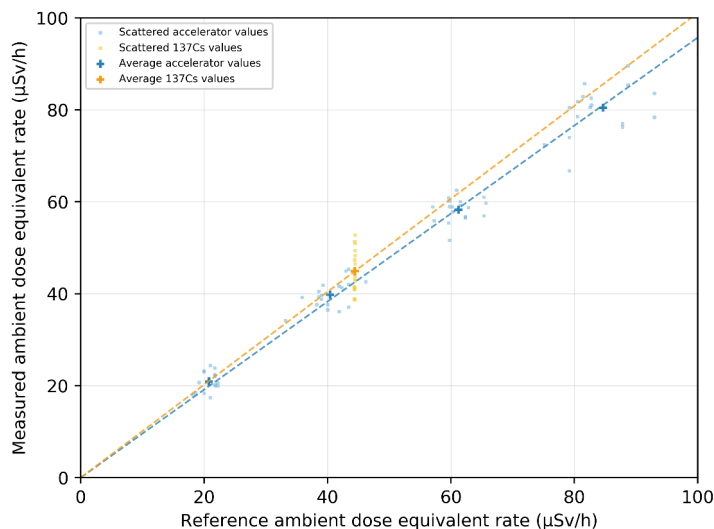


FIGURE 9.6 – Répartition des valeurs mesurées et de référence pour un lot complet d'instrument et calcul des droites d'étalonnage [68]

mesurée disponible (figure 9.6).

Enfin, le facteur de correction équivalent-césium, k_{Cs} , est calculé comme le rapport des coefficients d'étalonnage N_{Cs} et N_{FELIX} selon l'équation 9.8.

$$k_{Cs} = \frac{N_{Cs}}{N_{FELIX}} \quad (9.8)$$

Ce facteur tient compte de la différence de réponse de l'instrument sur le champ de rayonnements γ de la source de ^{137}Cs et le champ de rayonnements X de l'accélérateur FELIX et autorise par conséquent l'estimation de la réponse équivalente-césium de l'instrument selon l'équation 9.9.

$$\langle M_{eq,137Cs}(step) \rangle = \langle M(step) \rangle \cdot k_{Cs} \quad (9.9)$$

Une fois l'analyse effectuée, les données traitées sont envoyées à la base équipement GMat et sauvegardées sur le serveur sécurisé ATRON. Un vérificateur contrôle systématiquement les valeurs reportées sur le logiciel pour identifier et corriger les éventuelles erreurs. Une fois les données validées, la décision de conformité est établie pour chaque instrument et pour chaque consigne. L'erreur maximale tolérée par défaut est de $\pm 20\%$. Lorsque l'intégralité des écarts $E(step)$ d'un instrument sont plus grands que -20% et plus petit que $+20\%$, il est déclaré conforme. Dans le cas contraire, il est déclaré non conforme.

Chapitre 10

Bilan des incertitudes

Lors de la mise en œuvre d'un processus de mesure quel qu'il soit, conduisant à un mesurage, le résultat de mesure consiste en un ensemble de valeurs qui peuvent être attribuées au mesurande, complété par toute autre information pertinente disponible [69]. L'incertitude de mesure exprime le doute sur le résultat annoncé et caractérise la dispersion des valeurs attribuées à un mesurande à partir des informations utilisées. Elle s'exprime par un paramètre de dispersion, par exemple l'écart-type.

L'évaluation de l'incertitude de mesure est un processus essentiel à la métrologie et à la qualité des résultats fournis. Elle peut être décomposée en quatre étapes :

1. dans un premier temps, une analyse du processus de mesure permet de lister qualitativement les différents paramètres d'influence,
2. une quantification des sources d'incertitudes individuelles est dans un second temps effectuée et permet de leur affecter une incertitude-type et une loi de distribution adaptée,
3. une propagation de ces sources d'incertitudes implique une analyse de la sensibilité du processus de mesure et une hiérarchisation des paramètres d'influence listés à la première étape,
4. le résultat final peut être exprimé en tenant compte de l'incertitude totale sur ce résultat.

La suite de ce chapitre s'intéresse à l'évaluation de l'incertitude totale sur la réponse en termes de débits de kerma dans l'air \dot{K}_a ou d'équivalent de dose ambiant \dot{H}^* (10) des instruments objets d'essais ou d'étalonnage sur les qualités de faisceau produits par l'accélérateur FELIX ou la source de ^{137}Cs d'ATRON METROLOGY.

10.1 Identification des sources potentielles d'incertitude

Les paramètres susceptibles d'avoir une influence sur la mesure de la grandeur de référence au point de mesure sont identifiés par la méthode des 5M¹ et représentés en figure 10.1 sous la forme d'un diagramme d'Ishikawa.

Les deux moyens d'irradiation sont les rayonnements X de freinage produits par l'accélérateur FELIX ou les rayonnements γ de la source de ^{137}Cs . Les paramètres influents

1. Moyen, Méthode, Main d'œuvre, Milieu, Mesurande.

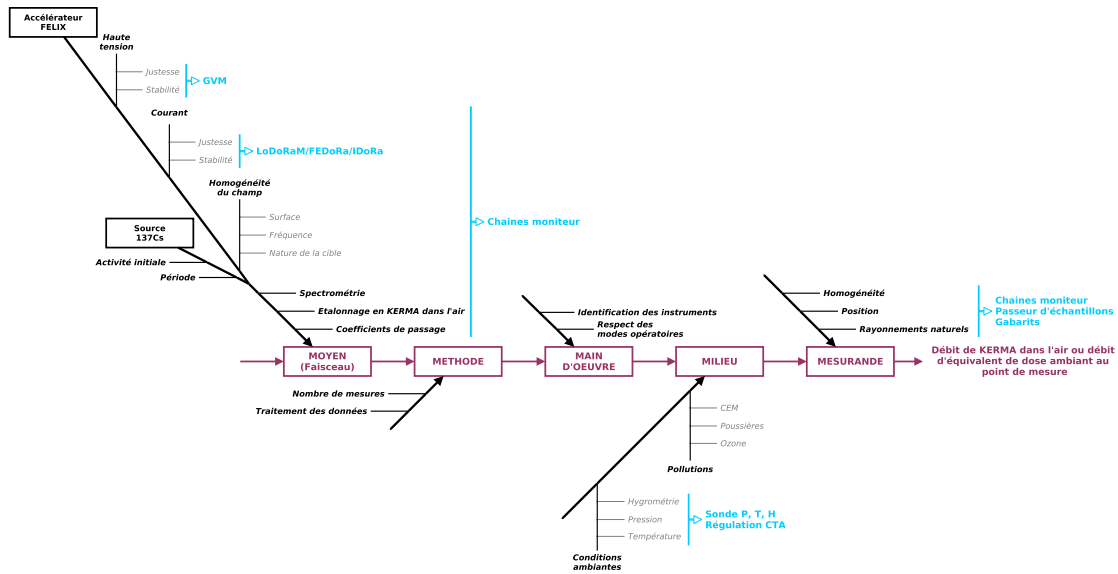


FIGURE 10.1 – Diagramme d’Ishikawa des paramètres potentiellement influents sur la mesure de la grandeur de référence au point de mesure [70]

les grandeurs de référence (\dot{K}_a ou $\dot{H}^*(10)$) au point de mesure sont, pour l’accélérateur FELIX, la tension accélératrice, le courant d’émission du cristal d’hexaborure de lanthane et l’homogénéité du champ autour du point de mesure et, pour la source de ^{137}Cs , l’activité au jour de la mesure (période et activité initiale). Quelle que soit la source de rayonnements utilisée, il convient de prendre en compte les paramètres influents le raccordement à l’étalon national, tels que l’étalonnage en termes de kerma dans l’air au point de mesure des chaînes moniteur, la distribution spectrale de la fluence des rayons X du champ d’irradiation, les coefficients de conversion du kerma dans l’air vers l’équivalent de dose ambiant et l’homogénéité du champ d’irradiation lors du raccordement (chapitre 8).

La méthode mise en œuvre est quant à elle influencée par le nombre de mesures réalisées et le traitement des données avant et après la mesure.

Les sources d’erreur identifiées liées à la main d’œuvre sont le respect des modes opératoires par l’opérateur réalisant la mesure ainsi que l’identification des instruments de mesure.

Le milieu dans lequel est réalisée la mesure est susceptible d’apporter des incertitudes, notamment en ce qui concerne les conditions ambiantes de pression, température et hygrométrie et les pollutions diverses (ozone, poussières, perturbations électromagnétiques, etc.).

Enfin, le mesurande est influencé par la présence du bruit de fond naturel, l’incertitude de positionnement du point de mesure et l’homogénéité du faisceau au point de mesure.

10.2 Quantification des sources d'incertitude

La quantification des sources individuelles d'incertitude identifiées à l'étape précédente consiste à estimer séparément leur incertitude relative par mesure lorsqu'elle est possible ou par modélisation, par exemple, dans le cas contraire.

10.2.1 Moyen

10.2.1.1 Energie des électrons

L'incertitude sur la valeur de l'énergie des électrons du faisceau est évaluée à partir de la mesure de la haute-tension de l'accélérateur FELIX. Cette dernière est maintenue à trois consignes données pendant trente minutes² et mesurée par pas de une seconde à l'aide du *generating volt-meter (GVM)*. Les figures 10.2 représentent les variations de la haute-tension à 1250 kV, 2000 kV et 3000 kV.

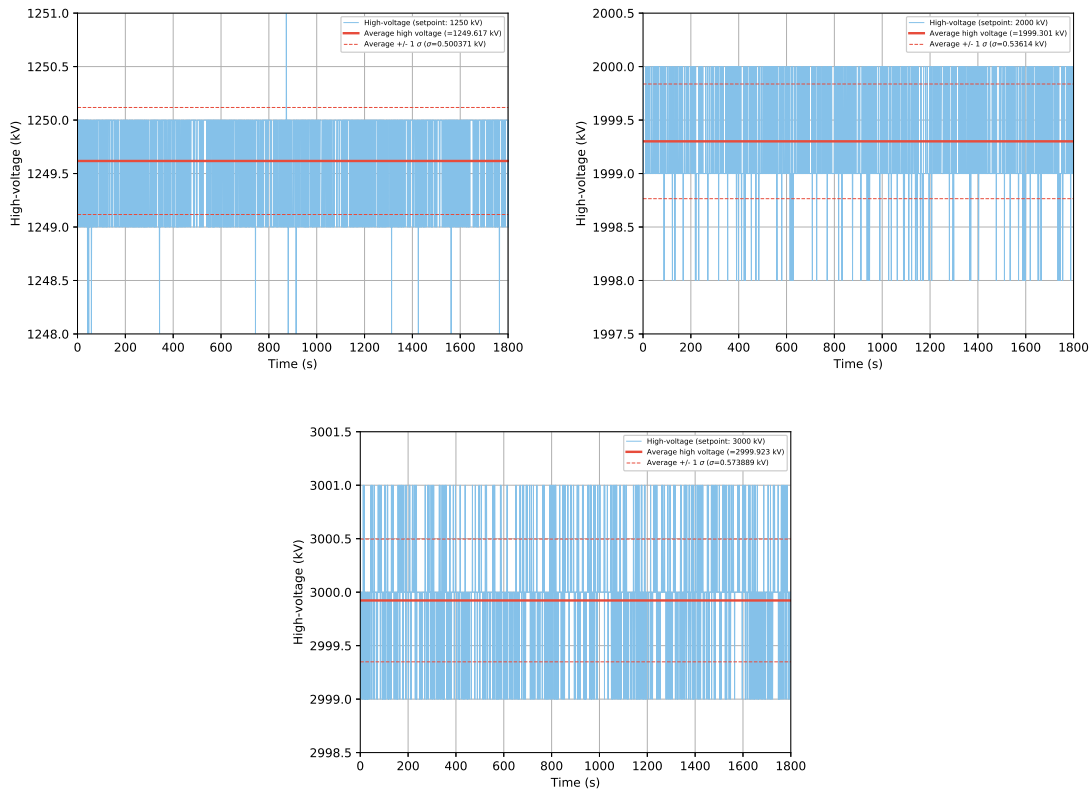


FIGURE 10.2 – Variations de la haute-tension mesurée par le *GVM* toutes les secondes pendant trente minutes, pour une consigne de 1250 kV (en haut à gauche), 2000 kV (en haut à droite) et 3000 kV (en bas) [70]

L'évaluation de la stabilité de la haute-tension est donnée dans le tableau 10.1 pour chaque qualité de faisceau. La dispersion de l'énergie des électrons circulant dans l'accélérateur est prise égale à la stabilité de la haute-tension pour chaque qualité de faisceau,

2. Après un *conditionning* de la haute-tension à 3850 kV pendant une heure.

bien que le dipôle magnétique permettant de dévier le faisceau d'électrons de la salle accélérateur vers la salle d'irradiation réalise une filtration en énergie des électrons susceptible de limiter cette dispersion.

Haute-tension	Stabilité
1250 kV	0,040 %
2000 kV	0,027 %
3000 kV	0,019 %

TABLEAU 10.1 – Evaluation de la stabilité de la haute-tension de l'accélérateur FELIX pour les trois qualités de faisceau [70]

La précision sur la mesure de la haute-tension est assurée par une vérification périodique de l'étalonnage de la chaîne de résistance de la colonne accélératrice d'une part et du *generating volt-meter (GVM)* d'autre part. Le multimètre de précision assurant cette mesure possède une précision de 0,2 % (+ 1 pA) en courant et de 0,15 % (+ 40 mV) en tension, conduisant à une incertitude sur la justesse de la haute-tension de l'accélérateur, et donc sur l'énergie du faisceau, de 0,16 %.

Par conséquent, l'incertitude totale sur l'énergie des électrons est prise égale à 0,2 % (1σ) afin de prendre en compte le cas le plus défavorable et d'englober les effets de justesse et de stabilité. L'incertitude résultante sur la grandeur de référence au point de mesure est évaluée à partir de simulations Monte-Carlo (MCNP-X) en faisant varier l'énergie du faisceau d'électrons de 0,2 % et en comparant les distributions spectrales de la fluence des rayons X. L'écart total entre les distributions reste systématiquement inférieur à 5,5 % quelle que soit la qualité de faisceau (figure 10.3).

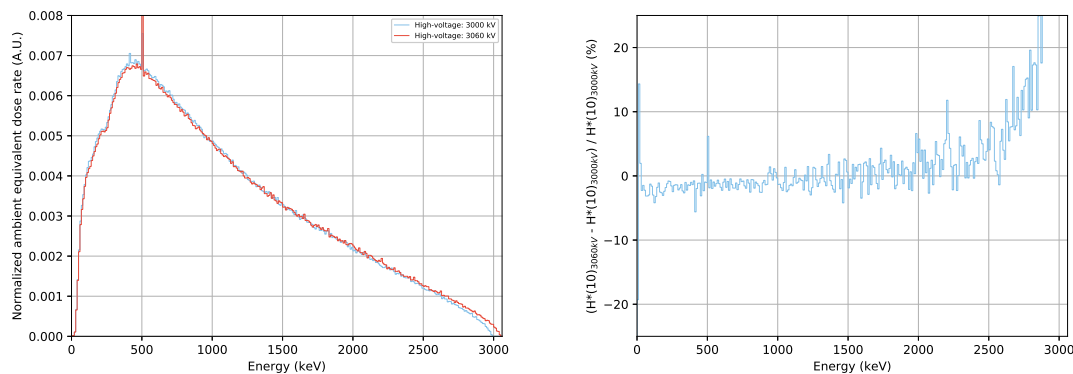


FIGURE 10.3 – Evaluation numérique des débits d'équivalent de dose ambiante normalisés au point de mesure (trois mètres) pour une haute-tension de 3000 kV et 3060 kV (gauche) et écart entre les débits d'équivalent de dose ambiante (droite)

Ces simulations mettent en évidence que la contribution majeure à la variation de débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiante au point de mesure est liée à la section efficace de production du rayonnement de freinage, directement proportionnelle

à l'énergie (section 4.1.1.3), impliquant un flux de rayons X plus important au point de mesure. Or cette variation est prise en compte à la fois par l'instrument de mesure objet d'essais ou d'étalonnage et par les chaînes moniteur. En normalisant les distributions obtenues, il est possible de constater que la déformation de ces distributions associée à la dispersion en énergie des électrons implique quant à elle une variation de 0,1 % sur les débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant au point de mesure.

Remarque : sur la figure 10.3 il est encore possible de constater deux contributions et le pic à 511 keV, expliqués précédemment.

10.2.1.2 Courant de l'accélérateur

L'incertitude sur la valeur du courant d'émission est évaluée à partir de la mesure du courant sur la cible, en faisant l'hypothèse que le courant d'émission est directement proportionnel au courant mesuré sur la cible. Trois consignes en courant sont maintenues pendant trente minutes³, à l'aide de la boucle de rétroaction de l'accélérateur, et la mesure du courant sur la cible est effectuée par pas de une seconde. L'accélérateur est maintenu à une haute-tension de 2000 kV pour les trois mesures. Les figures 10.4 représentent les variations du courant mesurées sur la cible pour des consignes de 10 nA, 1 μ A et 100 μ A. Les variations rapides et périodiques visibles sur ces courbes sont issues de la contre-réaction du courant par l'accélérateur.

L'évaluation de la stabilité du courant mesuré sur la cible est donnée dans le tableau 10.2 pour chaque consigne en courant. Par conséquent, l'incertitude totale sur le courant est évaluée à 2,8 % (1σ), quelle que soit la qualité de faisceau, afin de prendre en compte le cas le plus défavorable.

Courant	Stabilité
10 nA	2,77 %
1 μ A	0,84 %
100 μ A	0,16 %

TABLEAU 10.2 – Evaluation de la stabilité du courant de l'accélérateur FELIX pour trois consignes en courant et une qualité de faisceau (2000 keV) [70]

10.2.1.3 Homogénéité du champ d'irradiation de l'accélérateur au point de mesure

La stratégie d'homogénéisation du champ d'irradiation au point de mesure a été présentée au chapitre 7. Une mesure de l'homogénéité du champ d'irradiation à trois mètres a été mise en œuvre à l'aide des deux chambres d'ionisation des chaînes moniteur, l'une placée à position fixe (référence) et l'autre placée à hauteur du faisceau et translatée latéralement de -100 mm à +100 mm par rapport à la position centrale (point de mesure), par pas de 10 mm. Pour chaque position, cent intégrations de trois secondes de la charge collectée sur les chambres ont été effectuées. La variation maximale de la charge collectée

3. Après une période de stabilisation de la température du cristal d'hexaborure de lanthane pendant une heure.

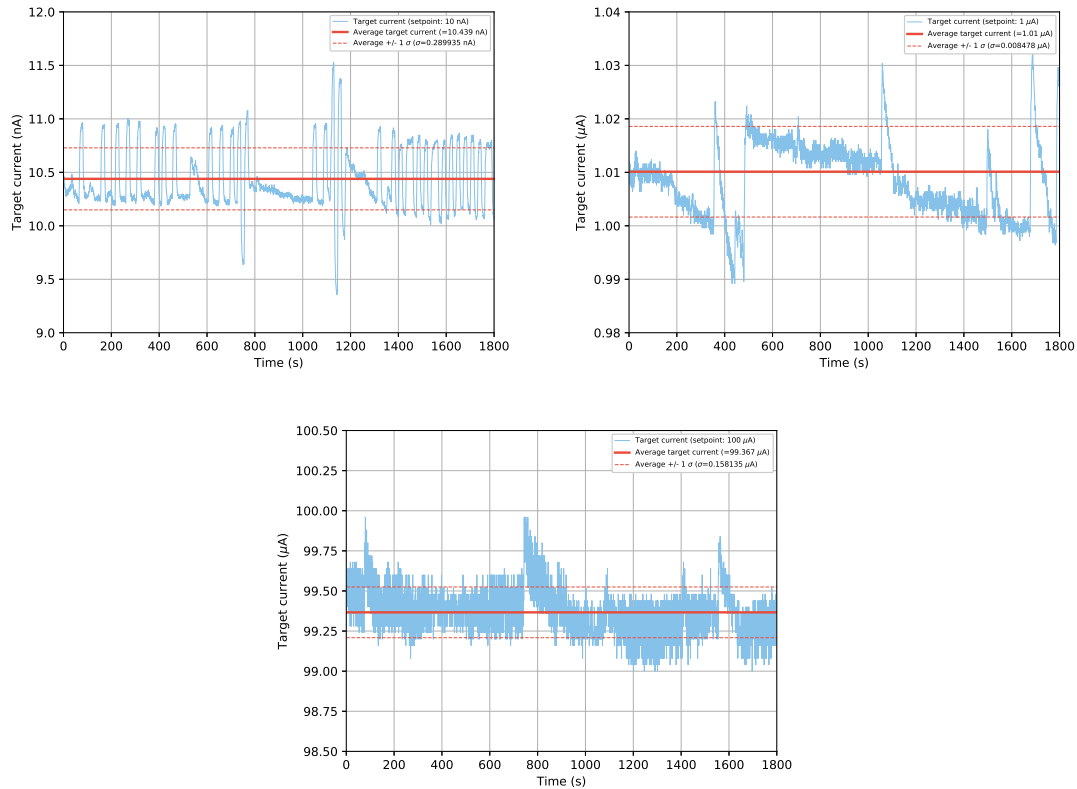


FIGURE 10.4 – Variations du courant mesuré sur la cible toutes les secondes pendant trente minutes, pour une consigne de 10 nA (en haut à gauche), 1 μ A (en haut à droite) et 100 μ A (en bas) [70]

moyenne sur la chambre mobile normalisée par la charge collectée moyenne de la chambre fixe est de 3 %. L'incertitude sur l'homogénéité du champ d'irradiation, en termes de débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant au point de mesure est donc prise égale à cette valeur.

10.2.1.4 Débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant délivré par la source de ^{137}Cs

L'activité initiale de la source de ^{137}Cs a été mesurée à $0,97 \text{ GBq} \pm 3 \%$ en date du 3 mai 2018 par son fournisseur (Eckert & Ziegler). Sa période radioactive est quant à elle de $30,05 \pm 0,08$ années [9], conduisant à une incertitude de 0,06 % (1σ) sur la valeur de son activité à dix ans.

10.2.1.5 Coefficients de conversion $h^*(10)$

Les coefficients de conversion du kerma dans l'air à l'équivalent de dose ambiant $h^*(10)_E$ ⁴ sont publiés dans le Rapport ICRU n°47 [63] pour différentes énergies. La détermination de la distribution énergétique du champ de rayonnements X pour les différentes

4. Tels que $h^*(10)_E = H^*(10)_E / K_{air,E}$.

qualités de faisceau de l'accélérateur FELIX permet de calculer les coefficients de conversion globaux $h^*(10)$ (chapitre 8).

Bien que calculable, l'incertitude sur ces coefficients n'a toutefois pas été évaluée car la traçabilité à la référence nationale n'est pas assurée sur la base du faisceau mais de chaînes moniteur étalonnées par rapport à un étalon primaire, comme présentée dans le chapitre 8 et analysée ci-dessous (section 10.3).

10.2.2 Méthode et main d'œuvre

L'automatisation des calculs avant et après la phase d'étalonnage ou de vérification d'étalonnage des instruments objets d'essais ou d'étalonnage induit une incertitude liée aux arrondis machine, jugée négligeable. Elle suppose toutefois un lien bijectif strict entre chaque instrument et les données brutes qui lui sont associées, toute confusion étant susceptible de mener à l'émission d'un constat d'étalonnage ou de vérification d'étalonnage incohérent avec l'objet d'essais. L'identification des objets d'essais est par conséquent un risque d'erreur auquel il convient d'apporter le plus grand soin afin de le maîtriser.

L'utilisation des QR-codes des instruments et des QR-codes 'position-état' limite ce risque d'erreur d'association de données avant et après la procédure d'étalonnage ou de vérification d'étalonnage.

La formation de l'opérateur et le respect des modes opératoires d'étalonnage et de vérification d'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants, incluant la procédure de contrôle systématique par un vérificateur des constats émis, tend à réduire le risque d'erreur de main d'œuvre.

10.2.3 Milieu

Les conditions de température et de pression peuvent avoir une incidence sur le résultat annoncé. Aussi, les conditions environnementales sont mesurées en temps réel avec une incertitude absolue type de 0,1 °C sur la température, de 0,3 hPa sur la pression et de 1 % sur l'hygrométrie, conduisant aux incertitudes types relatives sur la température, pression et hygrométrie données dans le tableau 10.3 aux conditions ambiantes.

Grandeur	Incetitude (1 σ)
Température	0,03 %
Pression	0,03 %
Hygrométrie	2,00 %

TABLEAU 10.3 – Evaluation de l'incertitude sur la température, la pression et l'hygrométrie mesurées par la sonde PTH [70]

L'effet de présence de pollutions (ozone, poussière, perturbations électromagnétiques et les conditions d'éclairage) sur le résultat est quant à lui jugé négligeable. L'ozone est produite en faible quantité en salle d'irradiation et la centrale de traitement d'air (CTA)

réalise un renouvellement de cinq volumes d'air par heure, limitant son accumulation. Il en va de même des conditions d'éclairage, lesquelles sont susceptibles soit d'être sans conséquence, soit de devoir procéder à une nouvelle mesure si elles sont jugées insuffisantes.

10.2.4 Mesurande

L'incertitude sur les débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant au point de mesure doit également tenir compte, outre des éléments précédemment présentés, de l'incertitude de positionnement longitudinal du point de référence de l'instrument objet d'essais ou d'étalonnage par rapport au point de mesure d'une part et du bruit de fond naturel à cet endroit d'autre part.

Le passeur d'échantillons ancré au sol et les gabarits, présentés dans le chapitre 9, autorisent une reproductibilité de positionnement des points de référence des instruments avec une incertitude absolue inférieure à 5 mm (2σ), soit 0,25 % à un mètre de la source de rayonnements ou 0,08 % à trois mètres (1σ). Les chambres d'ionisation constituant les chaînes moniteur sont quant à elles fixées sur le passeur d'échantillons et souffrent d'une incertitude de positionnement longitudinale plus faible de 2 mm, soit 0,10 % à un mètre et 0,03 % à trois mètres.

Le bruit de fond naturel, constaté en termes de débit d'équivalent de dose ambiant entre 60 à 120 nSv/h dans la salle d'irradiation d'ATRON METROLOGY, implique quant à lui une incertitude absolue de 30 nSv/h sur la mesure du débit d'équivalent de dose ambiant, soit une fluctuation de la réponse de l'appareil inférieure à 0,12 % pour un niveau de débit d'équivalent de dose ambiant de 25 μ Sv/h, et rapidement négligeable au-delà.

10.3 Maîtrise des sources d'incertitude

L'étalonnage et la vérification de l'étalonnage des instruments de mesure de rayonnements ionisants tels qu'ils sont réalisés par ATRON METROLOGY offrent le bénéfice de comparer la réponse des instruments à des chaînes moniteur directement étalonnées en termes de débits de kerma dans l'air et d'équivalent de dose ambiant sur les différentes qualités de faisceau délivrées par l'accélérateur FELIX, sans passer par un étalon secondaire (chapitre 8).

Ainsi, les sources d'incertitude liées au moyen et au mesurande présentées en section 10.2 sont finalement englobées dans l'incertitude de mesure des chaînes moniteur, dont les sources d'incertitude sont en revanche à prendre en compte et incluent leur étalonnage en termes de débits de kerma dans l'air et d'équivalent de dose ambiant, leur réponse en linéarité et en résolution, leur temps de réponse et leur dégradation dans le temps.

De plus, l'étalonnage ou la vérification de l'étalonnage des instruments de mesure suppose de considérer les incertitudes propres aux matériels dans le bilan d'incertitude final. Celles-ci incluent la prise en compte de la réponse de l'instrument contrôlé à l'énergie de la source de rayonnements, le positionnement de son point de référence par rapport au point de mesure et la lecture de leur indication. Ceci conduit à modéliser un nouveau diagramme

d'Ishikawa donné en figure 10.5.

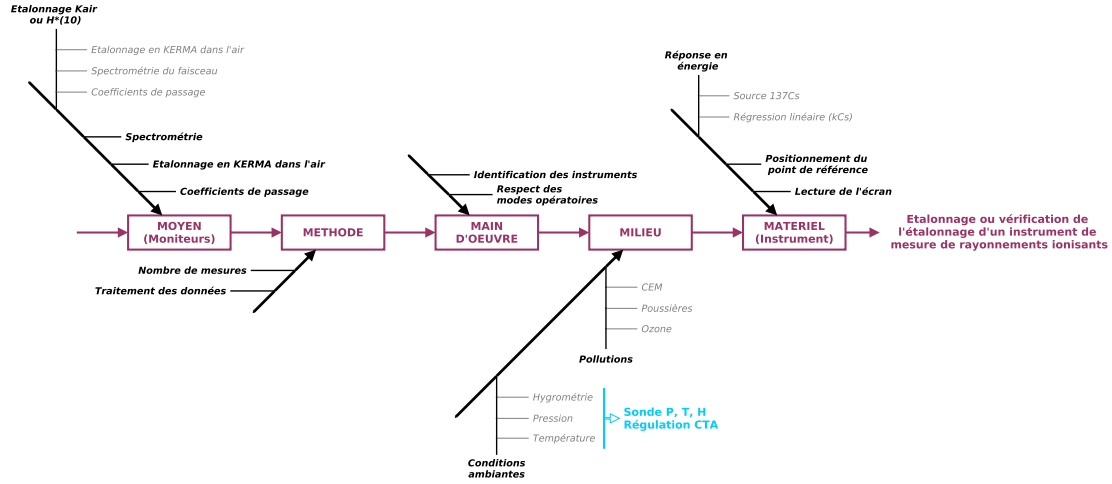


FIGURE 10.5 – Diagramme d'Ishikawa des paramètres potentiellement influents sur l'étalonnage ou la vérification de l'étalonnage d'un instrument de mesure de rayonnements ionisants en termes de débits de KERMA dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant [70]

10.3.1 Débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant de référence générés par l'accélérateur FELIX

Les expressions des débits de kerma dans l'air $\dot{K}_a^{ref,FELIX}$ et d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)^{ref,FELIX}$ de référence, délivrés par l'accélérateur FELIX et mesurés par les chaînes moniteur au point de mesure, sont donnés par les équations 9.1 et 9.2⁵. Ces mesures sont entâchées par des incertitudes relatives $u(\dot{K}_a^{ref,FELIX})$ et $u(\dot{H}^*(10)^{ref,FELIX})$ données par la somme quadratique des incertitudes relatives des différents facteurs (équation 10.1).

$$\left\{ \begin{array}{l} u(\dot{K}_a^{ref,FELIX}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot u(N_{K_a}^{n_{mon}}) \oplus u(k_{homo}^{n_{mon}}) \oplus u(k_{diff}^{n_{mon}}) \oplus \\ u(k_{dist}^{n_{mon}}) \oplus u(k_T) \oplus u(k_P) \oplus u(k_{milieu}) \\ u(\dot{H}^*(10)^{ref,FELIX}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot u(N_{K_a}^{n_{mon}}) \oplus u(h^*(10)) \oplus u(k_{homo}^{n_{mon}}) \oplus u(k_{diff}^{n_{mon}}) \oplus \\ u(k_{dist}^{n_{mon}}) \oplus u(k_T) \oplus u(k_P) \oplus u(k_{milieu}) \end{array} \right. \quad (10.1)$$

Avec :

5. Le symbole \oplus est utilisé ici par souci de simplification pour désigner la somme quadratique.

$u(N_{K_a}^{n_{mon}})$	incertitude relative sur le coefficient d'étalonnage en kerma dans l'air de la chaîne moniteur n_{mon}
$u(h^*(10))$	incertitude relative sur le coefficient de conversion du kerma dans l'air vers l'équivalent de dose ambiant de la qualité de faisceau utilisée, identique quelle que soit la chaîne moniteur n_{mon}
$u(k_{homo}^{n_{mon}})$	incertitude relative liée à l'inhomogénéité du champ d'irradiation au point de référence de la chaîne moniteur n_{mon}
$u(k_{diff}^{n_{mon}})$	incertitude relative liée aux variations de la distribution énergétique et aux rayonnements diffusés autour du point de référence de la chaîne moniteur n_{mon}
$u(k_{dist}^{n_{mon}})$	incertitude relative sur le positionnement du point de référence de la chaîne moniteur n_{mon}
$u(k_T) \& u(k_P)$	incertitudes relatives sur les corrections de température et de pression appliquées autour du point de mesure, prises identiques quelle que soit la chaîne moniteur n_{mon}
$u(k_{milieu})$	incertitudes relatives liées aux conditions extérieures (pollutions), prises identiques quelle que soit la chaîne moniteur n_{mon}

10.3.2 Débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant de référence générés par la source de ^{137}Cs

De la même façon, les débits de kerma dans l'air $\dot{K}_a^{ref,^{137}\text{Cs}}$ et d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)^{ref,^{137}\text{Cs}}$ de référence, délivrés par la source de ^{137}Cs au point de mesure, sont donnés par les équations 9.3. Les valeurs de référence au point de mesure ont été déterminées par une seule chaîne moniteur (chaîne 601). Ces mesures sont entachées par des incertitudes relatives $u(\dot{K}_a^{ref,^{137}\text{Cs}})$ et $u(\dot{H}^*(10)^{ref,^{137}\text{Cs}})$ données par l'équation 10.2.

$$\left\{ \begin{array}{l} u(\dot{K}_a^{ref,^{137}\text{Cs}}) = u(N_{K_a}^{601}) \oplus u(k_{dec}) \oplus u(k_{homo}^{601}) \oplus u(k_{diff}^{601}) \oplus \\ u(k_{dist}^{601}) \oplus u(k_T) \oplus u(k_P) \oplus u(k_{milieu}) \\ \\ u(\dot{H}^*(10)^{ref,^{137}\text{Cs}}) = u(N_{K_a}^{601}) \oplus u(h^*(10)) \oplus u(k_{dec}) \oplus u(k_{homo}^{601}) \oplus u(k_{diff}^{601}) \oplus \\ u(k_{dist}^{601}) \oplus u(k_T) \oplus u(k_P) \oplus u(k_{milieu}) \end{array} \right. \quad (10.2)$$

Où k_{dec} est l'incertitude liée à la détermination de l'activité de la source de ^{137}Cs au moment de la mesure et les autres coefficients identiques à ceux présentés précédemment.

10.3.3 Conséquences de l'utilisation de chaînes moniteur sur le bilan des incertitudes

10.3.3.1 Incertitudes relatives à l'étalonnage des chaînes moniteur

Les incertitudes relatives à l'étalonnage en termes de débit de kerma dans l'air $u(N_{K_a}^{mon})$ et aux coefficients de conversion du kerma dans l'air vers l'équivalent de dose ambiant $u(h^*(10))$ ont été déterminées par le Laboratoire National Henri Becquerel (CEA/LNHB) au moyen de la chambre d'ionisation de référence fabriquée à cet effet [57].

L'incertitude relative sur le kerma dans l'air au point de mesure est égale à 2,0 % pour chacune des deux chaînes moniteur, quelle que soit la qualité de faisceau à trois mètres et comprise entre 2,1 % et 2,2 % pour les qualités de faisceau 1250 kV et 3000 kV à un mètre (tableau 8.9).

Comme évoqué dans le chapitre 8, la qualité de faisceau à 2000 keV et un mètre souffre en revanche d'une incertitude plus élevée, de 9.3 % à 9.4 % et est par conséquent écartée jusqu'à ce que de nouvelles mesures permettent une meilleure évaluation de sa valeur.

10.3.3.2 Incertitude relative à l'extrapolation des coefficients de passage du kerma dans l'air vers l'équivalent de dose ambiant

Les valeurs tabulées des coefficients de conversion $h^*(10)_E$ pour les énergies discrètes sont des valeurs conventionnellement considérées justes, et par conséquent sans incertitude. L'incertitude sur $h^*(10)$ est donc due à l'incertitude sur la distribution énergétique des rayons X au point de mesure, dont le cas le plus défavorable donne 0,3 %.

10.3.3.3 Incertitudes intrinsèques des chaînes moniteur

La résolution des chaînes moniteur est appréciée en plaçant tour à tour les chambres d'ionisation à un mètre de la source de ^{137}Cs , dont l'activité initiale est d'environ 1 GBq, et en mesurant les variations de leur réponse au cours du temps en considérant l'activité de la source constante au cours de l'expérience. Il en résulte une dispersion des mesures de 1,35 % (1σ), compatible avec les données PTW selon lesquelles la stabilité de réponse des chambres d'ionisation est inférieure à 2,0 % et la dérive du zéro des électromètres est inférieure à un digit.

La linéarité de réponse des chaînes moniteur est quant à elle garantie à 99,8 % par le constructeur sur une plage de mesure de débit d'équivalent de dose ambiant (qualité ^{137}Cs) s'étendant de 18 $\mu\text{Gy/h}$ à 440 mGy/h [58].

De plus, le temps de réponse des chaînes moniteur à une variation du courant d'émission de l'accélérateur est inférieur à 100 ms comme le montre la figure 10.6 où les réponses des deux chaînes moniteur sont superposées au courant mesuré sur la cible, pour une haute-tension de 2000 kV et une stabilisation du courant d'émission de 1 μA .

La dérive des chaînes moniteur dans le temps est maîtrisée par l'utilisation de deux voies de mesure indépendantes qui n'ont pas de raison de dériver simultanément de la même manière, et par une procédure périodique de surveillance des résultats, consistant

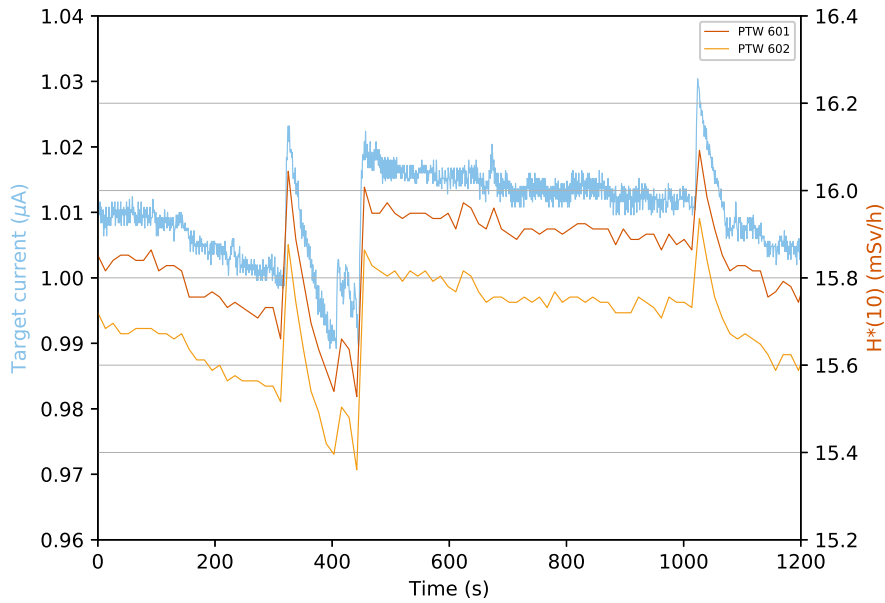


FIGURE 10.6 – Variations du débit d'équivalent de dose ambient mesuré par les deux chaîne moniteur et du courant mesuré sur la cible [70]

à comparer la réponse des chaînes moniteur avec la chaîne de transfert développée par le CEA/LNHB.

Par conséquent, l'incertitude sur la réponse des chaînes moniteur, du fait de leur stabilité, de leur linéarité et de leur temps de réponse est prise égale à 1,5 % (1σ).

Les chaînes moniteur ont été étalonnées en termes de débit de kerma dans l'air et d'équivalent de dose ambient dans les conditions de référence données dans le tableau 10.4. Les chambres d'ionisation étant ouvertes, il convient de prendre en compte une correction de la densité de l'air, traduite par les facteurs de correction k_T et k_P . La variation de l'hygrométrie entre 20 et 80 % n'implique pas de variation significative de la densité de l'air et aucune correction sur l'hygrométrie n'est introduite dans le calcul des débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambient par les chaînes moniteur.

Grandeur	Valeur de référence
Température (T_{ref})	293,2 K
Pression (P_{ref})	1013,25 hPa
Hygrométrie (H_{ref})	50 %

TABEAU 10.4 – Conditions ambiantes de référence des chaînes moniteur [58]

Une incertitude sur la température et la pression de 0,03 % et 0,03 % (section 10.2.3) autour des valeurs de référence implique une incertitude sur le produit des coefficients de correction k_T et k_P des chambres d'ionisation inférieure à 0,04 %.

10.4 Bilan des incertitudes

10.4.1 Débits de référence au point de mesure

10.4.1.1 Qualités de faisceau délivrés par l'accélérateur FELIX

L'incertitude totale sur les débits de kerma dans l'air et d'équivalent de dose ambiant au point de mesure délivrés par l'accélérateur FELIX, quelle que soit la qualité de faisceau, est donnée par la somme quadratique des incertitudes précédemment citées et rappelées dans le tableau 10.5. Elle est égale à 3,6 % (1σ), soit 7,2 % à un niveau de confiance de 95 %.

Origine	Source	Valeur (1σ)
Moyen	Etalonnage en termes de débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant des chaînes moniteur au point de mesure	2,2 % / $\sqrt{2}$
Moyen	Caractéristiques des chambres d'ionisation des chaînes moniteur	1,5 % / $\sqrt{2}$
Moyen	Homogénéisation du champ d'irradiation au point de mesure	3 %
Moyen	Déformation de la distribution énergétique liée à l'instabilité de la haute-tension et aux diffusions	0,1 %
Mesurande	Positionnement du point de référence de l'instrument au point de mesure	0,1 %
Milieu	Conditions de température et de pression en salle d'irradiation	0,04 %
Milieu	Pollutions (ozone, poussière, CEM, etc.)	0 %
Incertitude totale sur le débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant au point de mesure		3,6 %

TABLEAU 10.5 – Bilan des incertitudes de mesure du débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant de référence au point de mesure quelle que soit la qualité de faisceau de l'accélérateur FELIX [70]

10.4.1.2 Qualité de faisceau délivré par la source de ^{137}Cs

L'incertitude totale sur les débits de kerma dans l'air et d'équivalent de dose ambiant au point de mesure délivrés par la source de ^{137}Cs est donnée par la somme quadratique des incertitudes précédemment citées et rappelées dans le tableaux 10.6. Elle est égale à 2,7 % (1σ), soit 5,4 % à un niveau de confiance de 95 %.

10.4.2 kerma dans l'air et équivalent de dose ambiant au point de mesure

Le kerma dans l'air K_a au point de mesure pendant la durée T est calculé en intégrant le débit de kerma dans l'air \dot{K}_a par rapport au temps. En faisant l'hypothèse d'une faible variation de kerma dans l'air au cours du temps, il est possible de calculer le kerma dans l'air en le multipliant simplement par la durée T de la mesure (équation 10.3). Le même raisonnement peut être adopté pour calculer l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$ pendant la durée T à partir du débit d'équivalent de dose ambiant $\dot{H}^*(10)$

Origine	Source	Valeur (1 σ)
Moyen	Étalonnage en termes de débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant de la chaîne moniteur au point de mesure	2,2 %
Moyen	Caractéristiques de la chambre d'ionisation de la chaîne moniteur	1,5 %
Moyen	Décroissance de la source	0,06 %
Moyen	Déformation de la distribution énergétique liée aux diffusions	0,1 %
Mesurande	Positionnement du point de référence de l'instrument au point de mesure	0,1 %
Milieu	Conditions de température et de pression en salle d'irradiation	0,04 %
Milieu	Pollutions (ozone, poussière, CEM, etc.)	0 %
Incertitude totale sur le débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant au point de mesure		2,7 %

TABLEAU 10.6 – Bilan des incertitudes de mesure du débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant au point de mesure pour l'unique qualité de faisceau délivré par la source de ^{137}Cs [70]

$$K_a = \int_{t_0}^{t_0+T} \dot{K}_a dt \sim \dot{K}_a \cdot T \quad (10.3)$$

Il est possible d'admettre que l'incertitude absolue sur la durée d'intégration ΔT est très faible devant les durées d'intégration typique T . Pour des durées d'intégration longues (> 1 s), l'incertitude relative sur la durée d'intégration est négligeable devant l'incertitude relative sur le débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant. L'incertitude sur le kerma dans l'air ou l'équivalent de dose ambiant est donc égale à l'incertitude sur le débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant.

10.4.3 Incertitudes intrinsèques des instruments objets d'essais ou d'étalonnage

10.4.3.1 Méthode de mesure

Dans le cadre des étalonnages et des vérifications d'étalonnage des instruments objets d'essais ou d'étalonnage réalisés par ATRON METROLOGY, chaque mesure de débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant fait l'objet d'un triplet de mesures. En faisant l'hypothèse d'une distribution des résultats suivant une loi rectangulaire, la plus pénalisante, il résulte de cette méthode que l'incertitude sur la grandeur de référence au point de mesure est divisée par $\sqrt{3} = 1,73$, quelle que soit la qualité de faisceau. Ainsi, pour chaque consigne, l'incertitude sur la grandeur de référence au point de mesure vaut 2,1 % (1 σ) quelle que soit la qualité de faisceau sur l'accélérateur FELIX et 1,6 % (1 σ) sur le faisceau de la source de ^{137}Cs .

10.4.3.2 Paramètres environnementaux

La correction de température $k_{T_{app}}$ et de pression $k_{P_{app}}$ est appliquée aux instruments de mesure des rayonnements ionisants dont le détecteur est une chambre d'ionisation

ouverte. Cette correction n'est pas appliquée aux instruments dotés d'une chambre d'ionisation fermée, d'un compteur proportionnel ou Geiger-Müller, représentant la plupart des instruments utilisés dans le cadre de la radioprotection (voir tableau 5.2 du chapitre 5).

En outre, les sources d'incertitude propres aux instruments relèvent de leur réponse au milieu ($k_{milieu_{app}}$) ainsi que du positionnement du point de référence par rapport au point de mesure ($k_{dist_{app}}$). Or les instruments soumis à un étalonnage ou une vérification d'étalonnage sont placés sur un gabarit adapté, disposé sur le passeur d'échantillons, dont la géométrie permet de positionner le point de référence au point de mesure avec une incertitude précédemment évaluée à 0,25 %.

10.4.3.3 Hétérogénéité de réponse en énergie

Les instruments de mesure possèdent une réponse non homogène en énergie (chapitre 5), souvent normalisée sur la réponse du ^{137}Cs . Il convient donc d'ajouter une correction k_{Cs} tenant compte de l'effet de l'inhomogénéité de réponse en énergie des instruments, calculé à l'aide des coefficients d'étalonnage en termes de débits de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant de l'instrument sur la source de ^{137}Cs (N_{Cs}) et sur l'accélérateur FELIX (N_{FELIX})⁶ selon l'équation 9.8.

Les coefficients N_{Cs} et N_{FELIX} sont calculés sur la base d'une régression linéaire. L'incertitude ajoutée par cette correction est fonction de la précision de réponse des instruments objets d'essais ou d'étalonnage.

Celle-ci est évaluée sur la base d'une simulation Monte-Carlo, selon la méthode suivante :

- quatre valeurs de débits d'équivalent de dose ambiant délivrés par l'accélérateur sont prises pour référence (20 $\mu\text{Sv/h}$, 40 $\mu\text{Sv/h}$, 60 $\mu\text{Sv/h}$ et 80 Sv/h),
- les débits d'équivalent de dose ambiant mesurés par les chaînes moniteur sont tirés aléatoirement autour de ces valeurs afin de tenir compte des incertitudes sur la mesure du débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant au point de mesure pour les qualités de faisceau de délivrées par l'accélérateur,
- de la même façon, les débits d'équivalent de dose ambiant mesurés par les instruments de mesure de rayonnements ionisants sont tirés aléatoirement autour de ces valeurs afin de tenir compte de leur précision de réponse (prise forfaitairement égale à 5 %),
- le coefficient directeur de la droite représentant les débits d'équivalent de dose ambiant mesurés par les instruments de mesure en fonction des débits d'équivalent de dose ambiant mesurés par les chaînes moniteur est déterminée par régression linéaire en utilisant la méthode des moindres carrés,
- l'écart entre la valeur de ce coefficient d'étalonnage et celui de référence sur la source de ^{137}Cs est mesuré.

Cette opération est répétée 10^5 fois et l'écart-type de la dispersion des résultat est égal à l'incertitude sur le coefficient de correction k_{Cs} , évaluée à 2,2 % (figure 10.7).

6. Pour une consigne en débit d'équivalent de dose ambiant d'environ 45 $\mu\text{Sv/h}$ sur la source de ^{137}Cs et de 20, 40, 60 et 80 $\mu\text{Sv/h}$ sur l'accélérateur FELIX.

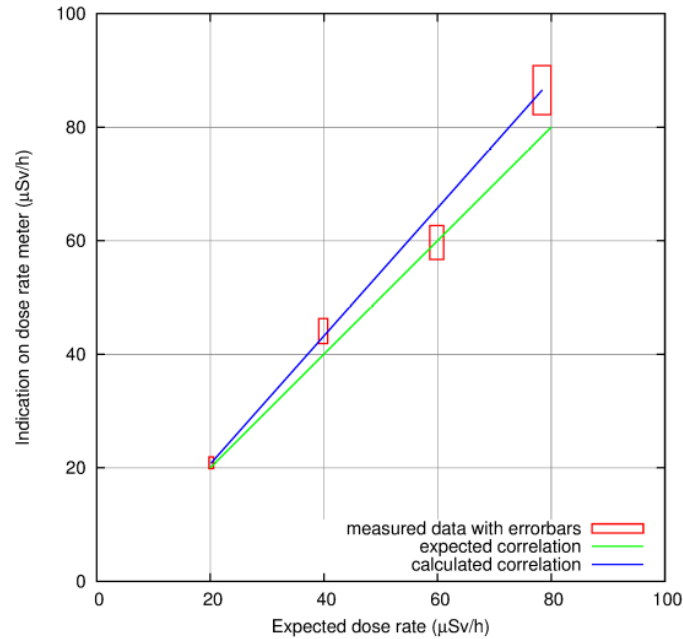


FIGURE 10.7 – Evaluation de l’incertitude sur le coefficient de correction k_{Cs} [70]

10.4.4 Bilan des incertitudes

La détermination de la réponse attendue des instruments objets d’essais ou d’étalonnage soumis à un même débit de kerma dans l’air ou d’équivalent de dose ambiant délivré par la source de ^{137}Cs est elle aussi assujettie à une incertitude, dont le bilan est donné dans le tableau 10.7.

Par conséquent, l’incertitude totale sur les débits de kerma dans l’air ou d’équivalent de dose ambiant mesurés par l’instrument objet d’essais ou d’étalonnage au point de mesure est égale à 2,1 % (1σ), soit 4,2 % à un niveau de confiance de 95 % quelle que soit la qualité de faisceau.

En appliquant le facteur k_{Cs} à la valeur mesurée par l’instrument de mesure, il est possible d’obtenir sa réponse équivalente ^{137}Cs , ce qui induit une incertitude supplémentaire de 2,2 %, soit une incertitude totale de 3,0 % (1σ), ou 6,0 % à un niveau de confiance de 95 %.

Origine	Source	Valeur (1σ)
Moyen	Débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant délivré par l'accélérateur FELIX, quelle que soit la qualité de faisceau, au point de mesure	3,6 % / $\sqrt{3}$
Mesurande	Positionnement du point de référence de l'instrument au point de mesure	0,25 %
Milieu	Conditions de température et de pression en salle d'irradiation	0,04 % / $\sqrt{3}$
Milieu	Pollutions (ozone, poussière, CEM, etc.)	0 %
	Incertitude totale sur le débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant mesuré par l'instrument de mesure	2,1 %
Matériel	Détermination du coefficient de correction k_{Cs} de l'instrument de mesure de rayonnements ionisants	2,2 %
	Incertitude totale sur le débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant mesuré par l'instrument de mesure, en équivalent ^{137}Cs	3,0 %

TABLEAU 10.7 – Bilan des incertitudes de mesure du débit de kerma dans l'air ou d'équivalent de dose ambiant mesuré par un instrument objet d'essais ou d'étalonnage dans l'installation d'ATRON METROLOGY [70]

Chapitre 11

Analyse des premiers résultats

La validité des résultats délivrés par ATRON METROLOGY est assurée par le retour d'expérience de deux analyses réalisées avant (section 11.1) et après (section 11.2) l'exploitation de l'installation à des fins de vérification de l'étalonnage d'instruments de mesure de rayonnements ionisants.

11.1 Analyse *a priori*

Avant le démarrage de l'activité d'étalonnage et de vérification de l'étalonnage, une série de tests a été menée afin de valider la méthode mise en œuvre. Six instruments dont le contrôle périodique de l'étalonnage était conforme et datait de moins de deux mois le jour des tests ont été utilisés pour réaliser ces mesures :

- trois DOLPHY Gamma, nommés $D\gamma_1$, $D\gamma_2$ et $D\gamma_3$ dans la suite,
- deux DOLPHY Evolution, nommés DE_1 et DE_2 dans la suite,
- un FH40G L-10, nommé FH40 dans la suite.

Pour chaque point de mesure, vingt relevés du débit d'équivalent de dose ambiant des instruments et de la charge collectée sur les chaînes moniteur ont été effectués pour en calculer la moyenne et l'écart-type. La charge collectée par les chambres d'ionisation des chaînes moniteur a été corrigée des variations de la densité de l'air au moyen des facteurs k_T et k_P précédemment présentés.

La première configuration a consisté à placer les DOLPHY $D\gamma_1$, $D\gamma_2$ et $D\gamma_3$ respectivement en positions 1, 2 et 3 du gabarit, à mesurer leur réponse pour deux qualités de faisceau (1250 keV et 2000 keV à trois mètres) et plusieurs consignes en débit d'équivalent de dose ambiant (0, 20, 40, 60, 80, 1300, 1600, 80000, 128000 $\mu\text{Sv/h}$) et à mesurer leur réponse pour un débit d'équivalent de dose de la source de ^{137}Cs .

La seconde configuration a consisté à placer les DOLPHY DE_1 , $D\gamma_2$ et DE_2 respectivement en positions 1, 2 et 3 du gabarit et à mesurer leur réponse pour les mêmes qualités et consignes que la première configuration.

La troisième configuration a consisté à placer les DOLPHY DE_2 , $D\gamma_2$ et $D\gamma_1$ respectivement en positions 1, 2 et 3 du gabarit et à mesurer leur réponse pour les mêmes qualités

et consignes que la première configuration afin de tester l'influence de la position des radiances $D\gamma_1$ et DE_2 sur le gabarit.

Enfin, la quatrième et dernière configuration a consisté à placer le FH40 en position 1 du gabarit, à mesurer sa réponse pour une qualité de faisceau (3000 keV à trois mètres) et plusieurs consignes en débit d'équivalent de dose ambiant (0, 20, 40, 60, 80, 240, 1300, 10000, 80000, 440000 $\mu\text{Sv/h}$) et à mesurer sa réponse pour un débit d'équivalent de dose de la source de ^{137}Cs .

11.1.1 Linéarité

La linéarité de la réponse en débit d'équivalent de dose ambiant des instruments a tout d'abord été testée pour chaque instrument en couvrant toute l'étendue de leur gamme de mesure. Une attention particulière est portée à ne pas atteindre la zone de non linéarité des chambres d'ionisation des chaînes moniteur. Le courant collecté moyen des chaînes moniteur correspond à la moyenne des deux chaînes sur les vingt mesures. Un ajustement linéaire¹ permet de quantifier la qualité de la linéarité de chaque instrument.

Les résultats pour les DOLPHY $D\gamma_1$, $D\gamma_2$ et $D\gamma_3$ sont donnés en figure 11.1 et sont comparables pour les autres instruments et les autres énergies. Ainsi, l'utilisation d'un faisceau de rayons X dont la distribution spectrale est étendue n'a pas d'influence sur la linéarité de réponse en débit d'équivalent de dose ambiant des instruments objets d'essais ou d'étalonnage.

11.1.2 Homogénéité de réponse en fonction de la position

L'homogénéité de la réponse des instruments en fonction de leur positionnement sur le gabarit a été testée à l'aide des première et troisième configurations, sur les DOLPHY $D\gamma_1$ et DE_2 pour les deux qualités de faisceau de l'accélérateur. La réponse des instruments dont la position est inversée entre les positions 1 et 3 est normalisée par la réponse du DOLPHY $D\gamma_2$ placé au centre dans toutes les configurations.

Les résultats pour le DOLPHY $D\gamma_1$, pour les deux qualités de faisceau, sont donnés en figure 11.2 et sont comparables pour le DOLPHY DE_2 . Les réponses normalisées sont compatibles avec zéro. Les résultats obtenus ne permettent donc pas de mettre en évidence une hétérogénéité de réponse des instruments en fonction de leur position.

11.1.3 Réponse en énergie

L'influence des qualités de faisceau proposées par ATRON METROLOGY, constituées de champs de rayonnements X d'énergie étendue, a été un point de vigilance important pris en compte durant cette phase d'analyse et dont les résultats sont résumés ci-après.

1. A partir de la méthode des moindres carrés implémentés à l'aide d'un script Python.

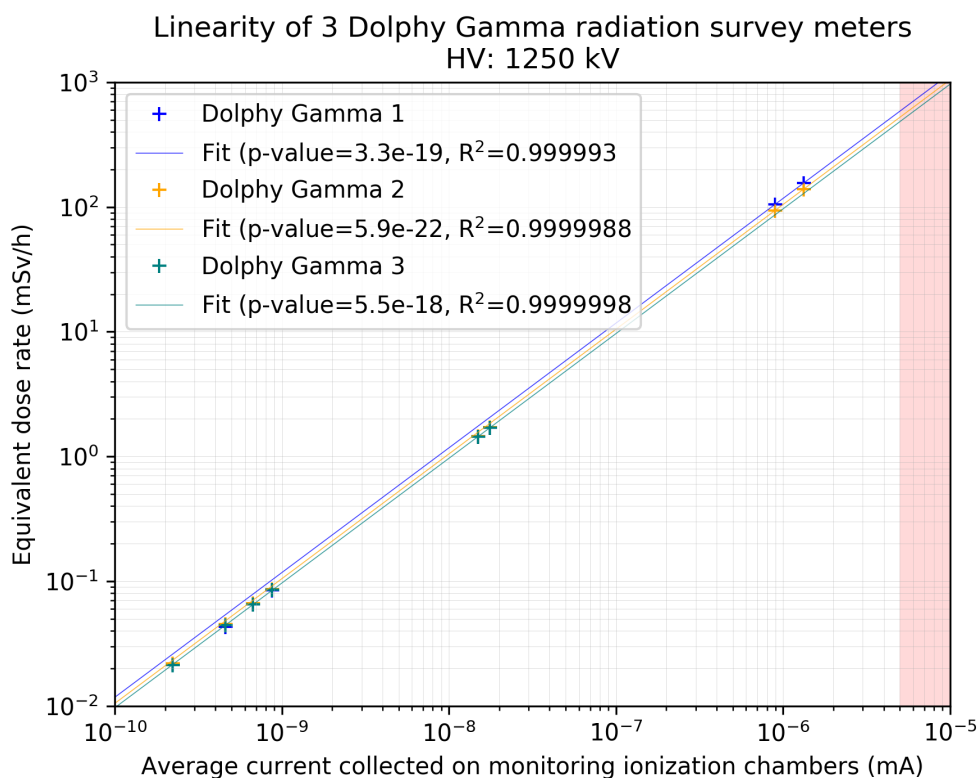


FIGURE 11.1 – Linéarité des DOLPHY $D\gamma_1$, $D\gamma_2$ et $D\gamma_3$ sur leur étendue de mesure et pour une haute-tension accélératrice de 1250 kV [71]

11.1.3.1 Réponse en fonction de la qualité de faisceau

La variation de la réponse en fonction de l'énergie des instruments a été qualifiée à 1250 keV et 2000 keV pour tous les DOLPHY. La réponse des instruments est normalisée par le courant mesuré moyen sur les chaînes moniteur.

Les résultats pour le DOLPHY $D\gamma_1$, pour les deux qualités de faisceau, sont donnés en figure 11.3 et sont comparables pour les autres DOLPHY, hormis pour le dernier point de mesure disposant d'une réponse normalisée plus élevée que pour les autres points. Cet écart est dû au DOLPHY $D\gamma_1$ dont la réponse est surestimée pour les hauts débits d'équivalent de dose ambiant. Cette tendance se vérifie sur le dernier constat de vérification de l'étalonnage établi pour cet instrument.

La réponse normalisée pour la haute-tension de 2000 kV est systématiquement supérieure à la réponse pour la haute-tension de 1250 kV. Cela est cohérent avec la courbe de réponse en énergie des DOLPHY qui, globalement, sous-estime avant l'énergie du ^{137}Cs et sur-estime après cette énergie (voir figure 5.10 du chapitre 5). La contribution énergétique au delà de 661,6 keV est faible pour la qualité de faisceau à 1250 keV contrairement à 2000 keV. Ainsi, la réponse est systématiquement inférieure à l'unité à 1250 keV et supérieure à l'unité à 2000 keV, quel que soit le DOLPHY.

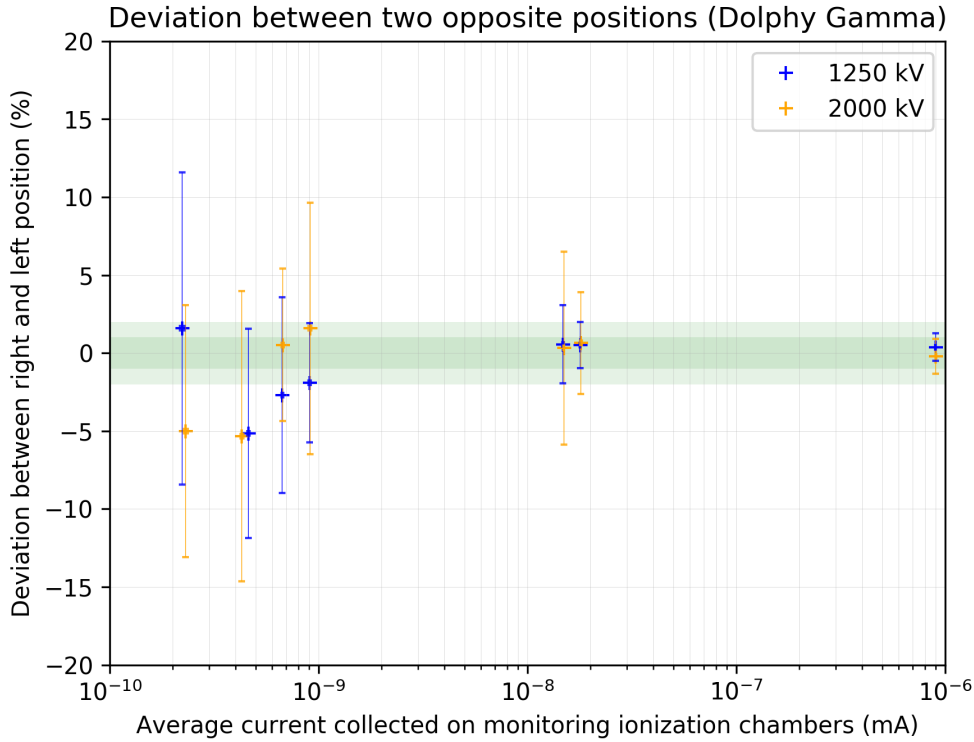


FIGURE 11.2 – Ecart de réponse du DOLPHY $D\gamma_1$ aux positions 1 et 3 pour les deux qualités de faisceau de l'accélérateur [71]

11.1.3.2 Comparaison avec la réponse à une source de ^{137}Cs

La variation de la réponse des instruments en fonction de la qualité de faisceau a été analysée en comparant leur réponse sur les champs de rayonnements X de l'accélérateur et le champ de rayonnements γ de la source de ^{137}Cs .

Les résultats pour le DOLPHY DE_1 , pour les deux qualités de faisceau de l'accélérateur et la source, sont donnés en figure 11.4 et ceux pour le FH40, pour une qualité de faisceau de l'accélérateur et la source sont donnés en figure 11.5.

Le facteur de correction k_{Cs} , précédemment présenté, a été calculé pour chaque instrument et donné dans le tableau 11.1, lequel permet de mettre en évidence le fait que le facteur de correction k_{Cs} est systématiquement plus proche de l'unité (en moyenne égale à 0,9737) pour les DOLPHY soumis à la qualité de faisceau à 1250 keV qu'avec la qualité de faisceau à 2000 keV (en moyenne égale à 0,9078). Pour rappel, la gamme de mesure en énergie préconisée par le constructeur pour les DOLPHY est de 33 à 1300 keV pour le DOLPHY Gamma et de 60 à 1500 keV pour le DOLPHY Evolution. Cette observation faite sur le facteur k_{Cs} conforte le choix de la qualité de faisceau à 1250 keV pour réaliser l'étalonnage et la vérification de l'étalonnage des DOLPHY.

De plus, le FH40 dispose d'un facteur de correction proche de l'unité, cohérent d'une part avec l'allure de sa courbe de réponse en énergie, plus homogène que celle des DOLPHY, et d'autre part avec son détecteur, de type compteur proportionnel, réputé plus

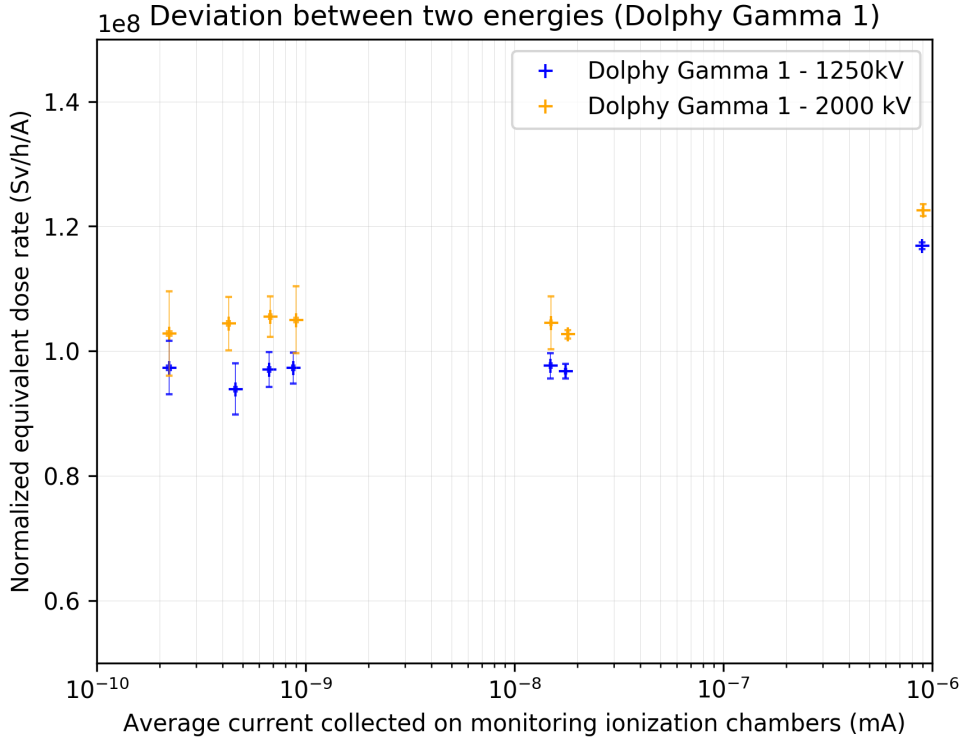


FIGURE 11.3 – Réponse normalisée du DOLPHY D γ_1 pour les deux qualités de faisceau de l'accélérateur [71]

homogène en énergie que les détecteurs de type Geiger-Müller compensés en énergie équipant les DOLPHY.

11.1.4 Validation du triplet de mesures

Enfin, l'influence du nombre de mesure a été quantifiée par le biais du facteur de correction k_{C_s} à l'aide de la méthodologie suivante :

1. Le facteur de correction moyen est calculé pour les deux DOLPHY Evolution sur l'ensemble des valeurs disponibles (vingt mesures) pour chaque point de mesure (équation 11.1). Ce facteur, noté $k_{C_s}^{vrai}$, est réputé vrai.
2. Le facteur de correction moyen est calculé pour les deux DOLPHY Evolution sur n^2 valeurs choisies aléatoirement parmi les vingt disponibles pour chaque point de mesure. Cette opération est répétée N ($N = 10^5$) fois afin d'en réaliser la moyenne (équation 11.2). Ce facteur, noté $k_{C_s}^{nmes}$, est l'estimateur de $k_{C_s}^{vrai}$ pour n mesures.
3. L'écart entre $k_{C_s}^{vrai}$ et $k_{C_s}^{nmes}$ est calculé en fonction du nombre n de mesures.

$$k_{C_s}^{vrai} = \frac{1}{20} \cdot \sum_{i=1}^{20} k_{C_s}^i \quad (11.1)$$

2. Avec $n \in \{1, 2, 3, 4, 5\}$

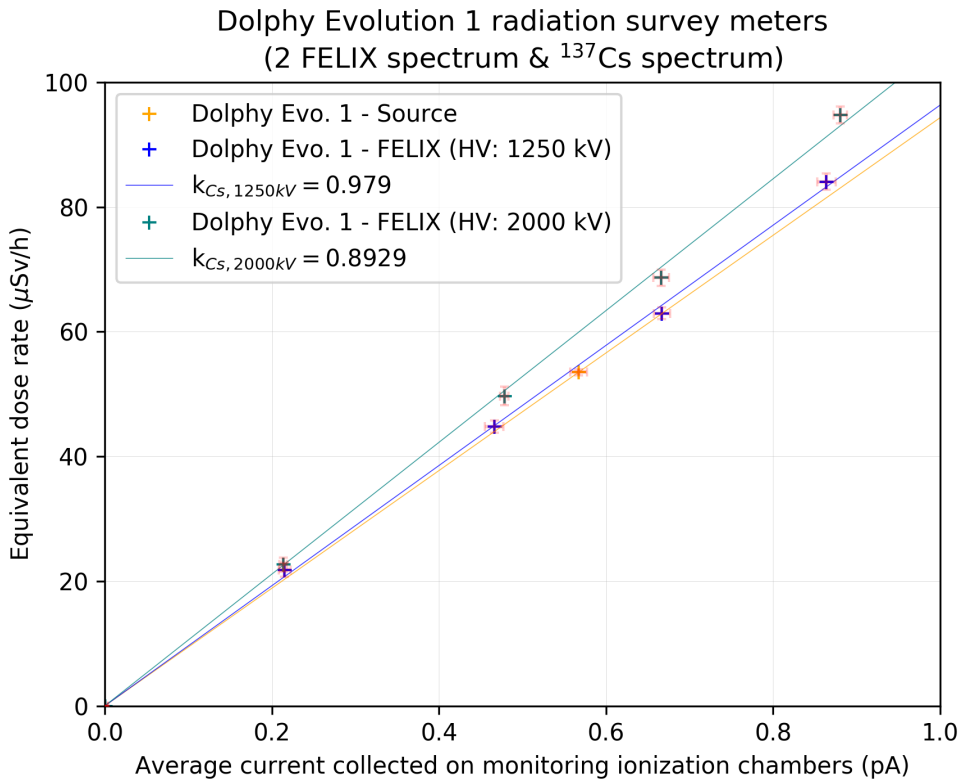


FIGURE 11.4 – Réponse du DOLPHY DE₁ sur deux qualités de faisceau de l'accélérateur et sur la source de ^{137}Cs [71]

$$k_{C_s}^{n_{mes}} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N \left(\frac{1}{n} \cdot \sum_{i \in C_{20}^n} k_{C_s}^i \right) \quad (11.2)$$

L'écart entre les facteurs $k_{C_s}^{vrai}$ et $k_{C_s}^{n_{mes}}$ en fonction du nombre n de mesures est donné en figure 11.6. Cet écart est significativement réduit au passage de une à deux mesures et est négligeable au delà. Ainsi, la réalisation du triplet de mesures permet d'assurer, dans la plupart des cas, deux relevés ou plus.

De plus, l'écart entre $k_{C_s}^{vrai}$ et $k_{C_s}^{n_{mes}}$, donne une estimation de l'incertitude sur le facteur de correction k_{C_s} qui est d'environ 2 % pour le triplet de mesures. Cette valeur est cohérente avec l'estimation de l'incertitude sur le facteur k_{C_s} réalisée précédemment (section 10.4.3.3) égale à 2,2 %.

11.1.5 Conclusion

Au vue des résultats positifs obtenus lors de cette phase de tests, réalisée avant l'exploitation de l'installation, la méthode mise en œuvre a pu être validée. Les premiers résultats

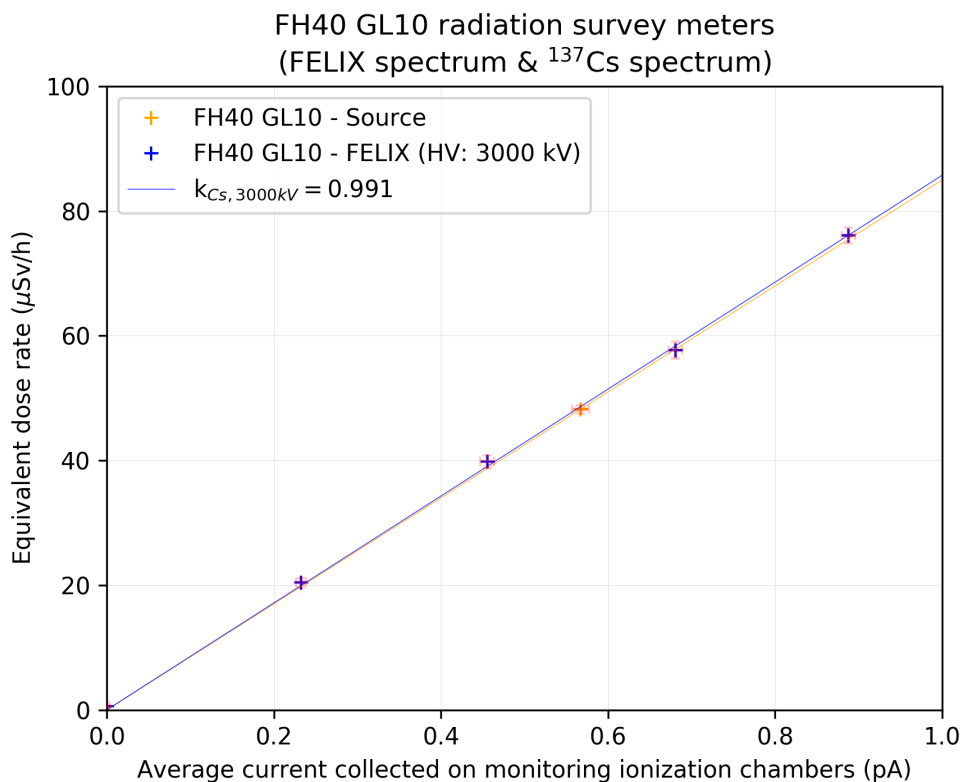


FIGURE 11.5 – Réponse du FH40 sur une qualité de faisceau de l'accélérateur et sur la source de ^{137}Cs [71]

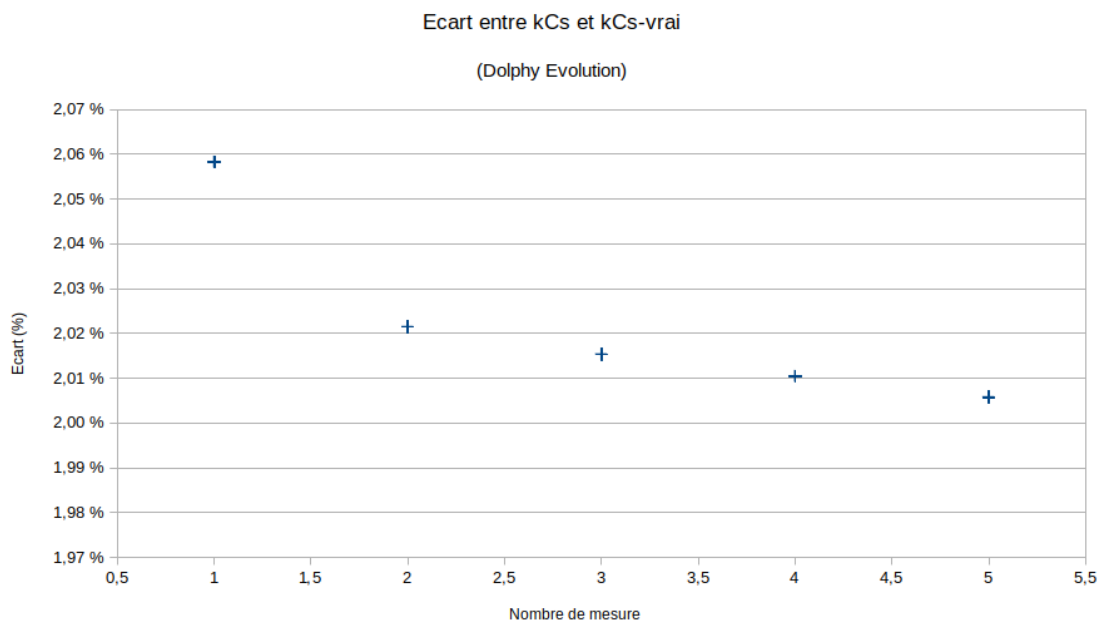


FIGURE 11.6 – Evolution de l'écart entre $k_{\text{Cs}}^{\text{vrai}}$ et $k_{\text{Cs}}^{\text{mes}}$ en fonction du nombre n de mesures [71]

Instrument	Qualité faisceau (keV)	k_{Cs}
D γ_1	1250	1,0007
D γ_2	1250	0,9432
D γ_3	1250	0,9536
DE $_1$	1250	0,979
DE $_2$	1250	0,9919
D γ_1	2000	0,922
D γ_2	2000	0,8979
D γ_3	2000	0,8891
DE $_1$	2000	0,8929
DE $_2$	2000	0,9369
FH40	3000	0,991

TABLEAU 11.1 – Facteurs de correction k_{Cs} de chaque instrument testé [71]

obtenus six mois après cette mise en service ont été analysés afin de fournir un retour d’expérience sur la méthode. Ceux-ci sont donnés ci-après.

11.2 Analyse *a posteriori*

L’objet de cette section est de synthétiser les résultats d’analyses réalisées sur la base des premières opérations de vérification de l’étalonnage de janvier à juin 2019. Cette analyse est basée sur la vérification d’environ 500 instruments³.

Cette analyse porte plus particulièrement sur une partie des instruments vérifiés, dont la représentativité statistique est plus significative :

- FH40G L-10 ($\approx 8,7$ %),
- 6150 AD5/H ($\approx 13,7$ %),
- DOLPHY Gamma ($\approx 35,5$ %),
- DOLPHY Evolution ($\approx 42,1$ %).

11.2.1 Homogénéité de réponse en fonction de la position

La distribution des écarts entre les grandeurs mesurées par les instruments objets d’essais et les grandeurs de référence en fonction des positions sur le gabarit est donnée en figure 11.7. Les écarts moyens sont compatibles entre eux, quelle que soit la source de rayonnements. Ainsi, les résultats obtenus ne permettent pas de mettre en évidence un souci d’homogénéité de réponse des instruments en fonction de la position.

3. Le nombre exact et la provenance des instruments vérifiés sont anonymisés.

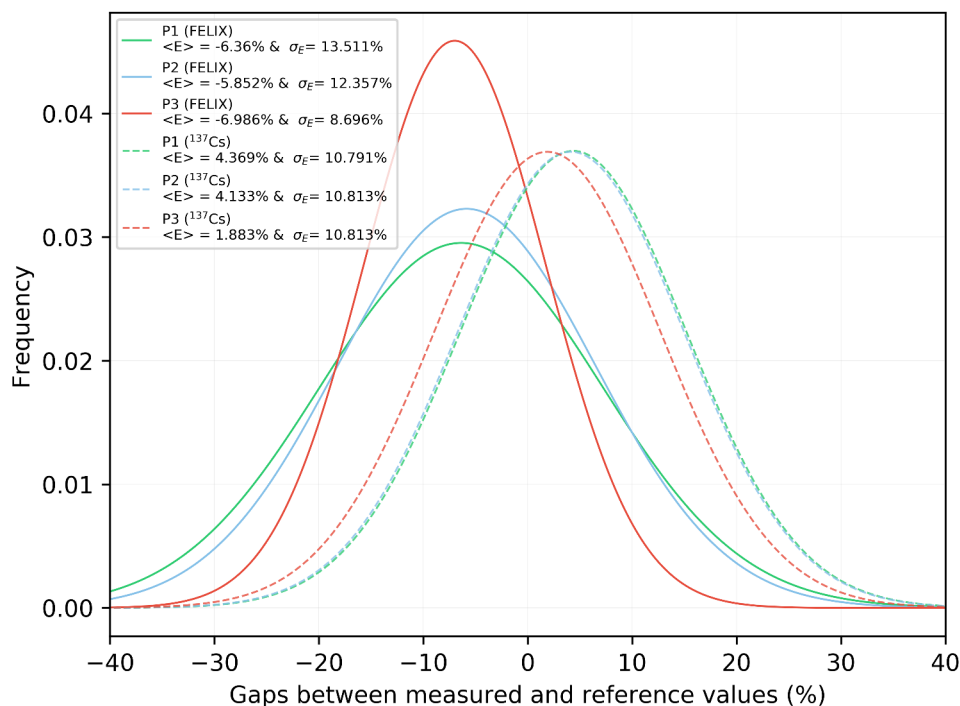


FIGURE 11.7 – Distribution des écarts entre les grandeurs mesurées par les instruments objets d'essais et les grandeurs de référence en fonction des positions sur le gabarit, pour les qualités de faisceau de l'accélérateur ou de la source de ^{137}Cs

Compte tenu des résultats obtenus lors des analyses *a priori* et *a posteriori*, il est raisonnable de conclure que la méthode d'homogénéisation du champ de rayonnements X aux points de mesure peut être validée et que le positionnement des instruments sur le gabarit n'a pas une influence significative et mesurable sur leur réponse.

11.2.2 Réponse en énergie

11.2.2.1 Détermination des facteurs k_{Cs} expérimentaux

La valeur du facteur de correction k_{Cs} a systématiquement été évaluée pour chaque instrument objet d'essais. Les distributions des facteurs k_{Cs} en fonction du modèle de l'instrument sont données en figure 11.8.

De façon similaire à l'analyse présentée en section 11.1.3.2, il est possible de constater que le FH40G L-10, dont le détecteur est de type compteur proportionnel, dispose d'un facteur k_{Cs} moyen proche de l'unité et de dispersion faible et est donc plus homogène en énergie que les DOLPHY et l'AD5/H, dont le détecteur est de type Geiger-Müller compensé en énergie.

Ainsi, la réponse des instruments soumis à un même débit d'équivalent de dose ambiant est, en moyenne, plus grande sur un faisceau de ^{137}Cs que sur les qualités de faisceau de

l'accélérateur FELIX. Cette différence peut atteindre 14 à 18 % pour les DOLPHY Gamma ou Evolution. Pour tenir compte de cette inhomogénéité de réponse en énergie, il est nécessaire d'appliquer un coefficient de correction k_{Cs}^{modele} propre à chaque modèle d'instrument lors du calcul de l'écart.

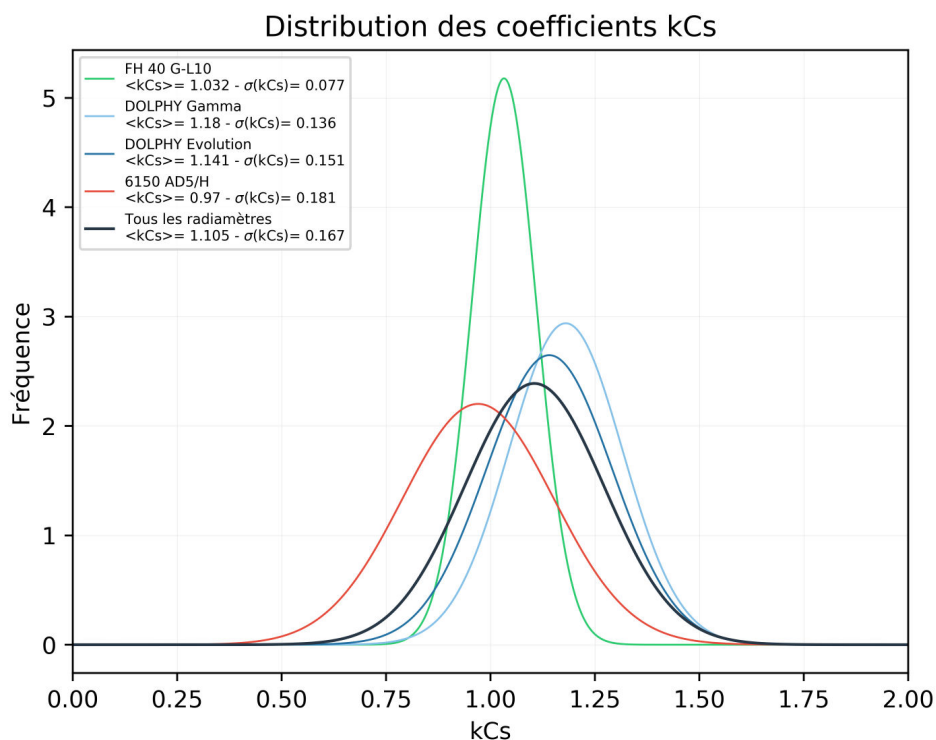


FIGURE 11.8 – Distribution des facteurs de correction k_{Cs} en fonction du modèle [67]

11.2.2.2 Comparaison avec les facteurs k_{Cs}^{th} théoriques

La convolution des distributions spectrales du débit d'équivalent de dose ambiant aux points de mesure $\dot{H}^*(10)_E$ avec les courbes de réponse en énergie des instruments $R(E)$ autorise le calcul des coefficients de correction k_{Cs}^{th} théoriques selon l'équation 11.3.

$$k_{Cs}^{th} = \sum_{\phi(E)} \dot{H}^*(10)_E \cdot R(E) \quad (11.3)$$

Les résultats obtenus pour le FH40G L-10, le DOLPHY Gamma, le DOLPHY Evolution et l'AD5/H sont donnés dans le tableau 11.2.

Les facteurs de correction théoriques du FH40G L-10 et de l'AD5/H sont compatibles, à 1σ , avec les facteurs déterminés expérimentalement. La compatibilité des facteurs des DOLPHY Gamma et Evolution n'est en revanche effective qu'avec un élargissement des

Modèle	k_{Cs}	k_{Cs}^{th}
FH40G L-10	$1,03 \pm 0,08$	1,035
DOLPHY Gamma	$1,18 \pm 0,14$	0,972
DOLPHY Evolution	$1,14 \pm 0,15$	0,972
6150 AD5/H	$0,97 \pm 0,18$	1,071

TABLEAU 11.2 – Comparaison entre les facteurs k_{Cs} expérimentaux et théoriques pour quatre modèles d'instrument de mesure

incertitudes des facteurs de correction expérimentaux à 2σ .

La différence importante observée pour le DOLPHY Gamma peut être justifiée par la courbe de réponse en énergie utilisée dans la convolution présentée précédemment. La courbe fournie par les documentations techniques ne semble pas spécifique à un modèle mais commune aux deux modèles de DOLPHY. Or la gamme de réponse en énergie préconisée par le constructeur est différente entre la version Gamma et la version Evolution, mettant en évidence une courbe de réponse du détecteur ou un traitement du signal vraisemblablement différents.

De la même façon, bien que compatible avec la mesure expérimentale, le facteur de correction de l'AD5/H présente un écart d'environ 10 % avec le facteur expérimental moyen. Là encore, la courbe de réponse en énergie fournie par les documentations techniques ne couvre pas toute la gamme de réponse de l'instrument préconisée par le constructeur. Ainsi, le calcul du coefficient k_{Cs}^{th} s'appuie sur l'hypothèse d'une évolution linéaire de la courbe de réponse après l'énergie maximale fournie, à savoir l'énergie des raies du ^{60}Co . Les résultats obtenus à partir des DOLPHY et de l'AD5/H semblent par conséquent plus fragiles.

11.2.3 Décomposition des critères de décision de conformité

Dans le cadre de la vérification de l'étalonnage, il est intéressant de comparer le taux de non-conformités engendrées par la méthode mise en place par rapport aux méthodes habituelles.

Or, une analyse comparée de ces méthodes permet de mettre en exergue différentes sources possibles de non-conformité des instruments objets d'essais, lesquelles peuvent être décomposées de la façon suivante :

- la défaillance de l'instrument, commune quelle que soit la méthode de vérification de l'étalonnage mise en œuvre,
- l'effet de l'inhomogénéité de réponse en énergie,
- la réponse de l'instrument aux extrémités de gammes de mesure des instruments, à bas flux et haut flux,
- l'objectivité de la mesure et l'impartialité de la décision de conformité prise par l'opérateur.

Pour rappel, la conformité est promulguée si pour l'ensemble des points contrôlés, la réponse moyenne de l'instrument sur un triplet de mesures est dans une plage d'erreur maximale tolérée de $\pm 20\%$ autour de la valeur de référence. Dans le cas contraire, il est déclaré non-conforme.

11.2.3.1 Effet de la défaillance

L'effet de la défaillance est estimé sur la base de l'hypothèse selon laquelle les instruments dont la réponse est en-dehors de l'intervalle $\pm 20\%$ autour de la valeur de référence, lorsqu'ils sont soumis à un débit d'équivalent de dose ambiant d'environ $45\ \mu\text{Sv/h}$ délivré par la source de ^{137}Cs , n'auraient pas été déclarés conformes quelle que soit la méthode de vérification de l'étalonnage employée.

Ainsi, selon ce critère de défaillance, $4,3\%$ des instruments sont déclarés non-conformes (figure 11.9).

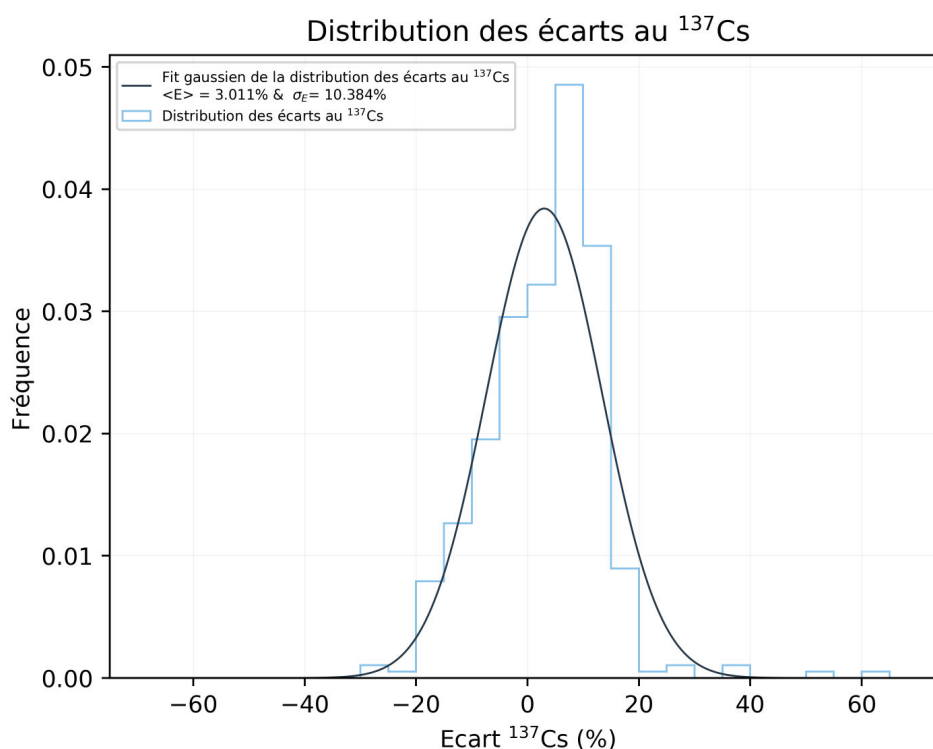


FIGURE 11.9 – Distribution des écarts des instruments objets d'essais sur le faisceau de la source de ^{137}Cs [67]

11.2.3.2 Effet de l'inhomogénéité de réponse en énergie

L'effet de l'inhomogénéité de réponse en énergie est estimé sur la base des instruments dont la réponse est en-dehors de l'intervalle $\pm 20\%$ autour de la valeur de référence, lorsqu'ils sont soumis à un débit d'équivalent de dose ambiant d'environ $45\ \mu\text{Sv/h}$ délivré par

le spectre étendu du rayonnement de freinage de l'accélérateur. L'effet de l'inhomogénéité de réponse en énergie est le taux de non-conformités déclarées dans ces conditions, auquel est soustrait le taux de défaillances.

Le taux de conformité moyen autour de ce débit d'équivalent de dose ambiant sur la qualité de faisceau de l'accélérateur, après avoir appliqué le facteur de correction k_{Cs} , est de 91,5 % (figure 11.10). Ainsi, l'effet de l'inhomogénéité de réponse en énergie implique que 4,2 % d'instruments supplémentaires sont déclarés non-conformes du fait de la méthode mise en œuvre par ATRON.

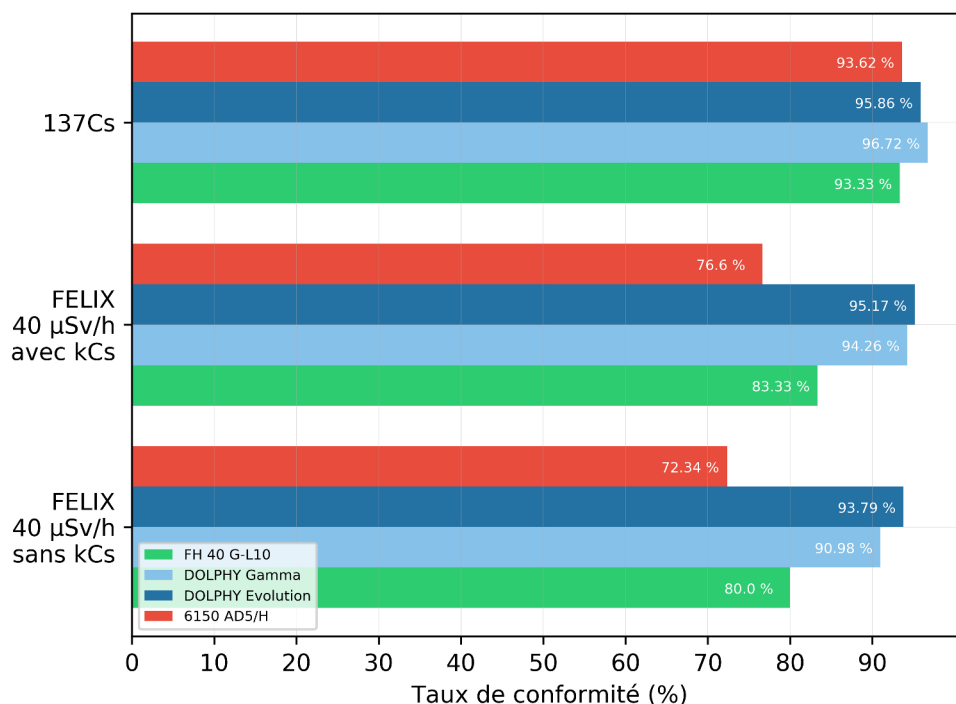


FIGURE 11.10 – Taux de conformité des instruments objets d'essais à un débit d'équivalent de dose ambiant d'environ 45 µSv/h sur un faisceau de ^{137}Cs et sur le faisceau de l'accélérateur avec et sans application du facteur de correction k_{Cs} [67]

11.2.3.3 Effet de la réponse de l'instrument aux extrémités de gammes de mesure

La répartition des écarts de réponse des instruments objets d'essais en fonction du débit de dose de référence, en tenant compte systématiquement de la correction k_{Cs} , est un indicateur de l'influence de la gamme de mesure sur la conformité. Les écarts-types des écarts en fonction du débit d'équivalent de dose ambiant consigne, pour les différents instruments, sont donnés en figure 11.11.

Il en résulte une plus grande dispersion des mesures à bas flux et à haut flux traduisant une meilleure fidélité de réponse des instruments en milieux de gammes qu'aux extrémités

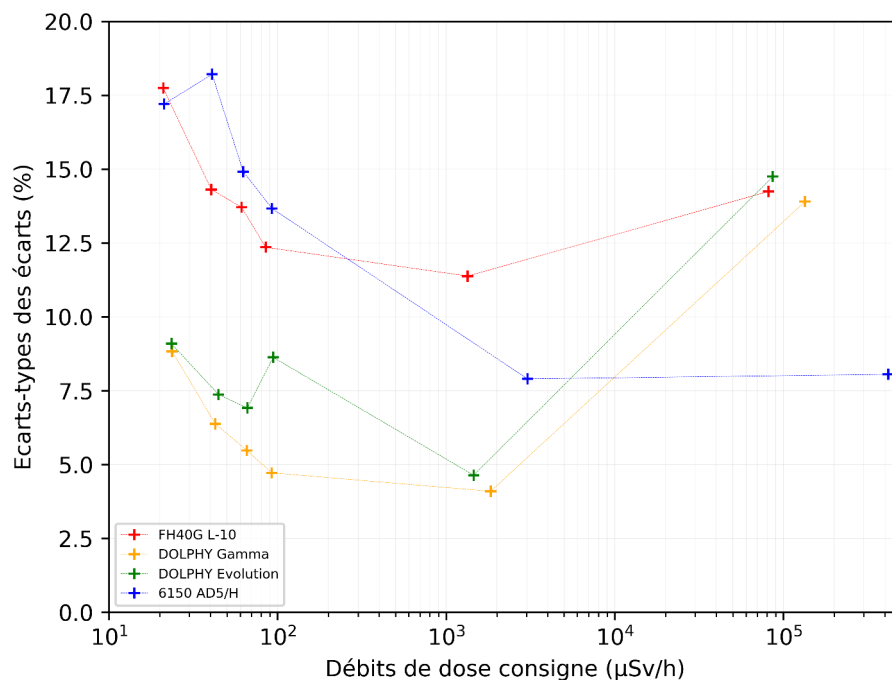


FIGURE 11.11 – Variation des écarts-types des écarts des instruments objets d'essais en fonction des consignes en débit d'équivalent de dose ambiant [67]

de gammes. Pour le FH40G L-10 et le 6150 AD5/H, les décisions de non-conformité sur ce critère reposent plutôt sur les points à bas flux. Pour les DOLPHY Gamma et Evolution, les décisions de non-conformité sur ce critère reposent plutôt sur les points à haut flux.

En moyenne, les écarts-types des écarts en fonction de la gamme de mesure des instruments objets d'essais sont donnés dans le tableau 11.3. Il résulte de ce critère de non-conformité que 14,1 % des instruments sont non-conformes à bas flux et 11,0 % des instruments sont non-conformes à haut flux.

Gamme de mesure	Ecart-type des écarts
20 %	13,6 %
50 %	7,6 %
80 %	12,5 %

TABEAU 11.3 – Ecart-types des écarts pour trois gammes de mesure des instruments objets d'essais [71]

11.2.3.4 Effet de l'impartialité

Le procédé de mesure développé par ATRON METROLOGY, précédemment présenté dans la section 9.2, reposant sur des triplets de mesures automatisés dont la traçabilité est

assurée, interdit à l'opérateur la saisie d'une valeur accommodante susceptible d'accroître le taux de décisions de conformité de manière artificielle.

Cet effet est évalué comme la différence du taux de conformité qui serait obtenu sur une plage élargie d'erreur maximale tolérée de $\pm 22\%$ et du taux de conformité calculé sur l'intervalle $\pm 20\%$ (figure 11.12) à partir de l'hypothèse selon laquelle l'augmentation artificielle de la conformité due à l'opérateur augmente l'EMT de 4% .

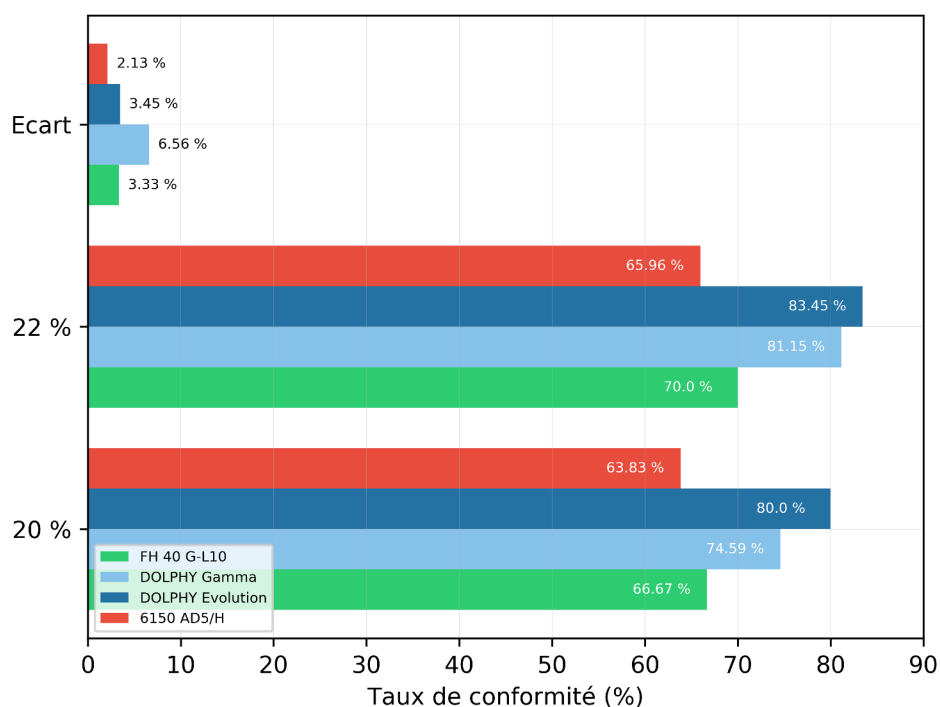


FIGURE 11.12 – Taux de conformité avec un EMT de $\pm 20\%$ et de $\pm 22\%$ [67]

Sur la base de ce critère d'impartialité, $4,4\%$ des instruments sont déclarés non-conformes.

11.2.4 Conclusion

Environ 75% des instruments soumis à une vérification de l'étalonnage réalisée par ATRON METROLOGY ont été déclarés conformes sur la base de la méthode décrite. Celle-ci offre la possibilité de contrôler les instruments sur toute leur gamme de réponse en énergie. L'analyse des données met en évidence que $4,2\%$ des instruments ont été déclarés non conformes à cause de l'effet de l'inhomogénéité de leur réponse en énergie. Ces instruments auraient été déclarés conformes avec la méthode traditionnelle malgré leur défaut de mesure pouvant impliquer un risque en terme de radioprotection.

Conclusion et perspectives

Justification et validation de la méthode

Les analyses effectuées *a priori* et *a posteriori* (chapitre 11) et le retour d'expérience acquis lors de la première année d'exploitation d'ATRON METROLOGY tendent à valider le développement de la méthode proposée. Une partie des instruments objets d'essais déclarés non conformes l'ont été pour un défaut d'homogénéité de réponse en énergie qui n'aurait pas pu être décelé par une source radioactive monoénergétique, telle que le ^{137}Cs , conduisant par conséquent à une erreur de mesure sur le terrain.

Ces analyses ont aussi permis de valider les moyens de fiabilisation du procédé mis en place (chapitre 9). Au vue des premiers résultats, il est possible de conclure que le positionnement des instruments objets d'essais sur le gabarit n'a pas une influence significative sur la mesure, au-delà de la dispersion statistique des résultats. L'incertitude sur les grandeurs de référence et sur les réponses des instruments pour chaque point de mesure est réduite par l'application des triplets de mesures. De plus, les mesures d'une part et les calculs menant à l'établissement de la conformité ou des coefficients d'étalonnage d'autre part sont automatisés, conduisent à réduire autant que possible le risque d'erreur humaine.

Le recours à deux chaînes moniteur, directement étalonnées par une chaîne de mesure primaire sur les qualités de faisceau délivrées par l'accélérateur FELIX sans recours à une chaîne de transfert et par conséquent définies comme étalons secondaires, permet de réduire les étapes de raccordement aux étalons nationaux. Cette méthode de raccordement implique que les incertitudes sur les coefficients d'étalonnage des chaînes moniteur d'une part (chapitre 8) et sur les grandeurs de référence d'autre part (chapitre 10) s'en trouvent réduites. Ces chaînes moniteur sont par ailleurs périodiquement vérifiées à l'aide d'une chambre d'ionisation de traçabilité développée de la même façon que la chambre d'ionisation primaire, pour assurer la stabilité de leur mesure dans le temps.

Enfin, conformément au principe d'optimisation (chapitre 3), l'utilisation d'un accélérateur d'électrons mis en sécurité par des protections collectives tend à réduire l'exposition externe des travailleurs d'une part et le risque d'irradiation accidentelle d'autre part.

Développements métrologiques

Une comparaison interlaboratoire, pilotée par le Laboratoire National Henri Becquerel, est en cours de réalisation et consiste, *in fine*, à établir les coefficients d'étalonnage en termes de kerma dans l'air d'une chaîne de mesure, constituée d'une chambre d'ionisation sphérique d'un litre à cavité ouverte, d'un câble de mesure et d'un électromètre. Vingt-

quatre coefficients d'étalonnage sont fournis, correspondant aux six qualités de faisceau et quatre consignes en débits de kerma dans l'air par qualité de faisceau et comparés aux coefficients établis par d'autres laboratoires d'étalonnage et d'essais. La phase d'analyse des données est en cours et les résultats obtenus seront utilisés dans le cadre de la demande d'accréditation COFRAC de l'activité d'étalonnage et de vérification de l'étalonnage proposée par ATRON METROLOGY.

Un travail supplémentaire de modélisation numérique des distributions spectrales de la fluence des rayons X aux points de mesure pourrait permettre l'évaluation des distributions angulaires en ces points. Si ces distributions sont majoritairement unidirectionnelles, le développement de l'activité d'étalonnage et de vérification de l'étalonnage pourrait être envisagée pour les instruments de mesure dont la grandeur de référence est l'équivalent de dose directionnel, l'équivalent de dose personnel ou leurs débits associés.

Traitement et qualification de matière

L'accélérateur d'électrons FELIX offre la possibilité de réaliser des irradiations sous faisceau de rayons X ou d'électrons pour des applications de recherche et développement en traitement et qualification de matière sous irradiation (chapitre 6). A ce titre, une chambre d'irradiation nommée LAETICIA (Ligne d'Accélérateur d'Electrons pour le Traitement et l'Investigation en Conditions d'Irradiation Adaptées) a été développée pour effectuer l'irradiation de matière en conditions contrôlées de température et, éventuellement, de pression (figure 11.13).



FIGURE 11.13 – Chambre d'irradiation LAETICIA

Cette chambre s'adapte à la fin de la ligne de faisceau d'électrons et dispose d'un ensemble de pompage pour évacuer les gaz pouvant potentiellement être dégagés lors des irradiations. La température est ajustable de 80 K à 600 K et la chambre peut être mise sous vide, pour une irradiation sous faisceau d'électrons ou de rayons X, ou pressurisée à l'aide d'un gaz uniquement pour une irradiation sous faisceau de rayons X.

Les applications sous faisceau de rayons X ou d'électrons sont nombreuses et plusieurs projets de traitement et qualification de matière sont d'ores et déjà prévus dans les mois à venir.

Synthèse

Ce projet est né d'une réflexion entre CERAP PREVENTION et le LPC Caen sur la représentativité des champs d'irradiation utilisés pour l'étalonnage et la vérification de l'étalonnage des instruments de mesure utilisés en radioprotection. Les résultats obtenus montrent qu'une meilleure représentativité est effectivement obtenue par l'utilisation de spectres élargis.

Ce travail de thèse a consisté à finaliser la phase de recherche et développement, élaborer le procédé d'étalonnage et de vérification de l'étalonnage, mettre en exploitation l'installation et analyser les premiers résultats pour valider la méthode.

Annexe A

Annexes

A.1 Détails des calculs des débits de dose accessibles à partir de la norme NF M62-105

A.1.1 Energie des électrons incidents, énergie équivalente des électrons diffusés à 90° et courant maximal autorisé

Le courant de l'accélérateur est limité par l'énergie des électrons incidents véhiculant dans la ligne faisceau d'électrons afin de limiter la puissance surfacique appliquée à la cible de conversion en tantale. La puissance maximale autorisée, calculée comme le produit du courant d'électrons (en A) et de la haute-tension accélératrice (en V), est de 2100 W.

Deux gammes en énergie des électrons incidents (directement proportionnelles à la haute-tension accélératrice de l'accélérateur) associées à des gammes de courants accessibles ont été définies par HVE et sont données dans le tableau A.1.

Energie des électrons inc.	Energie des électrons diff.	Courant max.
Jusqu'à 2000 keV	Jusqu'à 1500 keV	1 mA
De 2000 keV à 3500 keV	Jusqu'à 2000 keV	600 μ A

TABLEAU A.1 – Gammes en énergie des électrons incidents, en énergie équivalente des électrons diffusés à 90° et courants maximaux associés (source : norme NF M62-105, annexe E [12])

Afin de tenir compte de l'inhomogénéité du champ de rayonnement le calcul de l'énergie équivalente des électrons diffusés à 90° est nécessaire pour l'estimation des protections biologiques perpendiculairement à la fin de la ligne faisceau d'électrons. Les résultats sont donnés dans le tableau A.1.

A.1.2 Débits de dose à un mètre de la cible de conversion en direction du faisceau (0°) et perpendiculairement au faisceau (90°)

Le calcul du débit de dose accessible à un mètre de la cible de conversion est donné dans un abaque de l'annexe E de la norme NF M62-105 [12]. Les résultats pour les gammes en énergie disponibles sont extraits dans le tableau A.2.

HT (kV)	Dir. °	Débit de dose normalisé (Gy.h ⁻¹ .mA ⁻¹ à 1 m)	Débit de dose max. (Gy.h ⁻¹ à 1 m)
2000	0	300	300
2000	90	120	120
3500	0	1200	912
3500	90	180	108

TABLEAU A.2 – Gammes de débits de dose accessibles à un mètre de la cible de conversion (source : norme NF M62-105, annexe E [12])

A.1.3 Facteurs d'atténuation et épaisseur des protections biologiques

Il est nécessaire de reporter les débits de dose calculés précédemment aux périphéries de la salle d'irradiation. Le mur le plus proche de la cible de conversion dans la direction du faisceau est placé à 6 m et celui perpendiculairement au faisceau est placé à 1,5 m. L'atténuation géométrique est calculée en considérant la source de rayonnement comme ponctuelle selon l'équation 1.2 donnée dans le chapitre 1. Les résultats sont reportés dans le tableau A.3.

HT (kV)	Dir. °	Débit de dose max. en périphérie (Gy.h ⁻¹)	Facteur de transmission
2000	0	8,3	6.10 ⁻⁸
2000	90	53,3	1.10 ⁻⁸
3500	0	25,3	2.10 ⁻⁸
3500	90	48	1.10 ⁻⁸

TABLEAU A.3 – Débits de dose accessibles en salle d'irradiation et facteurs d'atténuation permettant d'obtenir une zone non réglementée en périphérie de la salle d'irradiation (source : norme NF M62-105, annexe E [12])

Les épaisseurs des protections biologiques pour les différentes configurations sont données dans le tableau A.4.

HT (kV)	Dir. °	Facteur d'atténuation	Épaisseur (cm)
2000	0	6.10 ⁻⁸	160
2000	90	1.10 ⁻⁸	140
3500	0	2.10 ⁻⁸	210
3500	90	1.10 ⁻⁸	170

TABLEAU A.4 – Epaisseurs des protections biologiques en béton permettant d'obtenir une zone non réglementée en périphérie de la salle d'irradiation (source : norme NF M62-105, annexe E [12])

A.2 Compléments sur les grandeurs opérationnelles

A.2.1 Champs de rayonnements expansés et unidirectionnels

Le volume des détecteurs mis en œuvre dans les instruments de mesure de rayonnements ionisants est plus faible que le volume du corps humain hermaphrodite moyen sur la base duquel sont élaborées les grandeurs de protection. Toutefois, les champs de rayonnements ionisants réels rencontrés en radioprotection opérationnelle et d'ambiance sont généralement uniformes sur le volume du corps humain pour le calcul des grandeurs opérationnelles théoriques, il est alors nécessaire de remplacer les champs de rayonnements réels par des champs hypothétiques simplifiés : les champs **expansés** et **unidirectionnels** et **expansés**, afin de tenir compte de ces différences de volumes.

A.2.1.1 Expansion du champ de rayonnements

L'expansion d'un champ de rayonnements réel consiste à le remplacer par un champ de rayonnements hypothétique expansé dans lequel la fluence et ses distributions angulaire et énergétique ont les mêmes valeurs qu'au point de référence dans tout l'espace (figure A.1).

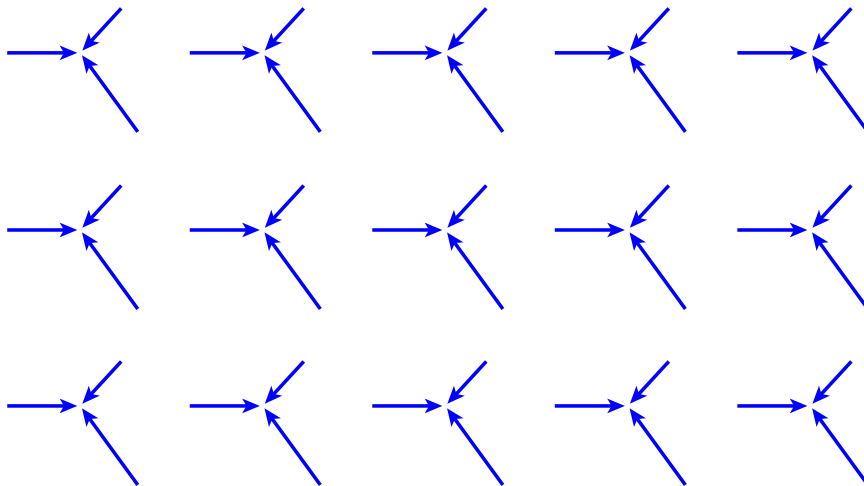


FIGURE A.1 – Champ de rayonnements expansé

Le champ de rayonnements expansé est utilisé pour le calcul des équivalents de dose directionnel $H'(d, \alpha)$ et personnel $H_p(d, \alpha)$ et leurs débits associés.

A.2.1.2 Alignement du champ de rayonnements expansé

Le champ de rayonnements expansé peut être simplifié une nouvelle fois en alignant toutes les composantes du champ dans la même direction (figure A.2).

Le champ de rayonnements expansé et unidirectionnel est utilisé pour le calcul de l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ et son débit associé.

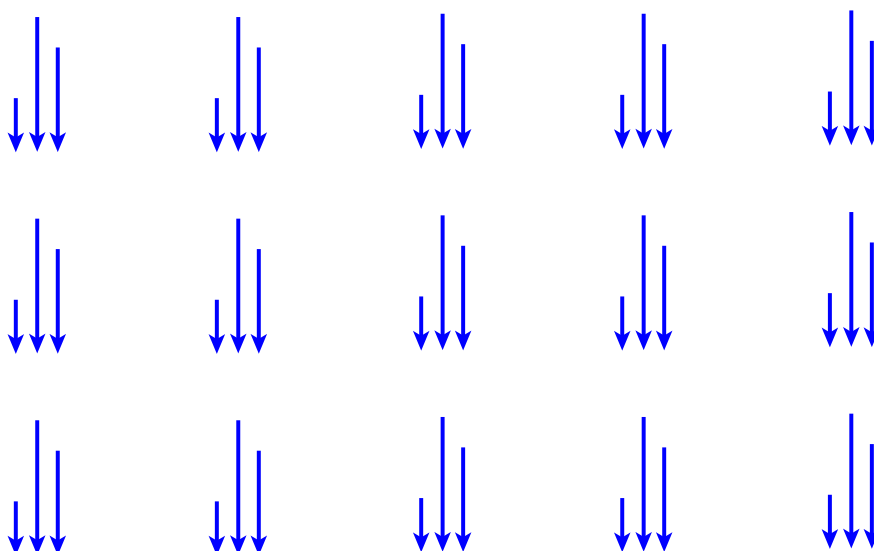


FIGURE A.2 – Champ de rayonnements unidirectionnel et expansé

A.2.2 Coefficients de conversion kerma dans l'air vers équivalents de dose

Afin de déterminer les grandeurs opérationnelles à partir de la mesure des grandeurs dosimétriques primaires, des coefficients de conversion dépendant de la distribution énergétique des champs de rayonnements sont utilisés. Un exemple est donné dans le tableau A.5 pour la conversion du kerma dans l'air vers les équivalents de dose ambiant $H^*(10)$ et directionnel $H'(0.07, 0^\circ)$.

Energie du photon (keV)	$H^*(10)/K_{air}$ (Sv.Gy ⁻¹)	$H'(0.07, 0^\circ)/K_{air}$ (Sv.Gy ⁻¹)
10	0,008	0,950
15	0,260	0,990
20	0,610	1,050
30	1,100	1,220
40	1,470	1,410
50	1,670	1,530
60	1,740	1,590
80	1,720	1,610
100	1,650	1,550
150	1,490	1,420
200	1,400	1,340
300	1,310	1,310
400	1,260	1,260
500	1,230	1,230
600	1,210	1,210
800	1,190	1,190
1000	1,170	1,170
1500	1,150	1,150
2000	1,140	1,140
3000	1,130	1,130
4000	1,120	1,120
5000	1,110	1,110
6000	1,110	1,110
8000	1,110	1,110
10000	1,100	1,100

TABLEAU A.5 – Coefficients de conversion du kerma dans l'air vers les équivalents de dose ambiant $H^*(10)$ et directionnel $H'(0.07, 0^\circ)$

A.3 Compléments sur l'accélérateur FELIX

La mesure du courant net émis I_e par la source d'électrons est réalisée par la mesure de la tension U_{R_e} de la résistance d'émission R_e . La loi de Kirchhoff appliquée aux nœuds du circuit (figure A.3) donne les équations A.1.

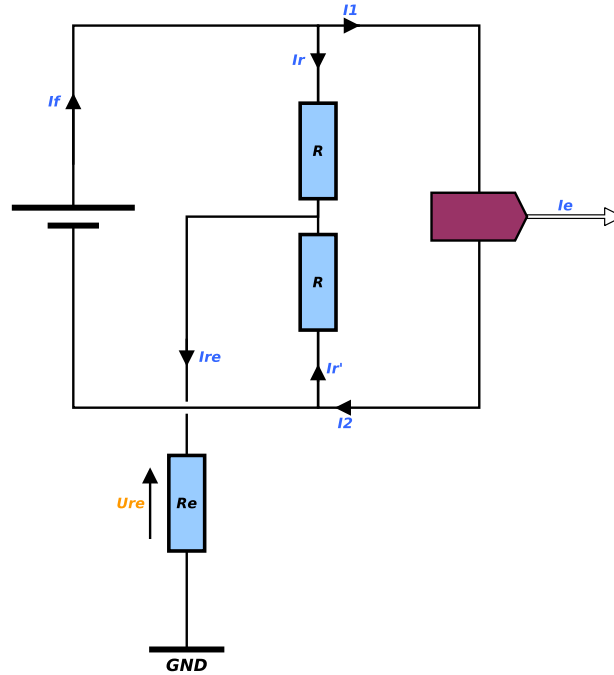


FIGURE A.3 – Schéma électrique du canon à électrons de FELIX (High Voltage Engineering [45])

$$\begin{cases} I_f = I_R + I_1 \\ I_1 = I_e + I_2 \\ I_2 = I_{R'} + I_f \\ I_R + I_{R'} = I_{R_e} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

En combinant ces équations, il est possible de relier la tension mesurée aux bornes de la résistance R_e au courant net émis par la source I_e (équation A.2).

$$I_e = -I_{R_e} = -\frac{U_{R_e}}{R_e} \quad (\text{A.2})$$

A.4 Interpolation de Lagrange

A.4.1 Théorème

Soient $n + 1$ points M_i distincts d'abscisse x_i et d'ordonnée y_i . Il existe un unique polynôme P de degré n tel que, pour i allant de 0 jusqu'à n , $P(x_i) = y_i$. Ce polynôme P est défini par la formule A.3.

$$P(x) = \sum_{i=0}^n y_i \cdot L_i(x) \quad (\text{A.3})$$

Les polynômes L_i sont les polynômes d'interpolation de Lagrange définis par la formule A.4.

$$L_i(x) = \prod_{j=0, j \neq i}^n \frac{x - x_j}{x_i - x_j} \quad (\text{A.4})$$

Ainsi, il vient $L_i(x_i) = 1$ et $L_i(x_j) = 0$.

A.4.2 Application à une interpolation en quatre points

Lorsque l'on veut estimer la valeur d'une fonction discrète en un point, d'abscisse x et d'ordonnée y inconnue, encadré par quatre points connus (x_1, y_1) , (x_2, y_2) , (x_3, y_3) , (x_4, y_4) , il est nécessaire de calculer les quatre polynômes de Lagrange L_1, L_2, L_3, L_4 , pour ensuite calculer le polynôme P défini par l'équation A.3. L'ordonnée y est donnée par l'image de x par P .

Par exemple, pour les quatre points $M_1 = (1, 4)$, $M_2 = (3, 6)$, $M_3 = (5, 5)$ et $M_4 = (6, 1)$, le polynôme d'interpolation P est donné par l'équation A.5.

$$P(x) = -\frac{19}{120}x^3 + \frac{21}{20}x^2 - \frac{137}{120}x + \frac{17}{4} \quad (\text{A.5})$$

Si le point à l'abscisse $x = 4$ est recherché, son ordonnée est égale à $P(4)$. Le point obtenu a donc pour coordonnées $x = 4$ et $y = 6,35$.

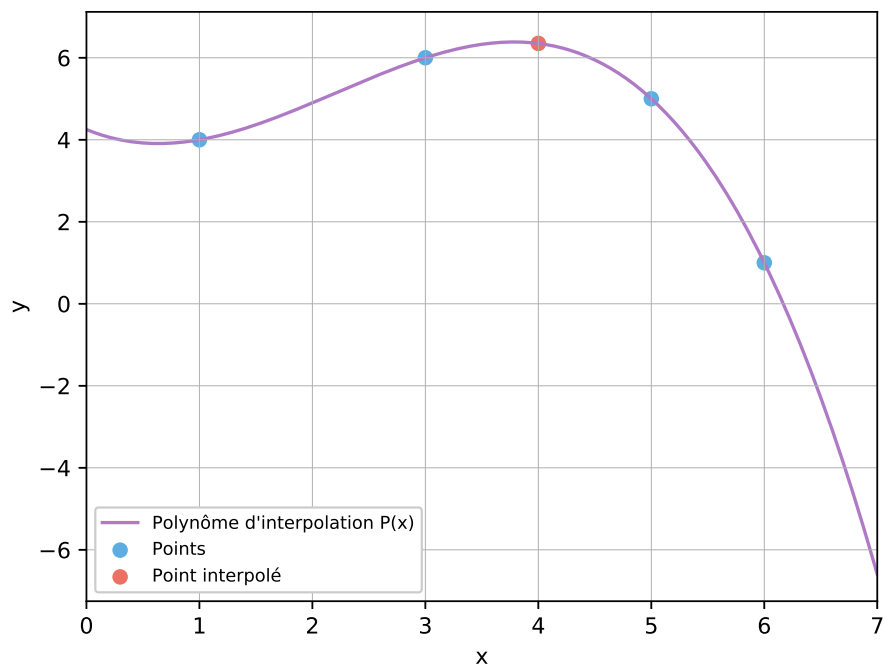


FIGURE A.4 – Interpolation en quatre points

Bibliographie

- [1] Arrêté du 21 mai 2010 portant homologation de la décision n° 2010-DC-0175 de l’Autorité de sûreté nucléaire du 4 février 2010 précisant les modalités techniques et les périodicités des contrôles prévus aux articles R. 4452-12 et R. 4452-13 du code du travail ainsi qu’aux articles R. 1333-7 et R. 1333-95 du code de la santé publiques, mai 2010. République Française. [9](#)
- [2] Décision n° 2010-DC-0175 de l’Autorité de Sûreté nucléaire du 4 février 2010 précisant les modalités techniques et les périodicités des contrôles prévus aux articles R. 4452-12 et R. 4452-13 du code du travail ainsi qu’aux articles R. 1333-7 et R. 1333-95 du code de la santé publique, février 2010. Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN). [9](#), [10](#), [11](#)
- [3] ISO 9001 : 2015 – Systèmes de management de la qualité – Exigences, septembre 2015. International Organization for Standardization (ISO). [10](#)
- [4] ISO/IEC 17025 : 2017 – Exigences générales concernant la compétence des laboratoires d’étalonnages et d’essais, novembre 2017. International Organization for Standardization (ISO). [10](#)
- [5] ISO 4037-1 : 1996 – X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 1 : Radiation characteristics and production methods, décembre 1996. International Organization for Standardization (ISO). [11](#), [12](#), [14](#)
- [6] ISO 4037-2 : 1997 – X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 2 : Dosimetry for radiation protection over the energy ranges from 8 keV to 1.3 MeV and 4 MeV to 9 MeV, décembre 1997. International Organization for Standardization (ISO). [11](#), [12](#)
- [7] ISO 4037-3 : 1999 – X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 3 : Calibration of aera and personal dosimeters and the measurement of their response as a function of energy and angle of incidence, juillet 1999. International Organization for Standardization (ISO). [11](#)
- [8] ISO 4037-4 : 2004 – X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy – Part 4 : Calibration of aera and personal dosimeters in low energy X reference radiation fields, juillet 2004. International Organization for Standardization (ISO). [11](#)

- [9] Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB) : Nucléide – lara, bibliothèque d’émissions gamma et alpha, 2017. [13](#), [146](#)
- [10] Arnaud CHAPON, Gabriel DUPONT et Jean-Marc BORDY : Vérification de l’étalonnage de radiamètres sans source radioactive! *La Revue Générale du Nucléaire (SFEN)*, novembre 2016. [18](#)
- [11] Gabriel DUPONT : Vérification de l’étalonnage de radiamètres au moyen d’un champ d’irradiation réaliste, sans source radioactive. *In Congrès National de Radioprotection*. Société Française de Radioprotection (SFRP), juin 2017. [18](#)
- [12] NF M 62-105 – Accélérateurs industrielles : Installations, décembre 1998. Association Française de Normalisation (AFNOR). [19](#), [21](#), [32](#), [33](#), [180](#), [181](#)
- [13] Code de la Santé Publique – Article L1333-2, juillet 2017. République Française. [29](#), [30](#)
- [14] THE INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION : Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 26. *Annals of the ICRP*, 1977. [29](#)
- [15] Exposition de la population française aux rayonnements ionisants – Rapport IRSN/2015-00001. Rapport technique, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), 2015. [30](#), [31](#)
- [16] Code du Travail – Article R4451-7, février 2019. République Française. [30](#)
- [17] Code du Travail – Article R4451-8, février 2019. République Française. [30](#)
- [18] Code du Travail – Article R4451-6, février 2019. République Française. [30](#)
- [19] Décret n°2018-437 du 4 juin 2018 relatif à la protection des travailleurs contre les risques dus aux rayonnements ionisants, juin 2018. République Française. [31](#), [32](#)
- [20] Autorisation d’exercice d’une activité nucléaire à des fins non médicales : Autorisation de détenir et d’utiliser des accélérateurs de particules – Autorisation initiale n°T500360, septembre 2017. Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN). [32](#)
- [21] THE INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION : Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. ICRP Publication 74. Ann. ICRP 26 (3-4). *Annals of the ICRP*, 1996. [34](#), [51](#)
- [22] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY : *Radiation Oncology Physics*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005. [40](#), [42](#)
- [23] Hans BETHE : Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930. [42](#)
- [24] Rodolphe ANTONI et Laurent BOURGOIS : *Physique appliquée à l’exposition externe – Dosimétrie et radioprotection*. janvier 2013. [44](#), [45](#), [46](#), [47](#), [48](#), [49](#), [51](#), [52](#), [53](#)
- [25] NUCLEAR ENERGY AGENCY : JANIS – JAvA-based Nuclear data Information System, 2013. [47](#)

- [26] Jean-Marc BORDY : *La dosimétrie externe des rayonnements ionisants de la référence nationale aux utilisateurs en radiothérapie et en radioprotection*. mars 2009. [48](#), [54](#), [56](#)
- [27] Jean-Marc BORDY : *Eléments de dosimétrie appliqués à la radioprotection. Référence et Traçabilité*. Laboratoire National Henri Becquerel (LNE-LNHB), juin 2016. [50](#)
- [28] THE INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION : ICRP Publication 103. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. *Annals of the ICRP*, 2007. [52](#), [53](#)
- [29] Glenn F. KNOLL : *Radiation detection and measurement / Glenn F. Knoll*. Wiley New York, 2nd ed. édition, 1989. [60](#), [62](#), [64](#), [67](#)
- [30] Jean-Marc FONTBONNE : *Principes fondamentaux de l'instrumentation nucléaire*. [61](#)
- [31] M. GIERLIK, T. BATSCH, M. MOSZYNSKI, T.SZCZESNIAK, D. WOLSKI, W. KLAMRA, B. PEROT et G. PERRET : Comparative study of large NaI(Tl) and BGO scintillators for the EUROpean illicit TRAfficking countermeasures kit project. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(3):1737–1743, juin 2006. [62](#)
- [32] THERMO SCIENTIFIC : *FH 40 G Dose Rate Measuring Unit – Operating Instructions*, juillet 2008. [69](#), [70](#)
- [33] CARMELEC : *Dolphy® – Manuel d'utilisation et de maintenance*, février 2003. [69](#), [70](#)
- [34] AUTOMESS – AUTOMATION UND MESSTECHNIK GMBH : *Operating Manual for the Dose Rate Meter 6150AD referring to these models : 6150AD1 to 6150AD6, 6150AD1/H to 6150AD6/H, 6150AD1/E to 6150AD6/E*, octobre 2005. [69](#), [70](#), [71](#)
- [35] IEC 60846-1 – Radiation protection instrumentation - Ambient and/or directional dose equivalent (rate) meters and/or monitors for beta, X and gamma radiation – Part 1 : portable workplace and environmental meters and monitors, avril 2009. International Electrotechnical Commission (IEC). [71](#)
- [36] Ernest RUTHERFORD : Address of the President, Sir Ernest RUTHERFORD, O. M., at the Anniversary Meeting, November 30, 1927. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(777):300–316, 1928. [75](#)
- [37] Wilfrid FARABOLINI : Rencontres de Physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit 2013 : promotion Emmy NOETHER – Les accélérateurs de particules - Partie 1 : Historique. CEA – IRFU, juillet 2013. [75](#), [76](#)
- [38] R.W. HAMM et M.E. HAMM : *Industrial Accelerators and Their Applications*. World Scientific Pub., 2012. [76](#)
- [39] Giovanni SANTIN, Pete TRUSCOTT, Rémi GAILLARD et Rubén GARCÍA ALÍA : Radiation environments : space, avionics, ground and below. *In European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems*. RADiation Effects on Components and Systems association (RADECS), septembre 2017. [77](#)
- [40] A. MIZERA, M. MANAS, Z. HOLIK, D. MANAS, M. STANEK, J. CERNY, M. BEDNARIK et M. OVSIK : Properties of Selected Polymers after Radiation Cross-linking. janvier 2012. [78](#)

- [41] R. SCRIVENS : Electron and ion sources for particle accelerators. 2006. [80](#), [81](#)
- [42] Helmut WIEDEMANN : *Particle accelerator physics*. 3rd ed. édition, 2007. [84](#), [89](#), [90](#)
- [43] E. BARON : Panorama des accélérateurs et de leurs utilisations. novembre 2006. [85](#), [86](#), [87](#), [88](#)
- [44] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : Overall system manual – 3.5 MV Singletron system, CERAP, Cherbourg, France – 4350000130 REV. B. Rapport technique, mai 2017. [93](#), [94](#)
- [45] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : Manual for Electron Source EGS-2010 – A-4-35-061 REV. A. Rapport technique, décembre 2011. [94](#), [95](#), [185](#)
- [46] KIMBALL PHYSICS INC. : LaB6 Cathodes, single crystal lanthanum hexaboride – ES-423E (Extended Life) LaB6 Crystal. Rapport technique. [95](#)
- [47] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : Base/column assy, 3.5 MV Singletron. Rapport technique, juin 2017. [96](#)
- [48] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : Manual for Generating Volt-Meter. Rapport technique, octobre 2011. [99](#)
- [49] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : Magnet, 60 degrees 0.034 T. Rapport technique, novembre 2017. [101](#)
- [50] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : Steerer assy, gap 40 x 350. Rapport technique, mai 2017. [102](#)
- [51] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : End station, irradiation. Rapport technique, mai 2018. [102](#)
- [52] Gabriel DUPONT : Vérification de l'étalonnage de radiamètres au moyen du rayonnement de freinage d'électrons préalablement accélérés. Rapport de stage, septembre 2016. [103](#)
- [53] FEMTO : *DDPCA-300 datasheet – variable gain sub femto ampere current amplifier*. [104](#)
- [54] Cathy FONTBONNE : *Module de monitoring du faisceau faible dose LoDoRaM – Manuel d'utilisation*. LPC Caen, mars 2018. [106](#), [108](#)
- [55] Gabriel DUPONT : Chambre d'ionisation de monitoring de faisceau ATRON – Dimensionnement de la taille de la chambre. Document interne, mars 2017. [107](#)
- [56] HIGH VOLTAGE ENGINEERING : On-Site Acceptance Test (OSAT) results. Rapport technique, juillet 2018. [109](#)
- [57] Jean-Marc BORDY : Projet CERAP/ATRON : Etablissement de la référence en termes de KERMA dans l'air et d'équivalent de dose ambiant dans les faisceaux de l'installation FELIX. Document interne, décembre 2018. [113](#), [115](#), [116](#), [117](#), [118](#), [125](#), [127](#), [128](#), [129](#), [130](#), [151](#)
- [58] PTW : *Instructions d'utilisation – Chambre sphérique 1 L type 32002*. PTW, avril 2009. [115](#), [151](#), [152](#)

- [59] Dorin DUSCIAC : Détermination du volume de collection des chambres d'ionisation primaires fabriquées au LNHB dans le cadre du projet V15LNHB009. Document interne, mars 2017. [116](#)
- [60] Dorin DUSCIAC : Tests électriques des chambres d'ionisation primaires dans le cadre du projet V15LNHB009. Document interne, juin 2017. [116](#)
- [61] J.-M. BORDY, F. LAINE et J. PLAGNARD : Projet CERAP/ATRON - Résultats de la validations spectrométrique. Document interne, octobre 2018. [119](#)
- [62] Gabriel DUPONT : Spectrométrie ATRON - modélisations numériques des spectres ATRON. Document interne, mars 2018. [123](#), [124](#), [125](#)
- [63] PORTAL G., CROSS W. G., DIETZE G., HARVEY J. R. et SCHWARTZ R. B. : Report 47. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, os24(2):NP–NP, avril 2016. [127](#), [146](#)
- [64] Jean-Marc BORDY : Dosimétrie appliquée à la radioprotection – Référence et traçabilité. Laboratoire National Henri Becquerel (LNE-LNHB), avril 2018. [130](#)
- [65] INSTITUT NATIONAL DE LA PROPRIÉTÉ INDUSTRIELLE (INPI) : Brevet d'invention – Procédé et dispositif pour tester le fonctionnement conforme d'un radiamètre – N 16 52998. Rapport technique, mars 2018. [130](#)
- [66] Gabriel DUPONT : Vérification de l'étalonnage d'instruments de mesure de rayonnements ionisants – avancement du projet. Présentation interne, septembre 2018. [130](#)
- [67] Arnaud CHAPON et Gabriel DUPONT : Note technique – validation de la méthode ATRON METROLOGY. Document interne, juin 2019. [133](#), [137](#), [168](#), [170](#), [171](#), [172](#), [173](#)
- [68] Gabriel DUPONT : Source-less calibration of radiation survey meters up to 3 MeV using the braking rays of accelerated electrons. Annual Congress of the SRP, mai 2019. Society for Radiological Protection. [139](#)
- [69] International vocabulary of metrology - Basic and general concepts and associated terms (VIM), 2012. Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). [141](#)
- [70] Arnaud CHAPON et Gabriel DUPONT : Note technique d'évaluation des incertitudes d'étalonnage et parades associées. Document interne, juillet 2019. [142](#), [143](#), [144](#), [145](#), [146](#), [147](#), [149](#), [152](#), [153](#), [154](#), [156](#), [157](#)
- [71] Gabriel DUPONT : Intercomparaisons radiamètres – analyses statistiques des résultats. Présentation interne, novembre 2018. [161](#), [162](#), [163](#), [164](#), [165](#), [166](#), [172](#)

Résumé

Titre

Dosimétrie pour la radioprotection dans des champs de rayonnements X jusqu'à des énergies de 3 MeV

Mots clés

Dosimétrie, radioprotection, rayonnements ionisants, étalonnage, contrôle périodique de l'étalonnage (CPE), rayons X, radiamètre, traçabilité métrologique, accélérateur d'électrons, champ de rayonnements de référence.

Résumé

L'évaluation des grandeurs dosimétriques de protection utiles au respect des trois principes de la radioprotection est réalisée par des instruments de mesure de rayonnements ionisants. Par l'intermédiaire de leur étalonnage, lequel doit être contrôlé périodiquement, ces instruments délivrent une indication de la grandeur dosimétrique opérationnelle de l'environnement dans lequel ils sont utilisés, par exemple l'équivalent de dose ambiant $H^*(10)$. Celui-ci constitue un bon estimateur de la dose efficace E , grandeur de protection à partir de laquelle sont définies les limites réglementaires d'exposition aux rayonnements ionisants des travailleurs.

Jusqu'à ce travail de thèse, le contrôle périodique de l'étalonnage (CPE) des instruments était réalisé uniquement à l'aide de sources radioactives, telles que le ^{137}Cs , émettrices de rayonnements gamma mono-énergétiques. Bien qu'éprouvée et normalisée, cette méthode souffre notamment d'un défaut de représentativité du spectre en énergie de l'environnement radiatif dans lequel sont utilisés ces instruments. En effet, les sources de rayonnements ionisants rencontrées sont généralement multiples et l'environnement favorise la diffusion de ces rayonnements, impliquant un spectre en énergie étendu. Or, les instruments sont sensibles sur des gammes étendues en énergie, auxquelles l'indication qu'ils délivrent à une dépendance non homogène.

Dans le cadre de ce travail de thèse, réalisé en collaboration entre ATRON METROLOGY et le LPC Caen, une méthode d'étalonnage et de contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure utilisés en radioprotection a été développée, validée et mise en œuvre. Des champs de rayonnements X, dont les spectres énergétiques sont étendus, s'y

substituent, produits par le freinage sur une cible de conversion d'électrons préalablement accélérés par un accélérateur électrostatique. Outre une meilleure représentativité des champs de référence utilisés, cette méthode s'inscrit dans une démarche durable en permettant de s'affranchir de l'utilisation de sources isotopiques pour l'étalonnage ou le contrôle périodique de l'étalonnage des instruments de mesure des rayonnements ionisants.

Abstract

Title

Dosimetry for radiation protection under up to 3 MeV X-rays fields

Keywords

Dosimetry, radiation protection, ionizing radiation, calibration, periodic calibration control, X-rays, radiameter, metrological traceability, electron accelerator, reference radiation field.

Abstract

The evaluation of the dosimetric protection quantities used to ensure the three principles of the radiation protection is achieved by radiation survey meters. With a proper calibration, which is periodically controlled, these instruments give a dosimetric operational quantity, as the ambient dose equivalent rate $H^*(10)$ for example, which represents a good estimator of the effective dose E used to define regulatory ionizing radiation exposition limits for workers.

So far before this thesis work, the periodic calibration control of radiation survey meters was achieved only by using radioactive sources, as the ^{137}Cs , which emit mono-energetic gamma rays. Although this method is well known and standardized, it suffers from an energetic representativeness defect. Indeed, the ionizing radiation sources encountered are generally many and the environment enables diffusions which imply a broadened energetic spectrum. But the radiation survey meters are sensitive on large energetic ranges which response is not homogeneous.

As part of this thesis work, realized in collaboration between ATRON METROLOGY and the LPC Caen, a calibration and calibration control of radiation survey meters method has been developed, validated and implemented. Broadened energetic X-rays fields, produced by the braking of electrons pre-accelerated by an electrostatic accelerator, are used rather than the mono-energetic gamma rays. This method offers a better representativeness in terms of metrology but is also a sustainable approach allowing to free the use of radioactive sources for calibration and calibration control of radiation survey meters.