



**HAL**  
open science

# Étude et réalisation des références dosimétriques nationales en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies

Wassim Ksouri

► **To cite this version:**

Wassim Ksouri. Étude et réalisation des références dosimétriques nationales en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Nice-Sophia Antipolis, 2008. Français. NNT : 2008NICE4107 . tel-02272150

**HAL Id: tel-02272150**

**<https://hal.science/tel-02272150>**

Submitted on 27 Aug 2019

**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.

**ÉTUDE ET RÉALISATION DES RÉFÉRENCES DOSIMÉTRIQUES  
NATIONALES EN TERMES DE KERMA DANS L'AIR POUR LES  
FAISCEAUX DE RAYONS X DE BASSES ET MOYENNES ENERGIES**

*par*  
**Wassim KSOURI**

CEA SACLAY  
DIRECTION DE LA RECHERCHE TECHNOLOGIQUE  
LABORATOIRE D'INTÉGRATION DES SYSTÈMES  
ET DES TECHNOLOGIES  
DÉPARTEMENT DES TECHNOLOGIES DU CAPTEUR  
ET DU SIGNAL  
LABORATOIRE NATIONAL HENRI BECQUEREL



**2009**

DIRECTION DES SYSTÈMES  
D'INFORMATION  
CEA / SACLAY 91191 GIF-SUR-YVETTE CEDEX FRANCE

**RAPPORT  
CEA-R-6209**

- Rapport CEA-R-6209 -

CEA Saclay  
Direction de la Recherche Technologique  
Laboratoire d'Intégration des Systèmes et des Technologies  
Département des Technologies du Capteur et du Signal  
Laboratoire National Henri Becquerel

ÉTUDE ET RÉALISATION DES RÉFÉRENCES DOSIMÉTRIQUES  
NATIONALES EN TERMES DE KERMA DANS L'AIR POUR LES  
FAISCEAUX DE RAYONS X DE BASSES ET MOYENNES ÉNERGIES

par

Wassim KSOURI

- Janvier 2009 -

## **RAPPORT CEA-R-6209 – Wassim KSOURI**

**«Étude et réalisation des références dosimétriques nationales en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies»**

**Résumé** - Les progrès en radioprotection et radiothérapie, ainsi que les besoins accrus en termes d'exactitude, amènent les instituts nationaux de métrologie à améliorer la réalisation de leurs références. Dans le domaine des rayonnements ionisants, la référence métrologique est constituée par un appareil de mesure absolue de la grandeur d'intérêt (dose dans l'eau ou kerma dans l'air). Ce travail de thèse se propose d'établir les références dosimétriques, en termes de kerma dans l'air, pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies. Cela permet ainsi, au LNHB (Laboratoire National Henri Becquerel), de compléter la gamme de ses faisceaux de référence. Deux détecteurs étalons qui sont des chambres d'ionisation à parois d'air, WK06 pour les moyennes énergies et WK07 pour les basses énergies, ont été développés. Des calculs à l'aide de codes de simulation par méthode de Monte Carlo et des mesures expérimentales ont permis d'obtenir les facteurs de correction pour les détecteurs primaires. Les bilans des incertitudes types associés au kerma dans l'air ont été établis. Ces références dosimétriques ont été comparées avec celles des laboratoires homologues et sont en accord en termes de degré d'équivalence.

*2009 - Commissariat à l'Énergie Atomique – France*

## **RAPPORT CEA-R-6209 – Wassim KSOURI**

**«Study and determination of the national dosimetric standards in terms of air kerma for X-rays radiation fields of low and medium-energies »**

**Abstract** - Progress in radiation protection and radiotherapy, and the increased needs in terms of accuracy lead national metrology institutes to improve the standard. For ionizing radiation, the standard is defined by an absolute instrument used for air kerma rate measurement. The aim of the thesis is to establish standards, in terms of air kerma for X-rays beams of low and medium-energies. This work enables to complement the standard beam range of the Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB). Two free-air chambers have been developed, WK06 for medium-energy and WK07 for low-energy. The air-kerma rate is corrected by several correction factors. Some are determined experimentally; and the others by using Monte Carlo simulations. The uncertainty budget of the air-kerma rate at one standard deviation has been established. These dosimetric standards were compared with those of counterparts' laboratories and are consistent in terms of degree of equivalence.

*2009 – Commissariat à l'Énergie Atomique – France*

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences  
Ecole Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées

## T H E S E

pour obtenir le titre de  
**Docteur en Sciences**  
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : PHYSIQUE

présentée et soutenue par  
**Wassim KSOURI**

**Etude et réalisation des références dosimétriques  
nationales en termes de kerma dans l'air pour les  
faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies**

soutenue le 5 décembre 2008

### Jury :

M. Jean-Pierre GERARD	Professeur, Centre Antoine Lacassagne, Nice	Président
M. Jean BARTHE	Directeur de recherche CEA, Saclay	Rapporteur
M. Serge MARCIE	HDR, Physicien Médical, Centre Antoine Lacassagne, Nice	Rapporteur
M. René-Jean BENSADOUN	Professeur, CHU de Poitiers	Examineur
M. Abdelmjid NOURREDDINE	Professeur, ULP-IReS, Strasbourg	Examineur
Mme. Valérie LANNEAU- MORAZZANI	PhD, Laboratoire National de métrologie et d'Essais, Paris	Examineur
M. Sabet HACHEM	Professeur, UFR Sciences UNSA, Nice	Directeur de thèse
M. Jean-Marc BORDY	HDR, Laboratoire de Métrologie de la Dose CEA, Saclay	Co-directeur de thèse



## Remerciements

---

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur **Jean-Marc BORDY**, chef du Laboratoire de Métrologie de la Dose (LMD), pour avoir encadré et dirigé ce travail de recherche durant trois années. Je lui exprime ma gratitude pour la confiance qu'il m'a accordée, pour ses compétences professionnelles et surtout pour le temps qu'il a pris pour me guider de façon toujours judicieuse. Qu'il soit assuré de mon profond respect.

Je tiens à remercier **Marc DENOZIERE**, ingénieur chercheur du même laboratoire, responsable des faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies, pour son encadrement, ses conseils pertinents et la rigueur scientifique qui ont permis d'accomplir ce travail. Je le remercie également pour ses connaissances de la physique qui ont toujours été pour moi une source d'enrichissement ainsi que pour sa simplicité, son dynamisme et sa grande gentillesse. Qu'il trouve ici une profonde gratitude de ma part.

Je remercie les chefs de service successifs du Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB), **Bruno CHAUVENET** et **François DAMOY** pour m'avoir accueillie et avoir mis à disposition les moyens de mener à bien ce projet de thèse dans les meilleures conditions.

Je remercie le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE), Monsieur **Luc ERARD**, pour m'avoir donné l'occasion de réaliser ce travail de thèse.

Je tiens également à remercier très chaleureusement Professeur **Sabet HACHEM**, co-directeur de cette thèse, qui a toujours montré une grande disponibilité durant ces trois dernières années. J'ai pu bénéficier de son immense expérience et de ses critiques constructives, conférant son aspect final à ce travail.

Je tiens à vivement remercier le Professeur **Jean-Pierre GERARD**, Directeur du Centre Antoine Lacassagne, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie **Jean BARTHE**, Directeur de Recherche au CEA, ainsi que **Serge MARCIE**, Responsable du Service de Physique du Centre Antoine Lacassagne, d'avoir accepté la tâche de rapporteur, laquelle n'est pas la plus aisée. Leur présence au sein de ce jury me conforte quant à la valeur du travail que j'ai réalisé.

## Remerciements

---

Je tiens également à remercier le Professeur **Abdelmjid NOURREDDINE**, Directeur du laboratoire Radioprotection et Mesures Environnementales (RAMSES), ainsi que le Professeur **René-Jean BENSADOUN**, du CHU de Poitiers, d'avoir également accepté de faire partie de ce jury.

Je remercie vivement Madame **Valérie LANNEAU-MORRAZZANI**, Chargée de programmes de recherche en Nanotechnologies et Rayonnements Ionisants, pour sa participation dans le jury et surtout pour avoir soutenue et suivie avec intérêt ce travail pendant ces trois ans.

Je tiens à remercier sincèrement **l'équipe du LMD** pour le soutien et la sympathie qu'elle m'a témoigné durant ces trois ans. Que tout le monde trouve ici ma profonde gratitude pour avoir eu à mes côtés des personnes avec qui j'ai eu plaisir à travailler et à échanger. Merci également à **Jean GOURIOU** pour m'avoir initié au monde Monte Carlo.

Merci à **Léone BLAZY-AUBIGNIAC**, Doctorante au LNHB, pour m'avoir fait partager son expérience du doctorat et son soutien. Qu'elle trouve ici ma profonde amitié.

Je souhaite remercier infiniment **ma famille** qui m'a soutenu et encouragé dans la poursuite de mes études, **Fatima** pour son soutien moral et matériel, ainsi que **mes amis** pour leur sympathie.

A **mes parents** qui m'ont toujours encouragé et soutenu pendant mes études durant toutes ces années. Je les remercie d'avoir constamment cru en moi et de m'avoir donné les moyens d'accomplir ce travail dans les meilleures conditions. Ce travail n'aurait pas pu être accompli sans eux. Merci infiniment.

Je dédie cette thèse à mon petit trésor **Kenza**.

## **Résumé :**

Etude et réalisation des références dosimétriques nationales en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies.

Les progrès en radioprotection et radiothérapie, ainsi que les besoins accrus en termes d'exactitude, amènent les instituts nationaux de métrologie à améliorer la réalisation de leurs références. Dans le domaine des rayonnements ionisants, la référence métrologique est constituée par un appareil de mesure absolue de la grandeur d'intérêt (dose dans l'eau ou kerma dans l'air). Ce travail de thèse se propose d'établir les références dosimétriques, en termes de kerma dans l'air, pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies. Cela permet ainsi, au LNHB (Laboratoire National Henri Becquerel), de compléter la gamme de ses faisceaux de référence. Deux détecteurs étalons qui sont des chambres d'ionisation à parois d'air, WK06 pour les moyennes énergies et WK07 pour les basses énergies, ont été développés. Des calculs à l'aide de codes de simulation par méthode de Monte Carlo et des mesures expérimentales ont permis d'obtenir les facteurs de correction pour les détecteurs primaires. Les bilans des incertitudes types associés au kerma dans l'air ont été établis. Ces références dosimétriques ont été comparées avec celles des laboratoires homologues et sont en accord en termes de degré d'équivalence.

## **Abstract :**

Study and determination of the national dosimetric standards in terms of air kerma for X-rays radiation fields of low and medium-energies.

Progress in radiation protection and radiotherapy, and the increased needs in terms of accuracy lead national metrology institutes to improve the standard. For ionizing radiation, the standard is defined by an absolute instrument used for air kerma rate measurement. The aim of the thesis is to establish standards, in terms of air kerma for X-rays beams of low and medium-energies. This work enables to complement the standard beam range of the Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB). Two free-air chambers have been developed, WK06 for medium-energy and WK07 for low-energy. The air-kerma rate is corrected by several correction factors. Some are determined experimentally; and the others by using Monte Carlo simulations.

The uncertainty budget of the air-kerma rate at one standard deviation has been established. These dosimetric standards were compared with those of counterparts' laboratories and are consistent in terms of degree of equivalence.



<b>Introduction.....</b>	<b>13</b>
<b>Chapitre I : Nature et objectif de l'étude .....</b>	<b>17</b>
I.1 Contexte de l'étude .....	17
I.2 Interaction rayonnement matière .....	18
I.2.1 Rayonnement ionisant.....	18
I.2.2 Interaction photon-matière.....	18
I.2.3 Sections efficaces d'interactions.....	19
I.3 Grandeurs et unités en dosimétrie pour la radioprotection .....	20
I.3.1 Grandeurs physiques .....	20
I.3.1.1 kerma (Kinetic Energy Released per unit MAss) .....	20
I.3.1.2 Dose absorbée .....	21
I.3.2 Grandeurs de radioprotection.....	22
I.3.3 Grandeurs opérationnelles .....	24
I.4 Rayonnement de photons X.....	25
I.4.1 Production de rayons X.....	25
I.4.2 Spectre continu des rayons X.....	26
I.4.3 Spectre de raies .....	28
I.5 Détecteurs .....	30
I.5.1 Détecteurs absolus .....	30
I.5.2 Détecteurs de transfert .....	31
I.5.2.1 Dosimétrie active .....	31
I.5.2.2 Dosimétrie passive .....	31
I.6 Matériels et méthode pour établir une référence dosimétrique.....	32
<b>Chapitre II : Développement de détecteurs de référence .....</b>	<b>37</b>
II.1 Intérêt d'une chambre d'ionisation à parois d'air.....	37
II.2 Méthode de mesure.....	37
II.2.1 Grandeur à mesurer.....	37
II.2.2 Equilibre électronique.....	39
II.2.2.1 Conditions d'équilibre électronique .....	39
II.2.2.2 Distance d'équilibre électronique .....	41
II.2.2.3 Caractérisation du parcours des électrons .....	42
II.3 Description de la chambre d'ionisation à parois d'air .....	43
II.4 Détecteur pour les moyennes énergies (WK06) .....	44
II.4.1 Description du Volume de collecte V' .....	44
II.4.2 Détermination des dimensions caractéristiques.....	45
II.4.2.1 Distance D entre le plan de sortie du diaphragme et le plan de mesure .....	45
II.4.2.2 Distance L entre les plaques .....	46
II.4.3 Volume de mesure V .....	47
II.4.4 Choix des matériaux .....	48
II.4.5 Réalisation et caractéristiques principales .....	49
II.4.6 Résultats.....	51
II.5 Détecteur pour les faibles énergies (WK07).....	52
II.5.1 Réalisation du détecteur WK07 .....	52
II.5.2 Caractéristiques principales du détecteur WK07.....	54

## **Chapitre III : Caractérisation des faisceaux de rayons X et calcul des facteurs de corrections .....59**

III.1 Introduction .....	59
III.1.1 Définition de la couche de demi-atténuation (CDA) .....	59
III.1.2 Définition de l'énergie effective .....	61
III.1.3 Mesures spectrométriques .....	62
III.1.3.1 Empilement d'impulsions .....	62
III.1.3.2 Plateau Compton .....	63
III.1.3.3 Pic d'échappement .....	63
III.1.4 Traitement du signal et résolution spectrale.....	64
III.2 Qualité des faisceaux utilisés pour les comparaisons internationales .....	65
III.2.1 Qualité de faisceaux selon la norme ISO 4037 .....	65
III.2.2 Qualité de faisceaux selon le CCRI.....	67
III.3 Facteurs de correction .....	68
III.3.1 Facteurs de corrections liés aux conditions climatiques .....	69
III.3.1.1 Température ( $k_T$ ) .....	69
III.3.1.2 Pression ( $k_P$ ) .....	69
III.3.1.3 Hygrométrie ( $k_H$ ).....	69
III.3.2 Facteurs de corrections liés aux détecteurs .....	70
III.3.2.1 Atténuation dans le détecteur ( $k_a$ ) .....	70
III.3.2.2 Atténuation dans l'air devant le détecteur ( $k_{att}$ ).....	71
III.3.2.3 Polarisation ( $k_{pol}$ ).....	71
III.3.2.4 Recombinaison ( $k_s$ ) .....	72
III.3.2.5. Transmission du diaphragme ( $k_l$ ) .....	74
III.3.2.6 Transmission des parois ( $k_p$ ) .....	74
III.3.2.7 Distorsion du champ ( $k_d$ ).....	75
III.3.2.8 Photons diffusés ( $k_{sc}$ ) .....	75
III.3.2.9 Perte d'électrons ( $k_e$ ).....	76

## **Chapitre IV : Simulation de spectre de rayons X et calcul des facteurs de correction à l'aide de code de Monte Carlo .....79**

IV.1 Les codes de Monte Carlo.....	79
IV.1.1 Le code MCNP.....	80
IV.1.2 Le code PENELOPE.....	81
IV.1.3 Le code BEAMnrc (EGSnrc).....	82
IV.2 Simulation de spectres de rayons X .....	84
IV.2.1 Simulation avec le code PENELOPE .....	84
IV.2.1.1 Modélisation numérique du Tube à rayons X.....	84
IV.2.1.2 Paramètres physiques de simulation .....	85
IV.2.2 Simulation avec le code EGSnrc.....	86
IV.2.2.1 Modélisation numérique du Tube à rayons X.....	86
IV.2.2.2 Paramètres de simulation .....	87
IV.2.3 Comparaison des spectres .....	87
IV.3 Validation géométrique du détecteur WK06 à l'aide du code MCNP 4C.....	91
IV.3.1 Modélisation du détecteur WK06 .....	91
IV.3.2 Evolution du spectre dans le détecteur WK06.....	92
IV.3.3 Fluorescence dans le détecteur WK06.....	94
IV.3.4 Profil au niveau du volume de mesure.....	95
IV.3.4.1 Simulation avec utilisation d'une source ponctuelle.....	96

IV.3.4.2 Source étendue .....	96
IV.3.5 Modélisation numérique avec simplifications géométriques.....	97
IV.4 Calcul des facteurs de correction $k_e$ et $k_{sc}$ à l'aide du code PENELOPE.....	98
IV.4.1 Modélisation du détecteur WK06 .....	98
IV.4.1.1 Modèle numérique simplifié .....	98
IV.4.1.2 Modèle numérique détaillé.....	99
IV.4.1.3 Modèle numérique détaillé avec collimateur .....	100
IV.4.2 Facteurs de corrections $k_e$ et $k_{sc}$ .....	100
IV.4.3 Paramètres de simulations.....	101
IV.4.4 Calculs des facteurs de correction $k_e$ et $k_{sc}$ à l'aide du Code PENELOPE pour le détecteur WK06.....	102
IV.4.4.1 Forme générale des réponses .....	102
IV.4.4.2 Comparaison entre modèle simplifié (Geo1) et modèle détaillé (Geo2) .....	104
IV.4.4.3 Comparaison entre modèle détaillé(Geo2) et modèle détaillé avec collimateur (Geo3).....	105
IV.4.5 Applications au spectre énergétique des faisceaux .....	106
IV.4.6 Calculs des facteurs de correction $k_e$ et $k_{sc}$ à l'aide du Code PENELOPE pour le détecteur WK07.....	109

## **Chapitre V : Estimations des incertitudes associées à la mesure du débit de kerma dans l'air ..... 115**

V.1 Définitions pour l'estimation des incertitudes.....	115
V.1.1 Vocabulaires .....	115
V.2.1 Méthodes d'estimations des incertitudes.....	117
V.2.1.1 Incertitude de type A (statistique) ( $u_A$ ).....	117
V.2.1.2 Méthode de type B (non statistique) ( $u_B$ ) .....	118
V.2.1.3 Incertitude type composée ( $u_c$ ) .....	119
V.2.1.4 Incertitude élargie U .....	119
V.2. Etablissement des incertitudes associées aux résultats des mesures réalisées avec les détecteurs WK06 et WK07 .....	120
V.2.1 Incertitudes associées aux constantes physiques ( $W/e, \rho_{air}$ , et g).....	120
V.2.1.1 Constante physique $W/e$ .....	120
V.2.1.2 Constante physique $\rho_{air}$ .....	120
V.2.1.3 Constante physique g.....	121
V.2.2 Incertitude associée au volume de mesure V .....	121
V.2.3 Incertitudes associées à la mesure du courant d'ionisation.....	121
V.2.3.1 Incertitude aléatoire (Type A) .....	122
V.2.3.2 Incertitude de type B sur le courant brut .....	122
V.2.3.2.1 Le condensateur.....	123
V.2.3.2.2 Tension aux bornes du condensateur.....	123
V.2.3.2.3 Intervalle de temps .....	123
V.2.4 Incertitudes associées aux facteurs de correction.....	124
V.2.4.1 Température ( $k_T$ ) .....	124
V.2.4.2 Pression ( $k_P$ ) .....	124
V.2.4.3 Hygrométrie ( $k_H$ ) .....	125
V.2.4.4 Atténuation dans le détecteur ( $k_a$ ) .....	126
V.2.4.5 Polarisation ( $k_{pol}$ ).....	128
V.2.4.6 Recombinaison ( $k_s$ ) .....	128
V.2.4.7 Transmission du diaphragme ( $k_l$ ) et transmission des parois ( $k_p$ ).....	129

---

V.2.4.8 Distorsion du champ ( $k_d$ ).....	129
V.2.4.9 Photons diffusés ( $k_{sc}$ ) et perte d'électrons ( $k_e$ ) .....	129
V.3 Bilan des incertitudes associées au débit de kerma .....	130
<b>Chapitre VI : Comparaisons internationales.....</b>	<b>135</b>
VI.1 Etalonnage de dosimètre secondaire .....	135
VI.2 Comparaisons avec le BIPM.....	136
VI.3 Inter-comparaison EUROMET (projet 738) .....	141
VI.3.1 Détermination du débit d'équivalent de dose individuel à l'aide du détecteur WK06	142
VI.3.2 Détermination de la réponse du détecteur de transfert.....	143
VI.4 Comparaison interne au LNHB.....	145
Comparaison des détecteurs WK06 et WK07 .....	145
<b>Conclusion .....</b>	<b>151</b>
<b>Bibliographie .....</b>	<b>155</b>
<b>Annexe A) Interaction photon matière.....</b>	<b>165</b>
<b>Annexe B) Les sections efficaces d'interactions.....</b>	<b>167</b>
<b>Annexe C) Paramètres de simulation .....</b>	<b>169</b>
<b>Annexe D) Vocabulaire International des termes fondamentaux et généraux de Métrologie .....</b>	<b>171</b>
<b>Annexe E) Source d'incertitude sur la valeur de la capacité d'un condensateur .....</b>	<b>175</b>

# INTRODUCTION



## Introduction

Depuis la découverte par Röntgen en 1895 des faisceaux de rayons X, ce rayonnement fut très utilisé aussi bien dans le domaine industriel que médical. Suite à une recrudescence d'érythèmes et de cancers radio-induits dans les rangs de la communauté scientifique, la C.I.P.R. (Commission Internationale de Protection Radiologique), fut créée en 1928. Elle rédige depuis des publications donnant des recommandations de bonne pratique visant à la protection contre les dangers des rayonnements ionisants.

Bien que n'ayant pas force de loi, la publication des recommandations de la CIPR numéro 60 a servi de source d'inspiration aux directives européennes telles qu'Euratom 96/29 et Euratom 97/43 pour fixer entre autres les seuils d'exposition aux rayonnements en radioprotection. La première directive a une visée de radioprotection des travailleurs et introduit l'application du principe ALARA (As Low As Reasonably Achievable). La seconde directive vise quant à elle, à une meilleure radioprotection des patients. Elle ajoute également la justification des expositions dans le cadre du bénéfice en matière de santé des patients. De la transcription en droit français de ces deux directives, il découle de nombreux décrets et arrêtés imposant aussi bien le port de dosimètres adaptés aux rayonnements, que le contrôle des appareils émettant des rayonnements ionisants.

Pour cela, ces dosimètres appelés par la suite détecteurs doivent être, du point de vue métrologique, raccordés aux étalons nationaux de mesures. Dans le domaine des rayonnements ionisants, la référence est constituée par un appareil de mesure absolue de la grandeur de dosimétrie d'intérêt (dose dans l'eau ou kerma dans l'air). Ce dernier est utilisé dans un faisceau de rayonnements dont la qualité est définie dans les normes internationales. Les progrès de la science et des technologies, les nouveaux besoins de la société, et par conséquent, les besoins accrus en termes d'exactitude amènent l'ensemble des instituts nationaux de métrologie à améliorer, de façon continue, la réalisation pratique de l'ensemble des unités. Cette préoccupation concerne aussi bien les références que les moyens de transferts vers les utilisateurs. Toute amélioration même minime a un effet direct et bénéfique sur la sécurité et les soins apportés aux patients.

Ce travail de thèse propose d'établir des références dosimétriques, c'est à dire de réaliser des étalons de mesures en termes de débit de kerma dans l'air pour des faisceaux continus de photons X de faibles et moyennes énergies. En complétant la gamme de ses faisceaux de référence, dans un contexte de plus en plus concurrentiel, en particulier au niveau européen, le LNHB (Laboratoire National Henri Becquerel) maintient sa place au meilleur niveau par rapport aux laboratoires étrangers homologues en métrologie de la dose.

Le présent manuscrit est scindé en six chapitres. Le premier chapitre présente le contexte de notre étude et décrit le matériel et la méthodologie utilisée afin d'établir des références pour les faisceaux de photons X.

Le deuxième chapitre est consacré à la description des 2 détecteurs WK06 pour les énergies moyennes (de 60 à 250 keV), WK07 pour les faibles énergies (10 à 60 keV) que nous avons réalisés.

Le troisième chapitre décrit l'utilisation de ces détecteurs pour déterminer les qualités de faisceaux en termes de Couche de Demi Atténuation, selon le comité consultatif des rayonnements ionisants (CCRI) pour une comparaison avec le BIPM et selon la norme ISO 4037 pour une comparaison dans le cadre d'EUROMET. Les facteurs de correction pour les deux détecteurs de références WK06 et WK07 sont exposés.

Le quatrième chapitre présente les simulations Monte Carlo de transport du rayonnement dans une géométrie en trois dimensions, dans le but de déterminer la valeur de certains facteurs de corrections, à savoir  $k_e$  et  $k_{sc}$  qui tiennent compte respectivement de la perte d'électrons et des photons diffusés.

Le cinquième chapitre présente le calcul des incertitudes de tous les éléments liés à la détermination de la grandeur de référence. La norme ISO 13005 (GUM) a servi de base pour la méthode d'estimation des incertitudes.

Le sixième et dernier chapitre est consacré à la description des comparaisons. D'une part, la comparaison de la référence du LNHb en termes de kerma dans l'air avec celle du BIPM, d'autre part, la comparaison en termes d'équivalent de dose dans le cadre du projet EUROMET 738.

# CHAPITRE I



## Chapitre I : Nature et objectif de l'étude

Ce premier chapitre présente le contexte de notre étude et décrit le matériel et la méthodologie utilisés pour établir des références pour les faisceaux continus de photons X. Nous allons définir ce qu'est un rayonnement ionisant et donner les principales caractéristiques avant d'aborder les notions de base de la dosimétrie que sont les grandeurs physiques et les détecteurs.

### I.1 Contexte de l'étude

En 1875 plusieurs pays dont la France ont signé un traité intergouvernemental intitulé « **La Convention du Mètre** » qui a permis d'établir une métrologie internationale assurant des mesures précises, exactes et traçables à un système commun d'unité : **système International d'unité (SI)**. La métrologie recouvre les mesures expérimentales et les développements théoriques, à tous les niveaux d'exactitude possibles et dans tous les domaines des sciences et des techniques. Elle joue un rôle pivot pour les fabricants, les fournisseurs et les clients de biens et de services qui doivent avoir confiance dans l'exactitude et la fiabilité des mesures, à tous les niveaux de précision. Le système international d'unité (SI) permet quant à lui de rapporter toutes les unités de mesures à un petit nombre d'étalons fondamentaux. Les progrès de la science et des technologies, les nouveaux besoins de la société, et par là même, les besoins accrus en termes d'exactitude conduisent l'ensemble des instituts nationaux de métrologie à améliorer, de façon continue, la réalisation pratique de l'ensemble des unités. Cette préoccupation concerne aussi bien les références que les moyens de transferts vers les utilisateurs. Dans le domaine de la dosimétrie et de la radiothérapie, faisant l'objet de nos travaux de recherche, l'une des missions des différents laboratoires nationaux de métrologie œuvrant dans ce domaine, consiste à améliorer même de façon minime les soins prodigués aux patients et la sécurité des professionnels de la Santé.

Dans le domaine des rayonnements ionisants, les laboratoires primaires nationaux disposent de plusieurs références dont celles pour les faisceaux continus de rayons X de faibles et moyennes énergies. Dans un contexte de plus en plus concurrentiel en particulier au niveau européen, le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB), laboratoire national français pour la métrologie des rayonnements ionisants, fédéré par le laboratoire national de mesures et d'essais (LNE), vise à compléter la gamme de ses références pour les rayons X de faibles et moyennes énergies. C'est dans ce contexte que nous effectuons nos travaux de recherche dont le thème porte sur l'établissement de références dosimétriques, en termes de kerma dans l'air, pour des faisceaux

continus de rayons X de faibles et moyennes énergies.

## I.2 Interaction rayonnement matière

### I.2.1 Rayonnement ionisant

On définit comme rayonnement ionisant, tout rayonnement susceptible d'arracher un électron à la matière dans laquelle il se propage. Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés qu'au travers de leur interaction avec la matière. Ces rayonnements peuvent céder tout ou partie de leur énergie au milieu traversé. Des phénomènes d'excitation de la matière peuvent se produire et conduisent à une perte d'énergie du rayonnement incident. On considère qu'il faut environ 33 eV pour ioniser l'air [CLA61]. Les rayonnements ionisants sont constitués, soit d'ondes électromagnétiques, soit de particules massives. Selon leur nature, ils peuvent être directement ou indirectement ionisants :

- **Les rayonnements directement ionisants** sont des particules chargées électriquement qui délivrent leur énergie directement à la matière, par le jeu des forces coulombiennes s'exerçant avec les atomes du milieu.

- **Les rayonnements indirectement ionisants**, électriquement neutres, sont susceptibles de transférer une fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées. Ce sont ensuite ces particules secondaires qui ionisent le milieu. Dans ce cas, l'ionisation se fait en deux étapes. Le rayonnement électromagnétique X entre dans cette catégorie.

L'étude quantitative de l'action des rayonnements ionisants entre dans le **domaine de la dosimétrie en radioprotection**. Si les rayonnements ionisants cèdent, en totalité ou en partie, leur énergie à la matière traversée, cette dernière subit alors des modifications physiques, chimiques et thermiques. En mesurant ces modifications, il est ainsi possible de les relier à l'énergie transférée à l'aide de différents coefficients. En somme il s'agit d'obtenir un paramètre permettant, par exemple, la conversion d'une élévation de température en énergie transférée.

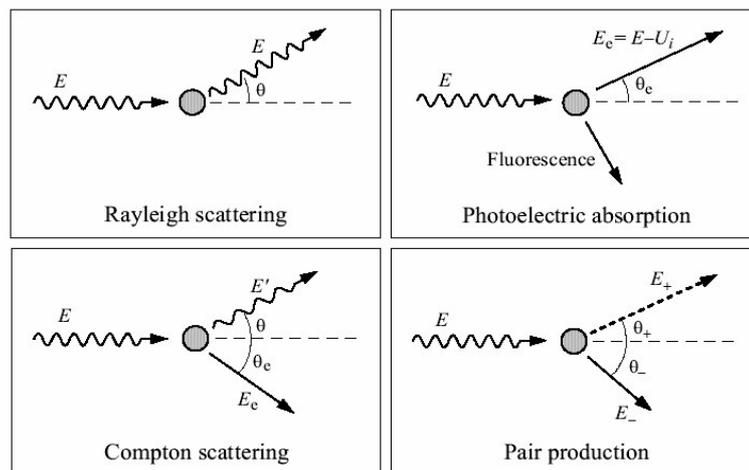
### I.2.2 Interaction photon-matière

Le terme « photon » s'applique aux rayonnements électromagnétiques émis soit lors des transitions nucléaires « rayons  $\gamma$  », soit lors des transitions atomiques « rayons X ». Lors de la

traversée d'un milieu matériel quelconque, tout photon a une certaine probabilité d'interaction avec ce milieu. Cette dernière peut être classée selon :

- la nature de l'interaction : photon/électron ou photon/noyau,
- le type de l'événement produit : l'absorption, la diffusion ou la production de paires électron-positron.

Pour des photons de faibles et moyennes énergies (dans notre cas allant jusqu'à 300 keV), les différents processus d'interaction sont la diffusion Rayleigh (avec un électron lié), la diffusion Thomson (idem que Rayleigh mais avec un électron libre), l'absorption photoélectrique et la diffusion Compton (voir Figure I.1). Il n'y a pas de production de paires dans notre domaine d'énergie. L'annexe A décrit les différentes interactions.



*Figure I.1 Principaux processus d'interaction photon-matière*

Lorsqu'il y a émission d'électrons, ces derniers sont ralentis tout le long de leur parcours à travers la matière. Cela se traduit par la création de paires de charges et c'est la détection de ces charges qui permet de remonter à l'énergie du photon déposée lors de l'interaction.

### I.2.3 Sections efficaces d'interactions

A chacun de ces processus d'interaction est associée une section efficace dépendant de l'énergie des photons incidents  $E$  et du numéro atomique  $Z$  du matériau traversé [SIE65]. La figure I.2 représente l'importance relative des sections efficaces pour les effets photoélectrique  $\sigma_{ph}$ , Compton  $\sigma_c$ , et création de paires  $\sigma_{pair}$ , en fonction de  $E$  et  $Z$ .

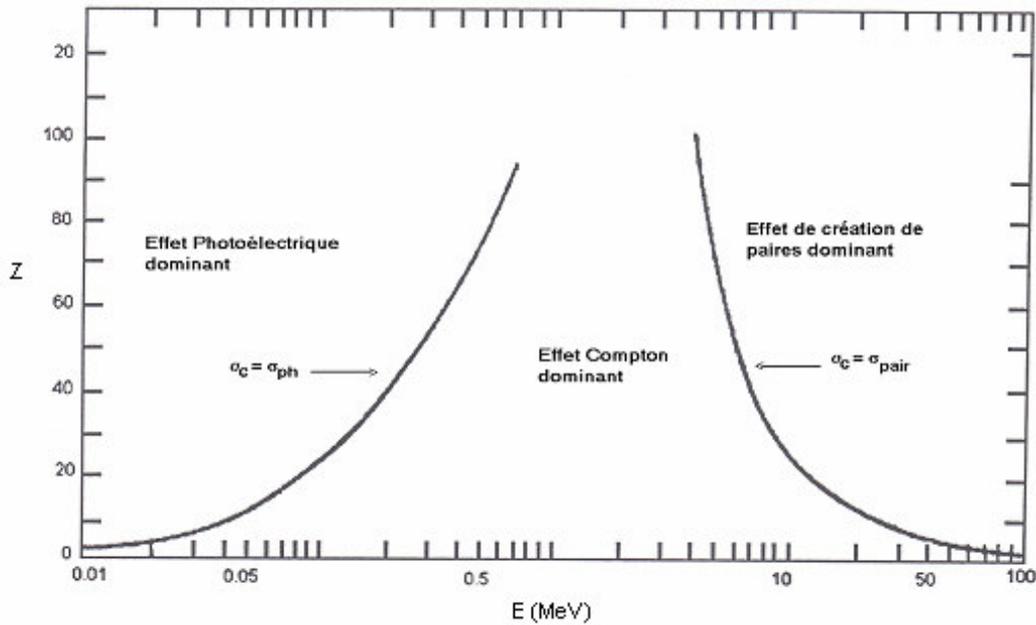


Figure I.2 : Importance relative des modes d'interaction des rayonnements  $\gamma$  avec la matière

L'interaction des photons avec la matière a comme section efficace la somme de toutes les sections efficaces des différents processus. Elle est donnée par :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{c}} + \sigma_{\text{pair}} \quad (\text{I.1})$$

L'annexe B décrit les différents processus.

## I.3 Grandeurs et unités en dosimétrie pour la radioprotection

### I.3.1 Grandeurs physiques

En dosimétrie des rayonnements ionisants, les grandeurs physiques sont quantitativement mesurables. Elles caractérisent l'effet physique des rayonnements sur la matière en termes d'énergie transférée ou absorbée.

La quantité d'énergie cédée par le rayonnement au milieu est estimée à l'aide de grandeurs physiques, telles que le kerma et la dose absorbée.

#### I.3.1.1 kerma (Kinetic Energy Released per unit MAss)

Il faut déterminer la relation entre la fluence de photons primaires en un point M d'un matériau et l'énergie transférée en ce même point par ces photons incidents aux électrons primaires mis en mouvement.

On considère un photon d'énergie E pénétrant dans une sphère élémentaire dont le diamètre est très inférieur au libre parcours moyen de ce photon dans le milieu. Celui-ci à la suite d'une interaction

communiquent une énergie moyenne  $E_{tr}$  à la matière de la sphère.  $E_{tr}$  est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées ionisantes libérées par les particules non chargées.

Le coefficient de transfert d'énergie est donné par la formule [LEM95] :

$$\mu_{tr}(E) = \frac{dE_{tr}}{E \cdot dx} \quad (I.2)$$

où  $dx$  représente la longueur  $l$  de la corde moyenne du photon. L'énergie moyenne transférée est dans ce cas égale à :

$$\overline{E_{tr}}(E) = \mu_{tr}(E) \cdot E \cdot \bar{l} \quad (I.3)$$

L'énergie totale transférée par l'ensemble des photons est :

$$E_{tr}(E) = \frac{dN(E)}{dE} \cdot \overline{E_{tr}}(E) \cdot dE \quad (I.4)$$

où  $dN(E)$  est le nombre de photons avec une énergie comprise entre  $E$  et  $E+dE$ .

La définition du kerma est : 
$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{E_{tr}}{m} \quad (I.5)$$

Avec  $dm$ , élément de masse.

En remplaçant  $E_{tr}(E)$  par son expression et en considérant que  $l = V/a$

$$K = \int \frac{d}{dE} \lim \left[ \frac{N(E)}{a} \right] \cdot \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} \cdot E \cdot dE \quad (I.6)$$

Or la fluence, 
$$\Phi_E = \frac{dN(E)}{da} = \lim \frac{N(E)}{a} \quad (I.7)$$

$$K = \int \Phi_E \cdot \frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} \cdot E \cdot dE \quad (I.8)$$

Son unité est le Gray : 
$$1 [\text{Gy}] = 1 \cdot \left[ \frac{\text{J}}{\text{Kg}} \right]$$

### I.3.1.2 Dose absorbée

La dose absorbée,  $D$ , exprimée en gray (Gy) est une grandeur macroscopique recommandée par la C.I.P.R. [ICR77-ICR91-ICR96]. Cette grandeur est définie comme étant le quotient de l'énergie moyenne  $\Delta E$  communiquée par les rayonnements ionisants à la matière dans un volume  $\Delta V$ , à la masse  $\Delta m$  de la matière contenue dans cet élément de volume.

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \quad (\text{I.9})$$

L'énergie E communiquée au volume V de masse m est donnée en Joule(J):

$$E = Re - Rs + \sum Q \quad (\text{I.10})$$

où :

Re : l'énergie radiante incidente, correspondant à la somme des énergies de toutes les particules ionisantes (chargées ou non), qui pénètrent dans le volume.

Rs : l'énergie radiante sortant du volume, correspondant à la somme des énergies de toutes les particules ionisantes (chargées ou non), qui sortent du volume.

$\sum Q$  : la somme de toutes les modifications de l'énergie de masse des noyaux et des particules, qui résultent de toutes les transformations se produisant dans le volume.

Lorsque le photon primaire transfère une partie de son énergie lors d'interactions avec la matière, cette énergie est communiquée à des électrons secondaires sous forme d'énergie cinétique. Cette dernière est progressivement absorbée par le milieu au cours du ralentissement des électrons. Si l'énergie transférée aux électrons est élevée et le parcours des électrons dans la matière est grand, l'énergie transférée peut être très différente de l'énergie absorbée localement. Toutefois, au point où les conditions d'équilibre électronique sont satisfaites, l'énergie transférée et l'énergie absorbée sont égales. Dans ces conditions, et seulement dans ces conditions, on peut connaître la dose absorbée localement. Elle est donnée par l'expression suivante [GRE81]:

$$D_{\text{air}} = K_{\text{air}} \frac{(\mu_{\text{en}} / \rho)_{\text{air}}}{(\mu_{\text{tr}} / \rho)_{\text{air}}} \quad (\text{I.11})$$

en remplaçant le  $K_{\text{air}}$  par son expression (I.8),

$$D = \int \Phi_E \cdot \frac{\mu_{\text{en}}(E)}{\rho} \cdot E \cdot dE \quad (\text{I.12})$$

### I.3.2 Grandeurs de radioprotection

Pour différents types de rayonnements ionisants, les effets biologiques ne sont pas les mêmes à dose égale absorbée. Ils dépendent des conditions de l'irradiation (débit de dose, nature et énergie du rayonnement). Pour tenir compte de ces effets, on a introduit :

**La dose équivalente**  $H_T$ , qui est utilisée pour indiquer les implications biologiques de l'exposition aux rayonnements, intégrée sur le volume du tissu ou de l'organe, à des niveaux de doses absorbées  $D_T$  rencontrées en radioprotection. Cette grandeur limitative est donnée en sievert (Sv) et a pour expression:

$$H_T = D_T \cdot W_R \quad (I.13)$$

$H_T$  est la dose équivalente à l'organe T (Sv);

$W_R$  est le facteur de pondération pour le rayonnement R;

$D_T$  est la dose absorbée moyenne dans le tissu ou l'organe T, due au rayonnement R (Gy).

Le tableau I.1 résume les valeurs de  $W_R$  en fonction du type de rayonnement et de son énergie.

Rayonnement et gamme d'énergie		Facteur de pondération radiologique $W_R$
Photons, toutes énergies		1
Electrons, toutes énergies		1
Neutrons	$E < 10 \text{ keV}$	5
	$10 \text{ keV} < E < 100 \text{ keV}$	10
	$100 \text{ keV} < E < 2 \text{ MeV}$	20
	$2 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$	10
	$E > 20 \text{ MeV}$	5
Protons, autres que les protons de recul, d'énergie $> 2 \text{ MeV}$		5
Particules $\alpha$ , fragments de fission, ions lourds		20

*Tableau I.1 : Facteurs de pondération de la qualité de rayonnement [ICR93]*

**La dose efficace**  $E$  tient compte des sensibilités individuelles de chaque organe. Elle pondère la dose équivalente à l'organe  $H_T$  par des facteurs  $W_T$  pour les tissus, indépendant de l'énergie et du type de rayonnement et représentant la radiosensibilité des organes envisagés. La somme de ces facteurs  $W_T$ , correspondant au corps entier, est égale à l'unité.

La dose efficace  $E$  est définie par :

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T \quad (I.14)$$

$H_T$ , la dose équivalente à l'organe ou au tissu T (Sv),

$W_T$  est le facteur de pondération pour l'organe ou le tissu T.

Les valeurs de  $W_T$ , regroupées dans le tableau I.2, résultent des dernières modifications réalisées par la CIPR dans son rapport 60.

Tissus ou organes	$W_T$ (%)
Gonades	20
Moelle osseuse, Colon, Poumons, Estomac	12
Vessie, Sein, Foie, Œsophage, Thyroïde	5
Peau, Surface des os	1
Autres	5

*Tableau I.2 : Facteurs de pondération  $W_T$  [ICR91]*

### I.3.3 Grandeurs opérationnelles

Par définition, une grandeur opérationnelle doit pouvoir être utilisée en métrologie et doit, par conséquent présenter les caractéristiques suivantes [DIE94] :

- être définie en un point d'un fantôme approprié,
- être unique quel que soit le rayonnement,
- être additive pour plusieurs rayonnements incidents,
- être mesurable par les détecteurs existants et servir de grandeur de référence au cours des étalonnages,
- être suffisamment proche et supérieure de la grandeur limitative qu'elle doit estimer, pour garantir le non dépassement des limites établies, et cela pour toute énergie et tout angle d'incidence du rayonnement.

Dans la pratique, la solution idéale est loin d'être évidente et des compromis sont réalisés.

Pour la surveillance de l'environnement et des zones de travail, la CIPR [ICR88] définit comme grandeurs opérationnelles :

- ***l'équivalent de dose ambiant***  $H^*(d)$  c'est-à-dire l'équivalent de dose qui serait produit par le champ unidirectionnel et expansé correspondant, dans la sphère ICRU à une profondeur  $d$ , sur le rayon qui fait face à la direction du champ unidirectionnel. Il convient pour les rayonnements fortement pénétrants (photons, neutrons,  $\beta > 14\text{MeV}$ ). La profondeur recommandée est 10 mm.

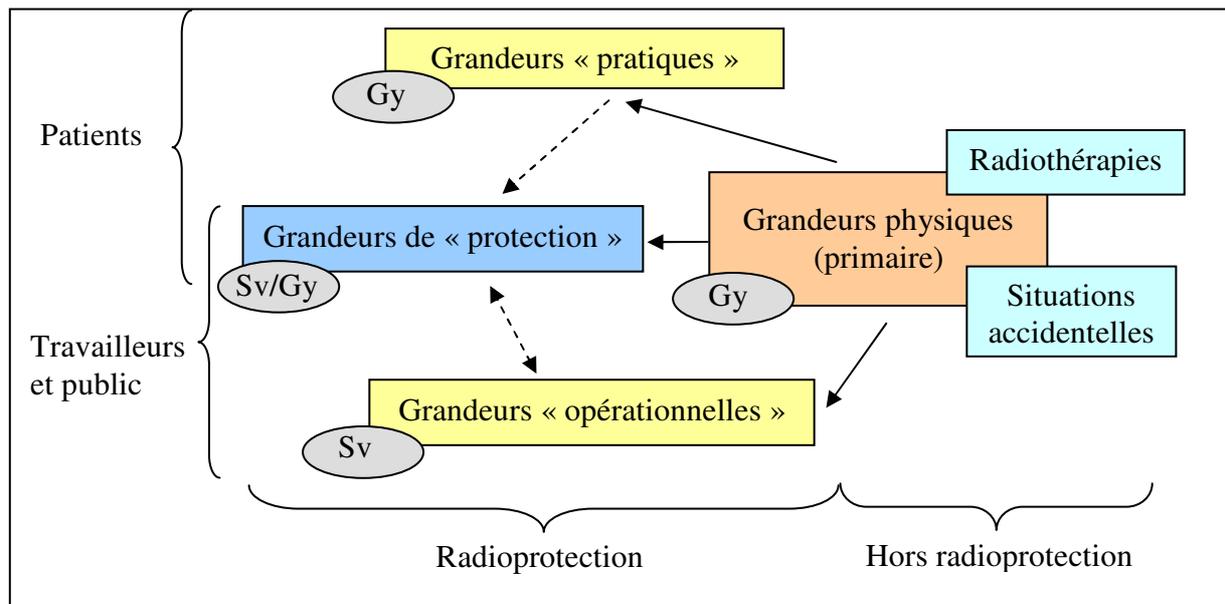
- ***l'équivalent de dose directionnel***  $H'(d)$  est l'équivalent de dose qui serait produit par le champ expansé, correspondant dans la sphère ICRU à une profondeur  $d$ , sur un rayon dont la direction est spécifiée. Il convient pour les rayonnements faiblement pénétrants (photons  $< 15\text{MeV}$ , neutrons,  $\beta < 3\text{MeV}$ ). La profondeur recommandée est 0,07 mm (couche basale de l'épiderme). Cette grandeur correspond à la lecture d'un instrument ayant une réponse iso-

directionnelle, c'est-à-dire un rapport  $R/H'(d)$  (R lecture du détecteur) invariable avec l'angle d'incidence du rayonnement.

Pour la surveillance individuelle, il est défini :

- ***l'équivalent de dose individuel*** noté  $H_p(d)$ , défini aux profondeurs  $d$  de 0,07 mm et 10 mm suivant le type de rayonnement considéré. Cette grandeur peut être mesurée avec un détecteur porté à la surface du corps, recouvert de l'épaisseur adéquate  $d$ , de matériau équivalent au tissu. On doit ainsi réaliser l'étalonnage dans des conditions simplifiées, sur le fantôme équivalent au tissu ICRU qui convient.

La figure I.3 ci-dessus résume les diverses grandeurs utilisées dans le domaine de la radioprotection :



*Figure I.3 : Schéma simplifié du système de grandeurs dosimétriques pour les rayonnements ionisants [BOR05]*

## I.4 Rayonnement de photons X

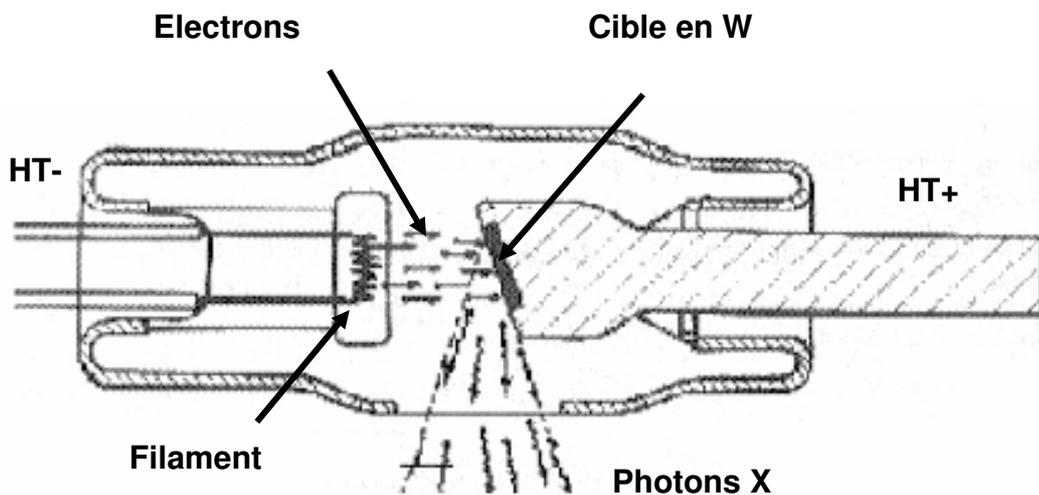
### I.4.1 Production de rayons X

Les rayons X utilisés dans les domaines médical et industriel sont produits par bombardement d'électrons accélérés sur une cible métallique de nombre atomique élevé. Le dispositif dans lequel s'effectue l'interaction entre les électrons incidents et la cible est appelé tube de Coolidge (Figure I.4). Les électrons sont émis par effet thermoélectronique à partir d'un

filament chauffé (cathode). La chaleur apporte une énergie suffisante pour que l'électron quitte son support. Ces électrons sont soumis à une tension accélératrice appliquée entre la cathode et la cible (anode) qui leur confère une grande énergie. Ils sont ensuite freinés brutalement par la cible (anode) tel que le tungstène.

L'électron passant au voisinage de l'atome cible peut interagir avec un de ses électrons ou avec le noyau de l'atome. L'interaction avec un électron de l'atome produit un spectre discret en énergie de rayons X, tandis que l'interaction coulombienne avec la charge électrique du noyau donne naissance à un spectre continu en énergie de rayons X. Le spectre en énergie obtenu est donc la résultante de la superposition des deux spectres.

Nous décrivons brièvement les deux types de spectres.

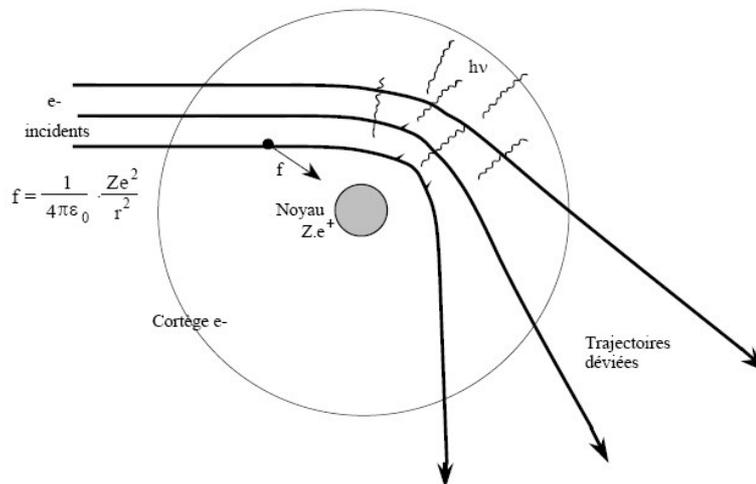


*Figure I.4 : tube de Coolidge*

## I.4.2 Spectre continu des rayons X

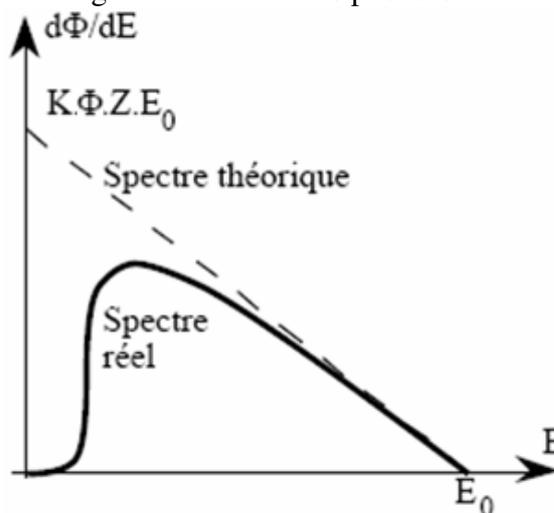
On suppose les électrons monoénergétiques ( $E_0$ ) et unidirectionnels. En passant à proximité du noyau, l'électron subit une interaction coulombienne d'attraction. La trajectoire de l'électron est déviée ce qui entraîne une perte d'énergie cinétique, émise sous la forme d'un rayonnement électromagnétique dit du « freinage », ou « Bremsstrahlung » (en allemand, Brems signifie frein et der strahl le rayon).

Lorsque l'électron incident passe tout près du noyau, il est fortement freiné et dévié avec l'émission d'un photon dont l'énergie est égale à la perte d'énergie cinétique de l'électron incident. Si l'électron passe loin du noyau, il est peu dévié et freiné et le photon de freinage a une énergie faible (figure I.5).



*Figure I.5 : Rayonnement de freinage*

Ce cas étant plus probable, l'énergie totale émise sous forme de photons peu énergétiques est supérieure à l'énergie totale émise sous forme de photons très énergétiques. L'énergie du photon de freinage varie de manière continue entre une valeur quasi nulle (faible déviation) et une valeur maximale égale à l'énergie cinétique de l'électron incident, ce qui correspond à l'arrêt complet de l'électron. Le spectre d'énergie des photons de freinage est un spectre continu, théoriquement linéaire. Les photons les moins énergétiques étant absorbés par la cible, le spectre énergétique observé a une forme sensiblement différente. La figure I.6 représente la variation du flux du rayonnement en fonction de l'énergie individuelle des photons.



*Figure I.6 : Spectre continu théorique et réel*

L'ordonnée à l'origine est fonction de :

$\Phi \rightarrow$  flux de photons X,

$Z \rightarrow$  numéro atomique de la cible, (lorsque  $Z$  augmente, la force étant en  $Z/r^2$ , les interactions augmentent)

$E_0 \rightarrow$  énergie maximum du flux de photons.

$K \rightarrow$  constante caractéristique de la géométrie.

Quand tous ces paramètres évoluent, à l'exception de la tension d'accélération,  $E_0$  constitue un pivot de rotation, c'est-à-dire que la pente de la droite varie mais passe toujours par le point  $E_0$ , car l'énergie maximale des électrons n'est fonction que de la différence de potentiel électrique appliquée entre la cathode et l'anode.

L'équation du spectre théorique est :

$$d\Phi = K \cdot F \cdot Z \cdot (E_0 - E) \cdot dE \quad (\text{I.15})$$

Le flux énergétique global vaut :

$$\Phi = \int_0^{E_0} K \cdot F \cdot Z \cdot (E_0 - E) \cdot dE = \frac{1}{2} \cdot K \cdot F \cdot Z \cdot E_0^2 \quad (\text{I.16})$$

On voit que ce flux est proportionnel au carré de l'énergie des électrons incidents. C'est la quantité d'énergie émise par unité de temps dans toutes les directions. Dans la réalité, les éléments tels que la cible et les fenêtres de Be du tube..., absorbent une partie des photons de freinage, surtout ceux de basse énergie, et le spectre réel mesurable devient celui de la figure I.6.

### I.4.3 Spectre de raies

Il est produit par l'interaction entre les électrons accélérés et les électrons de la cible.

Lorsque l'énergie  $E_0$  de l'électron incident est suffisante, ce dernier peut expulser un électron du cortège électronique des atomes de la cible si l'énergie de liaison de ces derniers est inférieure à  $E_0$ . L'atome est alors excité et le retour à l'état fondamental se fait par réarrangement électronique : un électron périphérique par rapport à celui qui vient d'être éjecté comble la place vacante et cède son énergie au milieu ambiant sous forme de photons (dans le domaine X ou UV). Comme le déplacement de l'électron périphérique libère une nouvelle place devenue vacante, il s'ensuit un réarrangement de couches K, L... selon que les électrons chassés sont sur la couche K, L ou M.

En outre, chacune des raies caractéristiques ainsi définies subit des subdivisions selon les sous-

niveaux d'énergie des électrons périphériques. Le spectre de raies obtenu est caractéristique de la cible et est limité par l'énergie du faisceau d'électrons incidents.

Exemple raies du tungstène figure I.7 :

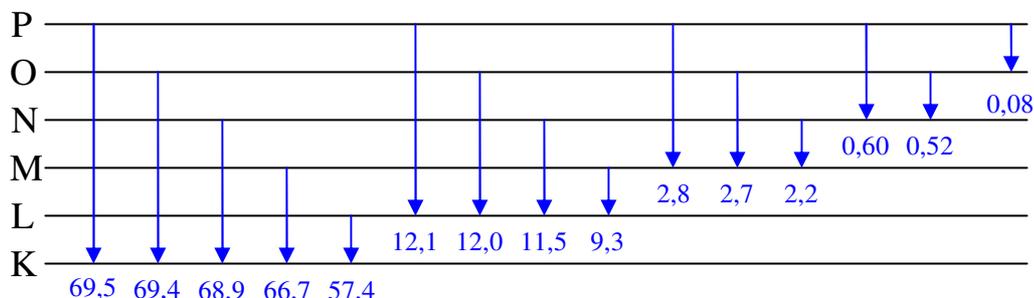


Figure I.7 : Énergie libérée (en keV) pour chaque transition électronique de l'atome de tungstène

Si  $E_0 > 70$  keV, toutes les raies sont vues ; si  $E_0 \approx 50$  keV, seules les raies L, M,... sont vues.

En pratique, le flux de ces photons de fluorescence est très limité devant celui des rayonnements de freinage et devient négligeable quand  $E_0$  est grand (figure I.8). Les raies K et L sont les plus énergétiques et les plus abondantes.

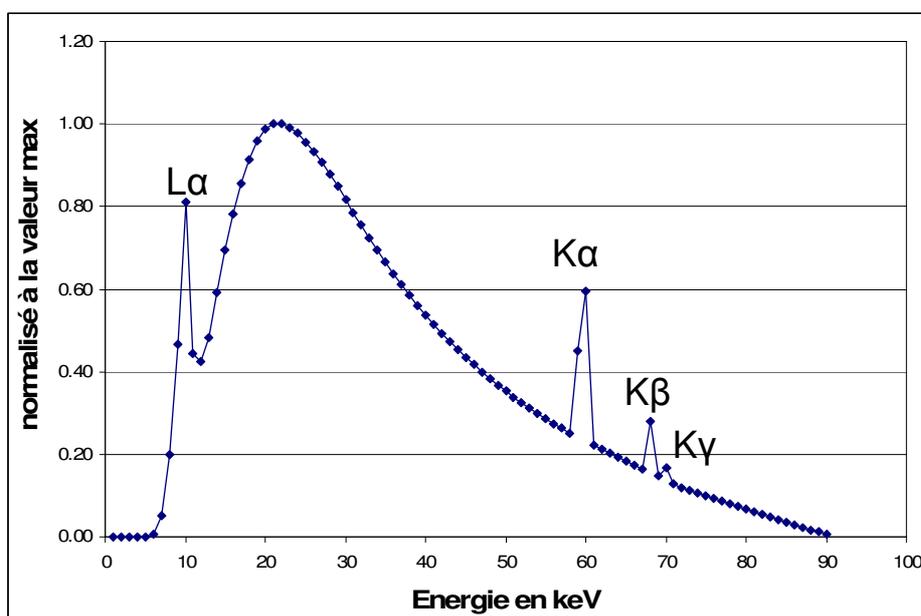


Figure I.8 : Spectre réel de rayons X produit par un tube de Coolidge, avec une cible en Tungstène et une tension accélératrice de 90kV

## I.5 Détecteurs

Le principe de fonctionnement des détecteurs de photons ( $X$  ou  $\gamma$ ) et de particules est basé sur les propriétés d'excitation ou d'ionisation des atomes du milieu par le rayonnement.

Nos travaux de recherche de thèse se rapportant à la dosimétrie, nous décrirons succinctement les différents types de ces détecteurs (ou dosimètres).

### I.5.1 Détecteurs absolus

Ce sont des détecteurs qu'on ne trouve pratiquement que dans des laboratoires nationaux de métrologie. Il existe trois types de détecteurs primaires utilisant chacun un principe physique différent.

**La calorimétrie** est la méthode la plus directe pour mesurer l'énergie absorbée par un milieu due au rayonnement. Le calorimètre relie la variation de température à la dose absorbée. La mesure se fait à l'aide de thermocouples ou de thermistances. La calorimétrie n'est pas dépendante du type de radiation (électron, photon, neutron,...).

**La dosimétrie de Fricke** est une dosimétrie chimique à l'aide d'une solution de sulfate ferreux. La radiation oxyde les ions ferreux en ions ferriques. La quantité d'ions ferriques est mesurée par spectroscopie d'absorption de la lumière ultraviolette. La dosimétrie de Fricke est dépendante du type de radiation et du débit de dose.

**La chambre d'ionisation** utilise un volume de gaz qui est soumis à une différence de potentiel. Le rayonnement incident ionise le gaz et on y enregistre le passage d'une particule chargée en mesurant la charge totale des électrons et des ions produits lors de l'ionisation du milieu par la particule. Dans le domaine des rayonnements de photons  $X$  de basses et moyennes énergies, **la chambre d'ionisation** est tout à fait appropriée pour la mesure du kerma dans l'air (voir chapitre II).

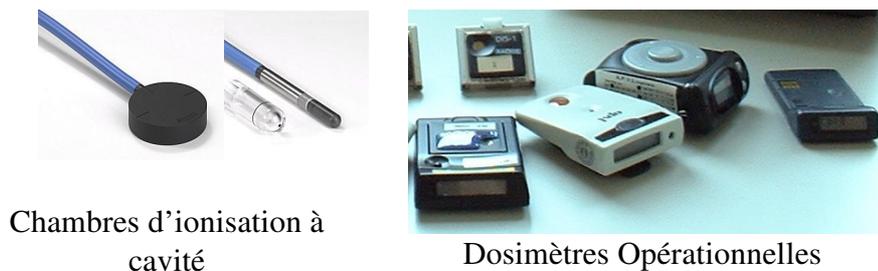
Ces détecteurs sont dits primaires (ou absolus) car ils ne sont pas étalonnés dans la grandeur mesurée. Du point de vue métrologique, le mètre et l'ampère sont les grandeurs de base du système international auxquelles les chambres d'ionisation sont raccordées (confère § II.1).

## I.5.2 Détecteurs de transfert

Le détecteur de transfert nécessite un étalonnage pour pouvoir convertir son indication en grandeur dosimétrique. Ils peuvent fournir une information en temps réel (cas des dosimètres dits actifs) ou bien différé (cas des dosimètres dits passifs) selon leur mode d'évaluation.

### I.5.2.1 Dosimétrie active

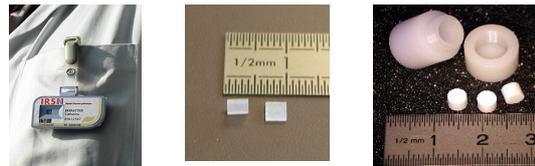
Les dosimètres actifs (figure I.8) sont en fait des dosimètres électroniques qui exploitent l'ionisation ou l'excitation atomique lors de l'interaction du rayonnement avec la matière. Certains permettent l'analyse du signal électronique correspondant à l'énergie des rayonnements. Ils peuvent donner une information en temps réel, non seulement en dose intégrée, mais aussi en débit de dose.



*Figure I.8 : Exemples non exhaustifs de détecteurs secondaires actifs*

### I.5.2.2 Dosimétrie passive

Les dosimètres passifs (figure I.9), initialement issus des techniques photographiques, sont à l'origine de la découverte de la radioactivité par Becquerel en 1896, et sont les premiers à avoir été développés. On les appelle « dosimètres passifs » parce que leurs lectures sont réalisées en différé. De plus, ces dosimètres ne nécessitent pas de source externe d'énergie pour fonctionner. Ce sont des dosimètres intégrateurs, c'est-à-dire qu'ils ne donnent qu'une mesure de dose globale accumulée. Ils ne permettent pas d'estimer le débit de dose. De plus en plus, ils ont tendance à être remplacés par des dosimètres actifs, mais sont encore majoritairement utilisés pour la surveillance des travailleurs exposés aux rayonnements ionisants.



Film radio    Fritté TLD    Pastille Alanine

*Figure I.9 : Exemples non exhaustifs de dosimètres secondaires passifs*

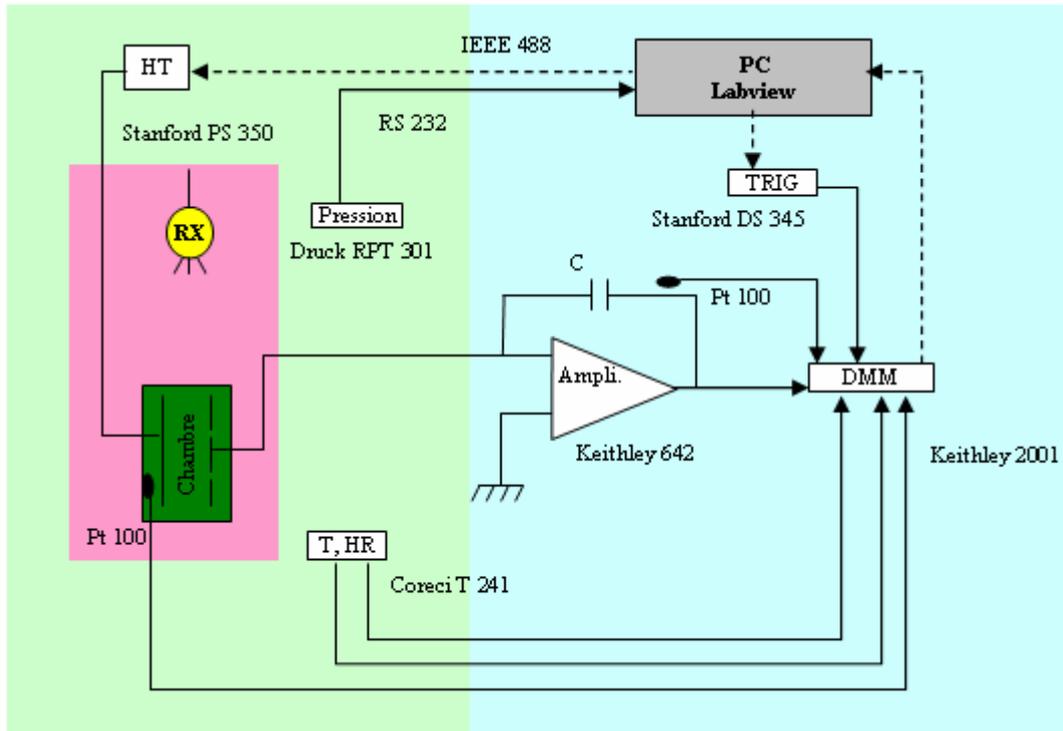
## I.6 Matériels et méthode pour établir une référence dosimétrique

La métrologie concerne les aspects théoriques et pratiques des opérations de mesurage depuis la préparation à l'exécution pour garantir les résultats de mesure, leur traçabilité et leur incertitude. De façon plus globale, elle se définit comme la science des mesures.

Dans un premier temps il s'agit de choisir la méthode et l'instrument de mesurage (**détecteur**) appropriés au niveau de précision recherché.

- Les étalons de mesures dans le domaine des rayonnements ionisants sont les détecteurs absolus. Pour les références dosimétriques des faisceaux continus de photons X en termes de kerma, le détecteur utilisé est une chambre d'ionisation à parois d'air.
- La mise en œuvre d'un tel dispositif nécessite une casemate pour des raisons de radioprotection, d'autre part, la casemate doit être climatisée c'est-à-dire régulée en température et hygrométrie.
- Les conditions de mesures telles que la distance entre la source de rayonnement et le point de référence du détecteur, la taille du champ de rayonnement au plan de référence, ou encore les conditions climatiques (température, pression, hygrométrie) par exemple sont des points importants. Pour cela, il existe des protocoles de mesures qui permettent par la suite la réalisation de comparaisons internationales. Un banc de mesure avec des systèmes de positionnement est alors indispensable.
- Pour la source de rayonnement de photons X, un tube à rayon X associé à un générateur industriel peut convenir.
- Une chaîne ionométrique associée au détecteur permet la mesure du courant d'ionisation. Les paramètres et les conditions de mesures ainsi que les mesures ionométriques sont sauvegardés dans un ordinateur permettant par la suite d'être traités.

Le synoptique de la figure I.10 donne une vue d'ensemble des moyens qui sont nécessaires pour notre étude.



*Figure I.10 : Synoptique d'une installation pour la mesure du kerma dans l'air*

Fondé sur les principes énoncés ci-dessus, les chapitres suivants de ce manuscrit présentent la réalisation de détecteurs, la caractérisation du champ de rayonnements, le calcul des facteurs correctifs appliqués aux mesures en fonction du rayonnement, l'estimation des incertitudes et enfin la réalisation de comparaisons internationales.

Dans ce chapitre nous avons rappelé des généralités sur l'interaction rayonnement matière, l'objectif résidant dans leur application à la dosimétrie des photons X de basses et moyennes énergies. Nous avons défini les grandeurs physiques et de radioprotection utilisées en dosimétrie. L'obtention d'un faisceau de rayons X a été décrit ainsi que les différents types de dosimètre existants.

Le chapitre suivant sera consacré à la description détaillée de la grandeur de référence (kerma dans l'air), ainsi que du détecteur type associé pour la mesure dans les faisceaux de rayons X. Pour cela, deux chambres d'ionisation à parois d'air seront décrites, une pour chaque gamme d'énergies (basses et moyennes).



# CHAPITRE II



## Chapitre II : Développement de détecteurs de référence

En 1896, Jean Perrin [PER1896] fut l'un des pionniers qui montrèrent l'ionisation gazeuse provoquée par les rayons X. Il démontra en effet la possibilité de vérifier que les rayons X peuvent décharger en quelques secondes un corps électrisé en traversant simplement le milieu gazeux environnant. Cette hypothèse tient au fait que les rayons X dissocient certaines molécules du diélectrique qu'ils pénètrent, libérant ainsi des ions positifs et des ions négatifs. En présence d'un champ électrique statique obtenu en appliquant une tension continue entre deux électrodes, les ions négatifs sont attirés par l'anode et les ions positifs par la cathode.

Le fonctionnement des détecteurs à gaz tels que la chambre d'ionisation à parois d'air de référence est basé sur ce principe.

Lors de la réalisation de nos travaux de recherche, nous avons utilisé une chambre d'ionisation à parois d'air dont nous montrerons l'intérêt et le principe de fonctionnement.

### II.1 Intérêt d'une chambre d'ionisation à parois d'air

Dans une chambre d'ionisation à parois d'air le volume de mesure n'est pas délimité par une paroi dense ; ainsi les perturbations liées à une éventuelle déformation de la paroi sont supprimées. De plus, le volume de collection est déterminé à partir de dimensions directement mesurables. La réponse du détecteur est définie par le rapport entre la valeur de mesure obtenue à l'aide de ce détecteur et la valeur vraie du kerma dans l'air.

La mesure du kerma dans l'air, exprimé en gray (Gy) avec une chambre d'ionisation à parois d'air, est liée à des caractéristiques physiques de la chambre (dimensions, ...), au milieu ambiant (température, pression et hygrométrie) et aux grandeurs physiques mesurables (courant...).

### II.2 Méthode de mesure

#### II.2.1 Grandeur à mesurer

La grandeur à déterminer à l'aide de la chambre d'ionisation à parois d'air est le **kerma dans l'air** ( $K_{\text{air}}$ ) en un point de mesure.

Si  $\Psi$  est la fluence énergétique des particules non chargées incidentes (c'est-à-dire des photons), exprimée en  $\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$ , le kerma dans l'air peut également s'écrire :

$$K_{\text{air}} = \Psi_E \cdot \left( \frac{\overline{\mu_{\text{tr}}}}{\rho} \right)_E \quad (\text{II.1})$$

où  $\left( \frac{\overline{\mu_{\text{tr}}}}{\rho} \right)_E$  est le coefficient moyen de transfert massique en énergie, pour une qualité de faisceau, et exprimé en  $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ .

Les électrons produits par l'interaction « photons-matière » perdent leur énergie dans l'air en l'ionisant, ils créent ainsi des ions positifs et des électrons. L'énergie absorbée dans le milieu est donc :

$$\Psi \cdot (\mu_{\text{en}}/\rho) \quad (\text{II.2})$$

où  $(\mu_{\text{en}}/\rho)$  est le coefficient d'absorption massique en énergie exprimé en  $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ . Il est relié à  $(\mu_{\text{tr}}/\rho)$  par la relation suivante :

$$\left( \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right) = \left( \frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right) \cdot (1 - g_{\text{air}}) \quad (\text{II.3})$$

où  $g_{\text{air}}$  [ICR80] est une fraction de l'énergie cinétique initiale des électrons produits par l'interaction « photon-matière » qui n'est pas absorbée dans l'air et qui est convertie en photons (rayonnement de freinage).

Le nombre de paires d'ions produits par unité de masse  $dm$  est obtenu en divisant cette énergie par l'énergie  $W_{\text{air}}$  nécessaire pour produire une paire d'ions.

Le nombre de paires d'ions créées est égal à  $\Psi \cdot (\mu_{\text{en}}/\rho) / W_{\text{air}}$ .

La valeur absolue de la charge totale  $Q$ , dans la masse d'air  $dm$  est égale au nombre de paires d'ions créés multiplié par la charge élémentaire de l'électron ( $e$ ) :

$$\frac{dQ}{dm} = \Psi \cdot \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \cdot \frac{e}{W_{\text{air}}} \quad (\text{II.4})$$

D'après les relations II.1, II.3 et II.4, le kerma peut s'écrire :

$$K_{\text{air}} = \Psi \cdot \left( \frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right) = \Psi \cdot \left( \frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} \right) \cdot (1 - g_{\text{air}}) \quad (\text{II.5})$$

$$K_{\text{air}} = \frac{dQ}{dm} \cdot \frac{W_{\text{air}}}{e} \cdot \frac{1}{(1 - g_{\text{air}})} \quad (\text{II.6})$$

En pratique cette relation devient :

$$K_{\text{air}} = \frac{Q}{\rho \cdot V} \cdot \frac{W_{\text{air}}}{e} \cdot \frac{1}{(1 - g_{\text{air}})} \cdot \prod ki \quad (\text{II.7})$$

où,

$Q$  est la charge mesurée en coulomb (C)

$V$  est le volume de mesure ( $\text{m}^3$ )

$\rho$  est la masse volumique de l'air ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )

$\prod k_i$  est le produit des facteurs de correction à appliquer. Ces derniers sont développés dans les chapitres III et IV.

Le calcul du kerma dans l'air à partir de l'indication de la chambre d'ionisation à parois d'air en fait **un instrument absolu**.

Le gray (Gy) étant une unité dérivée,

$$[\text{Gy}] = \frac{[\text{J}]}{[\text{kg}]} \quad (\text{II.8})$$

l'énergie exprimée en joule s'écrit :

$$[\text{J}] = [\text{m}]^2 \cdot [\text{kg}] \cdot [\text{s}]^{-2} \quad (\text{II.9})$$

sachant que le temps exprimé en secondes est le quotient de la charge en coulomb avec le courant en ampère,

$$[\text{s}] = \frac{[\text{C}]}{[\text{A}]} \quad (\text{II.10})$$

des équations II.9 et II.10 on obtient :

$$[\text{Gy}] = \frac{[\text{m}]^2 \cdot [\text{A}]^2}{[\text{C}]^2} = \alpha \cdot [\text{m}]^2 \cdot [\text{A}]^2 \quad (\text{II.11})$$

Le gray est donc proportionnel au mètre au carré et au courant au carré.

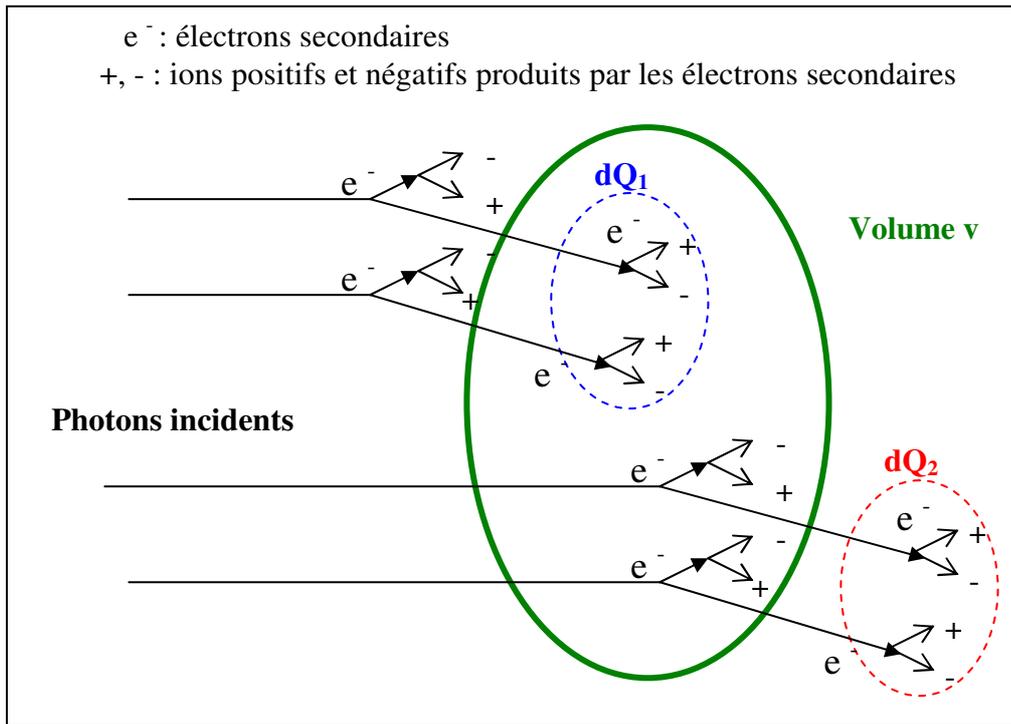
La traçabilité aux unités fondamentales du système international (S.I.) est faite par un raccordement métrologique au mètre et à l'ampère.

Les équations II.6 et II.7 supposent que tous les électrons créés dans l'air par les photons soient complètement arrêtés dans l'air. Cela nécessite **des conditions d'équilibre électronique**.

## II.2.2 Equilibre électronique

### II.2.2.1 Conditions d'équilibre électronique

La charge mesurée dans une masse d'air n'est représentative du kerma dans l'air que si le volume de cette masse est à l'équilibre électronique. Lors de l'équilibre électronique [ATT85] (figure II.1) il y a compensation entre les ionisations provoquées par les électrons secondaires provenant de l'extérieur dans le volume et ceux de l'intérieur.



*Figure II.1 : Schéma d'un volume d'air à l'équilibre électronique*

En outre, si  $dQ_1$  est la charge dans le volume  $v$ , conséquence d'interactions ayant eu lieu à l'extérieur de  $v$  et  $dQ_2$  est la charge produite à l'extérieur du volume  $v$ , conséquence d'interactions ayant eu lieu dans le volume  $v$ , l'équilibre électronique est réalisé lorsque :

$$\Sigma dQ_1 = \Sigma dQ_2 \quad (\text{II.12})$$

La valeur de  $dQ/dm$  est directement mesurable et est obtenue par la mesure de la charge des ions collectés dans le volume d'air de masse  $dm$ . Elle correspond à la grandeur « exposition », exprimée en  $C.kg^{-1}$  et notée  $X$ .

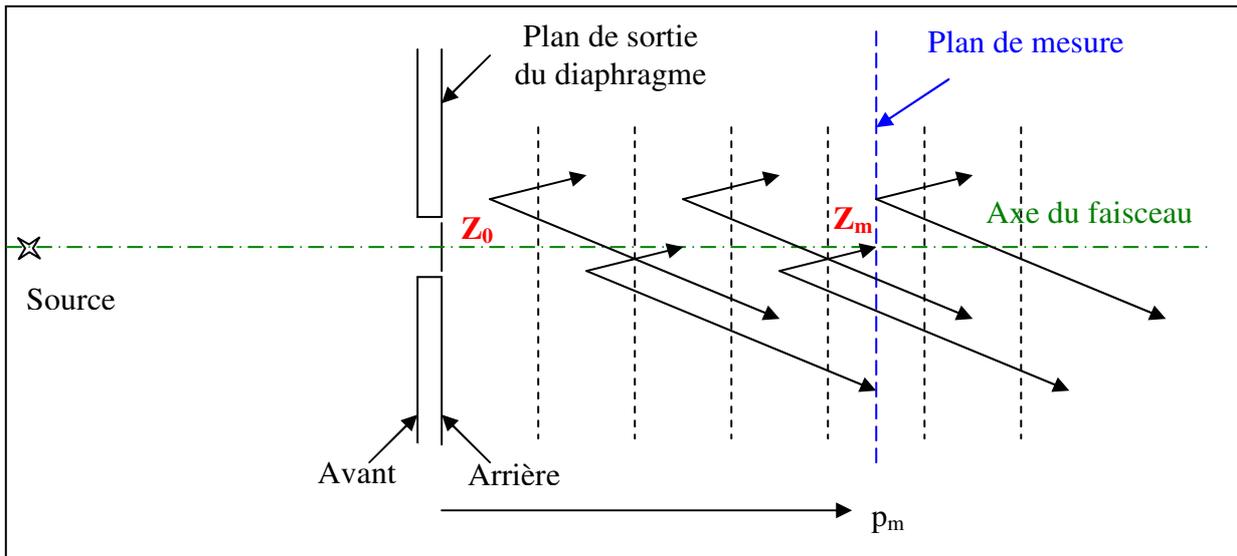
Lorsque le faisceau est collimaté par un diaphragme de petit diamètre voir figure II.2, ALLISY [ALL67] a montré que l'exposition  $X_0$  au niveau du plan de sortie du diaphragme est directement reliée à l'exposition  $X_m$  en un point situé sur l'axe du faisceau à la distance  $Z_m$  du plan de sortie du diaphragme par la relation :

$$X_m = X_0 \cdot \exp[-\mu(Z_m - Z_0)] \quad (\text{II.13})$$

où :

$\mu$  est le coefficient d'atténuation linéique de l'air,

$(Z_0 - Z_m)$  est la distance séparant le plan de sortie du diaphragme et le plan de mesure.



*Figure II.2 : Schéma du principe de mesure utilisé et du nombre d'électrons secondaires émis dans les couches successives d'un milieu traversé par un faisceau de rayons X*

La relation II.13 est fondamentale pour une chambre d'ionisation à parois d'air. Elle montre que la charge  $dQ$  peut être mesurée en n'importe quel point, pourvu qu'il soit situé à l'équilibre électronique, sur l'axe du faisceau en arrière du diaphragme. Le plan de référence de la mesure est donc le plan de sortie du diaphragme.

### II.2.2.2 Distance d'équilibre électronique

L'épaisseur d'air entre les plans  $Z_0$  et  $Z_m$  doit être assez importante pour assurer la mise en équilibre électronique du volume  $v$ . Si l'on considère un faisceau de photons monoénergétiques pénétrant dans la chambre d'ionisation à parois d'air par le diaphragme (figure II.2), les électrons secondaires créés par ces photons auront une énergie comprise entre 0 et une valeur maximale proche de l'énergie des photons incidents. Le parcours maximal des électrons est noté  $p_m$ .

La première tranche d'air située après le diaphragme n'est traversée que par les électrons secondaires y ayant pris naissance. La deuxième tranche est traversée par les électrons qui ont été créés et par ceux créés dans la première tranche dont l'énergie est suffisante pour atteindre la seconde. Le même raisonnement peut être mené pour les tranches d'air suivantes. On constate que l'énergie totale des électrons secondaires augmente régulièrement jusqu'à une épaisseur d'air égale à leur parcours maximal ( $p_m$ ), et reste constante au-delà. La charge collectée dans les tranches d'air situées au-delà de  $p_m$  reste alors constante, en supposant que l'atténuation du flux de photons incidents soit négligeable.

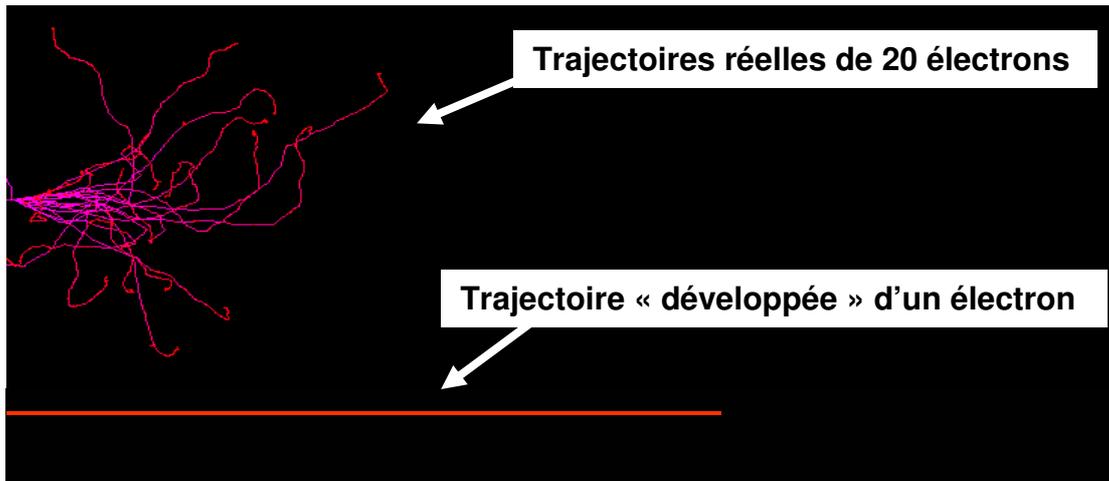
L'équilibre électronique est atteint à la profondeur correspondant au parcours maximal des

électrons secondaires. Il est donc nécessaire que la distance ( $Z_0-Z_m$ ) soit au moins égale à  $p_m$ . En pratique, elle est prise égale à  $p_m$  afin de minimiser à la fois l'atténuation dans cette épaisseur d'air et les dimensions du détecteur.

### II.2.2.3 Caractérisation du parcours des électrons

La trajectoire **réelle** d'un électron est éminemment erratique et se distingue de ce fait du **parcours**, défini comme la longueur de la trajectoire (trajectoire développée). Dans l'optique d'étudier la caractérisation du parcours des électrons, nous avons, à l'aide du programme « SHOWER » contenu dans le Code Monte Carlo PENELOPE, simulé les trajectoires réelles de 20 électrons d'une même énergie cinétique initiale de 50 keV. La figure II.3 présente les résultats obtenus. L'examen de cette figure fait apparaître des trajectoires différentes.

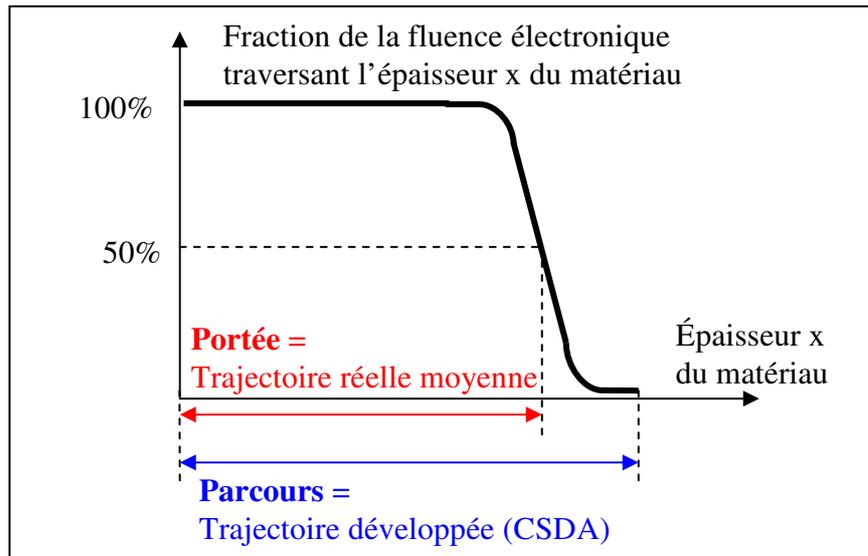
La figure II.4 met l'accent sur la différence entre la portée des parcours des électrons et le parcours de Bethe. Cette différence est de l'ordre de 20 à 30 %.



*Figure II.3 : Trajectoires réelles de 20 électrons monoénergétiques (50keV) dans l'air comparées à la trajectoire développée d'un électron monoénergétique (50keV) dans le milieu identique*

On définit :

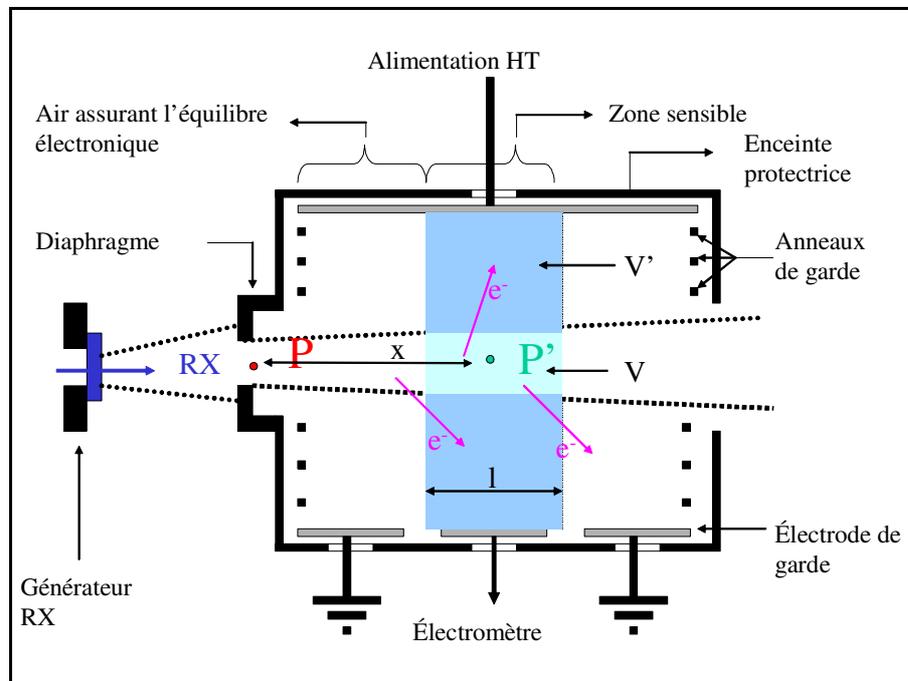
- **Le parcours de Bethe** correspond à la trajectoire développée de l'électron. C'est un parcours dont l'hypothèse est un ralentissement continu et que l'on rencontre sous l'acronyme de C.S.D.A. (Continuous Slowing Down Approximation).
- **La portée** se définit de façon expérimentale comme la longueur maximale atteinte en moyenne par un grand nombre d'électrons monocinétiques.



*Figure II.4 : Différence d'épaisseur traversée par un électron entre la portée et le parcours dans un matériau identique*

### II.3 Description de la chambre d'ionisation à parois d'air

La figure II.5 donne une représentation schématique d'une chambre d'ionisation à parois d'air.



*Figure II.5 : Schéma de principe d'une chambre d'ionisation à parois d'air*

Elle est constituée de plaques parallèles. Le faisceau de photons X défini par le diaphragme la traverse à égale distance des deux plaques. L'application d'une différence de potentiel entre les

plaques entraîne le déplacement des charges créées lors des interactions du faisceau de photons X avec l'air. En reliant l'électrode de mesure à un électromètre nous mesurons un courant proportionnel au nombre de charges créées par le faisceau de rayons X dans le volume ( $V'$ ).

Nous définissons le volume de mesure,  $V$ , d'une part par le diamètre du faisceau, lui-même dépendant du diamètre du diaphragme, d'autre part par la largeur de l'électrode de mesure, à laquelle il faut rajouter deux demi-espaces situés de part et d'autre de l'électrode collectrice entre cette électrode et la plaque reliée à la masse de l'électromètre. Les anneaux de gardes sont reliés à un pont de résistances permettant d'obtenir un champ électrique uniforme entre la plaque supérieure reliée à la haute tension (H.T.) et à la plaque inférieure (électrode de garde). Cela garantit l'uniformité des lignes du champ électrique existant dans une zone d'intérêt pour obtenir une très bonne précision du volume d'interaction ( $V'$ ).

L'ensemble est placé dans une enceinte protectrice contre les radiations « parasites ».

## II.4 Détecteur pour les moyennes énergies (WK06)

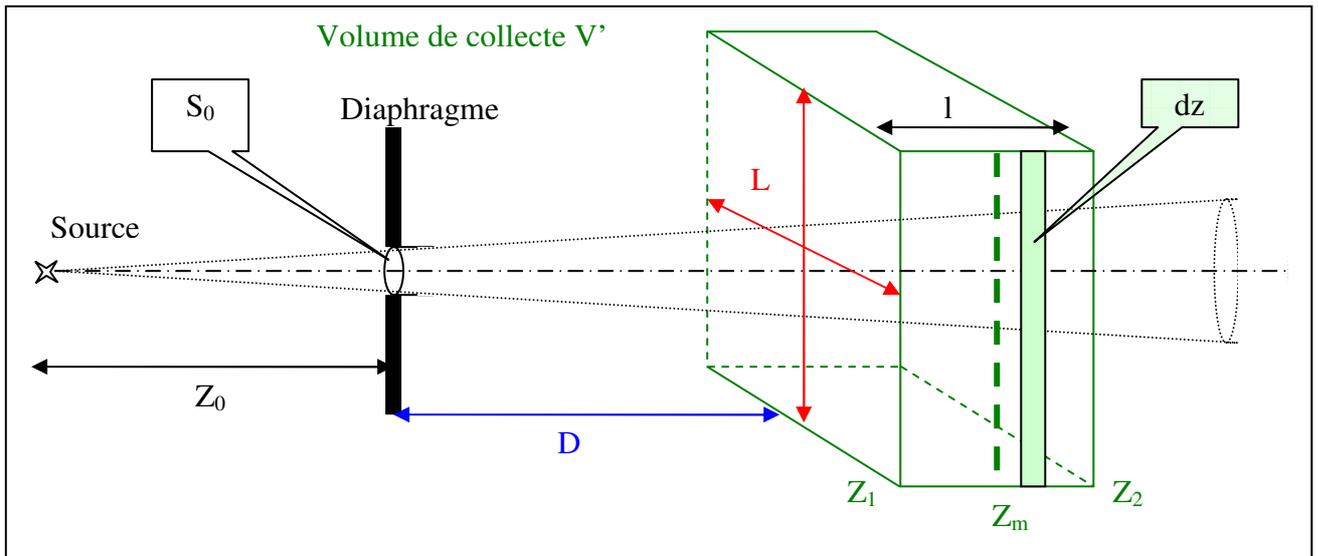
### II.4.1 Description du Volume de collecte $V'$

Pour une mesure absolue du kerma dans l'air, il nous est apparu important que le nombre de charges collectées corresponde au nombre d'ionisations produites par l'ensemble des électrons originaires du volume de mesure ( $V$ ). Pour ce faire, nous avons tenu compte de plusieurs conditions.

- Le volume de collecte ( $V'$ ), dans son ensemble, doit être à une distance supérieure au parcours maximal des électrons créés.
- Toutes les paires de charges (électrons-ions) créées dans la zone de collecte doivent être collectées par les électrodes. Les dimensions latérales  $L$  du volume de collecte  $V'$  (figure II.6) doivent être suffisamment importantes pour que les électrons déposent toute leur énergie avant d'être collectés.

Par ailleurs, le volume de mesure  $V$  doit être assez grand pour avoir une sensibilité acceptable compte tenu des incertitudes liées à la chaîne de mesure.

Il est à signaler que pour des raisons techniques nous ne pouvons réaliser que partiellement ces conditions.



*Figure II.6 : Volume de collecte V' à l'équilibre électronique*

## II.4.2 Détermination des dimensions caractéristiques

### II.4.2.1 Distance D entre le plan de sortie du diaphragme et le plan de mesure

Comme spécifié dans le paragraphe II.2.2.2 de ce chapitre la distance séparant le plan de référence du plan de mesure doit être au moins égale au parcours maximal des électrons secondaires ( $p_m$ ).

Le parcours ( $p_m$ ) dépendant de l'énergie des électrons secondaires est obtenu à partir des C.S.D.A. (Continuous Slowing Down Approximation) des électrons dans l'air (équation II.14).

$$p_m(E) = \frac{CSDA(E)}{\rho_{\text{air}}} \quad (\text{II.14})$$

Le tableau II.1 regroupe les valeurs de  $p_m$  en fonction des électrons monoénergétiques et avec  $\rho_{\text{air}} = 1.293 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$  à  $0^\circ\text{C}$ . Pour un faisceau monoénergétique de 250 keV le parcours est voisin de 55 cm.

En pratique, pour des raisons d'encombrement géométrique de la chambre d'ionisation, nous avons limité à une trentaine de centimètres la distance entre le plan de référence et le plan de mesure.

faisceau monoénergétique (keV)	CSDA (g/cm <sup>2</sup> )	P <sub>m</sub> (Parcours max) (cm)	Portée (cm)
10	2.88E-04	0.22	0.15
12.5	4.27E-04	0.33	0.23
15	5.89E-04	0.46	0.32
17.5	7.73E-04	0.60	0.42
20	9.78E-04	0.76	0.53
25	1.45E-03	1.12	0.78
30	2.00E-03	1.55	1.09
35	2.63E-03	2.03	1.42
40	3.32E-03	2.57	1.80
45	4.09E-03	3.16	2.21
50	4.91E-03	3.80	2.66
55	5.80E-03	4.49	3.14
60	6.75E-03	5.22	3.65
70	8.82E-03	6.82	4.77
80	1.11E-02	8.58	6.01
90	1.36E-02	10.49	7.34
100	1.62E-02	12.55	8.79
125	2.36E-02	18.27	12.79
150	3.19E-02	24.69	17.28
175	4.10E-02	31.73	22.21
200	5.08E-02	39.30	27.51
250	7.21E-02	55.78	39.05
300	9.53E-02	73.69	51.58

*Tableau II.1 : Parcours maximum des électrons dans l'air [NIS06]*

Ceci semble satisfaisant lorsque la portée des électrons de 200 keV est de 27.5 cm. En effet, compte tenu du spectre des photons d'un tube à rayons X et de la forme de distribution en énergie des électrons secondaires, la proportion d'électrons de 250 keV est très faible dans le cas d'une tension accélératrice de 250 kV. Dans ce cas l'énergie moyenne, pour un spectre étroit, est de 208 keV.

#### II.4.2.2 Distance L entre les plaques

La distance entre le volume de mesure et les parois du détecteur (anneaux de garde et plaques supérieure et inférieure) doit être égale au parcours maximum des électrons secondaires dans cette direction. Pour une bonne linéarité de mesure le champ électrique entre les plaques est de l'ordre de 250 V cm<sup>-1</sup>. L'expérience que nous avons effectuée a montré qu'il est possible de limiter cet espacement tout en conservant des conditions de mesures satisfaisantes. Pour nos mesures nous avons limité la distance L entre les plaques à 20 cm pour une tension maximum de 5000 V.

### II.4.3 Volume de mesure V

Dans le cas d'un faisceau continu, nous utilisons la chambre d'ionisation à parois d'air pour mesurer des débits de kerma allant de 5  $\mu\text{Gy/s}$  à 5  $\text{mGy/s}$ . Afin d'obtenir un bon rapport signal/bruit, le courant d'ionisation doit être de l'ordre de quelques pico ampères. Il dépend du volume de mesure V. Dans le but de minimiser l'incertitude sur la mesure du courant d'ionisation il est nécessaire de déterminer un volume V adapté. A partir de l'équation II.7 en remplaçant le kerma par le débit de kerma et la charge Q par le courant I, nous pouvons exprimer V par la relation suivante :

$$V = \frac{I}{\rho \cdot \dot{K}_{\text{air}}} \cdot \frac{W_{\text{air}}}{e} \cdot \frac{1}{(1 - g_{\text{air}})} \cdot \prod k_i \quad (\text{II.15})$$

Pour les valeurs  $W_{\text{air}}/e = 33.97 \text{ J.C}^{-1}$  [KES05], un courant d'ionisation I de  $1.10^{-12} \text{ A}$ , un débit de kerma de  $5 \mu\text{Gy.s}^{-1}$ , masse volumique de l'air  $\rho=1.2048 \text{ kg.m}^{-3}$  (aux conditions de référence  $T=293.15^\circ\text{K}$ ,  $P=1013.25 \text{ hPa}$  et des facteurs de correction égale à l'unité,  $g_{\text{air}}=0$ , nous avons calculé que le volume V doit être de l'ordre de  $5.5 \text{ cm}^3$ .

Si  $S_0$  est la section de sortie du diaphragme (Figure II.6),  $Z_0$  est la distance source-sortie de diaphragme et  $Z_1$ , la distance source-zones de collecte des charges, à partir des équations II.8 et II.13, nous pouvons écrire :

$$dQ = dm_0 \cdot \psi \cdot \left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{air}} \cdot e^{-\mu(Z_m - Z_0)} \quad (\text{II.16})$$

avec  $dm_0 = S_0 \cdot dz \cdot \rho$

A partir de cette relation, il est possible d'évaluer la charge créée pour le volume total de collecte :

$$Q = S_0 \cdot \rho \cdot \psi \cdot \left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{air}} \cdot \int_{Z_1}^{Z_2} e^{-\mu(Z - Z_0)} dz \quad (\text{II.17})$$

Finalement la charge collectée s'écrit :

$$Q = S_0 \cdot \rho \cdot \psi \cdot \left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{air}} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot e^{\mu Z_0} \cdot (e^{\mu Z_1} - e^{\mu Z_2}) \quad (\text{II.18})$$

En considérant l comme la largeur de la zone de collecte, l'équation devient :

$$Q = S_0 \cdot \rho \cdot \psi \cdot \left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{air}} \cdot \frac{\left(e^{\mu \frac{l}{2}} - e^{-\mu \frac{l}{2}}\right)}{\mu \cdot l} \cdot l \cdot e^{-\mu(D + l/2)} \quad (\text{II.19})$$

Comme on a :

$$\frac{dQ_0}{dm_0} = \psi \cdot \left(\frac{W}{e}\right)_{\text{air}} \cdot \left(\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho}\right)_{\text{air}} \quad (\text{II.20})$$

on obtient :

$$\frac{dQ_0}{dm_0} = \frac{Q}{S_0 \cdot \rho \cdot \frac{e^{\mu \frac{1}{2}} - e^{-\mu \frac{1}{2}}}{\mu \cdot l} \cdot l \cdot e^{-\mu(D+l/2)}} \quad (\text{II.21})$$

et puisque  $\mu \cdot l \ll 1$  alors :

$$\frac{e^{\mu \frac{1}{2}} - e^{-\mu \frac{1}{2}}}{\mu \cdot l} \approx 1$$

on obtient l'approximation suivante :

$$\frac{dQ_0}{dm_0} \cong \frac{Q}{S_0 \cdot \rho \cdot l} \cdot e^{\mu(D+l/2)} \quad (\text{II.22})$$

In fine, le volume de mesure V est considéré comme un cylindre ayant un diamètre égal à celui du diaphragme et comme longueur, la largeur de l'électrode de collecte. Aux moyennes énergies, les détecteurs absolus ont généralement un diaphragme de diamètre de 1 cm ce qui nous a donné une dimension l de 7cm pour un volume V de 5.5cm<sup>3</sup>.

#### II.4.4 Choix des matériaux

Le matériau du diaphragme et son épaisseur doivent permettre une atténuation quasi totale du faisceau de photons incident. Généralement, un matériau de Z élevé tel que le plomb ou le tungstène convient. Pour la chambre d'ionisation WK06, le diaphragme est en INERMET (alliage de tungstène 95 %, de nickel 3,5 % et de cuivre 1,5 %) et est inséré dans un support en plomb. Avec ce choix de matériau, le risque de déformation du diamètre du diaphragme après usinage demeure très faible. La dilatation thermique est négligeable (0.9 μm pour une variation de température de 20 °C).

La plaque reliée à la haute tension, les anneaux de garde, l'électrode de mesure et la plaque reliée à la terre sont réalisés en aluminium. La légèreté de ces éléments, nous a permis d'éviter les fluorescences parasites mais également d'assurer une bonne tenue mécanique. Les anneaux de garde sont isolés entre eux par du PMMA.

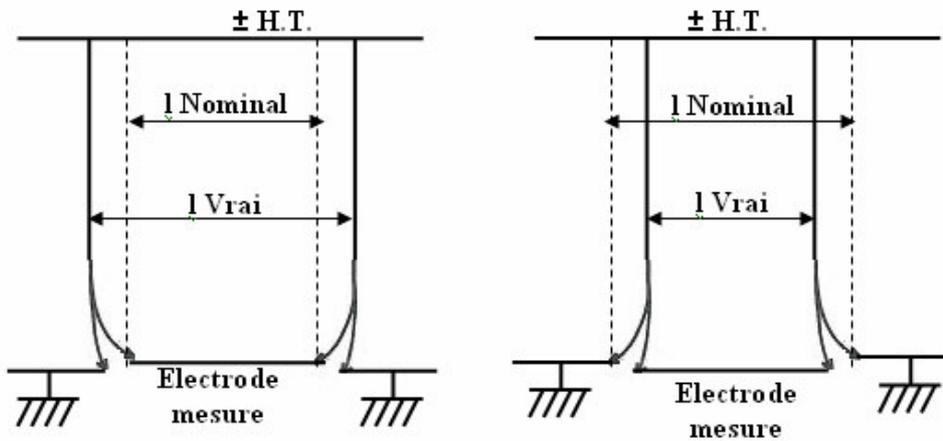
Nous avons choisi pour le support de l'électrode de mesure du polystyrène réticulé, ce matériau présentant de bonnes caractéristiques d'isolation électrique, une bonne tenue mécanique et une résistance aux radiations.

Pour éviter le rayonnement parasite, nous avons placé le détecteur WK06 dans une enceinte blindée de plomb d'une épaisseur de 4 cm.

### II.4.5 Réalisation et caractéristiques principales

Pour la réalisation de la chambre d'ionisation à parois d'air pour les moyennes énergies nous avons utilisé une partie des éléments que nous avons récupérés d'un détecteur de fabrication relativement ancienne. Ce détecteur est de même conception que celui utilisé au BIPM et réalisé selon les plans initiaux du Pr Allisy. Nous avons apporté un bon nombre de modifications à ce détecteur.

Les pièces mécaniques ont nécessité une bonne précision dans leur réalisation ainsi qu'un montage parfait. Pour exemple, il était important de rectifier la surface de la plaque reliée à la terre et de l'électrode de mesure. En effet, la figure II.7 illustre le problème lorsque les deux éléments ne sont pas coplanaires.



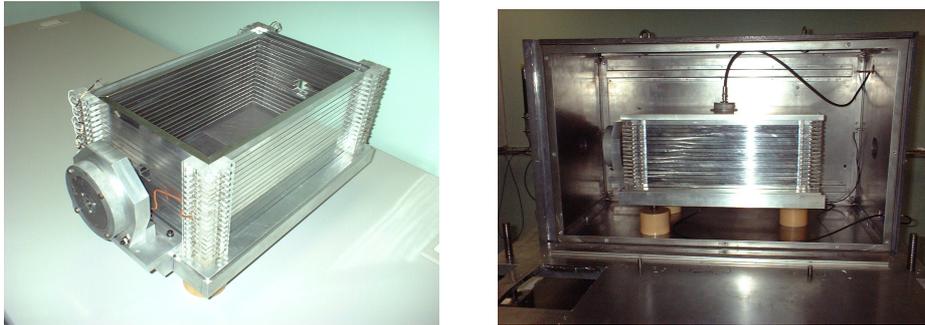
*Figure II.7 : Effets de non coplanarité de l'électrode de mesure avec la plaque inférieure*

A gauche de cette figure, l'électrode de mesure est située légèrement au-dessus de la plaque reliée à la terre. De ce fait, la dimension effective  $l$  pour le calcul du volume de mesure  $V$  augmente et ceci quelle que soit la polarité de la tension. A droite c'est le cas inverse, l'électrode de mesure est en dessous, la vraie dimension  $l$  devient inférieure à sa valeur nominale. Dans le cas où les deux surfaces sont coplanaires, cette dimension  $l$  est alors égale en pratique à la largeur de l'électrode de mesure plus deux demi-espaces entre l'électrode et la plaque.

La haute tension appliquée sur la plaque doit être suffisante pour que le courant d'ionisation mesuré soit approximativement égal au courant de saturation en régime de chambre d'ionisation. Pour que le potentiel varie de façon linéaire entre la plaque reliée à la haute tension et celle reliée à la terre (valeur typique 250V/cm), une chaîne constituée de 18 résistances de mêmes valeurs ( $1M\Omega$ ) est placée entre ces plaques pour assurer la répartition homogène du champ électrique en étant reliée à chaque anneau de garde. Cela permet également de limiter les effets de bord.

La figure II.8 montre le détecteur absolu WK06 que nous avons réalisé pour les faisceaux

continus de rayons X de moyennes énergies. Le contrôle dimensionnel a été réalisé au LNE et les valeurs sont regroupées dans le tableau II.2.



*Figure II.8 : Photographies de la chambre d'ionisation à parois d'air WK06 (à gauche sans la plaque supérieure, à droite dans son enceinte blindée)*

Valeurs en mm		
Incertitudes d'étalonnage (k=2) en $\mu\text{m}$		
<b>Diaphragme</b>		
diamètre:	<b>10,0740</b>	1,2
écart de cylindricité	0,0023	1,2
distance face extérieure et sortie du diaphragme	10,0175	2,0
<b>Electrode de mesure</b>		
Longueur	230,0688	1,2
Largeur	<b>59,4947</b>	1,2
<b>logement rectangulaire</b>		
longueur:	231,1046	1,2
largeur:	<b>60,5139</b>	1,2
<b>Hauteurs</b>		
interne gauche	<b>180,0042</b>	1,2
interne droite	<b>179,9480</b>	1,2
<b>Planéité</b>		
face supérieure de l'électrode	0,0670	1,5
face supérieure de la plaque inférieure	0,0507	1,5
Parallélisme des 2 faces --> coplanarité	<b>0,0750</b>	1,5
<b>équilibre électronique</b>		
distance Entrée du diaphragme - Centre électrode	327,8906	1,2
distance Entrée - Sortie du diaphragme	10,0175	1,2
Distance PP' (voir figure 1)	<b>317,8731</b>	1,2
<b>Alignement diaphragme</b>		
axe diaphragme - axe de symétrie transversal au Logement	0,0680	1,5
axe diaphragme - axe de symétrie Hauteur G	0,6190	1,5
axe diaphragme - axe de symétrie Hauteur D	0,6189	1,5

*Tableau II.2 : Résultats des contrôles dimensionnels*

Le tableau II.3 ci-dessous nous permet de comparer les caractéristiques du détecteur WK06 avec celles des détecteurs utilisés dans d'autres laboratoires de métrologies des rayonnements ionisants. Compte tenu de notre domaine d'utilisation, les dimensions de la chambre WK06 sont cohérentes avec celles des autres détecteurs.

En résumé, le détecteur WK06 que nous avons réalisé a un volume de mesure  $V$  de  $4.7827 \text{ cm}^3$ , une distance pour l'équilibre électronique  $D$  de  $31.79 \text{ cm}$ , une distance entre plaques  $L$  de  $18 \text{ cm}$ , ce qui lui confère un champ électrique de  $278 \text{ V/cm}$  pour une tension de  $5000 \text{ V}$ .

Laboratoire	BIPM	NIST		NPL	NRC	BEV	LNE-LNHB
Référence des détecteurs	medium	Ritz	Wyckoff Attix	NPL 300kV	-	-	<b>WK06</b>
Domaine kVp	100-250	20-100	50-300	100-300	100-300	100-300	<b>50-250</b>
<b>Distance entre le plan de référence et le plan de mesure (mm)</b>	281.5	127.39	308	493	419	465.4	<b>317.9</b>
Largeur du collecteur (+2 ½ espaces) (mm)	60.004	70.03	100.80	100.258	101.73	99.94	<b>60.004</b>
Longueur de l'électrode de collection (mm)	200	-	-	-	350	320	<b>231</b>
Diamètre du diaphragme (mm)	9.939	10.0017	9.999	10.014	10.008	9.706	<b>10.074</b>
<b>Volume de mesure (mm<sup>3</sup>)</b>	4655.4	5502.05	7920	7896.3	8002.6	7394.5	<b>4782.7</b>
Distance entre plaques (mm)	180	90	200	264	260	326	<b>180</b>
H.T. (V)	4000	3000	-5000	3000	5000	6000	<b>5000</b>
Champ électrique entre plaques (V/cm)	222	334	-250	114	192	184	<b>278</b>
signal/bruit	-	-	-	-	-	-	<b>&gt;1000</b>
Références	[BUR08a]	[OBR00]	[OBR03]	[OBR00]	[BUR02]	[BUR08b]	<b>[BUR08a]</b>

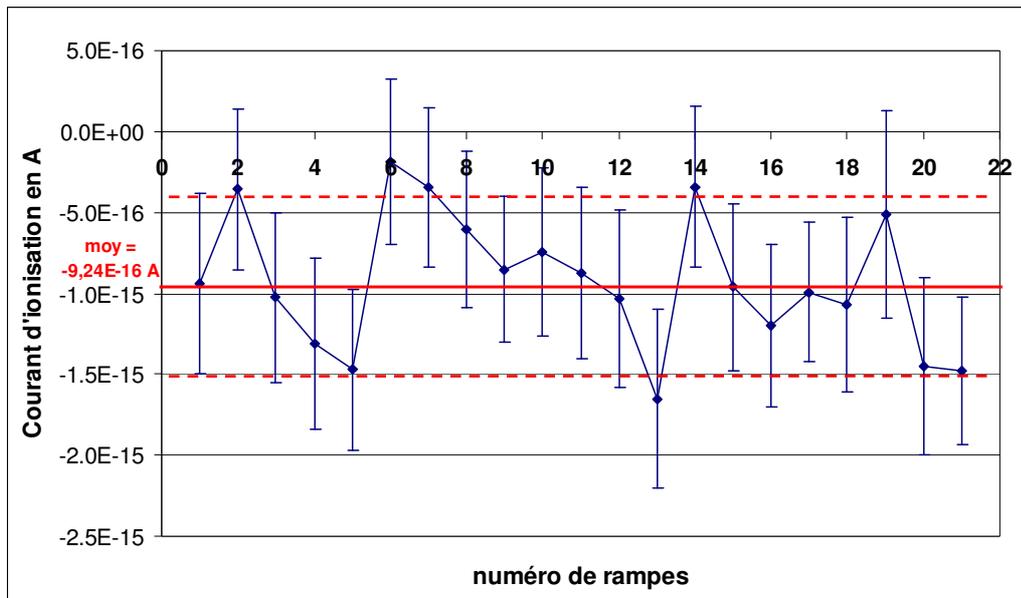
*Tableau II.3 : Comparaison des détecteurs absolus des laboratoires homologues*

## II.4.6 Résultats

Dans le but d'avoir le meilleur rapport signal/bruit, le courant de fuite corrigé de la pression et de la température d'un bon détecteur ne doit pas dépasser quelques femptoampères. Nous présentons (fig. II.9) la mesure du mouvement propre du détecteur WK06 que nous avons utilisé. Lors de ces mesures nous avons effectué une rampe correspondant à 100 points de mesure avec un intervalle de  $20 \text{ s}$ . L'incertitude associée représente la dispersion des points de la rampe.

Le résultat obtenu témoigne de la bonne qualité des isolants choisis pour la chambre d'ionisation ainsi que de la bonne réalisation des connectiques et des câbles de mesure.

Ces résultats ont été validés à l'aide du calcul que nous avons réalisé au moyen du logiciel MCNP. Ce travail est développé dans le chapitre IV consacré aux études par simulation de Monte Carlo.



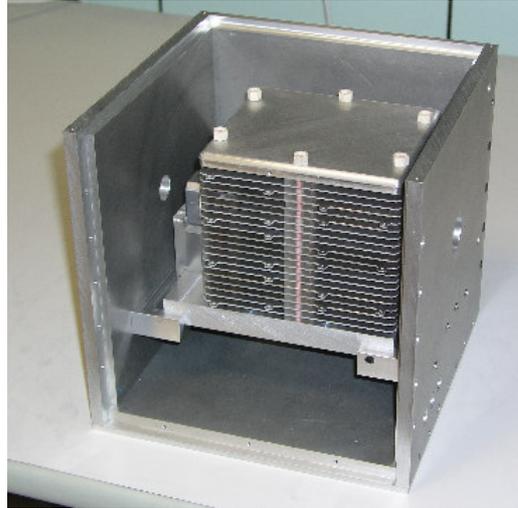
*Figure II.9 : Mesure du mouvement propre du détecteur WK06*

## II.5 Détecteur pour les faibles énergies (WK07)

### II.5.1 Réalisation du détecteur WK07

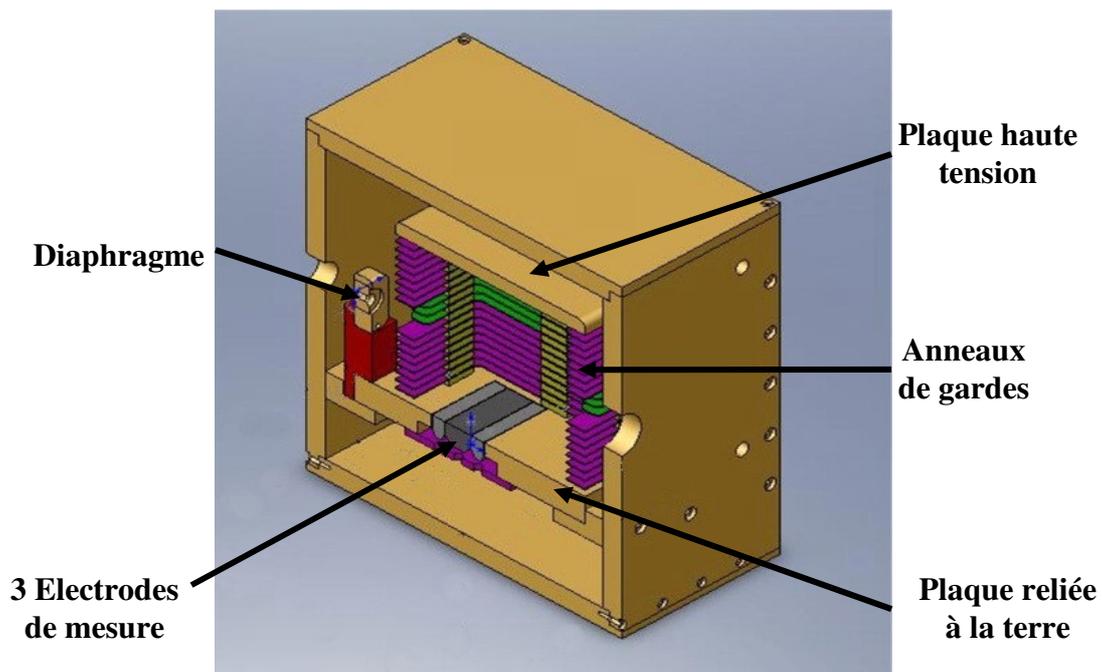
Forts de l'expérience acquise lors de la réalisation du détecteur WK06 et grâce à une étude bibliographique approfondie, nous avons entièrement réalisé au laboratoire LNHB le détecteur WK07 pour les rayonnements X de faibles énergies. Hormis le fait qu'il ait été spécialement conçu pour cette gamme d'énergie (de 10 à 60 keV), l'originalité de ce détecteur réside dans sa modularité. En effet, le détecteur dispose de trois électrodes de mesure de dimensions différentes qui permettent de déplacer les électrodes à trois distances d'équilibre électronique différentes. De plus, il peut recevoir deux diaphragmes de diamètres intérieurs différents.

Le double intérêt de l'utilisation de ce type de détecteur est d'une part, d'avoir plusieurs volumes de mesure V, d'autre part, de pouvoir les rassembler en adaptant la distance d'équilibre électronique en fonction du spectre du faisceau de rayons X. La figure II.10 représente le détecteur absolu WK07.



*Figure II.10 : Photographie de la chambre d'ionisation à parois d'air WK07*

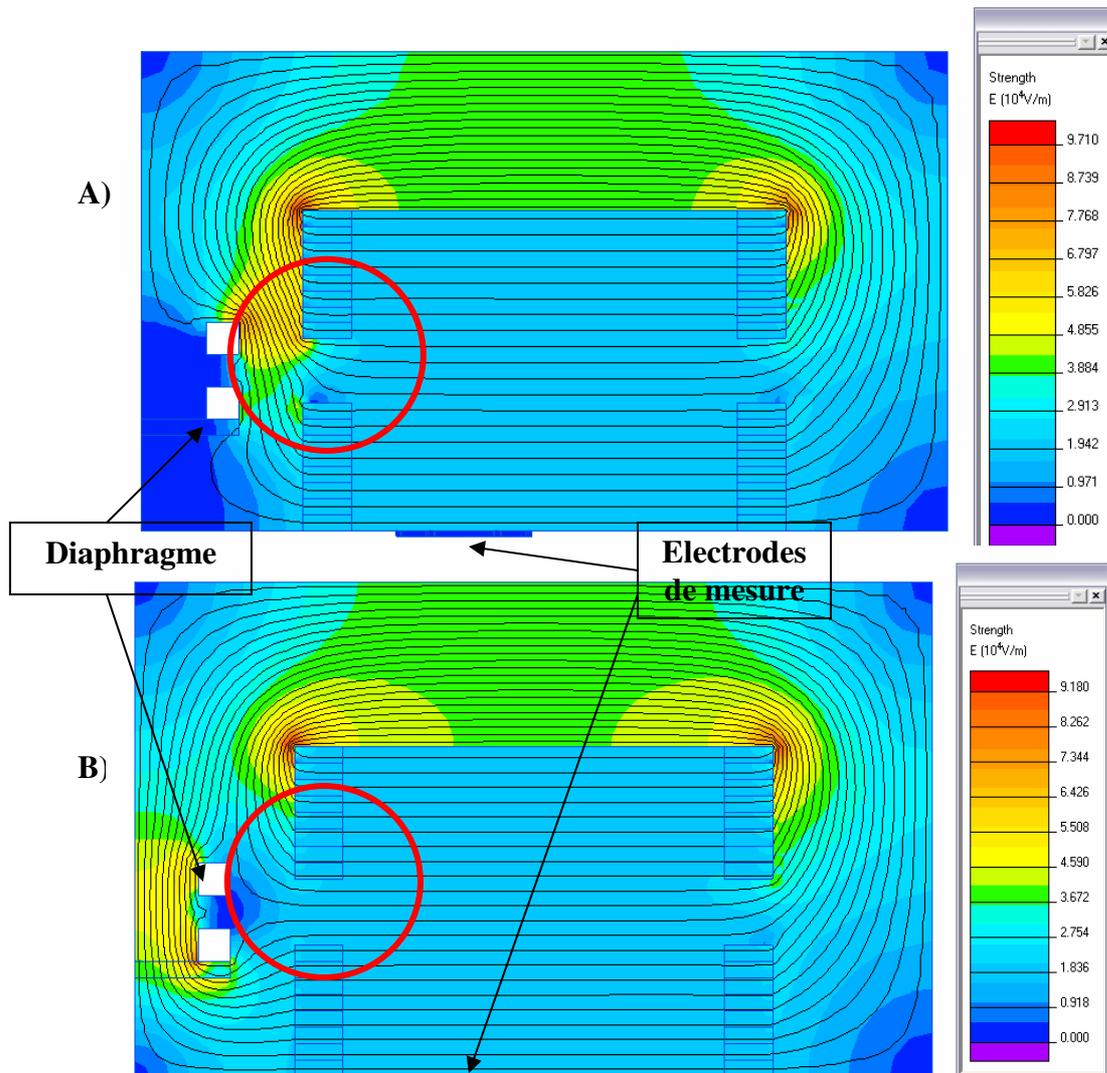
La figure II.11 illustre la visualisation de l'assemblage à l'aide du logiciel de construction mécanique SolidWorks avec lequel nous avons réalisé tous les plans de construction.



*Figure II.11 Visualisation de WK07 avec le logiciel de conception SolidWorks*

Nous avons complété les mesures des mouvements propres du détecteur WK07 par la modélisation du détecteur à l'aide du logiciel QuickField [QUI03]. Les résultats de la modélisation ont permis d'apporter des modifications importantes lors de la conception. Basé sur la méthode des éléments finis, ce logiciel permet entre autres de vérifier que les lignes du champ électrique soient uniformes dans le volume de mesure V. La figure II.12 illustre le champ électrique dans le détecteur WK07. Les résultats de la simulation montrent aussi que le diaphragme du détecteur doit

être porté à un potentiel de 1500V. En effet, cela élimine la perturbation du champ lié à la proximité du diaphragme avec la plaque supérieure reliée à la haute tension.



*Figure II.12 Visualisation de WK07 avec le logiciel QuickField*

*A) diaphragme(en blanc) au potentiel 0V ; B) diaphragme au potentiel 1500V*

## II.5.2 Caractéristiques principales du détecteur WK07

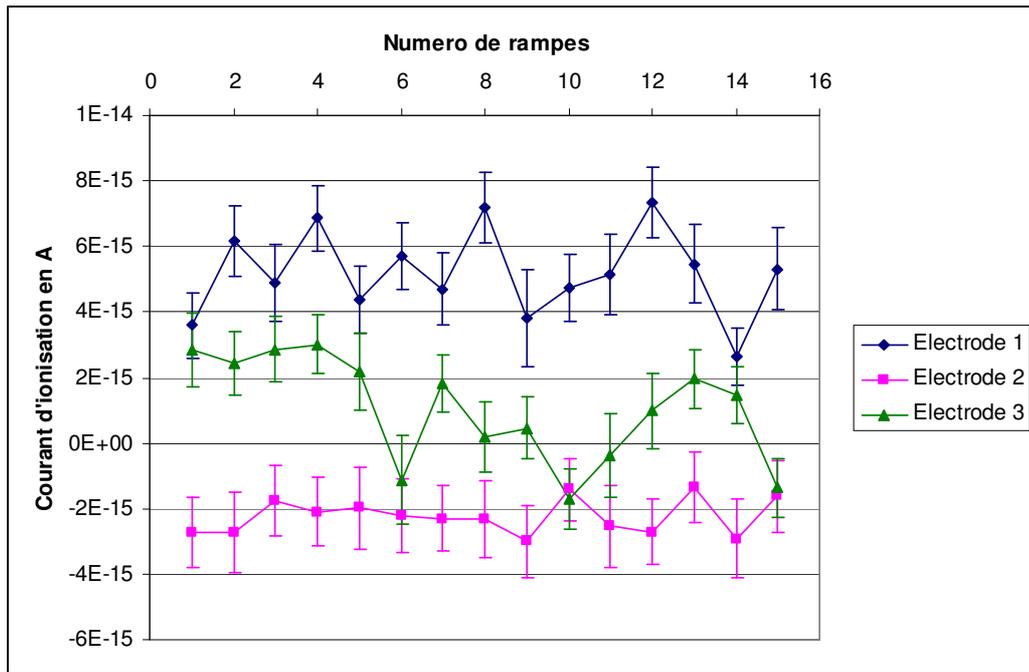
Le tableau II.4 regroupe les principales caractéristiques du détecteur WK07. L'électrode de mesure centrale a une largeur  $l$  de 2 cm alors que pour les deux autres électrodes de mesure de part et d'autre nous avons choisi 1 cm. L'additivité permet d'avoir au total 4 largeurs qui associées à 2 diamètres de diaphragmes offrent 12 combinaisons de volume dont certaines sont redondantes.

2 diamètres de diaphragme (mm)	5, 10
3 distances d'équilibre électronique (mm)	55, 70, 85
4 largeurs de collection (mm)	10, 20, 30, 40
	0.20, 0.39, 0.59
7 volumes de mesure $V$ (cm <sup>3</sup> )	0.79, 1.75, 2.36, 3.14
largeurs de collection (mm)	100
Distance entre plaque inf. et plaque sup (mm)	120
Longueur plaque sup. (mm)	150
Largeur plaque sup.(mm)	130
tension de polarisation (V)	3000
Champ électrique entre plaques (V/cm)	250
Rapport Signal/Bruit	>1000

*Tableau II.4 Principales caractéristiques de WK07*

L'application d'une différence de potentiel de 3000V entre deux plaques séparées par une distance  $L$  de 12 cm, cela permet de réaliser un champ électrique de 250V/cm tel que nous le souhaitons. De plus, la possibilité de 3 distances  $D$  pour l'équilibre électronique rend notre détecteur WK07 tout à fait adapté pour une utilisation dans le domaine des faibles énergies.

Dans le but de vérifier le bon fonctionnement du détecteur WK07, nous avons entrepris une série de mesures. Ces dernières consistent à étudier les mouvements propres du détecteur selon les électrodes de mesure. Les résultats obtenus sont représentés dans la figure II.13. Pour chaque électrode, la rampe est composée de 25 points de mesures avec un intervalle de temps de 10 s. De même que pour le détecteur WK06, ces résultats montrent des valeurs de courants de fuite de l'ordre de quelques femptoampères. Ils témoignent aussi de la bonne conception et de la bonne réalisation du détecteur WK07.



*Figure II.13 Mesures des mouvements propres du détecteur WK07*

Nous avons consacré ce chapitre à la méthode de calcul de la grandeur de référence ainsi qu'à la description détaillée des deux détecteurs absolus que sont les chambres d'ionisation à parois d'air WK06 et WK07 respectivement pour les rayonnements de moyennes et faibles énergies.

Le chapitre suivant aborde la caractérisation de plusieurs qualités de faisceaux continus de rayons X ainsi que l'établissement des facteurs de correction à appliquer au calcul du kerma pour chaque détecteur, en fonction des différentes qualités de faisceau.

# CHAPITRE III



## Chapitre III : Caractérisation des faisceaux de rayons X et calcul des facteurs de corrections

Nous décrivons dans ce chapitre les travaux de recherche que nous avons effectués afin de caractériser les qualités des faisceaux utilisés pour réaliser les comparaisons internationales développées dans le chapitre VI. Nous décrivons également de quelle façon nous avons établi les facteurs de corrections pour les détecteurs que nous avons utilisés.

### III.1 Introduction

La distribution spectrale de la fluence d'un faisceau de rayons X est modifiée par un certain nombre de paramètres liés à la fois au tube de rayons X et au générateur de Haute Tension (HT). La valeur de ces paramètres agit sur la qualité de ce faisceau.

Bien que représentant l'expression de la qualité d'un faisceau de rayons X, la distribution spectrale de la fluence de ce faisceau reste très difficile à déterminer. En pratique, on utilise d'autres modes d'expression de la qualité du faisceau plus globale tels que la première couche de demi-atténuation (1<sup>er</sup> CDA) et l'énergie effective,  $E_{\text{eff}}$ , sont le plus souvent utilisées. Leur connaissance permet de comparer très facilement des rayonnements de caractéristiques différentes (tension accélératrice, filtration, nature de l'anode,...).

#### III.1.1 Définition de la couche de demi-atténuation (CDA)

On désigne par Couche de Demi-Atténuation (CDA), l'épaisseur d'un matériau spécifié qui atténue le faisceau de rayonnement de telle sorte que le débit de kerma dans l'air est réduit de moitié. Par exemple, les épaisseurs ( $x$ ) de matériau faisant passer la fluence énergétique de 100 à 50%, de 50 à 25%, de 25 à 12.5% de sa valeur initiale  $\Phi_0$  sont désignées respectivement par 1<sup>er</sup>, 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> CDA. La loi d'atténuation de la fluence énergétique dans le milieu varie exponentiellement avec l'épaisseur du milieu traversée :

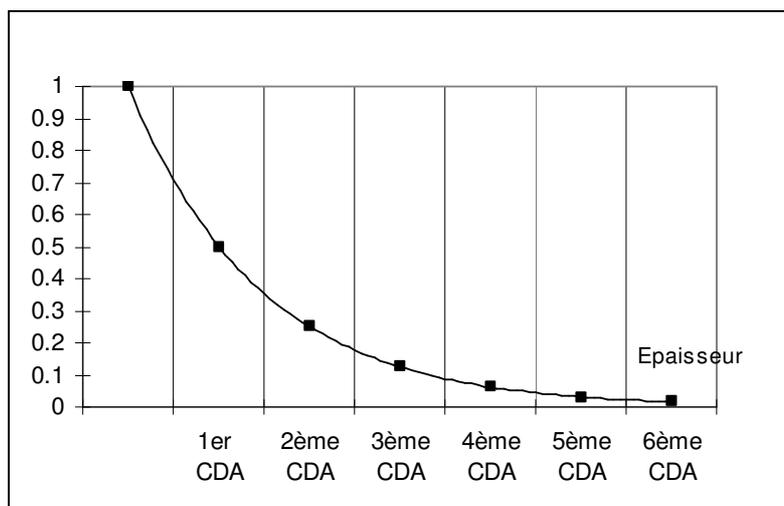
$$\frac{\Psi}{\Psi_0} = \exp(-\mu x) \quad (\text{III.1})$$

avec :

$\Psi_0, \Psi$  (en  $J.cm^{-2}$ ), fluences énergétiques du rayonnement primaire avant et après la traversée du milieu,

$\mu$  (en  $cm^{-1}$ ) : coefficient d'atténuation du rayonnement primaire dans le milieu atténuateur d'épaisseur  $x$  (en cm).

Les six premières CDA permettent d'avoir une représentation très précise de l'atténuation du rayonnement incident dans le milieu atténuateur (figure III.1). Par conséquent, cette courbe caractérise de façon univoque sa qualité [KRA83].



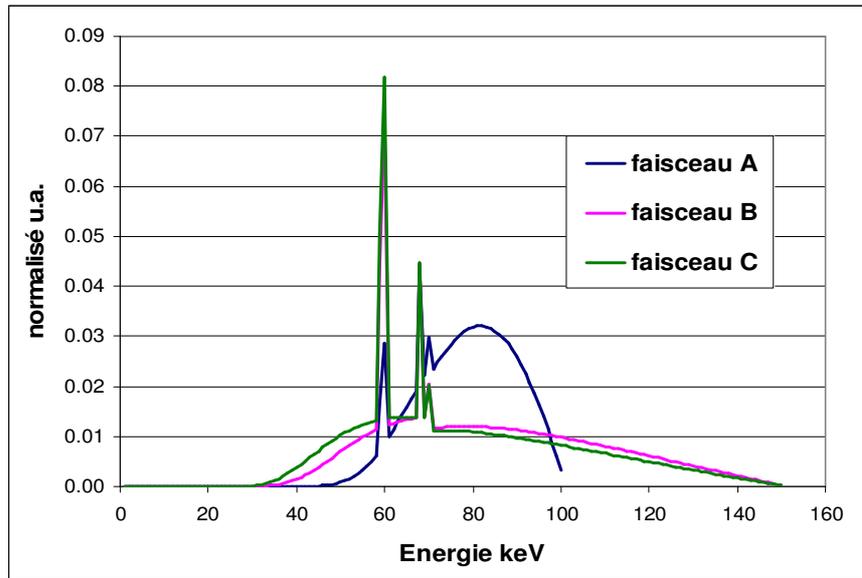
*Figure III.1 : Courbe d'atténuation dans le milieu atténuateur*

Cependant, seule la 1<sup>ère</sup> CDA et parfois la 2<sup>ème</sup> sont en général utilisées et de ce fait elles ne présentent qu'un mode d'expression approché de la qualité du faisceau de rayons X. En effet, deux rayonnements ayant les mêmes 1<sup>ères</sup> CDA peuvent avoir des distributions spectrales différentes. La figure III.2 présente trois exemples de faisceaux de rayons X que nous avons obtenus à l'aide du logiciel Xcomp5 \* [NOW85]. Le tableau III.1 regroupe les différents paramètres introduits dans le logiciel afin d'obtenir les distributions énergétiques spectrales des 3 faisceaux de rayons X. L'examen de cette figure fait apparaître que, pour deux tensions accélératrices différentes, faisceaux A et B, il est possible d'obtenir la même 1<sup>ère</sup> CDA en adaptant les filtrations additionnelles ; mais, ces deux faisceaux n'ont pas la même énergie moyenne. De même, deux faisceaux A et C, de tensions accélératrices différentes, peuvent avoir la même énergie moyenne alors qu'elles n'ont pas la même 1<sup>ère</sup> CDA.

\* Il est à noter que ce logiciel permet de produire les distributions énergétiques des spectres de rayons X allant de 20 à 150 keV.

faisceau	Tension tube kV	Filtre additionnel mm Cu	1 <sup>er</sup> CDA mm Al	2 <sup>e</sup> CDA mm Al	Energie moyenne keV
A	100	3	12.11	12.30	77.7
B	150	0.875	12.11	12.92	82.2
C	150	0.575	11.14	12.18	77.7

*Tableau III.1 CDA et énergie moyenne de faisceaux obtenus à l'aide du logiciel Xcomp5*



*Figure III.2 Spectres des faisceaux A, B et C obtenus à partir du logiciel Xcomp5*

### III.1.2 Définition de l'énergie effective

L'énergie effective désignée par  $E_{\text{eff}}$  est une autre forme d'expression de la qualité d'un faisceau de rayons X. Elle représente l'énergie monochromatique « équivalente » du spectre de rayons X et elle se déduit de la 1<sup>er</sup> CDA. Le calcul de l'énergie effective s'effectue en deux étapes :

- Le coefficient d'atténuation massique « moyen »  $\mu/\rho$  dans le milieu atténuateur du faisceau de rayons X est déduit de la 1<sup>er</sup> CDA. La relation permettant le calcul de  $\mu/\rho$  (en  $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ) est établie à partir de l'équation III.1 ci-dessus, en prenant  $x = 1^{\text{er}} \text{ CDA}$  (en cm) et  $\Phi/\Phi_0=1/2$ .

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln(1/2)}{\rho \cdot (1^{\text{er}} \text{ CDA})} \quad (\text{III.2})$$

avec  $\rho$  (en  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) masse volumique du milieu.

- A l'aide des tables de Hubbell [HUB69] donnant les coefficients d'atténuation massiques dans différents milieux simples pour des rayonnements monoénergétiques, il nous est possible de déterminer l'énergie correspondant au coefficient d'atténuation massique « moyen » du

spectre de rayons X dans le milieu atténuateur utilisé. Cette énergie représente l'énergie effective.

### III.1.3 Mesures spectrométriques

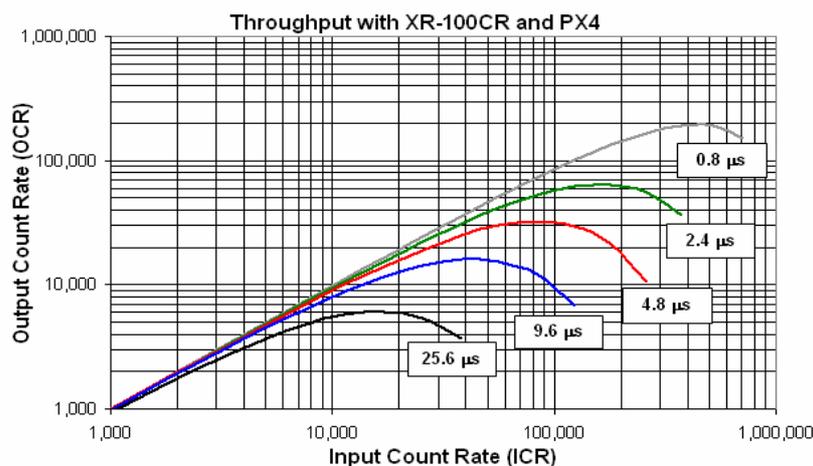
Les matériaux les plus couramment utilisés sont le Germanium, le Cadmium, le Tellure et le Zinc sous la forme d'alliages comme CdTe (Tellure de Cadmium) ou CdZnTe (nommé couramment CZT).

Des capteurs de Germanium ultra pur (High Purity Germanium – HPGe) présentent une très bonne résolution en énergie, mais sont coûteux, encombrants et nécessitent pour leur fonctionnement de très basses températures obtenues par refroidissement à l'azote liquide. Par contre, les diodes en CdTe et CZT sont plus économiques et plus petites et ne requièrent qu'un système de refroidissement thermoélectrique (éléments Peltier).

Les mesures spectrométriques présentent des artefacts qui sont, entre autres, dus aux trois phénomènes décrits ci-dessous.

#### III.1.3.1 Empilement d'impulsions

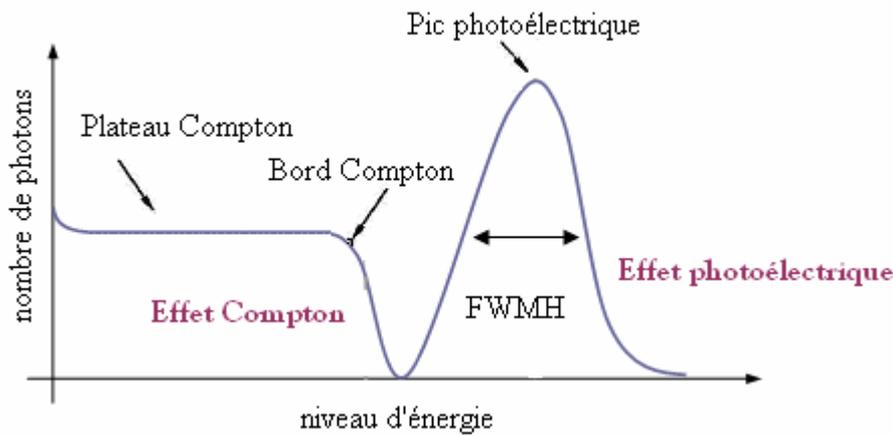
Lorsque le flux de photons est très important, les impulsions générées par chacun d'eux peuvent s'empiler et la forme du spectre en énergie est donc modifiée. Ce phénomène est connu sous le nom de « pile-up ». De plus, le capteur perd de sa linéarité due au « temps mort ». Une vue globale de ce phénomène est présentée sur la figure III.3 pour un capteur à semi-conducteur.



*Figure III.3 Perte de linéarité des mesures suite à l'empilement pour différents « shaping times » (Brochure du capteur XR-100CR - Amptek, Inc. 2005)*

### III.1.3.2 Plateau Compton

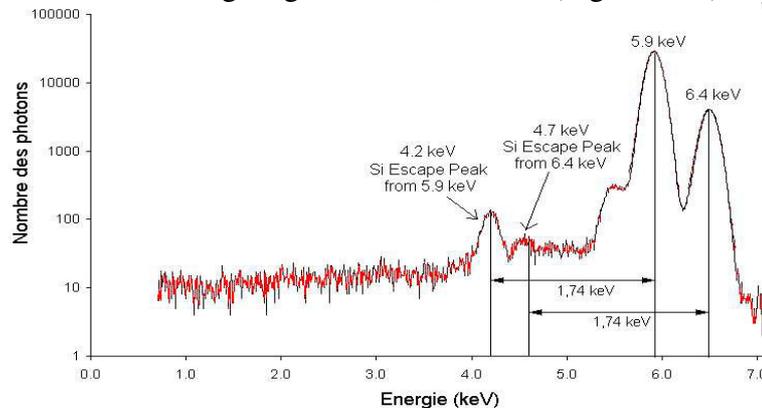
L'effet Compton également traité dans l'annexe A est dû au processus de diffusion entre un photon et un électron atomique que nous pouvons considérer dans ce cas, comme libre. Le rayon X n'est donc pas absorbé mais simplement diffusé hors faisceau. L'énergie du photon incident est donc partagée entre l'électron libre et le photon diffusé. L'énergie de ce dernier dépend de l'angle de diffusion. L'électron mis en mouvement par effet Compton possède un spectre continu s'étendant de zéro à un maximum déterminé par l'énergie de rétrodiffusion de photon incident. Ce spectre continu est appelé « plateau Compton » (Figure III.4).



*Figure III.4 Pic photoélectrique avec sa largeur de raie à mi-hauteur (FWMH) et plateau Compton pour une source mono énergétique*

### III.1.3.3 Pic d'échappement

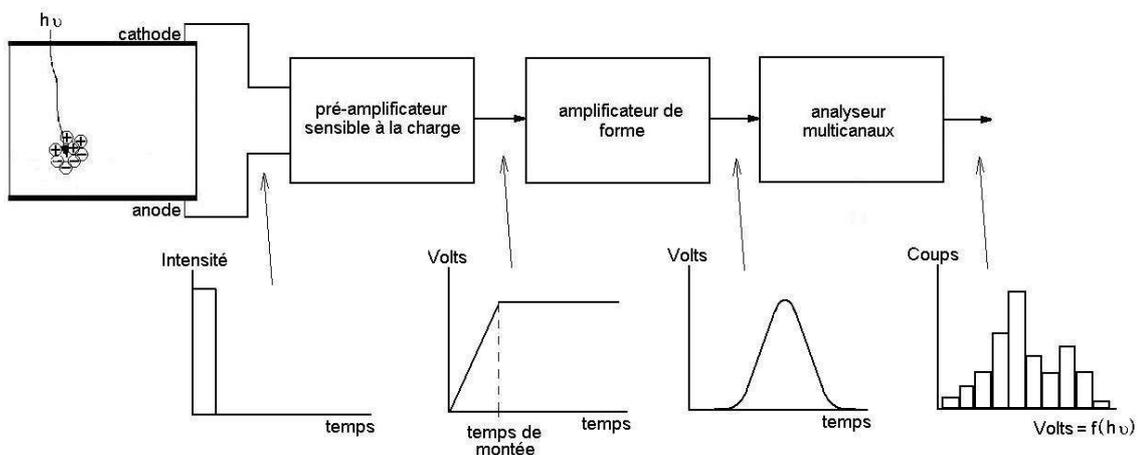
Dans une interaction photoélectrique, le photon de fluorescence porte une partie ( $E_f$ ) de l'énergie totale apportée par le photon incident ( $h\nu$ ). Si ce photon de fluorescence réussit à s'échapper du capteur, la totalité de l'énergie incidente ne sera pas absorbée par le capteur. Un pic pourra apparaître à un niveau d'énergie égal à  $h\nu - E_f$  [PAP01] (Figure III.5).



*Figure III.5 Pics d'échappement générés à partir des raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  du Fer,  $E_f$  du Silicium est 1,74keV (Adapté d'après la brochure du capteur XR-100CR d'Amptek, 2005)*

### III.1.4 Traitement du signal et résolution spectrale

Le signal modulé en intensité électrique est intégré par un « pré-amplificateur de charge ». Ce pré-amplificateur produit une impulsion de tension directement proportionnelle au temps d'intégration. Ce signal est envoyé vers un amplificateur de forme (shaping amplifier), qui génère une impulsion symétrique amplifiée (Figure III.6). L'amplitude maximale de cette impulsion est proportionnelle à l'énergie déposée dans le capteur. Ce signal est « envoyé » vers un analyseur multicanaux. L'analyseur sépare chacune des impulsions et génère un histogramme où il compte le nombre d'impulsions dans chaque niveau d'énergie, c'est le spectre du rayonnement.



*Figure III.6 Traitement du signal dans un capteur spectrométrique.[RED03]*

Si en théorie des photons ayant le même niveau d'énergie doivent être comptabilisés dans un même canal, la pratique se révèle toute autre en raison du bruit électronique et de la variabilité statistique [NIE95]. Pour une source monoénergétique, au lieu de générer une raie de Dirac, le dispositif fournit une distribution gaussienne dont l'écart-type correspond à 0,424 fois la largeur de raie à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum - FWHM) [MIY02a,b]. La FWHM est utilisée couramment comme paramètre de la résolution énergétique d'un capteur.

Nous avons vu dans le § III.1.3 des exemples de difficultés rencontrées pour des mesures de distribution énergétique des rayons X que nous avons réalisées à l'aide d'un spectromètre. Nous avons aussi envisagé une autre voie possible pour obtenir la distribution énergétique des rayons X en modélisant la distribution spectrale par simulation de Monte-Carlo (développée dans le chapitre IV).

## III.2 Qualité des faisceaux utilisés pour les comparaisons internationales

Dans le but d'avoir des faisceaux continus de photons X répondant à des normes internationales, nous décrirons dans cette partie la caractérisation de ces qualités de faisceaux.

### III.2.1 Qualité de faisceaux selon la norme ISO 4037

Dans l'optique de réaliser une comparaison internationale, projet EUROMET 738 (chapitre VI), nous avons caractérisé en termes de CDA plusieurs faisceaux de la série de spectre « étroit » de la norme ISO 4037-1 [ISO96]. Le tableau III.2 regroupe les paramètres recommandés pour obtenir ces faisceaux.

Tension du Tube kV	Filtration supplémentaire mm				1 <sup>ère</sup> CDA mm	2 <sup>ème</sup> CDA mm	$\bar{E}$ Energie moyenne keV	Résolution R <sub>E</sub> %
	Pb	Sn	Cu	Al				
10				0.1	0.047 Al	0.052 Al	8	28
15				0.5	0.14 Al	0.16 Al	12	33
20				1	0.32 Al	0.37 Al	16	34
25				2	0.66 Al	0.73 Al	20	33
30				4	1.15 Al	1.30 Al	24	32
40			0.21		0.084 Cu	0.091 Cu	33	30
60			0.6		0.24 Cu	0.26 Cu	48	36
80			2		0.58 Cu	0.62 Cu	65	32
100			5		1.11 Cu	1.17 Cu	83	28
120		1	5		1.71 Cu	1.77 Cu	100	27
150		2.5			2.36 Cu	2.47 Cu	118	37
200	1	3	2		3.99 Cu	4.05 Cu	164	30
250	3	2			5.19 Cu	5.23 Cu	208	28
300	5	3			6.12 Cu	6.15 Cu	250	27

*Tableau III.2 Caractéristiques des faisceaux de la série à spectre étroit [ISO96]*

Dans ce tableau III.2, l'énergie moyenne des photons  $\bar{E}$  exprimée en keV a été calculée selon l'équation III.3 :

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E \cdot E \cdot dE}{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E \cdot dE} \quad (\text{III.3})$$

où  $\Phi_E$  est la fluence  $\Phi(E)$  des photons primaires d'énergie E aux énergies comprises entre E et E+dE, définie par [ICR71] :

$$\Phi_E = \frac{d\Phi(E)}{dE} \quad (\text{III.4})$$

Quant à la résolution spectrale  $R_E$ , toujours dans ce tableau, il s'agit d'un rapport exprimé en pourcentage, où  $\Delta E$  est la largeur du spectre à la moitié de son ordonnée maximale et est défini dans l'ISO 4037 par la relation suivante :

$$R_E = \frac{\Delta E}{E} \cdot 100 \quad (III.5)$$

La méthode employée pour déterminer les CDA d'un faisceau consiste d'abord à fixer la tension du tube. Dans ce faisceau, nous interposons des épaisseurs de matériaux afin d'établir une filtration additionnelle. Puis nous mesurons alors la variations du courant d'ionisation en fonction de l'épaisseur des écrans de cuivre que nous rajoutons progressivement dans le faisceau.

A partir du logiciel ORIGIN nous réalisons un ajustement, c'est-à-dire nous cherchons l'équation de la courbe analytique qui passe par la majorité des points. De cette équation, de forme exponentielle, nous tirons les valeurs de CDA. Si celles-ci ne correspondent pas aux valeurs de CDA attendues pour une qualité de faisceau donnée, nous modifions la filtration additionnelle en fonction de l'écart et nous réitérons toutes les étapes précédentes.

La figure III.7 illustre les résultats obtenus lors de la caractérisation de la qualité de faisceau 120 kV de la série à spectre étroit de l'ISO 4037. C'est avec la filtration additionnelle n°3 que nous obtenons satisfaction.

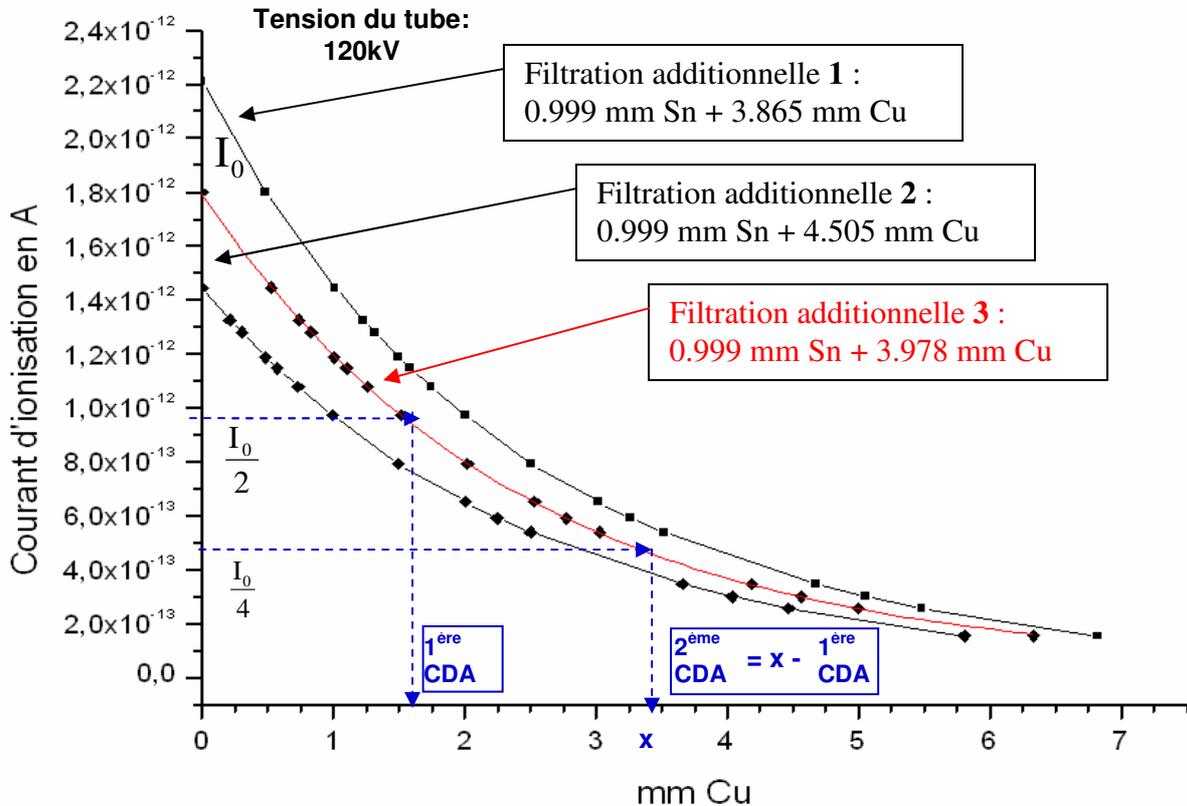


Figure III.7 Caractérisation du faisceau 120kV de la série à spectre étroit. Mesure des courants d'ionisation en fonction de l'épaisseur de Cu et pour plusieurs filtrations additionnelles

Pour les mesures que nous avons effectuées, les filtres additionnels ont été choisis d'une pureté de 99.99 % quel que soit la tension du tube. Cette filtration additionnelle a été ajustée de telle sorte que l'écart entre les valeurs de la 1<sup>ère</sup> CDA spécifiée et celle mesurée soit de  $\pm 5$  % (incertitude acceptable donnée dans la norme ISO 4037). Le tableau III.3 regroupe les valeurs de filtrations additionnelles ainsi que les résultats des mesures de CDA réalisées sur l'installation du LNHB.

Tension du Tube kV	Filtration additionnelle mm				1 <sup>ère</sup> CDA mm	écart en %	2 <sup>ème</sup> CDA mm	Energie effective keV
	Pb	Sn	Cu	Al				
30					1.160 Al	0.87	1.252 Al	23
60			0.606		0.240 Cu	0.00	0.283 Cu	46
80			1.803		0.583 Cu	0.52	0.625 Cu	64
120		0.999	3.978		1.715 Cu	0.29	1.778 Cu	101
250	2.000	2.037			5.179 Cu	0.21	5.490 Cu	209

*Tableau III.3 Caractéristiques des faisceaux de la série à spectre étroit du LNHB*

L'examen des résultats obtenus (tableau III.3) montre que les valeurs des filtres additionnels choisis donnent un très bon accord entre les CDA spécifiées et les CDA mesurées comme le laissent apparaître les écarts relatifs. Les valeurs de 2<sup>ème</sup> CDA sont données à titre indicatif. Pour la qualité du faisceau à « spectre étroit » de tension du tube 30 kV, (N30), il n'y a pas de filtre additionnel, du fait que la filtration inhérente au tube est suffisante pour obtenir la 1<sup>ère</sup> CDA.

### III.2.2 Qualité de faisceaux selon le CCRI

Il est recommandé aux laboratoires nationaux de métrologie pour les rayonnements ionisants de se comparer avec le BIPM (Bureau International des Poids et Mesures) au moins une fois tous les dix ans. Dans le domaine des faisceaux continus de rayons X de faibles et moyennes énergies, le CCRI (Comité Consultatif des Rayonnements Ionisants) préconise d'autres qualités de faisceaux [BIP72] que celles de la norme ISO 4037-1. Ces qualités de faisceaux sont présentées dans le tableau III.4 ainsi que celles que nous avons obtenues au LNHB en utilisant la même méthode que précédemment.

Tension du tube (kV)		100	135	180	250
<b>BIPM</b>	Filtration inhérente (mm Be)	3	3	3	3
	Filtration additionnelle (mm Al)	3.431	2.228	2.228	2.228
	Filtration additionnelle (mm Cu)	-	0.232	0.485	1.570
	CDA (mm Al)	4.030	-	-	-
	CDA (mm Cu)	0.149	0.489	0.977	2.484
<b>LNHB</b>	Filtration inhérente (mm Al)	3.14	3.14	3.14	3.14
	Filtration additionnelle (mm Al)	0.318	-	-	-
	Filtration additionnelle (mm Cu)	-	0.213	0.477	1.641
	CDA (mm Al)	4.044	-	-	-
	CDA (mm Cu)	-	0.488	0.977	2.484
	Energie effective (keV)	38	60	79	122
Ecart de CDA en %		0.3%	0.2%	0.0%	0.0%

*Tableau III.4 Caractéristiques des faisceaux CCRI du BIPM et du LNHB*

L'examen des résultats, résumés dans ce tableau, montre que les énergies effectives des qualités de faisceaux CCRI sont bien inférieures à celles de l'ISO 4037 (de la série N) pour une même tension accélératrice du tube (250CCRI et N250). On peut également observer par exemple que le faisceau N60 est doté d'une énergie moyenne supérieure à celui de 100kV du CCRI. Sans la visualisation des distributions spectrales des fluences et compte tenu des énergies effectives, on en déduit que les spectres des faisceaux CCRI sont plus larges que ceux de la série N de l'ISO 4037-1. Cette observation est en adéquation avec les résultats du choix des filtrations additionnelles puisque lorsque l'on ajoute de l'épaisseur d'un matériau, on diminue la part de la fluence de plus faible énergie. Ainsi, l'énergie moyenne du spectre est augmentée ; « durcir un faisceau » est la terminologie communément employée.

En résumé, nos résultats montrent l'existence de nombreuses qualités de faisceaux pour une même tension de tube, cela en fonction de la filtration additionnelle. Pour chaque qualité de faisceau, le spectre est différent, rendant nécessaire l'évaluation des facteurs de correction de l'instrument primaire qui en dépendent.

### III.3 Facteurs de correction

Dans le but d'avoir une mesure du débit de kerma la plus exacte possible, nous avons introduit des facteurs de correction. Nombre d'entre eux sont liés aux conditions climatiques, d'autres sont plus directement liés aux détecteurs en fonction des qualités de faisceau.

### III.3.1 Facteurs de corrections liés aux conditions climatiques

#### III.3.1.1 Température ( $k_T$ )

La correction de température est liée au fait que la masse volumique de l'air est donnée, dans la relation liant le débit de kerma dans l'air au courant d'ionisation mesuré, pour une température de référence (293.15 K) qui peut être différente de la température de mesure.

La température dans la chambre à parois d'air est enregistrée en même temps que la mesure du courant et le facteur de correction,  $k_T$ , est donné par la formule suivante :

$$k_T = \frac{273.15 + t}{T_0} \quad (\text{III.6})$$

$t$  = Température mesurée en °C

$T_0$  = Température de référence 293.15 K

#### III.3.1.2 Pression ( $k_P$ )

Nous avons, pour les mêmes raisons que celles concernant la température, à apporter une correction de pression. La pression dans la salle de mesure est enregistrée en même temps que la mesure du courant, la pression de référence étant de 1013.25hPa. Le facteur de correction  $k_P$  appliqué est donné par la relation :

$$k_P = \frac{P_0}{P} \quad (\text{III.7})$$

$P$  = Pression mesurée en hPa

$P_0$  = Pression de référence 1013.25 hPa

#### III.3.1.3 Hygrométrie ( $k_H$ )

Le facteur de correction  $k_H$  est à appliquer pour tenir compte des variations de l'hygrométrie de l'air dans le volume de mesure. Pour des humidités relatives variant de 20 à 80 %,  $k_H$  reste constant pour une chambre à parois d'air [ICR98] [BOU01]. Ces conditions sont toujours réalisées dans la salle de mesure du LNHB. La valeur conventionnellement adoptée est :

$$k_H = 0.998 \quad (\text{III.8})$$

### III.3.2 Facteurs de corrections liés aux détecteurs

#### III.3.2.1 Atténuation dans le détecteur ( $k_a$ )

Pour des rayonnements de basses et moyennes énergies (de 10 à 300 keV), l'atténuation dans l'air du faisceau de rayons X, entre le point de référence P (sortie du diaphragme) et le point P', situé au milieu du volume V de mesure, est à prendre en compte [ATT86] (voir paragraphe II.2.2.1). Il existe pour cette correction, devant être effectuée pour nos détecteurs, trois méthodes possibles :

##### Méthode 1 :

Elle consiste à utiliser un cylindre d'une longueur égale à la distance séparant le plan de référence du plan de mesure, ayant deux fenêtres de mylar très fin pour minimiser l'atténuation du faisceau et dans lequel il est possible de réaliser le vide. Cette méthode est délicate à réaliser car, sous l'effet du vide, les fenêtres de mylar s'incurvent et la distance parcourue par les photons dans le vide diminue. Le rapport des mesures avec et sans cylindre est égal à  $k_a$ .

##### Méthode 2 :

Cette méthode consiste à réaliser deux mesures complémentaires, à des distances différentes par rapport à la mesure du courant d'ionisation effectuée dans les conditions choisies de référence (haute tension accélératrice, filtration additionnelle, **distance foyer-point de référence**,...).

Le détecteur absolu est avancé vers le foyer d'une distance égale à la distance séparant le plan de référence du plan de mesure pour mesurer un courant d'ionisation  $I_1$ .

La seconde mesure  $I_2$  est réalisée en plaçant un tube de façon à laisser le diaphragme d'entrée dans la position précédente et à repositionner le plan de mesure à l'endroit où il était lors de la mesure de référence. De cette façon, la distance entre le plan de référence et le plan de mesure est double par rapport aux conditions de références. Ainsi le facteur de correction  $k_a$  à appliquer est obtenu par la relation :

$$k_a = \frac{I_1}{I_2} \quad (\text{III.9})$$

##### Méthode 3 :

Nous avons retenu cette méthode pour le calcul du facteur de correction  $k_a$ . A partir de l'équation II.13 du chapitre II, nous pouvons écrire:

$$I_p = I_{p'} \cdot e^{\mu_{\text{tot}} x} \quad (\text{III.10})$$

où

$I_p$  est le courant d'ionisation au point P,

$I_{p'}$  est le courant d'ionisation au point P',

$\mu_{tot}$  est le coefficient d'atténuation (en  $m^{-1}$ ),

x est la distance PP' (en m).

Pour une énergie effective donnée, en utilisant les tables de Hubbell [HUB82] donnant les valeurs de  $(\mu/\rho)$  de l'air en fonction de l'énergie et en tenant compte de la masse volumique de l'air, on détermine  $k_a$  dans la « tranche » d'air (PP') séparant le plan de sortie du diaphragme du plan de mesure par la relation suivante:

$$k_a = e^{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Air} \cdot \rho_{Air} \cdot x} \quad (III.11)$$

$(\mu/\rho)_{Air}$  coefficient d'atténuation massique de l'air pour une énergie donnée (en  $m^2 \cdot kg^{-1}$ ),

$\rho_{Air} = 1,20479 \text{ kg} \cdot m^{-3}$  à une température de référence de 293.15 K et pour une pression de 1013,25 hPa.

On notera que plus l'énergie diminue, plus la correction due à l'atténuation du faisceau est importante. L'avantage de cette méthode réside dans l'absence de manipulation expérimentale avec le détecteur primaire, dont la maîtrise n'est pas toujours aisée.

### III.3.2.2 Atténuation dans l'air devant le détecteur ( $k_{att}$ )

Pour corriger l'atténuation suivant la quantité d'air entre la source et le détecteur en fonction de la pression et de la température par rapport à  $T_0$  et  $P_0$ , le facteur correctif est de la forme :

$$k_{att} = e^{\left(\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_0 (\rho_0 d_0) \left(\frac{1}{k_{TP}} - 1\right)\right)} \quad (III.12)$$

avec  $\mu$  coefficient d'atténuation dans l'air pour le faisceau considéré,  $\rho_0$  masse volumique de l'air de référence et  $d_0$  distance de référence entre la source et le détecteur (plan de référence).

### III.3.2.3 Polarisation ( $k_{pol}$ )

Le facteur de correction de la polarisation  $k_{pol}$ , que nous avons appliqué à la mesure, permet de tenir compte de la dissymétrie de collection des ions. Il est obtenu en reliant successivement la plaque haute tension à un potentiel positif (+5000 V dans le cas de la WK06) puis à un potentiel négatif (-5000 V), en effectuant une mesure du courant d'ionisation dans chaque cas. Dans le cas idéal (absence de dissymétrie de collection des ions), les valeurs absolues des courants d'ionisation

obtenues dans les deux polarités sont égales et  $k_{pol} = 1$ .

$$k_{pol} = \frac{|I_+| + |I_-|}{2 \cdot |I_+|} \quad (III.13)$$

$I_+$  courant d'ionisation mesuré pour un potentiel positif (+5000 V),

$I_-$  courant d'ionisation mesuré pour un potentiel négatif (-5000 V).

Ces mesures ont été réalisées pour chacun des faisceaux de référence.

### III.3.2.4 Recombinaison ( $k_s$ )

Le facteur de correction de la recombinaison  $k_s$  entre le nombre de charges collectées et le nombre de charges produites permet de corriger de la différence due à la recombinaison des électrons, favorisée par un milieu environnant électronégatif (air, O<sub>2</sub>, ...).

La recombinaison se décline principalement en :

- La recombinaison initiale, recombinaison des ions + et – formés au sein même de la trajectoire et donc indépendante du débit de kerma.
- La recombinaison générale ou volumique, recombinaisons des ions + et – formés le long de trajectoires différentes et donc dépendante du débit de kerma.

Suivant les tailles des détecteurs et les débits, les proportions entre ces deux phénomènes varient.

Plus le rapport  $\frac{m^2}{6} \cdot \frac{\dot{Q} \cdot d^4}{V^2}$  [BUR90] augmente, (avec  $m$  constante dépendant de la nature du gaz (air),  $\dot{Q}$  charge libérée par unité de volume et par seconde (directement proportionnelle au débit de kerma),  $d$  distance inter-électrode,  $V$  différence de potentiel appliquée), plus la recombinaison volumique augmente. Suivant ces trois paramètres, il est donc possible de considérer la prédominance de l'un des deux phénomènes.

La recombinaison est nulle lorsque la tension tend vers l'infini.

Le facteur  $k_s$  lié à la recombinaison est donné par la relation :

$$k_s = \frac{I_\infty}{I_0} \quad (III.14)$$

où

$I_\infty$  est le courant de la saturation ( $V_\infty$ ),

$I_0$  est le courant mesuré à la tension normale d'utilisation (5000 V pour WK06).

Il existe deux modèles pour déterminer  $k_s$ , le premier favorise la recombinaison générale [BOA87], le second donne quant à lui le même poids à la recombinaison initiale et générale [BOA66].

**Premier modèle :**  $\frac{1}{I} = f\left(\frac{1}{V^2}\right)$

En utilisant les courbes donnant l'inverse du courant mesuré (I) en fonction de l'inverse du carré de la haute tension (V) appliquée aux plaques, la théorie [BOA87] montre que dans les conditions proches de la saturation :

$$\frac{1}{I} = \frac{1}{I_\infty} + \frac{Cste}{V^2} \quad (\text{III.15})$$

Ainsi, l'extrapolation linéaire, jusqu'à  $1/V^2 = 0$ , permet de connaître le courant de saturation  $I_\infty$ .

Toujours sur ce modèle, en s'appuyant sur la théorie de Boag (BOA87), le facteur de correction  $k_s$  peut également être calculé à partir de deux mesures de courant à deux tensions différentes (équation III.16). Comme cette théorie ne tient pas compte de la polarité du détecteur, il faut corriger les courants d'ionisation préalablement de  $k_{pol}$ .

$$k_s = \frac{I_\infty}{I_0} = 1 + \frac{\frac{I_0}{I_1} - 1}{\left(\frac{V_0}{V_1}\right)^n - \frac{I_0}{I_1}} \quad (\text{III.16})$$

$I_\infty$  courant d'ionisation sans recombinaison,

$I_0$  courant d'ionisation mesuré sous la tension d'utilisation ( $V_0=5000$  V),

$I_1$  courant d'ionisation mesuré sous la tension  $V_1$ ,

$n$  est pris égal à 1 dans le cas de la recombinaison initiale, et est égale à 2 dans le cas où la recombinaison générale est prépondérante.

**Deuxième modèle :**  $\frac{1}{I} = f\left(\frac{1}{V^2} + \frac{1}{V}\right)$

Ce modèle, étudié par M. Boutillon [BOU98], considère que la recombinaison initiale et la recombinaison générale ont la même importance. Pour cela on utilise l'expression générale :

$$\frac{I_\infty}{I_V} = 1 + \frac{A}{V} + m^2 \cdot \left(\frac{g}{V^2}\right) \cdot I_\infty \quad (\text{III.17})$$

$I_\infty$  courant sans recombinaison,

$I_V$  courant mesuré sous la tension d'utilisation ( $V=5000$  V),

$V$  tension d'utilisation,

$A$  constante dépendant du détecteur utilisé,

$m^2 = \alpha e + k+k-$  ( $\alpha$  est le coefficient de recombinaison,  $e$  est la charge de l'électron,  $k+$  et  $k-$

sont les mobilités des ions + et des ions -)

g facteur géométrique ( $g = L^2/(2\pi l)$ ) avec L la distance séparant les plaques et l la longueur de collection)

En réalisant une mesure de la charge à la tension  $V/n$ , nous obtenons l'équation suivante qui permet de déterminer les paramètres : A,  $m^2$  :

$$\frac{I_V}{I_{V/n}} = 1 + (1-n) \frac{A}{V} + (n^2 - 1) \cdot m^2 \cdot \left( \frac{g}{V^2} \right) \cdot I_V \quad (\text{III.18})$$

Pour cela il a fallu tracer les courbes  $I_V/(I_{V/n})$  en fonction de  $I_V$ , et de la pente est déduit  $m^2$  en divisant par  $(n^2-1)g/V^2$  et A est déduit de l'ordonnée à l'origine. Il est ensuite possible de calculer le facteur de correction  $k_s$  à partir de l'équation III.17.

$$k_s = \frac{\left( 1 + \frac{A}{V} \right) \cdot I_V}{\frac{1}{I_V} - m^2 \cdot \frac{g}{V^2}} \quad (\text{III.19})$$

### III.3.2.5. Transmission du diaphragme ( $k_l$ )

Le facteur de correction de la transmission du diaphragme  $k_l$  est obtenu en utilisant un bouchon en plomb adapté à l'ouverture du diaphragme du détecteur (diamètre de 1 cm). La mesure du courant est comparée d'une part avec la mesure sans ce bouchon supplémentaire et d'autre part, à la mesure sans rayonnement (courant due uniquement au courant de fuite).

$$k_l = \frac{(I_{SB} - I_{Bruit}) - (I_{AB} - I_{Bruit})}{I_{SB} - I_{Bruit}} = \frac{I_{SB} - I_{AB}}{I_{SB} - I_{Bruit}} \quad (\text{III.20})$$

où :

$I_{SB}$  Mesure réalisée **S**ans le **B**ouchon de plomb,

$I_{Bruit}$  Mesure réalisée sans rayonnement,

$I_{AB}$  Mesure réalisée **A**vec le **B**ouchon de plomb.

### III.3.2.6 Transmission des parois ( $k_p$ )

Ce facteur de correction  $k_p$  est obtenu de la même façon que le précédent facteur mais le bouchon en plomb est dans ce cas adapté à l'ouverture de l'enceinte protégeant du rayonnement « parasite » dans lequel est placé le détecteur primaire.

$$k_p = \frac{(I_{SB} - I_{Bruit}) - (I_{AB} - I_{Bruit})}{I_{SB} - I_{Bruit}} = \frac{I_{SB} - I_{AB}}{I_{SB} - I_{Bruit}} \quad (\text{III.21})$$

où :

$I_{SB}$  Mesure réalisée **S**ans le **B**ouchon de plomb,

$I_{Bruit}$  Mesure réalisée sans rayonnement,

$I_{AB}$  Mesure réalisée **A**vec le **B**ouchon de plomb.

### III.3.2.7 Distorsion du champ ( $k_d$ )

Ce facteur permet de tenir compte de la distorsion des lignes du champ électrique à l'intérieur de la chambre d'ionisation. Cette distorsion peut conduire à une valeur erronée du volume de mesure  $V$ . Pour s'affranchir du problème de distorsion du champ électrique, une attention particulière est portée à la coplanéité de l'électrode de mesure et des plaques de garde qui l'entourent (paragraphe II.4.5). Ce facteur n'est pas mesuré expérimentalement mais à l'aide du logiciel QuickField [QUI03], logiciel basé sur la méthode des éléments finis. Grâce à ce logiciel, il est possible de vérifier les lignes du champ électrique au niveau de l'électrode de mesure. Le champ électrique  $E$  en un point a une composante  $E_x$  et une composante  $E_y$ .  $\Delta V$  étant proportionnel à  $E_x$ ,  $\frac{\Delta V}{V}$  est proportionnel à  $\frac{E_x}{E_y}$ .

$k_d$  est donc pris égal à 1,0000 en s'assurant que  $E_x/E_y < 10^{-4}$ .

### III.3.2.8 Photons diffusés ( $k_{sc}$ )

La mesure du kerma dans l'air ne doit prendre en compte que les charges créées par le rayonnement primaire. Or, lors de l'interaction du faisceau de photons primaires dans la chambre d'ionisation, il y a production d'électrons (par effets photoélectriques ou Compton) et de photons secondaires (par effets Compton ou fluorescence). Ces photons secondaires peuvent à leur tour produire des électrons à l'intérieur du volume de mesure. Il est donc nécessaire de corriger la mesure de ces charges supplémentaires. Le facteur  $k_{sc}$  permet alors de corriger la mesure de ces charges créées par des photons secondaires.

Une méthode de mesure possible est décrite par Allisy et Roux [ALL61], mais ne sera pas appliquée ici. Le facteur de correction de diffusion des photons sera déterminé par des calculs de simulation de Monte-Carlo avec le code PENELOPE pour une approche plus précise et cela pour chacun des faisceaux de référence (voir chapitre IV).

### III.3.2.9 Perte d'électrons ( $k_e$ )

Ce facteur tient compte de la perte d'ionisation due aux électrons qui n'ont pas dissipé toute leur énergie dans le volume  $V'$  du détecteur.

Dans le domaine des rayons X de basses énergies (20 à 100kV), les travaux de Ritz [RIT59] montrent que le facteur  $k_e$  peut être estimé à 1,0000 pour des faisceaux peu filtrés, dans la mesure où les dimensions du détecteur sont adaptées par rapport aux parcours maximum des électrons. Cependant, de même que pour  $k_{sc}$ ,  $k_e$  fera l'objet de calculs par simulation de Monte-Carlo (voir chapitre IV).

Dans ce chapitre nous avons caractérisé plusieurs faisceaux continus de rayons X en termes de CDA en vue de comparaisons internationales (chapitre VI). Les facteurs de corrections pour les détecteurs absolus (chambres d'ionisation à parois d'air) ont été décrits et calculés. Cependant, pour déterminer les deux facteurs de correction manquant ( $k_e$  et  $k_{sc}$ ) pour une qualité de faisceau donnée, nous avons utilisé la modélisation de Monte Carlo. Le chapitre IV est consacré à la simulation de Monte Carlo permettant de les établir.

# CHAPITRE IV



## Chapitre IV : Simulation de spectre de rayons X et calcul des facteurs de correction à l'aide de code de Monte Carlo

Dans la majorité des cas, la qualité des faisceaux continus de rayons X est déterminée en termes de CDA. Nous avons montré dans le chapitre III la limite de cette méthode due au manque d'information sur le spectre pour un faisceau donné. Pour le calcul des deux facteurs de correction manquants,  $k_e$  et  $k_{sc}$ , la distribution spectrale en énergie est indispensable.

Du fait des résultats de mesures du spectre entachés d'ambiguïtés et donc difficiles à interpréter, nous avons choisi de déterminer les spectres par la méthode de simulation Monte Carlo. Cette méthode pour obtenir des spectres est largement utilisée depuis ces dernières années [BAZ07] [DIN07] [KNÖ07] [MAI06] [MAL07] [MEY04] [VER99].

Dans ce chapitre, nous présentons des spectres que nous avons obtenus par le calcul ainsi que les calculs des facteurs de correction réalisés à partir de ces spectres.

### IV.1 Les codes de Monte Carlo

Les codes de Monte Carlo permettent la détermination de grandeurs physiques macroscopiques, en particulier des composantes inaccessibles par l'expérience. Ces codes sont des outils essentiels en physique de l'interaction rayonnement-matière et occupent à présent une place importante dans le domaine de la métrologie des rayonnements ionisants. Le principe de base est fondé sur l'utilisation d'une séquence de nombres aléatoires combinée aux probabilités d'interactions des particules à chaque étape de leur transport. La fiabilité des valeurs calculées dépendant des paramètres relevés de l'énergie et des sections efficaces, demeure le point faible de cette méthode. C'est pourquoi l'utilisation des codes de Monte Carlo nécessite une validation expérimentale sur des cas similaires jugés suffisamment proches.

En métrologie, ces codes sont assez souvent utilisés pour estimer des facteurs de correction qui sont proches de l'unité à quelques pourcents. Pour réaliser nos travaux de recherche, nous avons utilisés les codes suivants :

- MCNP 4C [HEN00] [BRI00],
- BEAM/EGSnrc [NEL85] [ROG95] [KAW01],
- PENELOPE [SAL06].

### IV.1.1 Le code MCNP

Le code de simulation MCNP (Monte-Carlo N-Particle transport) a été développé au Laboratoire National d'études nucléaires de Los Alamos. La première version de ce code a été élaborée lors du projet Manhattan au début des années 40. Il est actuellement l'un des codes de calcul les plus utilisés dans le monde. Ses domaines d'application sont variés, tant dans le domaine de la radioprotection, de la dosimétrie, de l'imagerie médicale que des calculs de réacteurs ou de toute autre installation nucléaire.

Le code que nous avons utilisé pour des vérifications du détecteur WK06 est MCNP version 4C. Il simule le transport des photons et électrons d'énergies comprises entre 1 keV et 1 GeV, et les neutrons de 0 à 60 MeV dans des matériaux de Z allant de 1 à 94.

La structure du fichier d'entrée lu par MCNP [BRI97] comprend :

- La géométrie de la chambre d'ionisation à parois d'air à simuler,
- Les matériaux, ainsi que le choix des bibliothèques de sections efficaces correspondantes,
- La localisation et les caractéristiques de la source,
- Le type de réponses (ou tallies) souhaitées,
- Les techniques de réduction de variances employées afin d'augmenter l'efficacité de calcul.

Les tallies sont des cartes de sortie qui spécifient les informations à récupérer au fur et à mesure de la simulation. Le code MCNP contient 6 tallies pour les photons, 4 tallies pour les électrons, 6 tallies pour les neutrons. Les instructions fournies par l'utilisateur à MCNP permettent de réaliser différents tallies liés au flux, à la fluence et au dépôt de l'énergie des particules.

Lors de notre étude, les tallies utilisés dans la validation de la simulation de la chambre d'ionisation à parois d'air sont : F4 et F6 permettant de donner respectivement la fluence et le kerma.

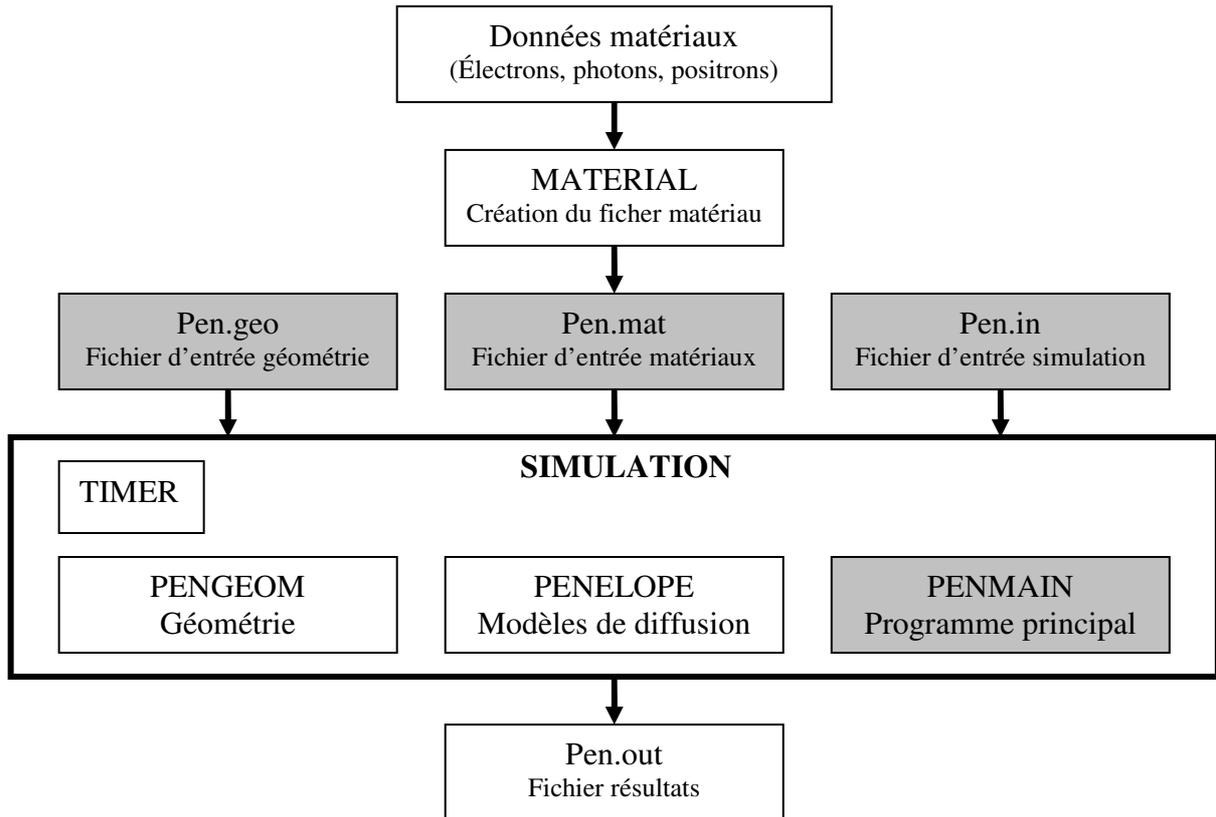
### IV.1.2 Le code PENELOPE

Le code PENELOPE a été développé à la Faculté de Physique de Barcelone [BAR93], [SEM95], [SAL96]. Ce code effectue la simulation couplée du transport des électrons, positrons et photons. Les modèles physiques ainsi que les bases d'informations qui y sont associées permettent la simulation de particules dont l'énergie est comprise entre 100 eV et 1GeV. Le transport de celles-ci est réalisé dans un système de matériaux prédéfinis relevant d'une géométrie complexe organisée en modules juxtaposés. Ainsi, le nom PENELOPE désigne-t-il l'activité du code en étant l'acronyme de PENetration and Energy Loss of Positrons and Electrons (l'étude des photons ayant été introduite par la suite).

PENELOPE effectue toutes les opérations nécessaires à la simulation du transport des particules en appelant un ensemble de sous-programmes écrits en FORTRAN77. Chacune est dédiée à une tâche particulière visant à reproduire au global, les phénomènes physiques des interactions (Figure IV.1). Pour gérer cela, le code repose sur trois grandes parties :

- le fichier PENELOPE contient les sous-programmes permettant de décrire l'intégralité des phénomènes physiques. Il fait appel à trois fichiers d'entrée pour gérer les paramètres de simulation, la géométrie et les sections efficaces
- le programme utilisateur PENMAIN qui va gérer les appels aux différents sous-programmes,
- le module PENGEOM dont le rôle est d'initier le programme PENMAIN à la géométrie entrée par l'utilisateur.

Le programme principal PENMAIN effectue le contrôle de la géométrie ainsi que le contrôle des paramètres physiques de suivi des particules (primaires et secondaires). Il réalise également le stockage des valeurs d'intérêt. Il est à noter que ce programme est accessible à l'utilisateur et autorise l'apport de modifications permettant de répondre à un problème donné.

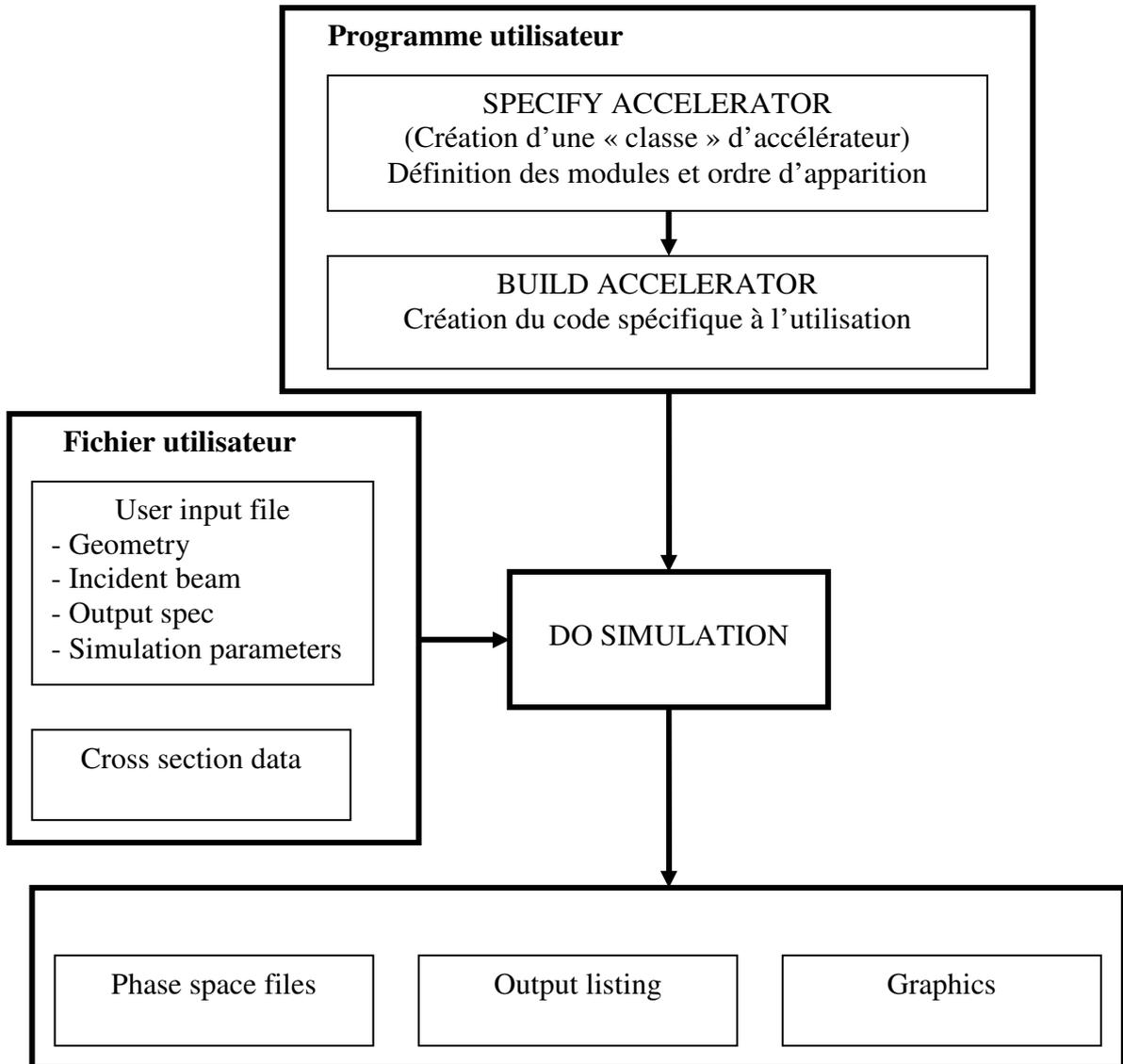


*Figure IV.1 : Structure de l'ensemble des programmes et des fichiers d'entrée du code PENELOPE version 2006*

Ce code a été utilisé d'une part, pour la simulation du tube à rayons X pour la gamme des moyennes énergies afin d'en obtenir des spectres photoniques, d'autre part, pour le calcul des facteurs de corrections  $k_e$  et  $k_{sc}$  des détecteurs WK06 et WK07.

### IV.1.3 Le code BEAMnrc (EGSnrc)

Le code de simulation BEAMnrc est un adaptatif au package du code EGSnrc développé au NRCC (National Research Council of Canada) par l'équipe de Rogers [ROG95]. Il permet la modélisation de faisceau d'électrons, de photons de basse et moyenne énergies ainsi que la dosimétrie 3D associée à ces spectres. Le code EGSnrc est lui-même issu du développement du code EGS3 par Nelson [NEL85]. Le code BEAMnrc est composé de modules écrits en Mortran. Il simule le transport des photons, des électrons et des positrons d'énergies comprises entre 1 keV et 1GeV. La figure IV.2 représente l'organigramme de ce code.



*Figure IV.2 : Utilisation du code BEAMnrc*

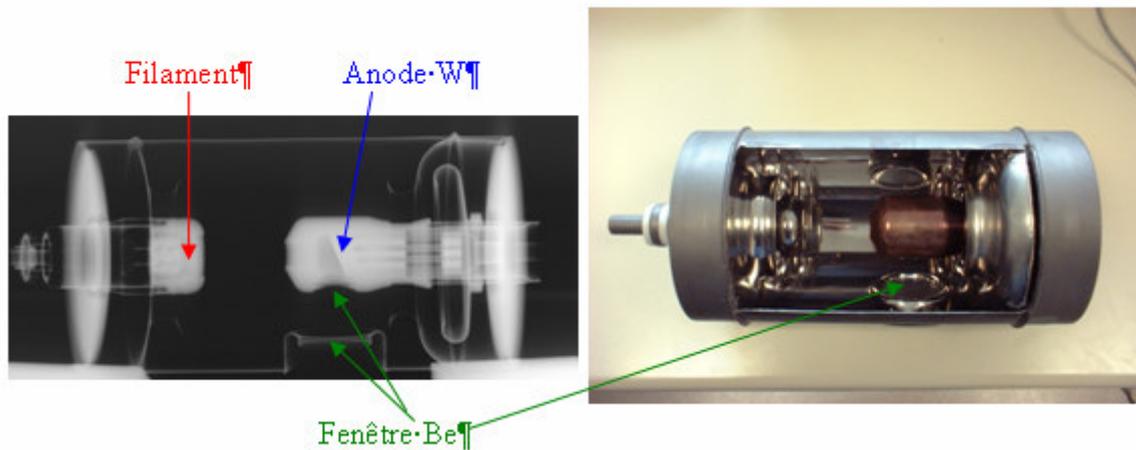
Ce code a été utilisé pour réaliser un « Benchmark » avec le code PENELOPE. Les spectres simulés avec BEAM sont comparés à ceux obtenus à l'aide du code PENELOPE. L'intérêt du code BEAM est que dans sa dernière version, la technique de réduction de variance dite DBS (Directional Bremstrahlung Splitting) [KAW03] [MAI06] est introduite. Ceci permet d'augmenter l'efficacité de conversion des électrons du tube à rayons X en photons dans une direction d'émission donnée [KAW02] et donc un gain de temps pour les simulations.

## IV.2 Simulation de spectres de rayons X

### IV.2.1 Simulation avec le code PENELOPE

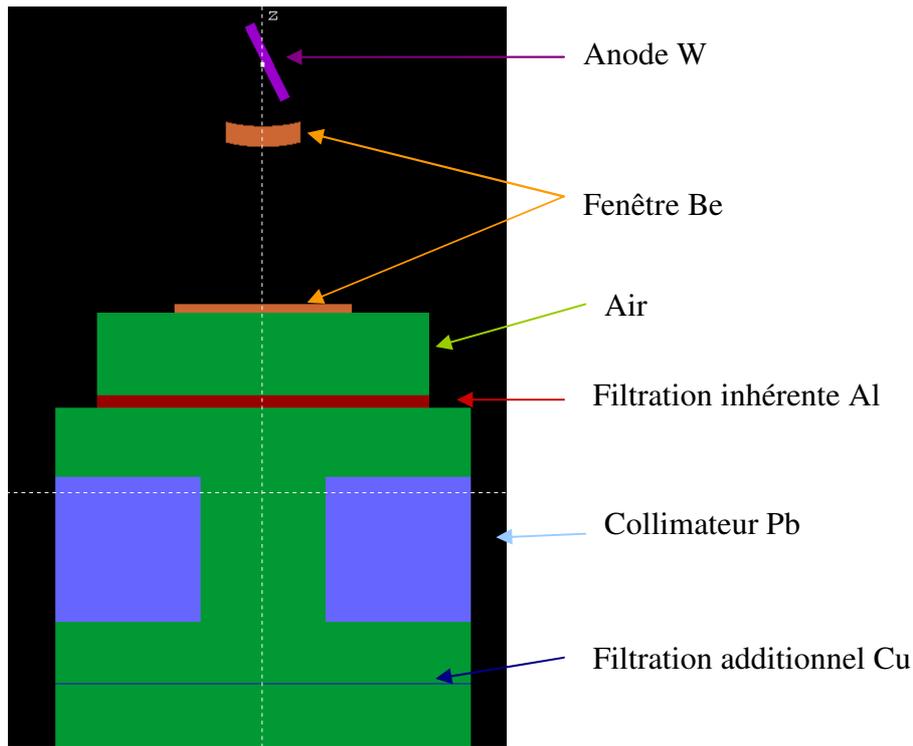
#### IV.2.1.1 Modélisation numérique du Tube à rayons X

Le tube à rayons X de moyennes énergies a été modélisé en utilisant le sous-programme PENGEOM dédié à la géométrie. Les différents éléments du tube ont été modélisés à partir d'un tube similaire réformé fournis par Cegelec figure IV.3 ci-dessous.



*Figure IV.3 : Radiographie et photographie d'un tube à rayons X de type MB 350*

La figure IV.4 présente le modèle numérique du tube à rayons X contenant seulement les éléments caractéristiques permettant la « transformation » du faisceau des électrons en faisceau de rayons X. L'outil de visualisation GVIEW 2D a permis de vérifier la géométrie du tube, les dimensions des éléments contenus dans ce tube ainsi que les matériaux utilisés dans leur description.



*Figure IV.4 : Représentation du modèle numérique du tube à rayons X, avec la filtration pour obtenir la qualité de faisceau 135kV CCRI (visualisation GVIEW 2D)*

#### IV.2.1.2 Paramètres physiques de simulation

Le tableau IV.1 résume les valeurs des paramètres de simulation utilisées lors des simulations du 135 kV CCRI. Les définitions des paramètres sont présentées en annexe C.

Paramètre PENELOPE	Valeurs
C1=C2	0.05
Wcc=Wcr (keV)	1
Résolution du spectre (keV)	0.5
Energies de coupure (keV) :	
anode (e-, photon, e+)	0.1 ; 1 ; 0.1
Collimateur (e-, photon, e+)	1 ; 1 ; 1
filtres (e-, photon, e+)	1 ; 1 ; 1
Air (e-, photon, e+)	1 ; 1 ; 1
Technique de réduction de variance :	
IFORCE (Bremsstrahlung)	10
Nombre d'électrons primaires	3E+08

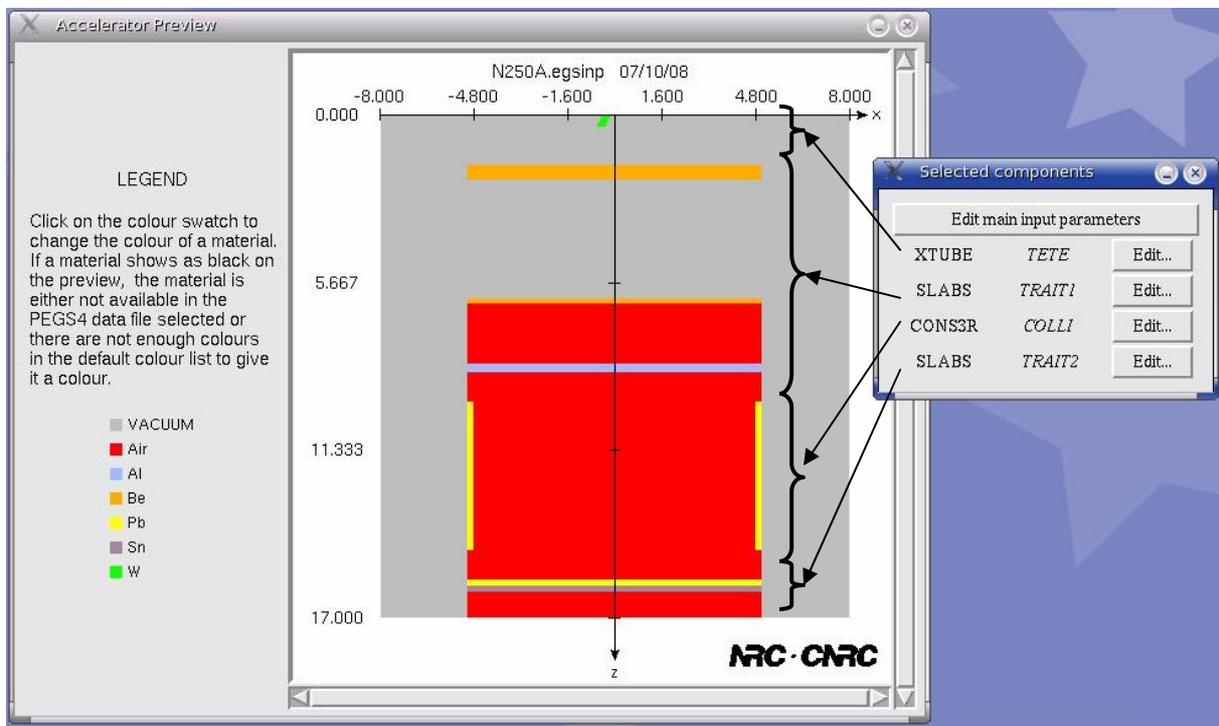
*Tableau IV.1 : Paramètres de simulation, faisceau 135kV CCRI*

La méthode employée pour obtenir les spectres se divise en deux étapes. La première permet de convertir les électrons en photons. Le résultat est donné dans un fichier PSF (Phase Space File), dans lequel pour chaque particule, les informations sur la nature de la particule, l'énergie, la direction, la position, le numéro de l'électron primaire et le poids statistique de la particule sont sauvegardés. Le premier PSF est placé 2 mm après la 2<sup>nd</sup> fenêtre de Be. Dans la deuxième étape, le PSF précédemment obtenu sert de source pour la simulation d'un second PSF réalisé 3 cm après la filtration additionnelle en Cu. Ce PSF est utilisé pour l'étude des caractéristiques du spectre de rayons X.

## IV.2.2 Simulation avec le code EGSnrc

### IV.2.2.1 Modélisation numérique du Tube à rayons X

Pour les moyennes énergies, le tube à rayon X a été modélisé à l'aide du code BEAMnrc. La modélisation du tube à rayons X est réalisée à partir de 4 modules géométriques à « étages » présents dans la bibliothèque du code (1 XTUBE, 2 SLABS, 1 CONS3R). La figure IV.5 présente la visualisation de la modélisation numérique du tube à rayons X.



*Figure IV.5 : Représentation du modèle numérique du tube à rayons X pour la qualité de faisceau N250 (visualisation BEAM-gui)*

### IV.2.2.2 Paramètres de simulation

Pour calculer et générer des données à l'aide des programmes ESTAR et PEGS4N de la distribution du code EGSnrc [KAW02], nous obtenons l'algorithme PRESTA-II contenant les sections efficaces nécessaires aux calculs. Les paramètres principaux de la simulation sont rassemblés dans le tableau IV.2. Les valeurs de ces paramètres ont été choisies afin d'effectuer une modélisation précise. Pour les autres paramètres, nous avons pris les valeurs données par défaut par le code.

Paramètre EGSnrc	Valeur
Electron cutoff energy (MeV)	0.521
Photon cutoff energy (MeV)	0.001
Number of histories	150 000 000
Bremsstrahlung Splitting	directional
Photon forcing	on
Maximum Step size (cm)	1e10
Max. fractional energy loss/step	0.25
XImax	0.5
Boundary crossing section	EXACT
Skin depth for BCA	0
Electron step algorithm	PRESTA-II

*Tableau IV.2 : Valeurs choisies lors des simulations réalisées à l'aide du code EGSnrc.*

### IV.2.3 Comparaison des spectres

Le tableau IV.3 regroupe les énergies effectives obtenues à partir de la première CDA ainsi que les énergies moyennes de plusieurs qualités de faisceaux calculées à partir de spectres obtenus par :

- des mesures expérimentales réalisées au LNHB avec un spectromètre CdTe [RED08],
- des mesures dont les valeurs sont fournies soit par le BIPM [LAI90] [SEE79], soit par le PTB [ANK00],
- des simulations à l'aide des codes PENELOPE et BEAMnrc,
- simulation avec le logiciel Xcomp5 [NOW85].

Les écarts relatifs sont donnés par rapport aux simulations réalisées avec le code PENELOPE.

Les figures IV.6 et IV.7 représentent des exemples de distributions spectrales en énergie pour les qualités de faisceaux 180 kV et 250 kV CCRI. Nous avons réalisé ces distributions spectrales en

énergie à partir :

- de simulations à l'aide des codes PENELOPE et BEAMnrc,
- de mesures expérimentales du LNHB sans correction d'efficacité du spectromètre CdTe et celles fournies par le BIPM avec une résolution de 10 keV.

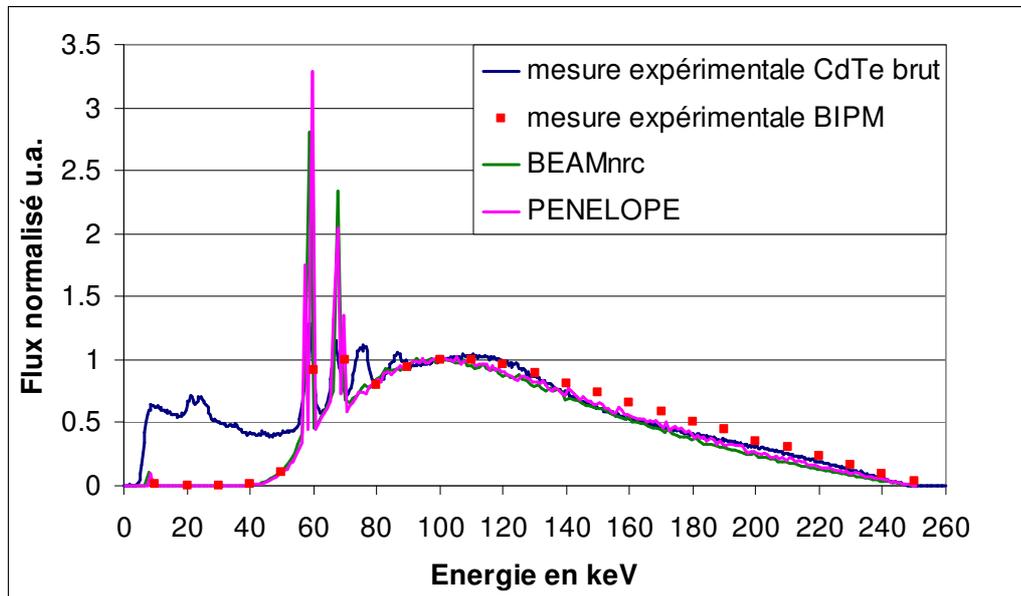
Qualité des faisceaux	100 CCRI	135 CCRI	180 CCRI	250 CCRI	N 60	N 120
<b>Simulations Monte-Carlo</b>						
<b>PENELOPE</b>	50.51	67.47	83.80	120.67	47.69	98.37
<b>BEAMnrc</b>	49.77	66.25	82.34	118.27	47.00	97.38
<i>écart relatif</i>	1.47%	1.81%	1.75%	1.99%	1.45%	1.00%
<b>Logiciel</b>						
<b>Xcomp5</b>	50.03	66.84	-	-	47.64	98.88
<i>écart relatif</i>	0.95%	0.94%	-	-	0.12%	0.52%
<b>Mesures expérimentales de spectres</b>						
<b>LNHB (CdTe)</b>	49.20	65.28	83.87	119.05	-	94.33
<i>écart relatif</i>	2.59%	3.25%	0.09%	1.34%	-	4.11%
<i>Avec une coupure à</i>	20 keV	25 keV	40 keV	40 keV	-	60 keV
<b>BIPM</b>	51.49	68.75	86.51	125.84	-	-
<i>écart relatif</i>	1.94%	1.90%	3.23%	4.28%	-	-
<b>PTB</b>	-	-	-	-	47.88	100.40
<i>écart relatif</i>	-	-	-	-	0.40%	2.06%
<b>Mesures expérimentales</b>						
<b>à partir de la CDA</b>	38.08	60.11	78.83	122.08	46.43	101.01
<i>écart relatif</i>	24.61%	10.91%	5.93%	1.17%	2.64%	2.68%

*Tableau IV.3 : Energie moyenne (en keV) des qualités de faisceaux calculée à partir de spectres simulés ou mesurés. Les écarts relatifs sont par rapport aux simulations avec le code PENELOPE*

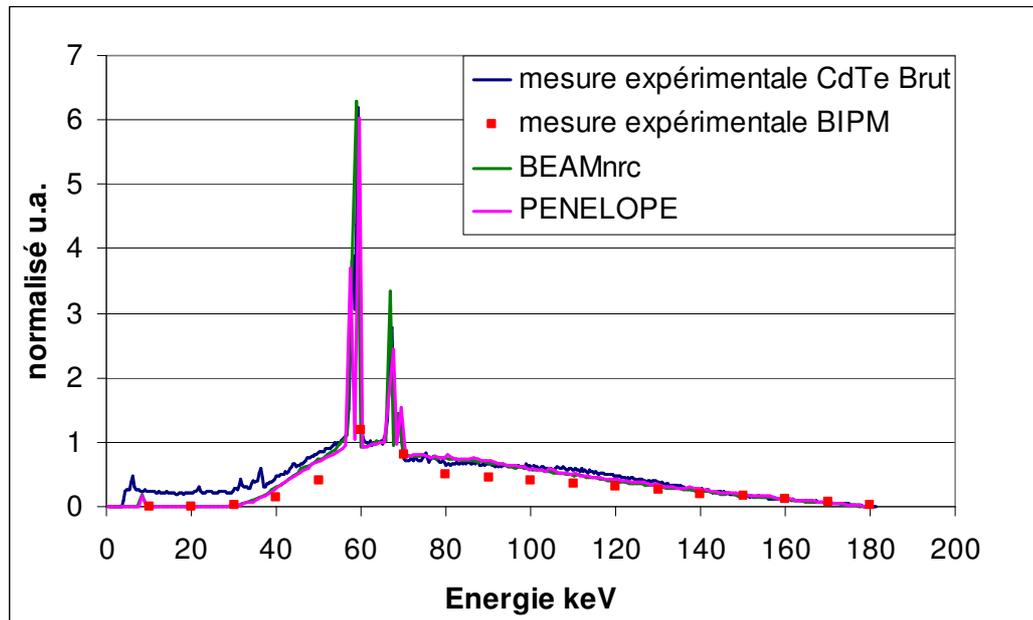
Lors de l'examen des résultats de ces simulations, nous observons des différences concernant l'intensité des raies de fluorescence. Ces différences sont dues à la résolution du spectre. Nous avons néanmoins obtenu un bon accord des résultats entre les deux codes de Monte-Carlo pour toutes les qualités de faisceaux. En effet, les écarts relatifs pour les énergies moyennes varient seulement de 1 à 2 %. Lorsque l'on compare les résultats des simulations à ceux des mesures expérimentales, nous observons la même forme de spectres pour les qualités de faisceaux CCRI. Ce bon accord est obtenu, bien que la résolution des mesures fournies par le BIPM soit de 10 keV et en tenant compte du diffusé Compton à basses énergies dans le spectromètre CdTe pour les mesures du LNHB.

Les écarts relatifs des énergies moyennes entre les résultats obtenus par simulations et mesures varient de 0.09% à 4.11% en fonction des faisceaux. Il est à noter que les énergies moyennes de nos mesures spectrométriques (LNHB) sont calculées avec des énergies de coupure allant de 20 à

60 keV selon le faisceau. Ces seuils sont arbitraires et leurs choix s'appuient essentiellement sur l'observation des résultats de simulations pour les quels le flux est nul en dessous de ces seuils.



*Figure IV.6 : Comparaison des distributions spectrales pour le faisceau CCRI 250 kV*

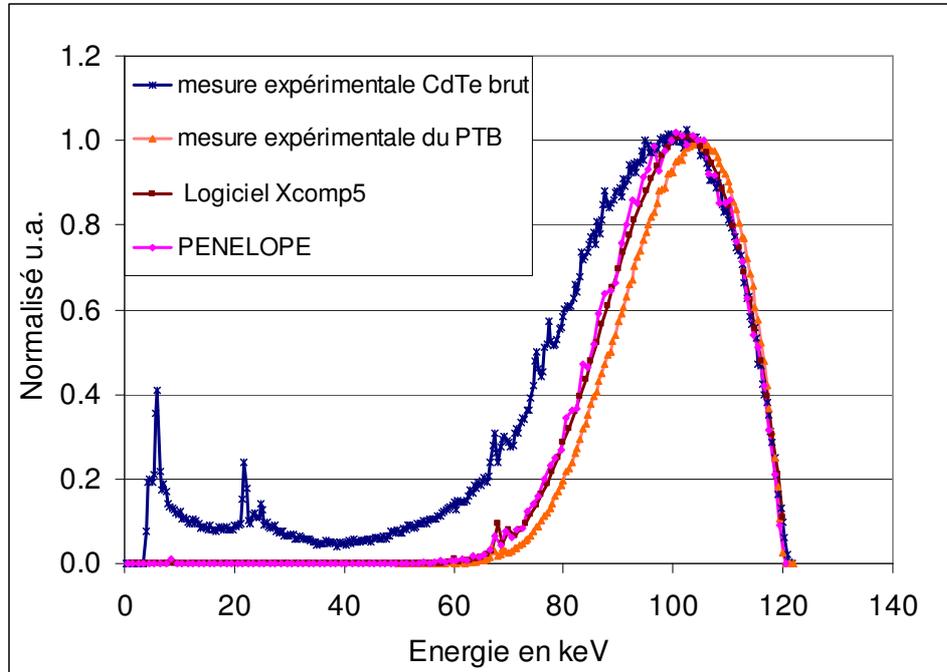


*Figure IV.7 : Comparaison des distributions spectrales pour le faisceau CCRI 180 kV*

Ensuite, nous avons comparé les résultats de distributions spectrales de qualité ISO à spectre étroit obtenus à l'aide du logiciel Xcomp5 à ceux obtenus par simulation Monte Carlo et mesures expérimentales décrites précédemment.

La figure IV.8 présente les distributions spectrales de la qualité ISO N-120 kV. L'examen de cette

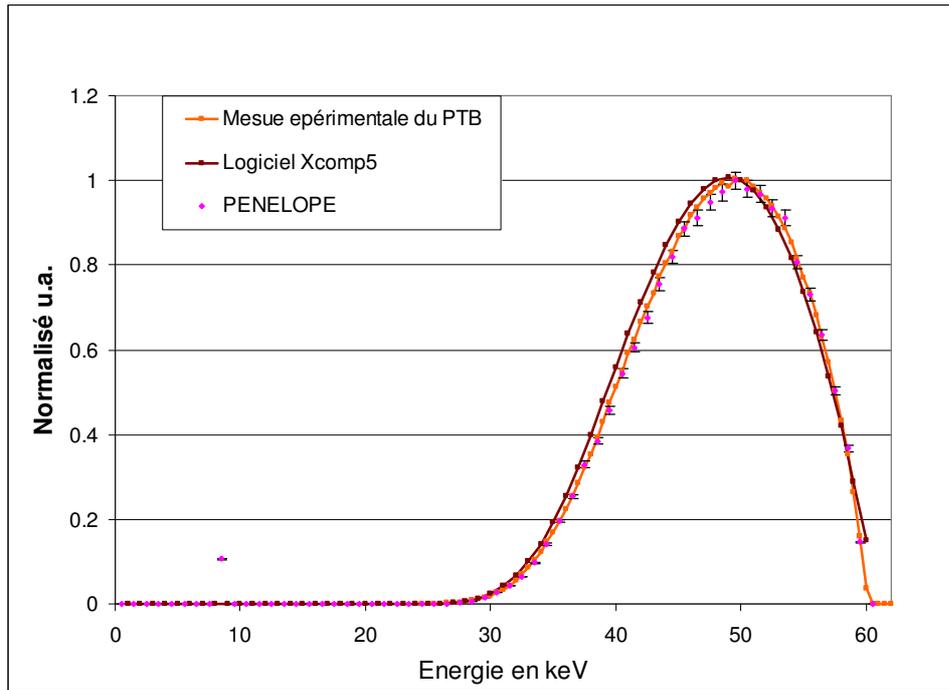
figure montre un bon accord entre les résultats obtenus par le logiciel Xcomp5 et la simulation PENELOPE. Selon le faisceau, l'écart relatif de l'énergie moyenne varie de 0.12% à moins de 1%.



*Figure IV.8 : Comparaison des distributions spectrales pour le faisceau N 120 kV*

Malgré une filtration importante pour que le spectre du faisceau soit « étroit », la figure IV.8 montre une fois de plus les difficultés d'une bonne mesure expérimentale avec le CdTe car nous observons des contributions aux faibles énergies. [MIY02b] [MIY03].

Quant à la courbe de mesure expérimentale fournie par le PTB pour le faisceau N120 kV, elle ne coïncide pas avec celles obtenues par le logiciel Xcomp5 et la simulation alors qu'il en est autrement pour le faisceau de qualité N60, figure IV.9.



*Figure IV.9 : Comparaison des distributions spectrales pour le faisceau N 60 kV*

Les mesures expérimentales du PTB n'étant pas réalisées sur les installations du LNHB, les différences proviennent de la filtration additionnelle appliquée pour chaque qualité de faisceau malgré des valeurs de CDA compatibles pour la caractérisation des faisceaux.

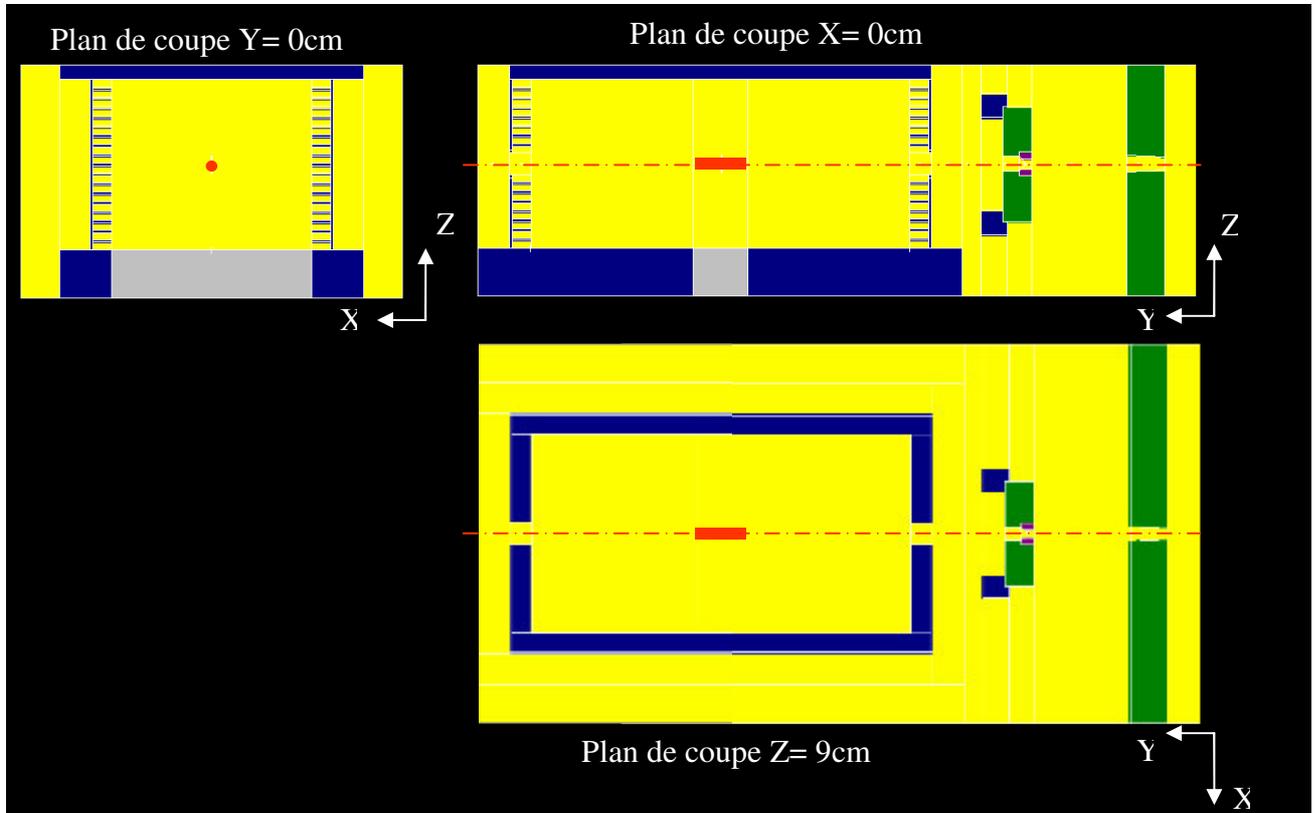
Lors de cette étude nous observons que l'énergie effective du faisceau obtenue à partir de la CDA est un bon moyen pour estimer l'énergie moyenne d'un faisceau très énergétique : faisceau avec une tension accélératrice élevée, ou bien un faisceau très filtré. Dans le cas contraire, l'écart relatif entre énergie moyenne et énergie effective atteint plus de 24% pour le faisceau 100 kV CCRI.

## **IV.3 Validation géométrique du détecteur WK06 à l'aide du code MCNP 4C**

### **IV.3.1 Modélisation du détecteur WK06**

Plusieurs simulations Monte-Carlo à l'aide du code MCNP version 4C ont permis de confirmer les modifications que nous avons apportées au détecteur WK06 en évaluant la fluorescence dans le détecteur, la distorsion du spectre du faisceau de rayons X incident et le profil du faisceau au niveau du volume de mesure.

Une modélisation complète et exacte de la géométrie de ce détecteur a été réalisée pour vérifier ces différents points. Ci-dessous (figure IV.10), une visualisation de la géométrie par MCNP, en particulier pour les anneaux de garde.



*Figure IV.10 : Visualisation par MCNP de la chambre WK06 + entrée du blindage en Pb*

De droite à gauche de la figure IV.10 est visible :

- Face avant de l'enceinte en Pb permettant la 1<sup>ère</sup> collimation (vert)
- Diaphragme en W (violet), atténuateur en Pb (vert), porte diaphragme en Al (bleu)
- Plaques supérieure et inférieure en Al (bleu)
- Anneaux de gardes en Al (bleu)
- Electrode de mesure en Al (gris)
- L'air (jaune)
- Volume d'intérêt pour la collecte des charges qui est aussi composé d'air (rouge).

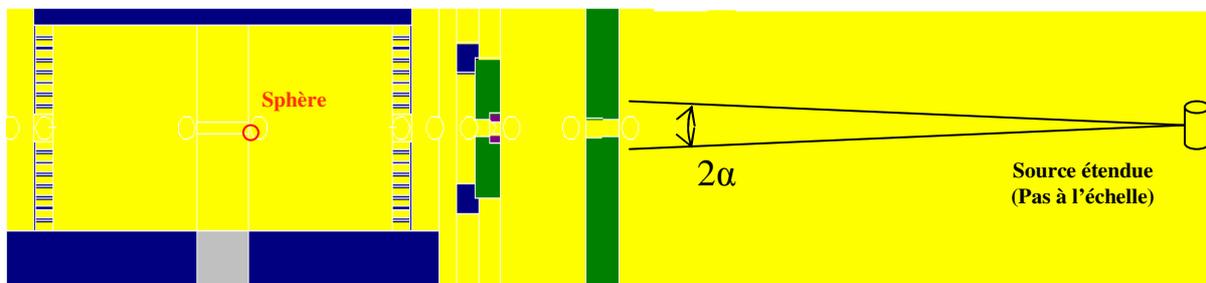
### IV.3.2 Evolution du spectre dans le détecteur WK06

Les facteurs de correction  $k_e$  et  $k_{sc}$  sont calculés à partir du spectre du faisceau de rayons X incident. Pour valider la conception du détecteur WK06 et obtenir des facteurs de corrections, nous avons vérifié à l'aide des simulations MCNP qu'il n'y ait pas de distorsion entre le spectre de

photons X émis par la source et le spectre au niveau du volume de mesure.

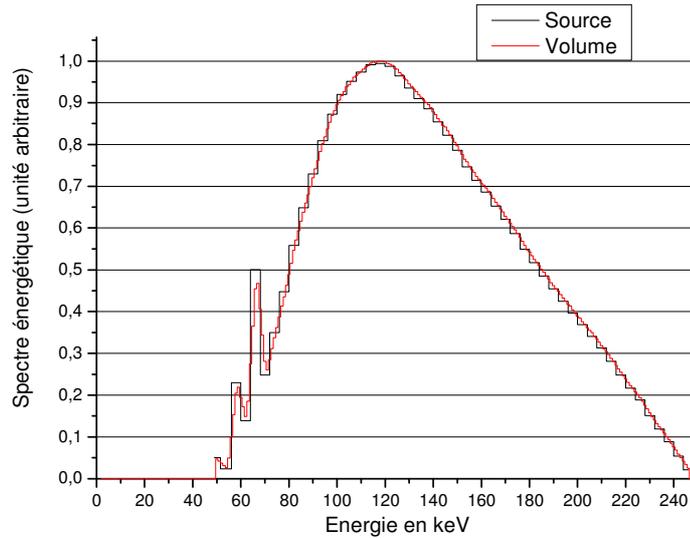
Pour cette réalisation, nous avons utilisé :

- une sphère d'air placée dans la chambre d'ionisation à parois d'air au niveau du volume de collection comme l'illustre la figure IV.11.
- une source étendue et homogène (forme cylindrique de 4.5 mm de diamètre et 4.5 mm de hauteur),
- un spectre de photons X d'un tube à RX avec une tension accélératrice de 250kV,
- un demi angle d'ouverture conique pour la direction d'émission (tel que  $\tan \alpha = 0,02$ ),
- source placée à 1m du 1er collimateur en plomb,
- format de sortie : fluence (photon/cm<sup>2</sup>) correspondant au Tally F4 du code MCNP.



*Figure IV.11 : Visualisation de la géométrie, source étendue*

La figure IV.12 présente le résultat de la simulation. A l'examen de cette figure, nous observons qu'il n'y a pas de déformation significative du spectre au niveau de la sphère par rapport au spectre au niveau de la source. Cela signifie qu'il n'y a pas de perturbation liée à la présence physique d'un élément tel que les anneaux de garde, qui viendrait filtrer ou déformer une partie du faisceau. Seule l'atténuation dans l'air modifie globalement « l'intensité » du spectre.



*Figure IV.12 : comparaison des spectres énergétiques émis par la source et relevé au niveau du volume sphérique devant le volume d'intérêt.  
Les spectres sont normalisés par rapport à leurs valeurs maximales*

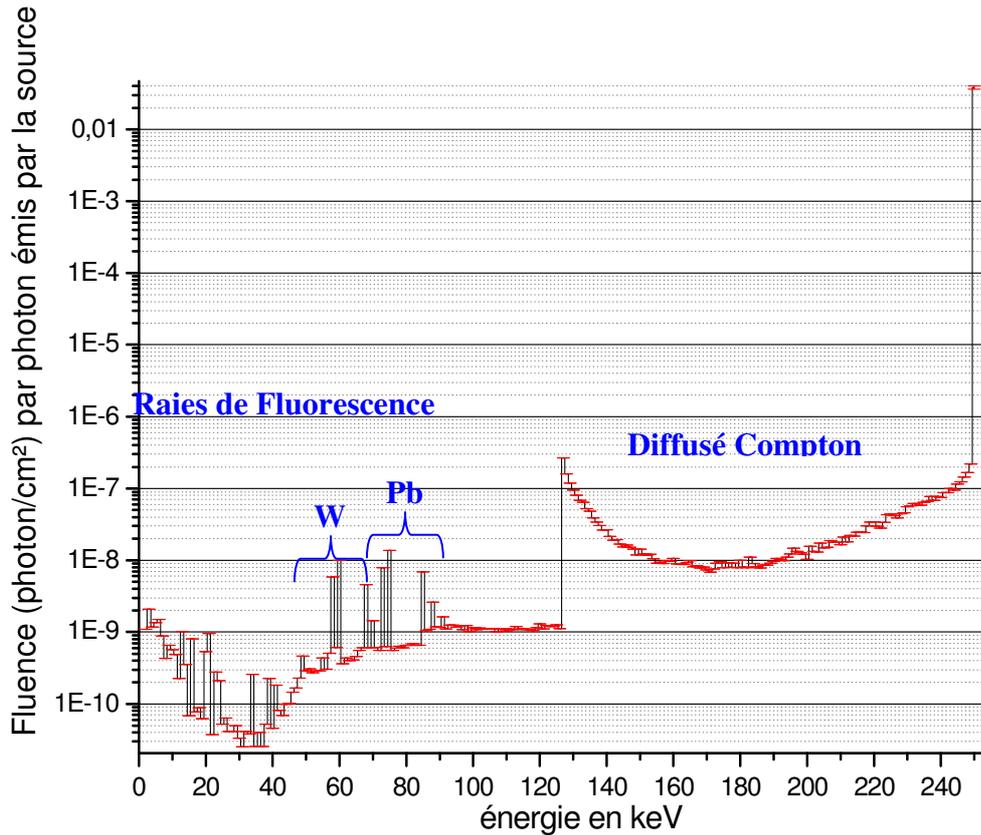
### IV.3.3 Fluorescence dans le détecteur WK06

Nous avons ensuite, par simulations MCNP, procédé à l'évaluation de l'importance de la fluorescence dans le détecteur, ce qui a permis de valider le choix des matériaux.

Les simulations ont été réalisées avec :

- une source ponctuelle,
- des photons X mono énergétiques de 250 keV,
- un demi angle d'ouverture conique pour la direction d'émission (tel que  $\tan \alpha = 0,02$ ),
- une source placée à 1m du 1er collimateur en plomb,
- un format de sortie : fluence (photon/cm<sup>2</sup>) correspondant au Tally F5 du code MCNP.

La figure IV.13 présente la distribution de la fluence en énergie dans un volume sphérique, placé d'une manière identique, comme décrit au paragraphe IV.3.2 pour une source ponctuelle. De l'examen de cette figure, nous pouvons identifier la part que tiennent les différents phénomènes physiques ayant lieu dans le détecteur et ainsi évaluer leur importance. De toute évidence, la fluorescence due aux atténuateurs en plomb et au diaphragme en tungstène est négligeable devant la fluence énergétique du faisceau primaire incident. L'échelle logarithmique du graphique en ordonnée montre un rapport supérieur de  $10^5$  à  $10^6$  entre le pic à 250 keV pour le diffusé Compton et les raies de fluorescences.



*Figure IV.13 : spectre relevé au niveau du détecteur sphérique pour un faisceau de 250 keV.*

### IV.3.4 Profil au niveau du volume de mesure

A l'aide de la simulation Monte-Carlo MCNP, nous avons réalisé des profils en termes de fluence, au niveau du volume cylindrique de mesure ; c'est-à-dire, au-dessus de l'électrode de mesure, là où règne un champ électrique uniforme de 250 V/cm.

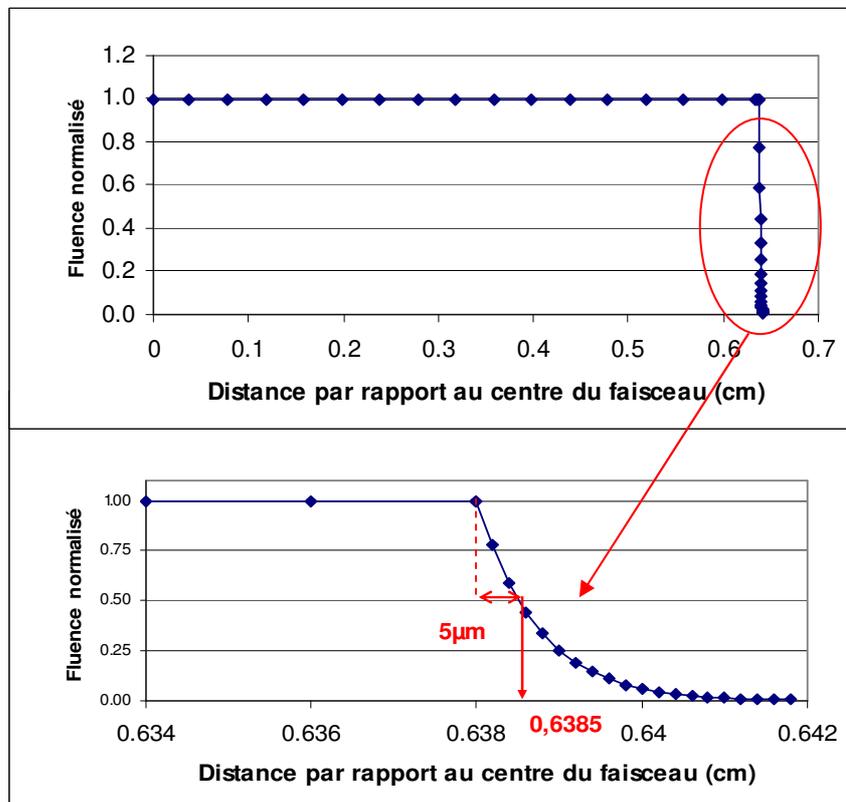
La réalisation expérimentale d'un profil par la méthode ionométrique est difficile. En effet, il n'y a pas assez d'espace dans le détecteur et l'introduction d'un instrument de mesure perturbe le champ électrique. De plus, la présence d'une chambre d'ionisation de type crayon provoquerait du rayonnement diffusé parasite, par conséquent, la pénombre serait importante.

Sachant que la résolution de la mesure expérimentale est de l'ordre de 0,1cm et que le diamètre du volume à mesurer est d'environ 1cm, cela signifie qu'il y aurait seulement 10 points de mesure pour réaliser le profil. Ce nombre de point de mesure est insuffisant pour avoir une faible incertitude sur le profil. Donc, les difficultés que nous pouvons rencontrer pour des mesures expérimentales de profils font de la simulation par les méthodes Monte Carlo, un outil indispensable. En effet, la modélisation numérique évite toute perturbation pour calculer le profil d'un faisceau d'un diamètre inférieur à 2 cm. Dans le but d'obtenir des profils de fluence, nous

avons effectué la simulation pour des sources, l'une ponctuelle, l'autre de forme cylindrique dite source étendue.

#### IV.3.4.1 Simulation avec utilisation d'une source ponctuelle

La simulation avec une source ponctuelle a été réalisée dans les mêmes conditions que pour la fluorescence (§ IV.3.2). Le résultat de simulation est présenté dans la figure IV.14. Nous observons une bonne collimation du faisceau incident. Pour une énergie de 250 keV, le diaphragme en tungstène et les différents atténuateurs en plomb qui sont en amont du volume de mesure sont d'une conception adéquate pour une bonne collimation du faisceau de photons X. Le rayon à 50% du maximum correspond bien au rayon géométrique calculé.



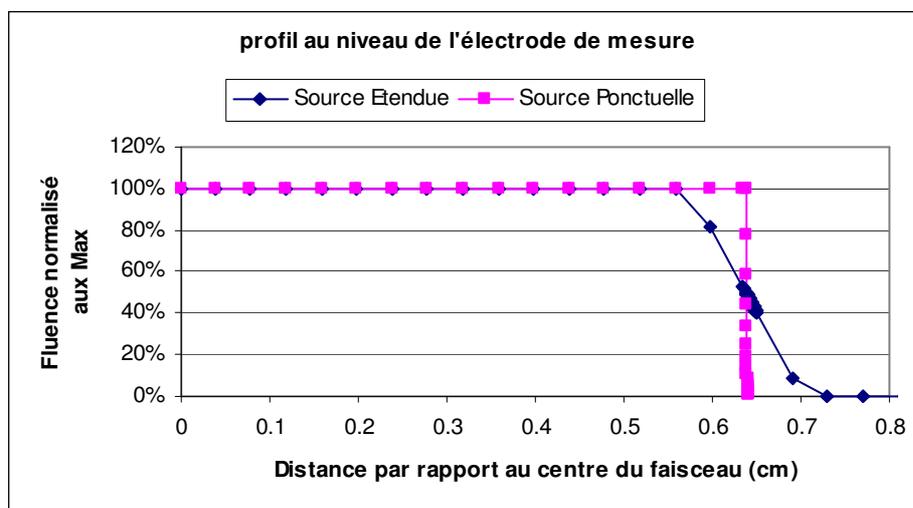
*Figure IV.14 : profil du volume de mesure au niveau de l'électrode de mesure, source ponctuelle 250 keV*

#### IV.3.4.2 Source étendue

La Figure IV.15 montre que le résultat des simulations pour un faisceau mono énergétique de 250 keV donne un écart relatif inférieur à 0.08%, que ce soit sur la fluence ou sur le kerma,

entre une source ponctuelle et une source étendue. Du fait des dimensions de la source étendue (quelques mm) placée à une distance de plus d'un mètre du détecteur, elle peut être considérée comme une source ponctuelle. Cependant, il existe une différence pour la forme du profil selon le type de source (figure IV.15). La pénombre de la source étendue est due à une pénombre géométrique. Néanmoins la valeur du rayon du faisceau à 50% du maximum est quasi identique avec un écart relatif du diamètre de 0,08%.

Diamètre avec Source Etendue = **1,276** cm  
 Diamètre avec Source Ponctuelle = **1,277** cm  
 écart relatif = 0,08%



*Figure IV.15 : Comparaison des profils au niveau de l'électrode de mesure en fonction du type de source (ponctuelle ou étendue)*

### IV.3.5 Modélisation numérique avec simplifications géométriques

Pour une modélisation numérique du détecteur WK06 avec le code MCNP 4C, les anneaux de garde en aluminium situés à l'entrée et à la sortie du détecteur ont été remplacés par de l'air. Les résultats obtenus montrent qu'il n'existe pas de différence significative entre les valeurs relevées de fluence et du kerma avec ou sans simplification géométrique, la différence étant inférieure à 0.1%. La suppression de ces anneaux de garde à l'entrée et à la sortie du détecteur est donc justifiée.

## IV.4 Calcul des facteurs de correction $k_e$ et $k_{sc}$ à l'aide du code PENELOPE

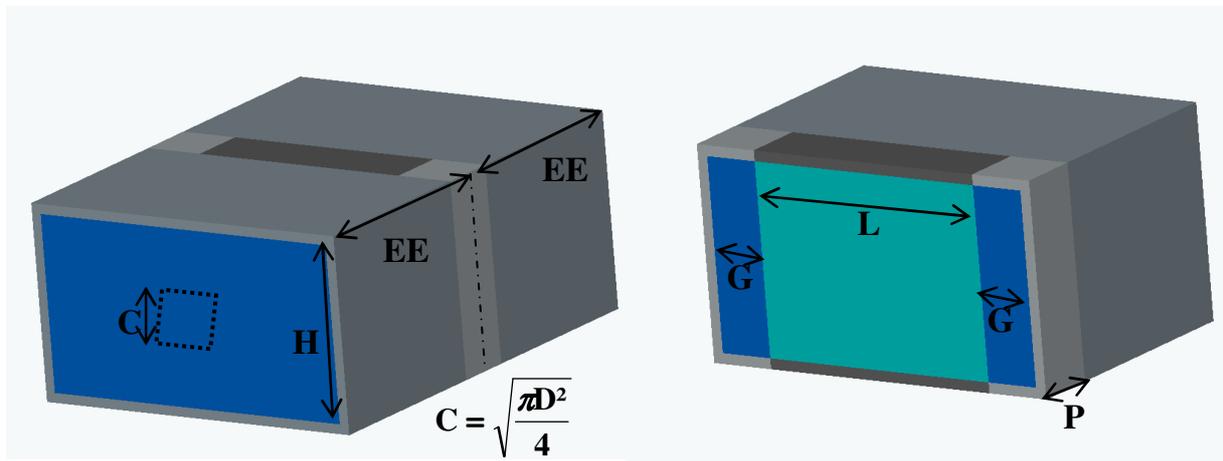
La relation permettant de calculer le kerma dans l'air à partir des mesures obtenues avec une chambre d'ionisation à parois d'air comporte plusieurs facteurs de correction cités au paragraphe III.4 du chapitre III. Les facteurs de correction des photons diffusés  $k_{sc}$  et de perte d'électrons  $k_e$  ont la particularité d'être calculés à partir de simulations de Monte Carlo.

Pour le calcul des facteurs de corrections  $k_e$  et  $k_{sc}$  à l'aide du code PENELOPE, nous avons effectué les simulations avec des simplifications géométriques des faces avant et arrière du détecteur.

### IV.4.1 Modélisation du détecteur WK06

#### IV.4.1.1 Modèle numérique simplifié

Burns [BUR99] propose, comme modèle numérique pour paramétrer les chambres d'ionisation à parois d'air à plaques parallèles, une géométrie simplifiée schématisée figure IV.16. Ce modèle nécessite de connaître seulement 5 dimensions pour simuler toutes les chambres d'ionisation à parois d'air de ce type. La signification des symboles est précisée dans le tableau IV.4.



*Figure IV.16: Modèle simplifié d'une chambre d'ionisation à parois d'air à plaques parallèles. Les symboles de la figure sont décrits dans le tableau IV.2.*

	Symboles	Dimensions (mm)
Diamètre du diaphragme	D	10,074
profondeur de l'électrode	P	60,004
Largeur de l'électrode	L	230,587
Distance d'équilibre électronique	EE	317,873
Hauteur interne	H	179,976

*Tableau IV.4 : Principales dimensions du détecteur WK06*

La dimension G correspond à l'espace d'air entre la zone de collection et la plaque externe d'aluminium ; elle a pour valeur 5 cm pour un détecteur utilisé dans le domaine des moyennes énergies. Les électrodes et les plaques d'aluminium, remplaçant les anneaux de garde sur les côtés, forment la structure externe du détecteur et sont d'une épaisseur de 1 cm.

Dans ce modèle, le collimateur en tungstène et les plaques d'aluminium des faces avant et arrière, simulant les anneaux de garde, ne sont pas modélisés. Les faisceaux incidents simulés ont un champ d'irradiation de forme carré (d'arrête C). La surface ainsi générée équivaut à celle d'un faisceau circulaire de diamètre D en sortie de diaphragme.

#### IV.4.1.2 Modèle numérique détaillé

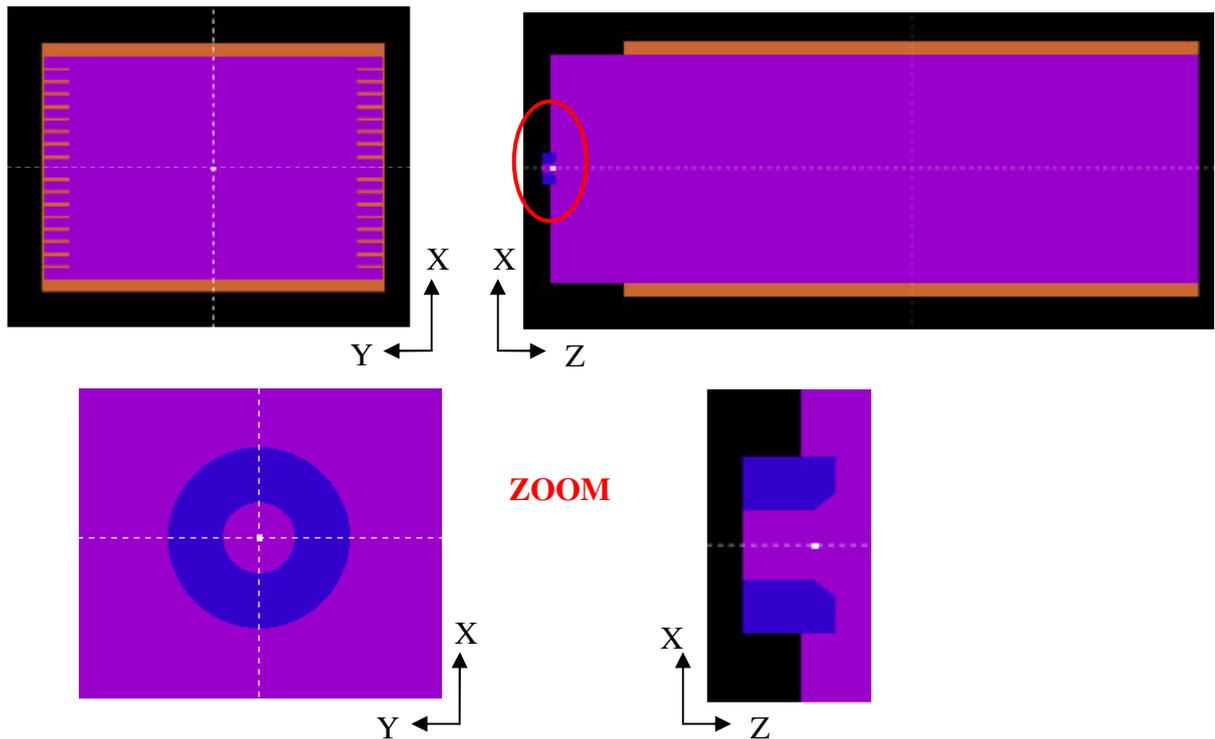
Dans le modèle détaillé, les anneaux de gardes des côtés ont été précisément modélisés et les deux épaisseurs d'air (G) de 5 cm ont été supprimées. Sont regroupés dans le tableau IV.5, le nombre de surfaces et de volumes (bodies) nécessaires à la modélisation des deux modèles. Pour le modèle détaillé, il y a près de 10 fois plus de volumes (bodies), ce qui se traduit par un ralentissement de la vitesse de simulation. Ainsi, la simulation sur un processeur standard (pentium IV) est ralentie de 30 à 40 % selon le faisceau monoénergétique incident (tableau IV.5).

Modèle	Simplifié	Détaillé	rapport
Nombre de Surfaces	14	49	3,5
Nombre de Bodies	12	119	9,9
vitesse de simulation (particule/sec)			
photons 50 keV	7,36E+04	5,34E+04	0,7
photons 250 keV	7,66E+04	4,82E+04	0,6

*Tableau IV.5 : Rapport des surfaces, bodies et vitesse de simulation des deux modèles géométriques (simplifié et détaillé) du détecteur WK06*

### IV.4.1.3 Modèle numérique détaillé avec collimateur

Pour être en conformité avec la réalité de la construction physique du détecteur, nous avons rajouté à ce troisième modèle le collimateur en tungstène définissant le diamètre du faisceau incident et permettant de calculer le volume de mesure cylindrique (figure IV.17). L'intérêt de ce modèle est qu'il permet d'étudier l'impact du collimateur sur les facteurs de corrections de diffusion  $k_{sc}$  et de perte en électrons  $k_e$ .



*Figure IV.17 : Visualisation à l'aide de gview2d en mode matériaux (à savoir 1 couleur = 1 matériau spécifique) de la chambre à parois d'air WK06 avec le collimateur intégré. (Violet → air, Orange → Aluminium, Bleu → Tungstène)*

### IV.4.2 Facteurs de corrections $k_e$ et $k_{sc}$

Les facteurs de correction que nous avons calculés à l'aide du code PENELOPE sont :

- Le facteur de correction  $k_e$  qui permet de corriger la perte en énergie due aux électrons 'primaires' atteignant les plaques de la chambre d'ionisation sans avoir déposé toute leur énergie dans le volume de collection.
- Le facteur de correction  $k_{sc}$ : permettant quant à lui la correction de l'énergie supplémentaire due aux électrons créés par les photons diffusés.

La figure IV.18 définit les différents volumes d'intérêt nécessaires à l'établissement des deux facteurs de corrections  $k_e$  et  $k_{sc}$  [KUR05]. Ceux-ci sont déterminés par les relations suivantes [BUR99] :

$$k_e(E) = \frac{P_{tot}(E)}{P_{col}(E)} \quad (IV.1)$$

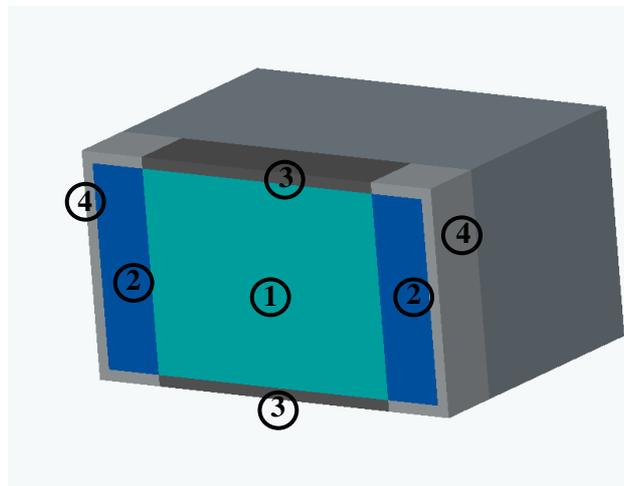
$$k_{sc}(E) = \frac{P_{col}(E)}{P_{col}(E) + S_{col}(E)} \quad (IV.2)$$

avec :

$P_{tot}(E)$  : Energie primaire totale déposée dans le volume de détection,

$P_{col}(E)$  : Energie primaire déposée dans le volume de collection,

$S_{col}(E)$  : Energie secondaire déposée dans le volume de collection.



*Figure IV.18 : définition des volumes de détection et de collection.*

Les zones de tons bleus sont constituées d'air et celles de tons gris sont en l'aluminium.

Volume de **collection** : 1 Volume de **détection** : 1 + 2 + 3 + 4

### IV.4.3 Paramètres de simulations

Le programme PENMAIN a été adapté pour relever les énergies dans les volumes. La variable ILB(5) attachée à chaque particule permet de discriminer l'énergie primaire de l'énergie secondaire pour le calcul des facteurs correctifs.

Pour les simulations, les paramètres propres au modèle de diffusion sont présentés dans le tableau IV.6. Les valeurs de C1 et C2 ont été prises égales à 0,05 selon les recommandations du concepteur du code, il en a été de même pour Wcc et Wcr. Les énergies de coupure ont été prises

égales à 1 keV. DSMAX, « longueur maximale de transport entre deux interactions catastrophiques », est prise égale à 1/10<sup>ème</sup> de la dimension minimale des régions en fonction des matériaux utilisés afin d'obtenir au moins une dizaine d'interactions. Les faisceaux incidents sont monodirectionnels et monoénergétiques (de 10 à 250 keV par pas énergétique de 10 keV).

Paramètres de simulations	de 10 à 250 keV
C1=C2	0.05
Wcc (keV)	1
Wcr (keV)	1
EABSs (keV)	1
Air DSMAX (cm)	1/10 <sup>ème</sup> de la dimension minimale
Al DSMAX (cm)	

*Tableau IV.6 : Paramètres physiques utilisés lors de simulation*

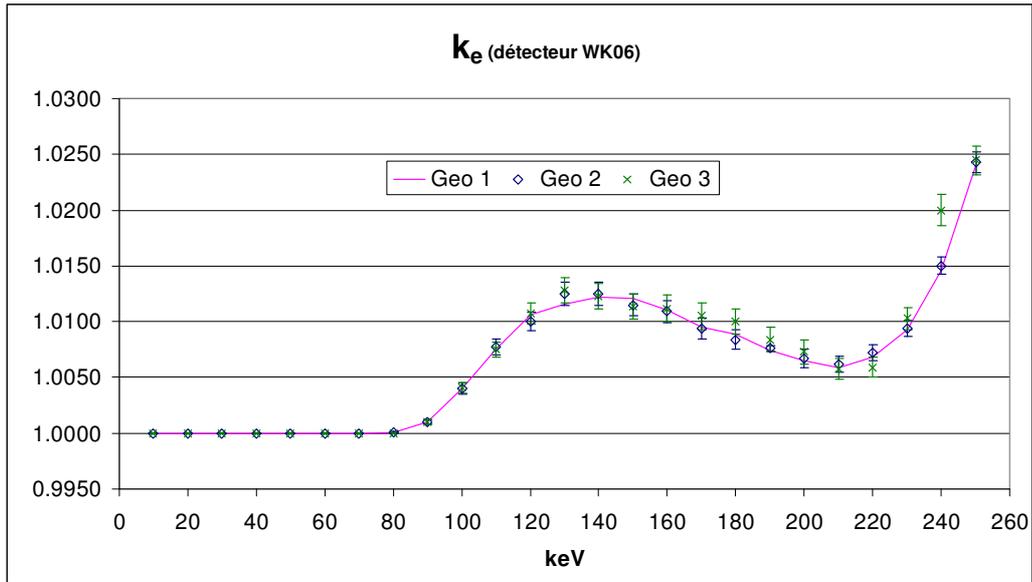
Il est à noter que les techniques de réduction de variance (Roulette Russe, Interaction Forcée et Splitting) n'ont pas été employées dans les simulations afin de s'affranchir de tout biais pouvant provenir de ces dernières. Le nombre de photons primaires (N) est de  $1.2 \cdot 10^8$  pour les faisceaux de 10 à 50 keV et de  $3.6 \cdot 10^8$  pour les faisceaux de 60 à 250 keV.

#### **IV.4.4 Calculs des facteurs de correction $k_e$ et $k_{sc}$ à l'aide du Code PENELOPE pour le détecteur WK06**

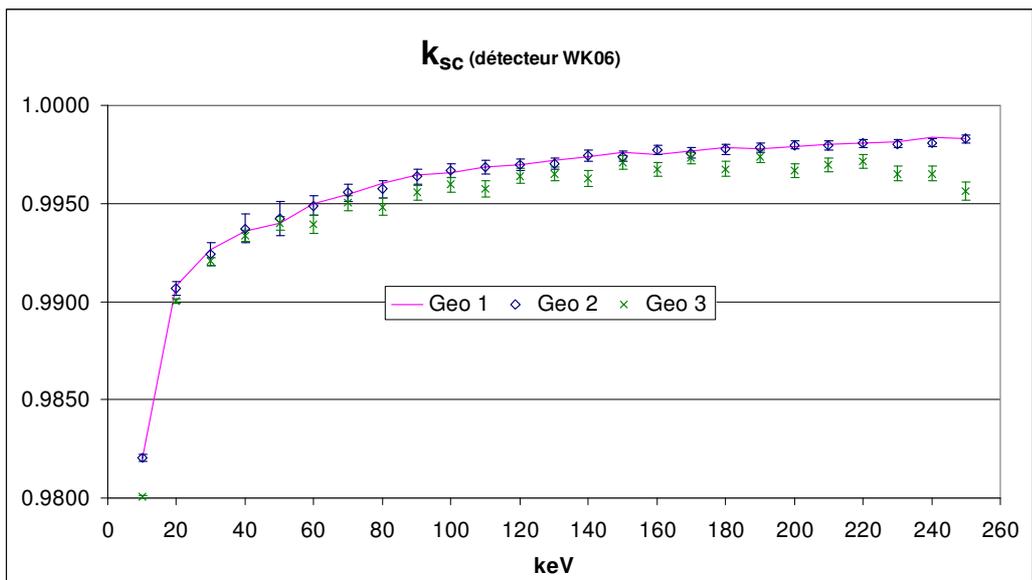
##### **IV.4.4.1 Forme générale des réponses**

Pour chaque faisceau de photons monoénergétiques les résultats des facteurs de correction  $k_e$  et  $k_{sc}$  du détecteur WK06 sont présentés figure IV.19. Les différentes géométries correspondent aux différents modèles :

- le modèle simplifié correspond à la géométrie Geo1,
- le modèle détaillé correspond à la géométrie Geo2,
- le modèle détaillé avec collimateur correspond à la géométrie Geo3.



*Figure IV.19 : Résultats des simulations des faisceaux monoénergétiques pour l'établissement des facteurs de correction  $k_e$  en fonction des différentes géométries du détecteur WK06*



*Figure IV.20 : Résultats des simulations des faisceaux monoénergétiques pour l'établissement des facteurs de correction  $k_{sc}$  en fonction des différentes géométries du détecteur WK06*

L'examen de la figure IV.19 montre que la courbe des facteurs de correction de perte en électrons  $k_e$  est caractérisée par un « maximum » centrée autour de 130 keV due aux photoélectrons. La présence de ce maximum s'explique par le fait que :

- le nombre de photoélectrons s'échappant du volume de collection croît avec l'énergie des photons dès 80 keV.
- la section efficace de la production de photoélectrons décroît rapidement,

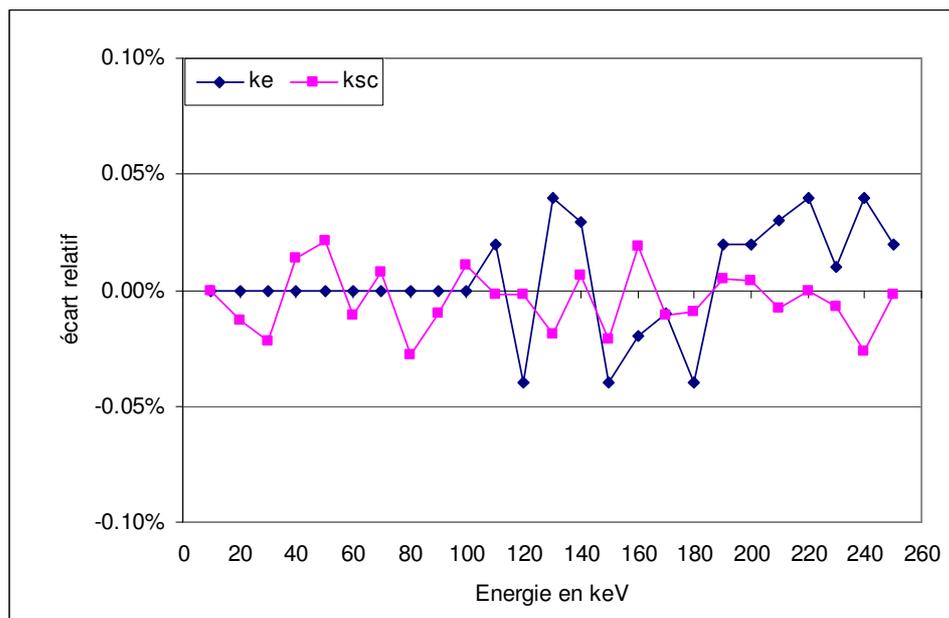
Par ailleurs, à partir de 200 keV, les électrons issus des interactions Compton commencent à atteindre les anneaux de gardes et les électrodes. Ce phénomène augmente rapidement avec l'énergie pour atteindre environ 2,5% de correction pour le détecteur WK06 à 250 keV.

En ce qui concerne les résultats de simulation pour les facteurs de correction du diffusé  $k_{sc}$  dans le détecteur WK06, figure IV.20, l'effet de diffusion provient de plusieurs combinaisons d'interactions. Nous observons une relative stabilisation de ce facteur aux « hautes » énergies due aux photons subissant de multiples et successives diffusions Compton. En revanche, aux faibles énergies, le seul effet significatif provient de la diffusion Rayleigh contribuant majoritairement à la production de photoélectrons.

#### IV.4.4.2 Comparaison entre modèle simplifié (Geo1) et modèle détaillé (Geo2)

La figure IV.21 présente les écarts relatifs entre les valeurs des facteurs de correction pour  $k_e$  et pour  $k_{sc}$  en fonction de l'énergie des photons incidents correspondant à Geo1 et Geo2. Sur cette figure, nous observons que pour le facteur  $k_e$ , l'écart relatif est inférieur à 0,04% pour tous les faisceaux. Nous n'observons des écarts qu'à partir de 110 keV car pour des faisceaux d'énergie inférieure, le facteur de correction  $k_e$  vaut 1 quelle que soit la géométrie.

Concernant le facteur correctif  $k_{sc}$ , nous pouvons également observer que l'écart est bien inférieur à 0,03% et ce, quel que soit le faisceau. Compte-tenu de ces résultats et d'un maximum d'incertitude statistique inférieure à 0,03% (1 écart-type) de la distribution, nous pouvons autoriser les simplifications de ces modèles.

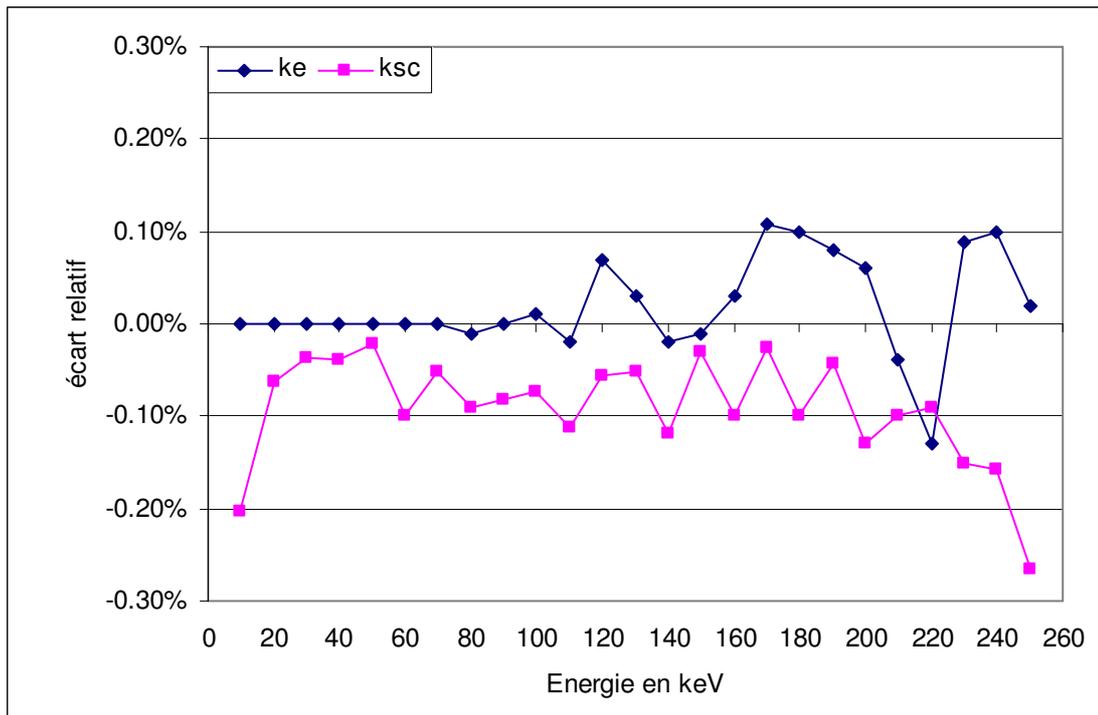


*Figure IV.21 : Ecarts relatifs des valeurs de  $k_e$  et  $k_{sc}$  pour deux modèles géométriques (Geo1 & Geo2) de la chambre d'ionisation WK06 en fonction de l'énergie du faisceau.*

#### IV.4.4.3 Comparaison entre modèle détaillé(Geo2) et modèle détaillé avec collimateur (Geo3)

Le laboratoire homologue néerlandais, Grimbergen [GRI98], a également simulé le collimateur en tungstène il y a déjà quelques années lors de la détermination de leurs facteurs de correction pour leur chambre d'ionisation de référence qui est également un détecteur à plaques parallèles. Cette prise en compte du collimateur commence à se répandre [MAI08].

La figure IV.22 présente les résultats des écarts relatifs des valeurs pour  $k_e$  et  $k_{sc}$  en fonction de l'énergie pour les deux géométries de la chambre d'ionisation WK06, Geo2 et Geo3.



*Figure IV.22 : Ecarts relatifs des valeurs de  $k_e$  et  $k_{sc}$  des deux modèles géométriques (Geo2 & Geo3) de la chambre d'ionisation WK06 en fonction de l'énergie du faisceau.*

Cette figure montre que l'écart relatif entre les valeurs de  $k_e$  pour les deux géométries Geo2 et Geo3 est nul jusqu'à 100 keV. Entre 110 et 250 keV, l'écart relatif atteint 0,16% mais pas de tendance significative. Il est à noter que l'incertitude statistique de type A des simulations faites avec Geo3 est plus grande. Un grand nombre de photons primaires qui interagissent avec le diaphragme ralentissent considérablement les simulations. Pour l'obtention rapide de résultats des simulations, nous n'avons pas introduit de technique de réduction de variances (splitting, forcing, roulette russe), ni augmenté les valeurs des énergies de coupure ( $E_{abs}$ ,  $W_{cr}$ ,  $W_{cc}$ ). Malgré une multiplication par 24 du temps de calcul, nous avons obtenu des incertitudes environ 3 fois supérieures pour  $k_{sc}$  et 4 fois pour  $k_e$ .

De 20 à 200 keV, les écarts relatifs des facteurs de correction  $k_{sc}$  varient de 0.04% à 0,12% et de 0.20% dans le cas des faisceaux de 10 keV. Quant aux faisceaux d'énergies supérieures à 210 keV, les écarts varient de 0.10% jusqu'à 0,27%. Il était prévisible que pour le facteur de correction  $k_{sc}$  des écarts significatifs apparaissent. En effet, le fait d'introduire tout ou partie d'un objet dans le faisceau incident crée des photons diffusés.

Le laboratoire homologue italien [LAI05] a également calculé ces facteurs de correction pour leur détecteur avec le code PENELOPE. Le modèle géométrique simplifié Geo1 a seul été utilisé mais avec des paramètres de simulations légèrement différents tel que  $C1 = C2 = 0,1$ . En utilisant toujours le modèle géométrique Geo1, Burns [BUR03] obtient des résultats compatibles entre plusieurs codes de simulation Monte Carlo.

Avant de décider du choix de la géométrie simulée, nous allons calculer les facteurs de corrections pour différentes qualités de faisceaux.

#### IV.4.5 Applications au spectre énergétique des faisceaux

Tous les résultats précédents concernent la réponse du détecteur WK06 en fonction de l'énergie des faisceaux de photons X incidents monoénergétiques. Or, les faisceaux associés au détecteur, même dans le cas d'un faisceau très filtré, ne sont jamais monoénergétiques. De ce fait, les facteurs de corrections  $k_e$  et  $k_{sc}$  de la chambre d'ionisation à parois WK06 pour une qualité donnée de faisceau doivent alors être pondérés par la fluence du spectre photonique  $\Phi(E)$ . Les calculs des facteurs de corrections sont obtenus à l'aide des relations suivantes [BUR99] directement obtenues à partir des relations IV.1 et IV.2 :

$$k_e = \frac{\sum_i \phi(E_i) \cdot P_{tot}(E_i)}{\sum_i \phi(E_i) \cdot P_{col}(E_i)} \quad (IV.3)$$

$$k_{sc} = \frac{\sum_i \phi(E_i) \cdot P_{col}(E_i)}{\sum_i \phi(E_i) \cdot (P_{col}(E_i) + S_{col}(E_i))} \quad (IV.4)$$

Cela revient à calculer le produit d'un spectre énergétique pour un faisceau de qualité donnée (spectre mesuré ou obtenu par simulation numérique) avec des valeurs des facteurs de corrections obtenus avec des faisceaux monoénergétiques.

Les résultats des calculs des facteurs de corrections  $k_e$  et  $k_{sc}$  pour le détecteur WK06 en fonction des spectres des faisceaux du CCRI [13] et des géométries sont présentés dans le tableau IV.7.

a)

Faisceaux CCRI	Modèle simplifié GEO 1		Modèle détaillé GEO 2		Modèle détaillé collimateur GEO 3	
	$k_e$	$k_{sc}$	$k_e$	$k_{sc}$	$k_e$	$k_{sc}$
100kV	1,0001	0,9942	1,0001	0,9942	1,0001	0,9936
135kV	1,0011	0,9952	1,0011	0,9952	1,0011	0,9945
180kV	1,0032	0,9958	1,0032	0,9958	1,0032	0,9951
250kV	1,0065	0,9968	1,0065	0,9968	1,0068	0,9960

b)

Faisceaux CCRI	écart relatif en %			
	Geo1 & Geo2		Geo2 & Geo3	
	$k_e$	$k_{sc}$	$k_e$	$k_{sc}$
100kV	0,00	0,00	0,00	0,05
135kV	0,00	0,00	0,00	0,07
180kV	0,00	0,00	0,01	0,07
250kV	0,00	0,00	0,02	0,08

*Tableau IV.7 : a) Résultats des calculs des facteurs correctifs  $k_e$  et  $k_{sc}$  en fonction des qualités de faisceaux CCRI et des modèles de géométrie de WK06.*

*b) Ecarts relatifs des résultats précédents en fonction des géométries.*

Pour les 4 faisceaux de qualité selon le CCRI, on constate qu'il n'y a pas de différence (aux incertitudes près) entre les valeurs des facteurs de corrections  $k_e$  et  $k_{sc}$  calculées à partir des deux premières géométries (Geo1 et Geo2).

Avec le modèle géométrique Geo3, bien qu'il existe une incertitude de 0,13 % à  $k=1$  (Figure IV.23), les valeurs du facteur de correction  $k_e$  de ces 4 faisceaux sont compatibles avec celles obtenues précédemment. Les écarts relatifs entre des valeurs de  $k_e$  obtenues pour les deux géométries Geo2 et Geo3 sont inférieurs à 0,02%.

Concernant les calculs des facteurs de correction  $k_{sc}$ , figure IV.24, les valeurs obtenues avec la 3<sup>ème</sup> géométrie sont inférieures de 0,05 à 0,08% en fonction du faisceau, par rapport aux géométries Geo1 et Geo2. Les simulations ont été réalisées avec des incertitudes statistiques inférieures à 0,05% (à  $k = 1$ ). Les résultats montrent que les valeurs de  $k_{sc}$  obtenues avec la géométrie Geo3 sont incompatibles avec celles obtenues avec Geo1 et Geo2. Il y a une surestimation du débit de kerma lorsque l'on ne tient pas compte du diaphragme en tungstène.

Les simulations pour les calculs des facteurs de correction ont été réalisées avec des faisceaux monoénergétiques et monodirectionnels. Nous considérons que les faisceaux sont monodirectionnels de par le fait que le diaphragme de 1 cm de diamètre se trouve à 1 m du foyer des rayons X (l'angle d'ouverture est de 0,29°). Par ailleurs, le foyer du tube à rayons X (grand foyer = 4.5 mm x 4.5 mm) est suffisamment éloigné du plan de référence du détecteur pour admettre l'hypothèse d'une source ponctuelle. Des simulations avec d'autres angles d'ouverture

(non présentées ici), donnent in fine les mêmes valeurs pour les facteurs de correction des différentes qualités de faisceaux.

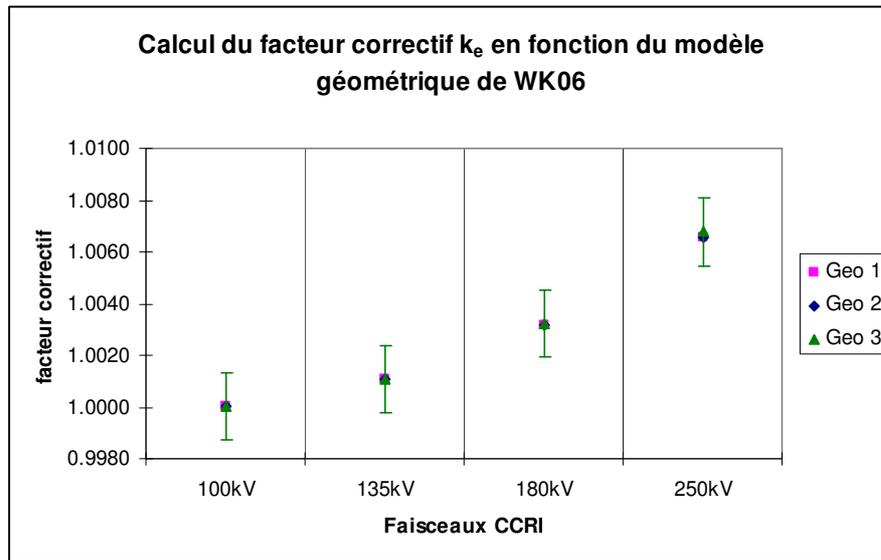


Figure IV.23 : Résultats des calculs des facteurs correctifs  $k_e$  en fonction des qualités de faisceaux CCRI et des modèles de géométrie de WK06

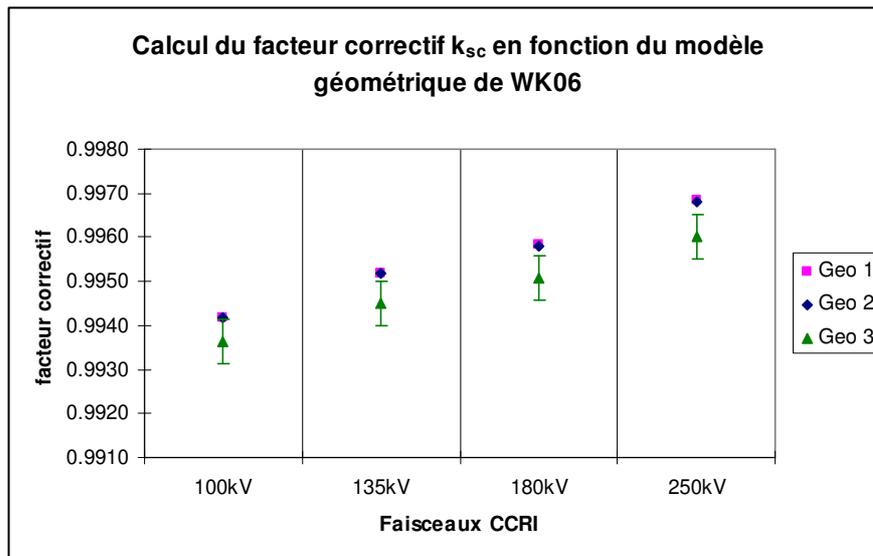


Figure IV.24 : Résultats des calculs des facteurs correctifs  $k_{sc}$  en fonction des qualités de faisceaux CCRI et des modèles de géométrie de WK06

Compte tenu des résultats obtenus, nous avons décidé de prendre les valeurs issues de la modélisation numérique Geo1, les incertitudes obtenues par les simulations avec la géométrie Geo3 ne nous donnant pas une statistique satisfaisante.

Le détecteur WK07 pour les faibles énergies a également été modélisé selon le modèle Geo1. Cependant il y a une seule différence (hormis les dimensions du détecteur), elle porte sur la

distance  $G = 2$  cm. Les valeurs calculées de  $k_e$  et  $k_{sc}$  pour des qualités de faisceaux de rayons X dans les domaines des faibles et moyennes énergies sont présentées dans le chapitre VI.

#### IV.4.6 Calculs des facteurs de correction $k_e$ et $k_{sc}$ à l'aide du Code PENELOPE pour le détecteur WK07

La figure IV.25 représente le modèle simplifié Geo1 du détecteur WK07 que nous avons introduit pour la modélisation à l'aide du Code PENELOPE, afin de calculer le facteur de correction  $k_e$  et  $k_{sc}$ .

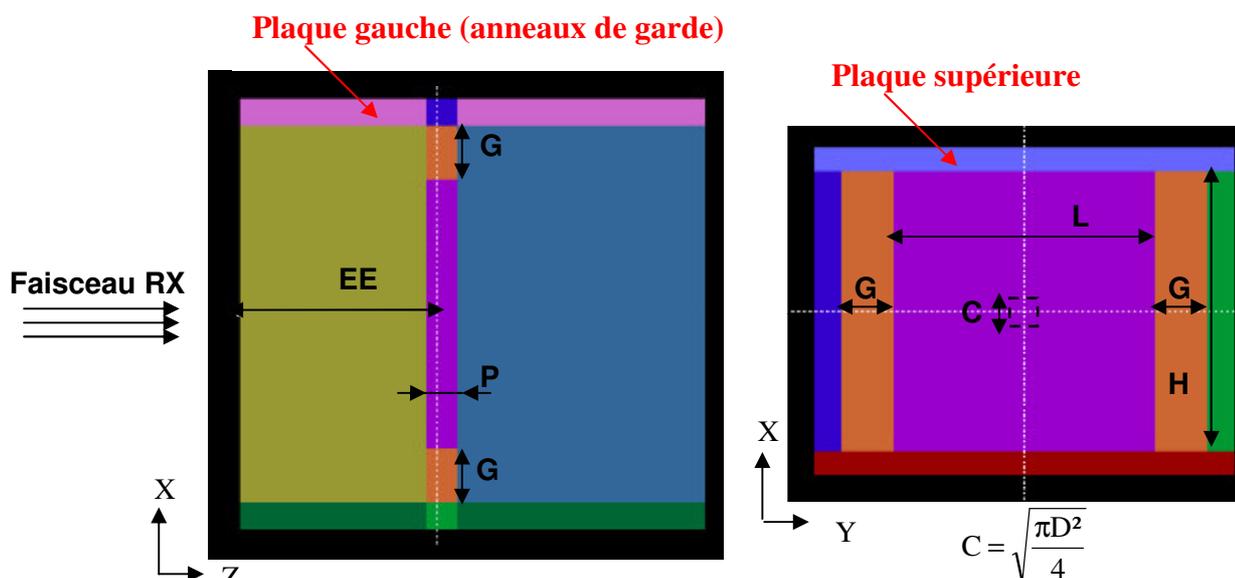


Figure IV.25 : Visualisation du détecteur WK07 à l'aide de gview2d en mode body

Dans cette figure, les électrodes supérieure et inférieure et les plaques sur les côtés d'une épaisseur de 1 cm sont en aluminium. Les autres volumes sont de l'air. Les principales dimensions du détecteur WK07 sont résumées dans le tableau IV.8.

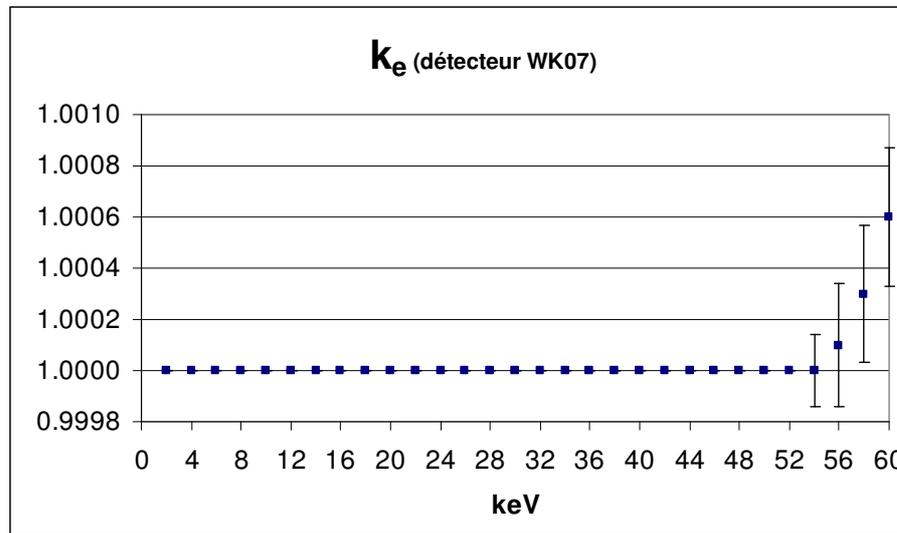
	Symboles	Dimensions (mm)
Diamètre du diaphragme	D	10
profondeur de l'électrode	P	20
Largeur de l'électrode	L	100
Distance d'équilibre électronique	EE	70
Hauteur interne	H	120
Gap d'air	G	20

Tableau IV.8 : Principales dimensions du détecteur WK07

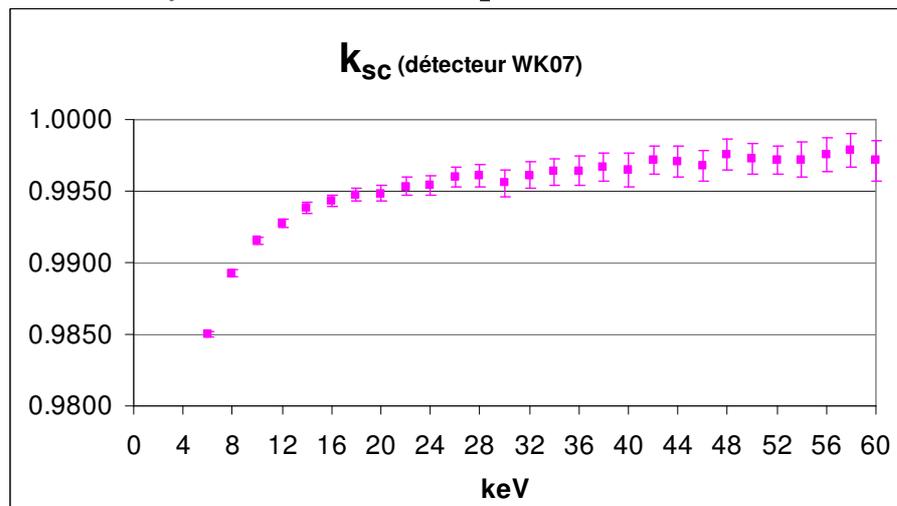
Pour les calculs des facteurs de correction nous avons réalisé une modélisation numérique de ce détecteur en utilisant le modèle géométrique Geo 1. Il est à noter que pour ce modèle, la dimension G correspondant à l'espace d'air entre la zone de collection et la plaque externe d'aluminium mesure 2 cm.

Les paramètres de simulations sont identiques à ceux employés pour le calcul des facteurs de correction de WK06. Les différences avec le détecteur WK07 résident dans le fait que les faisceaux monoénergétiques incidents vont de 2 à 60 keV par pas énergétique de 2 keV et que le nombre de photons primaires (N) est de  $1.2 \cdot 10^8$  pour tous les faisceaux.

Les figures IV.26 et IV.27, présentent les résultats des calculs de simulations pour les facteurs de correction  $k_e$  et  $k_{sc}$ .



*Figure IV.26 : Résultats des simulations des faisceaux monoénergétiques pour l'établissement des facteurs de correction  $k_e$  du détecteur WK07*



*Figure IV. 27: Résultats des simulations des faisceaux monoénergétiques pour l'établissement des facteurs de correction  $k_{sc}$  du détecteur WK07*

L'examen de ces résultats montre :

- que pour le facteur de correction  $k_e$ , il n'y a pas de correction de perte d'énergie puisque  $k_e$  vaut 1 en fonction de l'énergie allant de 2 à 54 keV. Au-delà de 54 keV, l'énergie des photons incidents est suffisante pour que l'énergie communiquée lors des interactions permette aux charges d'atteindre les parois. C'est la raison pour laquelle les valeurs de  $k_e$  sont supérieures ou égales à 1 pour corriger ce manque de charges.
- que les valeurs du facteur de correction  $k_{sc}$ , en fonction de l'énergie sont toujours inférieures à 1. Ces valeurs nous permettent de corriger la grandeur de référence, kerma dans l'air, de la part d'énergie issue du diffusé. De la même manière qu'avec le détecteur WK06, les variations du facteur  $k_{sc}$  en fonction de l'énergie sont dues à de multiples diffusions Compton et à de la diffusion Rayleigh à basses énergies.

Dans ce chapitre nous avons réalisé plusieurs simulations de Monte Carlo en utilisant différents codes. Ainsi, la conception du détecteur WK06 a pu être validée avec le code MCNP. Les spectres des qualités de faisceaux nécessaires à nos comparaisons ont été calculés, avec les codes PENELOPE et BEAMnrc, et sont en accord avec ceux mesurés expérimentalement ou fournis par Xcomp5. Les facteurs de corrections manquants,  $k_e$  et  $k_{sc}$ , pour les deux détecteurs WK06 et WK07 ont été établis avec le code PENELOPE.

Arrivé à ce point d'avancement du travail, nous disposons de la valeur de référence du débit de kerma dans l'air. Il est indispensable d'en connaître l'incertitude associée à cette valeur, c'est l'objet du chapitre suivant.



# CHAPITRE V



## Chapitre V : Estimations des incertitudes associées à la mesure du débit de kerma dans l'air

Associer une incertitude à un résultat de mesure permet d'obtenir une indication quantitative sur la précision du résultat. L'utilisateur peut ainsi en estimer la fiabilité. Sans incertitude, les résultats de mesure ne peuvent plus être comparés ni entre eux, ni par rapport à une valeur indiquée dans une spécification ou une norme. Dans ce chapitre nous décrirons les différentes méthodes théoriques utilisées pour l'estimation des incertitudes associées aux différentes variables utilisées pour déterminer le débit de kerma. Ensuite nous présenterons les calculs des incertitudes des résultats des mesures réalisées avec des deux détecteurs WK06 et WK07.

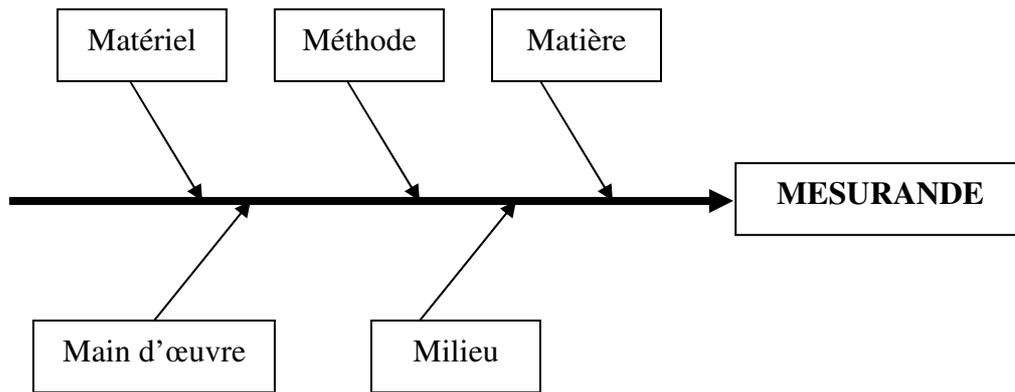
### V.1 Définitions pour l'estimation des incertitudes

#### V.1.1 Vocabulaires

Dans un premier temps nous allons rappeler la définition du mesurande et de son incertitude associée selon le VIM (Vocabulaire International des termes fondamentaux et généraux de Métrologie) [NFX93]. On donne la définition d'autres termes dans l'annexe D.

- Le mesurande est une grandeur particulière soumise à mesurage. La définition du mesurande peut nécessiter des indications relatives à des grandeurs telles que le temps, la température et la pression.
- L'incertitude de mesure est un paramètre associé au résultat d'un mesurage et qui caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande. Ce paramètre pourrait être un écart-type (ou un multiple de celui-ci) ou la demi-largeur d'un intervalle d'un niveau de confiance déterminé.

Par ailleurs, pour bien appréhender une incertitude, le mesurande doit être défini avec le maximum de détails afin d'éviter toute sorte de confusion. L'analyse du processus de mesure permet de lister l'ensemble des sources d'incertitude. Ce processus peut être schématisé (Figure V.1) selon le diagramme d'Ishikawa [ISH96] dit des 5M :

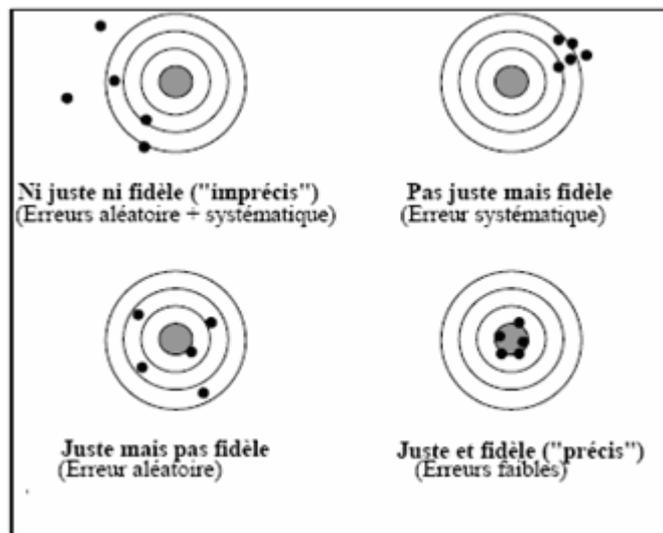


*Figure V.1 : Diagramme des 5M (d'ISHIKAWA) [ISH96]*

Le diagramme d'Ishikawa est un outil permettant l'identification des causes possibles d'un effet constaté et par-là même, la détermination des moyens pour y remédier. Les catégories de causes inventoriées sont classées selon la loi des 5 M :

- Main d'œuvre : Problème de compétence, d'organisation, de management.
- Matériel : Causes relatives aux machines, aux équipements et moyens concernés.
- Méthode : Procédures ou modes opératoires utilisés.
- Milieu : Environnement physique : Température, pression, hygrométrie, etc...
- Matière : Recense les causes ayant pour origine les supports techniques et les produits utilisés.

Il est entendu que le résultat de mesurage est la meilleure estimation de la valeur du mesurande, et que toutes les composantes de l'incertitude, y compris celles qui proviennent d'effets systématiques, contribuent à la dispersion. La figure V.2 présente les différents types d'erreur et d'appréciations pour une série de 5 mesures.



*Figure V.2 : Illustration de différents types d'erreurs de mesure*

Le cas idéal correspond à la configuration où la mesure est dite « Juste et fidèle », Figure V.2.

Certaines composantes de l'incertitude de mesure peuvent être évaluées à partir de la distribution statistique des résultats de séries de mesurages. Elles peuvent ainsi être caractérisées par des écarts-types expérimentaux. Pour les autres composantes, les incertitudes types peuvent être évaluées en fonction de l'expérience acquise ou d'autres informations et en faisant une hypothèse sur la forme de la distribution de probabilité. In fine, il existe ainsi deux approches :

- La méthode de type A se fonde sur l'application de méthodes statistiques à une série de mesures répétées. Elle est généralement utilisée pour quantifier les incertitudes de répétabilité des processus de mesure.
- La méthode de type B, se fonde quant à elle, sur l'expérience des opérateurs, sur des essais, sur la connaissance des phénomènes physiques, sur des analyses statistiques antérieures, etc.... Les incertitudes de type B peuvent a priori être estimées en considérant les sources d'erreur possibles présentes dans la méthode utilisée, tel que le procédé suivi et l'équipement employé.

## V.2.1 Méthodes d'estimations des incertitudes

### V.2.1.1 Incertitude de type A (statistique) ( $u_A$ )

Pour un nombre de mesures,  $n$ , de la grandeur  $x$ , la moyenne s'exprime par la relation :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{V.1})$$

Nous pouvons ensuite caractériser la dispersion des valeurs  $x$  individuelles en estimant l'incertitude type  $u_A(x)$  égale à l'écart type estimé sur la distribution des mesures,  $s(x)$ , calculé à partir de la formule suivante :

$$s(x) = \sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{V.2})$$

Pour plusieurs séries de mesures, réalisées dans des conditions de mesure identiques (conditions de reproductibilité), la dispersion des moyennes  $\bar{x}$  est caractérisée par l'incertitude type  $u_A(\bar{x})$  égale à l'écart type sur la distribution des valeurs moyennes  $s(\bar{x})$  :

$$s(\bar{x}) = \frac{s(x)}{\sqrt{n}} \quad (\text{V.3})$$

### V.2.1.2 Méthode de type B (non statistique) ( $u_B$ )

La méthode de type B s'appuie essentiellement sur des lois de distribution supposées pour estimer l'incertitude type  $u_B(x)$ . A une valeur 'a' correspondant à la demi-étendue de la distribution des valeurs possibles, nous associons :

- une loi uniforme (dite loi rectangle) pour une estimation à partir de :
  - Constat de vérification tel qu'une classe d'exactitude,
  - Grandeur bornée par deux extrema identifiés,
  - Dérive supposée ou avérée,
  - Phénomène d'hystérésis,
  - Résolution d'un affichage numérique.

$u_B(x)$  est défini comme suit :

$$u_B(x) = \frac{a}{\sqrt{3}} \quad (\text{V.4})$$

- une loi normale pour une estimation à partir de :
  - certificat d'étalonnage COFRAC (k=2),
  - estimation personnelle raisonnable (k=3),
  - certaines archives de production (k).

$u_B(x)$  s'écrit comme suit :

$$u_B(x) = \frac{U}{k} \quad (\text{V.5})$$

où U est l'incertitude élargie (cf. V. 2.1.4) et k est le facteur d'élargissement

- une loi dérivée d'arc-sinus (dite loi en U) pour une estimation à partir :
  - d'une grandeur oscillant entre deux extrema de façon sensiblement sinusoïdale.

$u_B(x)$  s'écrit comme suit :

$$u_B(x) = \frac{a}{\sqrt{2}} \quad (\text{V.6})$$

### V.2.1.3 Incertitude type composée ( $u_c$ )

L'incertitude associée au mesurande ( $y = f(x_1, x_2, x_3 \dots x_n)$ ) est calculée à l'aide de la formule de propagation des incertitudes associées aux grandeurs d'entrée ( $x_1, x_2, x_3 \dots x_n$ ) :

$$u_c^2(y) = \underbrace{\left( \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 \cdot u^2(x_i) \right)}_{1^{\text{er}} \text{ terme}} + \underbrace{2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial f}{\partial x_j} \text{cov}(x_i, x_j)}_{2^{\text{nd}} \text{ terme}} \quad (\text{V.7})$$

Cette incertitude composée dépend de la présence d'éventuelles corrélations entre les grandeurs d'entrée, d'où l'introduction des covariances dans le second terme de la relation. La covariance de deux variables  $x$  et  $y$  est calculée par la relation suivante :

$$\text{cov}(x, y) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) \quad (\text{V.8})$$

sachant que

$$\text{cov}(x, y) = r_{xy} \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y \quad (\text{V.9})$$

où  $r$  est le coefficient de corrélation compris entre -1 et 1,  $\sigma$  étant l'écart type.

Si  $r = 0$  cela signifie que les deux grandeurs d'entrée ne sont pas corrélées alors que pour  $r = -1$  elles sont corrélées mais en opposé.

L'intérêt d'avoir des grandeurs d'entrée indépendantes est de ne pas avoir de corrélation, ce qui simplifie l'équation V.7 en gardant seulement le 1<sup>er</sup> terme.

### V.2.1.4 Incertitude élargie $U$

Nous pouvons utiliser un facteur  $t_{N-1}$  représentant le facteur d'élargissement de Student. Ce dernier permet de prendre en compte le nombre effectif de mesures. Le tableau suivant donne la valeur de  $t_{N-1}$  en fonction du nombre de points de mesure (loi normale) :

Nombre de mesures	2	4	6	8	10	12	14	16	20	25	30	100	$\infty$
$t_{N-1}$ (68.27%)	1.84	1.20	1.11	1.08	1.06	1.05	1.04	1.03	1.03	1.02	1.02	1.00	1.00
$t_{N-1}$ (95.00%)	12.71	3.18	2.57	2.36	2.26	2.20	2.16	2.13	2.09	2.06	2.04	1.98	1.96

*Tableau 1 : Facteur d'élargissement de Student*

L'incertitude élargie  $U$  est égale à l'incertitude type composée  $u_c$  multipliée par un facteur d'élargissement dépendant du niveau de confiance choisi.

Pour une loi normale, le facteur d'élargissement  $k$  égal à 1 correspond à un niveau de confiance d'environ 68 %,  $k = 2$  correspond à 95 % et  $k = 3$  revient à considérer que 99.8% des résultats de mesures sont dans l'intervalle  $\pm U$ .

## V.2. Etablissement des incertitudes associées aux résultats des mesures réalisées avec les détecteurs WK06 et WK07

Dans cette partie, nous présentons les calculs des incertitudes associés aux différents paramètres permettant de calculer le débit de kerma et que nous avons obtenus expérimentalement.

### V.2.1 Incertitudes associées aux constantes physiques ( $W/e, \rho_{\text{air}}$ , et $g$ )

#### V.2.1.1 Constante physique $W/e$

La constante  $W/e$  correspond à l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire d'ions rapportée à la charge d'un électron. La valeur consensuelle retenue [BOU87] dans l'air (à température et pression de référence) est de  $33.97 \pm 0.05 \text{ J.C}^{-1}$ , ce qui correspond à une incertitude relative  $u_B$  de **0.15%**.

#### V.2.1.2 Constante physique $\rho_{\text{air}}$

La constante  $\rho_{\text{air}}$ , masse volumique de l'air sec au niveau de la mer [ICR89] (pression de 1013.25 hPa) et à 273.15 K prend comme valeur  $1.2930 \text{ kg.m}^{-3}$ . Or, les conditions de référence au laboratoire pour la mesure du kerma sont à 293.15 K et 1013.25 hPa, donc en appliquant la correction de température,  $\rho_{\text{air}}$  prend pour valeur  $1.2048 \text{ kg.m}^{-3}$  et une incertitude relative  $u_B$  de **0.01%**.

### V.2.1.3 Constante physique g

La constante  $g_{\text{air}}$  [ICR80] est la fraction d'énergie cinétique initiale des électrons produits par l'interaction libérée sous forme de rayonnement de freinage. Dans l'air et dans le domaine des faibles et moyennes énergies  $g_{\text{air}}$  est négligeable, ce qui donne  $1-g_{\text{air}} = 1.0000$  avec une incertitude relative  $u_B$  de **0.01%**

### V.2.2 Incertitude associée au volume de mesure V

Pour le détecteur WK06, le volume d'intérêt de mesure V est un cylindre de diamètre  $D = 10.074 \pm 0.003$  mm, et de longueur L égale à  $60.004 \pm 0.001$  mm. Le diamètre de ce cylindre est égal au diamètre du diaphragme. La longueur quant à elle correspond à la largeur de l'électrode de mesure plus deux demi-espaces. Le volume V est donné par la relation suivante :

$$V = \pi \cdot \frac{D^2 \cdot (L_{\text{électrode}} + L_{\text{logement}})}{8} \quad (\text{V.10})$$

L'incertitude comprend les composantes suivantes :

- incertitude d'étalonnage,
- incertitude due à l'écart de cylindricité du diaphragme : 2,3  $\mu\text{m}$
- incertitude due à la dilatation thermique du diaphragme: 0,24  $\mu\text{m}$  sur le diamètre et 1,44  $\mu\text{m}$  sur les largeurs.

Le volume V est donc égal à  $4782.7 \pm 2.5$  mm<sup>3</sup>, soit une incertitude relative  $u_B$  de **0.05%**.

Les mesures de dimensions pour le détecteur WK06 ont été réalisées au LNE (Laboratoire National de métrologie et d'Essais) qui est le laboratoire national français de métrologie pour les longueurs. Les incertitudes relatives des volumes V attendues pour le détecteur WK07 sont de 0.05%.

### V.2.3 Incertitudes associées à la mesure du courant d'ionisation

La mesure du courant d'ionisation également appelée mesure ionométrique est effectuée par une méthode dite à « taux de dérive ». Le principe consiste à raccorder un condensateur aux bornes de la chambre d'ionisation et à mesurer la vitesse de charge de ce dernier. Le courant est déduit de la relation suivante :

$$I = C \cdot \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad (\text{V.11})$$

C,  $\Delta V$  et  $\Delta t$  sont respectivement la capacité du condensateur, l'accroissement de tension (mesurée à la sortie d'un amplificateur) et l'intervalle de temps. En pratique, on charge le condensateur par le

courant délivré par la chambre d'ionisation tandis qu'à intervalle de temps régulier, la tension à ses bornes est mesurée (ce qui correspond à une « rampe »).

L'incertitude totale sur la détermination du courant d'ionisation comprend deux parties : l'incertitude aléatoire type A qui découle de l'analyse des séries d'observations et l'incertitude de type B résultant de l'analyse critique de la méthode de mesure. Dans notre cas, la seconde est le plus souvent prépondérante.

### V.2.3.1 Incertitude aléatoire (Type A)

La mesure du courant consiste en une intégration du signal par un condensateur. La valeur du courant est mesurée périodiquement (intervalle  $\Delta t$ ) durant toute la phase de charge. Nous effectuons ainsi N observations du courant brut corrigé de la température et de la pression. Ces valeurs sont moyennées et l'on obtient :

$$\overline{I_{\text{cor}}} = \frac{\sum_{i=1}^N (I_{\text{brut}} \cdot k_T \cdot k_P)_i}{N} \quad (\text{V.12})$$

où les termes  $I_{\text{cor}} = I_{\text{brut}} \cdot k_T \cdot k_P$  représentent les différentes mesures. Par conséquent, l'incertitude aléatoire élargie associée à la valeur de  $\overline{I_{\text{cor}}}$  s'exprime par :

$$U(\overline{I_{\text{cor}}}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N \left( (I_{\text{brut}} \cdot k_T \cdot k_P)_i - \overline{I_{\text{cor}}} \right)^2} \cdot t_{N-1} \quad (\text{V.13})$$

En pratique on réalise toujours un nombre de mesures suffisant pour que l'incertitude de type A soit faible. Tant que le courant d'ionisation à mesurer est supérieur à quelques pA, l'incertitude relative associée  $U_A$  est inférieure à 0.1%. La seconde méthode retenue, estime l'incertitude à partir de la dispersion de toutes les valeurs  $I_{\text{cor}}$ , et donne également une incertitude relative  $u_A$  inférieure à **0.1%** dans des conditions identiques. Sinon, pour des courants plus faibles l'incertitude augmente.

### V.2.3.2 Incertitude de type B sur le courant brut

L'incertitude relative dite de type B sur le courant brut s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{u(I_{\text{brut}})}{I_{\text{brut}}} = \sqrt{\left( \frac{u(C)}{C} \right)^2 + \left( \frac{u(\Delta V)}{V} \right)^2 + \left( \frac{u(\Delta t)}{t} \right)^2} \quad (\text{V.14})$$

### V.2.3.2.1 Le condensateur

La première source d'incertitude est liée à la détermination de la valeur de la capacité du condensateur C. cette valeur peut s'écrire de la façon suivante :

$$C_{\text{réel}} = C_{\text{étal}} \cdot k_{\text{freq}} \cdot k_{\text{temp}} \cdot k_{\text{humid}} \cdot k_{\text{dériv}} + C_{\text{paras}} \quad (\text{V.15})$$

$k_{\text{freq}}$ ,  $k_{\text{temp}}$ ,  $k_{\text{humid}}$ ,  $k_{\text{dériv}}$  représentent respectivement l'influence sur la valeur de C liée à la fréquence, à la température et à l'humidité et de la dérive.  $C_{\text{étal}}$  et  $C_{\text{paras}}$  représentent respectivement la valeur de la capacité donnée par son certificat d'étalonnage et la capacité parasite de l'amplificateur et des câbles de mesure. Toutes ces variables sont détaillées en annexe E et leurs incertitudes types associées y sont fournies. Au final, l'incertitude sur la valeur de C s'écrit de la manière suivante :

$$u(C_{\text{réel}}) = \sqrt{\left(\frac{u(C_{\text{étal}})}{C_{\text{étal}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{freq}})}{k_{\text{freq}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{temp}})}{k_{\text{temp}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{humid}})}{k_{\text{humid}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{dériv}})}{k_{\text{dériv}}}\right)^2} \times (C_{\text{étal}} \times k_{\text{freq}} \times k_{\text{temp}} \times k_{\text{humid}} \times k_{\text{dériv}})^2 + u(C_{\text{paras}})^2 \quad (\text{V.16})$$

Le bilan d'incertitude relative complet  $u_B$  sur la détermination de C donne **0.13%**.

### V.2.3.2.2 Tension aux bornes du condensateur

La seconde source d'incertitude du courant brut est liée à la détermination de  $\Delta V$  et s'écrit :

$$u(\Delta V) = \sqrt{u_{\text{étal}}(\Delta V)^2 + u_{\text{dériv}}(\Delta V)^2 + u_{\text{rés}}(\Delta V)^2} \quad (\text{V.17})$$

Où  $u_{\text{étal}}(\Delta V)$ ,  $u_{\text{dériv}}(\Delta V)$ ,  $u_{\text{rés}}(\Delta V)$  représentent respectivement l'incertitude d'étalonnage des voies de mesures de tensions, l'incertitude liée à la dérive de l'instrument (donnée constructeur) et l'incertitude de la résolution.

Le bilan complet donne une incertitude type relative  $u_B$  pour  $\Delta V$  égale à  **$2.1 \times 10^{-5}$** .

### V.2.3.2.3 Intervalle de temps

La dernière source d'incertitude à prendre également en compte est sur la valeur de l'intervalle de temps  $\Delta t$  qui peut être écrit de la manière suivante :

$$u(\Delta t) = \sqrt{u_{\text{étal}}(\Delta t)^2 + u_{\text{dériv}}(\Delta t)^2 + u_{\text{therm}}(\Delta t)^2 + u_{\text{trigger}}(\Delta t)^2} \quad (\text{V.18})$$

Où  $u_{\text{étal}}(\Delta t)$  représente l'incertitude d'étalonnage,  $u_{\text{dériv}}(\Delta t)$  représente l'incertitude liée à la dérive de l'instrument (liée au vieillissement du cristal en quartz, donnée constructeur ou constaté après des étalonnages successifs),  $u_{\text{therm}}(\Delta t)$  symbolise l'incertitude liée aux effets thermiques et  $u_{\text{trigger}}(\Delta t)$  symbolise l'incertitude temporelle sur le déclenchement effectif du voltmètre.

Le bilan complet donne  $u(\Delta t)$  égale **1  $\mu$ s**.

Au final, l'incertitude totale sur la mesure du courant brut est majoritairement liée à l'incertitude sur la valeur du condensateur. En utilisant l'équation (V.5) nous obtenons finalement une incertitude type relative  $u_B$  de **0.13%**.

## V.2.4 Incertitudes associées aux facteurs de correction

### V.2.4.1 Température ( $k_T$ )

L'incertitude pour le facteur de correction  $k_T = \frac{(273.15 + t)}{293.15}$  correspond à l'incertitude sur la mesure de température  $t$  (en °C). Plusieurs phénomènes contribuent à cette incertitude, à savoir l'étalonnage (ou la classe de l'instrument), la résolution, la répétabilité, la dérive, la présence de gradient de température entre le point de mesure et l'intérieur de la chambre d'ionisation, l'auto-échauffement et l'influence du multimètre associé. Le tableau V.2 regroupe les incertitudes pour une sonde de température de type Pt 100.

Pt 100	incertitude	distribution	incertitude type
1/3 DIN	0.1300	$\sqrt{3}$	0.0751
Résolution	0.0050	$\sqrt{3}$	0.0029
Répétabilité	0.0050	1.000	0.0050
Auto-échauffement	0.0150	1.000	0.0150
Multimètre	0.0500	1.000	0.0500
Dérive (3 ans)	0.0500	$\sqrt{3}$	0.0289
Gradient de température	0.2000	$\sqrt{3}$	0.1155
<b>TOTAL (°C)</b>			<b>0.15</b>

*Tableau V.2 : Incertitude pour la mesure de température*

La somme quadratique donne comme bilan une incertitude pour  $u(t)$  de  $0.15^\circ\text{C}$ , ce qui représente **0.05%** par rapport à la température de référence exprimé en K.

### V.2.4.2 Pression ( $k_P$ )

L'incertitude pour le facteur de correction  $k_P = \frac{1013.25}{P}$  correspond à l'incertitude de la mesure de la pression  $P$  (en hPa). Plusieurs phénomènes contribuent également à son incertitude à

savoir l'étalonnage, la régression, la résolution, la répétabilité, la dérive, l'influence de la température, l'influence des gradients de pression, l'influence de l'altitude et influence du multimètre associé. Le tableau V.3 regroupe les incertitudes pour un baromètre de type Druck model RPT301.

<b>Druck RPT301</b>	incertitude	distribution	incertitude type
Etalonnage	0.2500	2.000	0.1250
Régression	0.1000	$\sqrt{3}$	0.0577
Résolution	0.0050	$\sqrt{3}$	0.0029
Répétabilité	0.0300	1.000	0.0300
Dérive (2 ans)	0.3600	1.000	0.3600
Température ( $\pm 3^\circ\text{C}$ )	0.0090	$\sqrt{3}$	0.0052
Gradient de pression	0.1000	$\sqrt{3}$	0.0577
Altitude ( $\pm 1$ m)	0.1000	$\sqrt{3}$	0.0577
<b>TOTAL (hPa)</b>			<b>0.40</b>

*Tableau V.3 : Incertitude de mesure pour le baromètre Druck RPT301*

La somme quadratique nous donne comme bilan une incertitude type pour  $u(P)$  de 0.40 hPa, ce qui représente **0.04%** par rapport à la pression de référence.

#### V.2.4.3 Hygrométrie ( $k_H$ )

L'humidité influe de deux façons sur le courant d'ionisation délivré par la chambre d'ionisation à parois d'air, en modifiant la densité de l'air d'une part, et en changeant la valeur de  $W/e$ . Les travaux de Niatel [NIA69] ont montré que ces deux variations se compensent en partie, et que finalement, la valeur du facteur de correction  $k_H$ , permettant de rapporter une mesure de courant à humidité relative quelconque comprise entre 20 % et 80 % à celle qui aurait eu lieu dans de l'air sec, présente une incertitude type relative de 0.03% d'après la littérature.

Les travaux de Poirier [POI06] effectués au LNHB ont permis d'observer les variations du signal délivré par une chambre d'ionisation en fonction de l'humidité ambiante. Ainsi, pour un rapport de mélange d'humidité dans l'air « r » compris entre 5 et 10  $\text{g.kg}^{-1}$ , le facteur de correction  $k_H$  présente alors une incertitude type relative de **0.10%**.

#### V.2.4.4 Atténuation dans le détecteur ( $k_a$ )

Le facteur de correction d'atténuation  $k_a$  entre le plan de mesure et le plan de référence est calculé à partir de l'énergie moyenne du faisceau. Dans le cas où l'énergie moyenne est obtenue à partir de la CDA, 4 étapes sont nécessaires pour en déterminer l'incertitude.

##### 1<sup>ère</sup> étape : détermination de l'incertitude type sur la CDA.

A l'aide du logiciel Origin, nous avons obtenu les valeurs de CDA à partir d'un ajustement selon le modèle de la formule V.19 des séries de points de mesure ainsi que les incertitudes sur les constantes. L'équation est de la forme :

$$y = A \exp\left(-\frac{x}{B}\right) + C \quad (\text{V.19})$$

A partir de la précédente relation, la valeur de CDA est égale à :

$$x_{\text{CDA}} = -B \ln\left(\frac{\frac{y_0}{2} - C}{A}\right) \quad (\text{V.20})$$

en appliquant la formule de propagation des incertitudes des différents composants de cette équation, nous obtenons une incertitude type relative arrondie à **0.74%**. Avec une méthode d'interpolation linéaire, l'incertitude relative est du même ordre.

##### 2<sup>ème</sup> étape : détermination de l'incertitude sur $(\mu/\rho)_{\text{Cu}}$ dans le cas où la CDA est en cuivre.

A partir de la CDA, nous calculons  $(\mu/\rho)_{\text{Cu}}$  par la relation :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Cu}} = \frac{\ln 2}{x_{\text{CDA}} \cdot \rho_{\text{Cu}}} \quad (\text{V.21})$$

avec  $\rho_{\text{Cu}}=8.96 \text{ g.cm}^{-3}$  et une incertitude de 0.01% nous obtenons pour  $(\mu/\rho)_{\text{Cu}}$  une incertitude type relative arrondie à **0.74%** par l'équation suivante :

$$\frac{u\left(\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Cu}}\right)}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Cu}}} = \sqrt{\frac{[u(\text{CDA})]^2}{(\text{CDA})^2} + \frac{[u(\rho_{\text{Cu}})]^2}{(\rho_{\text{Cu}})^2}} \quad (\text{V.22})$$

3<sup>ème</sup> étape : détermination de l'incertitude type sur  $\mu_{Air}$

A l'aide des tables de Hubbell [HUB69] nous déterminons l'énergie correspondant au coefficient d'atténuation massique du milieu atténuateur utilisé, puis nous relevons le coefficient  $(\mu/\rho)_{air}$  correspondant à cette énergie. Le coefficient d'atténuation linéique est déduit par :

$$\mu_{air} = \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{air} \cdot \rho_{air} \quad (V.23)$$

où  $\rho_{Air} = 1.2048 \text{ kg.m}^{-3}$  avec une incertitude relative de 0.01% (293.15 K, 1013.25 hPa, air sec). Pour une énergie de 100 keV,  $(\mu/\rho)_{air} = 0.1541 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$  avec une précision de  $0.0001 \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$  (nous prenons arbitrairement le dernier chiffre).

$$u_H(\mu_{air}) = \sqrt{\rho_{air}^2 \cdot 0,0001^2 + \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{air}^2 \cdot (\rho_{air} \cdot 0.0001)^2} \quad (V.24)$$

ainsi,  $\frac{u_H(\mu_{air})}{\mu_{air}} = 0.07\%$ .

En pratique, nous cherchons dans les tables de Hubbell deux énergies (E+ et E-) qui encadrent la valeur de  $(\mu/\rho)_{Cu}$  en fonction de son incertitude, puis à ces énergies nous relevons les deux coefficients  $(\mu/\rho)_{Air}$  correspondants. Nous estimons l'incertitude  $u(\mu_{air})$  en fonction de l'écart entre les deux valeurs de  $(\mu/\rho)_{Air}$  et tenant compte de l'incertitude de  $u_H(\mu_{air})$  par :

$$u(\mu_{air}) = \frac{\left( \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{air}^{E-} - \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{air}^{E+} \right) \cdot \rho_{air}}{2} \quad (V.25)$$

ainsi à 100 keV,  $\frac{u(\mu_{air})}{\mu_{air}} = 0.13\%$ .

4<sup>ème</sup> étape : détermination de l'incertitude type sur  $k_a$

Le facteur de correction s'écrit de la façon suivante :

$$k_a = e^{\mu_{air} \cdot d} \quad (V.26)$$

où d est la distance entre le plan de sortie du diaphragme et le plan de mesure.

Finalement, l'incertitude sur  $k_a$  est obtenue à partir de la somme quadratique des dérivées partielles :

$$u(f) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot u(x_i)^2} \quad (V.27)$$

en considérant qu'il n'y a pas de termes de corrélation,

$$u(k_a) = \sqrt{(d \cdot e^{(\mu_{\text{air}} \cdot d)})^2 \cdot (u(\mu_{\text{air}}))^2 + (\mu_{\text{air}} \cdot e^{(\mu_{\text{air}} \cdot d)})^2 \cdot (u(d))^2} \quad (\text{V.28})$$

L'application numérique pour nos détecteurs donne  $\frac{u(k_a)}{k_a} = \mathbf{0.03\%}$ .

#### V.2.4.5 Polarisation ( $k_{\text{pol}}$ )

L'incertitude sur  $k_{\text{pol}}$  est obtenue à partir des mesures du courant d'ionisation effectuées en polarité positive et en polarité négative.

$$k_{\text{pol}} = \frac{|I_{(+v)}| + |I_{(-v)}|}{2 \cdot |I_{(+v)}|} = 0.5 \cdot \left( 1 + \frac{|I_{(-v)}|}{|I_{(+v)}|} \right) \quad (\text{V.29})$$

En considérant que ces mesures ne sont pas corrélées, l'incertitude sur  $k_{\text{pol}}$  se définit selon :

$$u(k_{\text{pol}}) = 0.5 \cdot \sqrt{u^2(I_{(-v)}) \cdot \frac{1}{I_{(+v)}^2} + u^2(I_{(+v)}) \cdot \left( \frac{-I_{(-v)}}{I_{(+v)}^2} \right)^2} \quad (\text{V.30})$$

En prenant une incertitude relative sur le courant de 0,13%, nous obtenons  $\frac{u(k_{\text{pol}})}{k_{\text{pol}}} = \mathbf{0.05\%}$ .

#### V.2.4.6 Recombinaison ( $k_s$ )

Pour le calcul du facteur de correction de la recombinaison  $k_s$  nous avons adopté le modèle qui considère que la recombinaison initiale et la recombinaison générale ont la même importance.

Le facteur de correction peut alors s'écrire :

$$k_s = \frac{\left( 1 + \frac{A}{V} \right) \cdot I_V}{\frac{1}{I_V} - m^2 \cdot \frac{g}{V^2}} \quad (\text{V.31})$$

et les paramètres :  $A$ ,  $m^2$  sont déterminés à partir de l'ordonnée à l'origine et de la pente des courbes de  $I_V/(I_V/n)$  en fonction de  $I_V$ . Les incertitudes relatives et les dérivés partielles ont été calculées avec la méthode de Delaunay [DEL05] et finalement,  $\frac{u(k_s)}{k_s} = \mathbf{0.03\%}$ .

### V.2.4.7 Transmission du diaphragme ( $k_l$ ) et transmission des parois ( $k_p$ )

L'incertitude pour ces deux facteurs de corrections est calculée à partir d'une équation identique sachant que les facteurs sont calculés à partir de :

$$k_l \text{ puis } k_p = \frac{(I_{SB} - I_{Bruit}) - (I_{AB} - I_{Bruit})}{I_{SB} - I_{Bruit}} \approx \frac{I_{SB} - I_{AB}}{I_{SB} - I_{Bruit}} \quad (V.32)$$

avec,

$I_{SB}$  Mesure réalisée **S**ans le **B**ouchon de plomb,

$I_{Bruit}$  Mesure réalisée sans rayonnement,

$I_{AB}$  Mesure réalisée **A**vec le **B**ouchon de plomb.

En utilisant les incertitudes relatives sur  $I_{AB}$  et  $I_{Bruit}$  de 1%, et sur  $I_{SB}$  de 0.13%, on obtient :

$$u(k_l \text{ ou } k_p) = \sqrt{\left(\frac{-I_{Bruit} - I_{AB}}{(I_{SB} - I_{AB})^2}\right)^2 \cdot (0.0013 \cdot I_{SB})^2 + \left(\frac{-1}{I_{SB} - I_{Bruit}}\right)^2 \cdot (0.01 \cdot I_{AB})^2 + \left(\frac{I_{SB} - I_{AB}}{(I_{SB} - I_{AB})^2}\right)^2 \cdot (0.01 \cdot I_{Bruit})^2} \quad (V.33)$$

au final  $\frac{u(k_l)}{k_l} = \frac{u(k_p)}{k_p} = \mathbf{0.01\%}$ .

### V.2.4.8 Distorsion du champ ( $k_d$ )

Ce facteur de correction permettant de tenir compte de la distorsion des lignes du champ électrique à l'intérieur de la chambre d'ionisation n'est pas mesuré expérimentalement. Sachant que le champ électrique  $E$  en un point a une composante  $E_x$  et une composante  $E_y$ , nous avons utilisé le logiciel QuickField [QUI03] afin de s'assurer que  $E_x/E_y < 10^{-4}$ . Une attention a été portée pour la coplanéité lors de la réalisation et au final nous avons estimé arbitrairement une incertitude type de **0.1%**.

### V.2.4.9 Photons diffusés ( $k_{sc}$ ) et perte d'électrons ( $k_e$ )

Les incertitudes de ces deux facteurs de correction ont été estimées à partir de l'incertitude statistique sur le calcul Monte Carlo pour chaque énergie en subdivisant l'ensemble des histoires en 30 séries distinctes. L'incertitude est déduite de l'écart-type de la distribution des résultats de

chacune de ces séries, comprenant chacune le même nombre de particules incidentes.

Nous avons tenu compte de la corrélation existant entre les grandeurs de base nécessaires à la détermination des deux facteurs correctifs  $k_e$  et  $k_{sc}$  dont les équations sont rappelées ci-dessous :

$$k_e(E) = \frac{P_{tot}(E)}{P_{col}(E)} \quad (V.34)$$

$$k_{sc}(E) = \frac{P_{col}(E)}{P_{col}(E) + S_{col}(E)} \quad (V.35)$$

Dans le cas du  $k_e$ , la même grandeur est relevée pour deux volumes dont l'un est inclus dans l'autre. A l'inverse pour  $k_{sc}$ , l'une des grandeurs à relever dans un même volume de détection est présente au numérateur et au dénominateur.

Le facteur de correction  $k$  final et son incertitude associée sont déterminés à l'aide des expressions suivantes :

$$k = \frac{\overline{G}_1}{\overline{G}_2} \quad \frac{\sigma_k}{k} = \sqrt{\frac{\sigma_{G_1}^2}{\overline{G}_1} + \frac{\sigma_{G_2}^2}{\overline{G}_2} - 2 \cdot \frac{\sigma_{G_1 G_2}}{\overline{G}_1 \overline{G}_2}} \quad (V.36)$$

où  $\overline{G}_1$  et  $\overline{G}_2$  désignent les valeurs moyennes des doses absorbées adaptées à la définition de chaque facteur correctif. L'incertitude de type B liée au code de calcul est prise en compte dans ces calculs de manière arbitraire en élargissant l'incertitude pour avoir un niveau de confiance de 99.8%.

Finalement nous obtenons  $\frac{u(k_{sc})}{k_{sc}} = 0.03\%$  et  $\frac{u(k_e)}{k_e} = 0.09\%$ .

### V.3 Bilan des incertitudes associées au débit de kerma

Le tableau V.4 ci-dessous regroupe finalement l'incertitude type relative associée au débit de kerma à  $k$  égale 1. Dans notre bilan, nous tenons compte de l'erreur de positionnement du détecteur que nous avons évaluée à 0.08% et 0.02% pour les incertitudes relatives de type A et B respectivement. Au total, nous avons établi la référence du débit de kerma dans l'air pour le LNHB avec une incertitude type relative composée de **0.31%**.

Le tableau V.5 permet de comparer notre incertitude par rapport aux laboratoires homologues étrangers qui obtiennent le même ordre de grandeur.

	Type A	Type B
W/e	-	0.15%
$\rho_{\text{air}}$	-	0.01%
1-g	-	0.01%
Volume		0.05%
Courant d'ionisation	0.10%	0.13%
Positionnement	0.08%	0.02%
$k_T$	-	0.05%
$k_P$	-	0.04%
$k_h$	-	0.10%
$k_a$	-	0.03%
$k_{\text{pol}}$	0.05%	-
$k_s$	-	0.03%
$k_l$	-	0.01%
$k_p$	-	0.01%
$k_d$	-	0.10%
$k_{\text{sc}}$	-	0.03%
$k_e$	-	0.09%
<b>Débit de kerma</b>	<b>0.11%</b>	<b>0.28%</b>
somme quadratique	<b>0.31%</b>	

*Tableau V.4 : Bilan des incertitudes relatives pour le débit de kerma dans l'air*

Laboratoire	ARPANSA	NIST	NMi-VSL	GUM	NPL
Pays	Australie	Etats-Unis	Pays-Bas	Pologne	Royaume-Uni
incertitude	0.23%	0.36%	0.38%	0.29%	0.28%

ENEA	OMH	NRC	VNIIM	PTB	BIPM
Italie	Hongrie	Canada	Russie	Allemagne	
0.35%	0.28%	0.26%	0.23%	0.27%	0.22%

*Tableau V.5 : Incertitudes relatives du débit de kerma dans l'air des laboratoires homologues*

Ce chapitre a été consacré à l'établissement du bilan des incertitudes prenant en compte toutes les constantes physiques et facteurs de correction concourant à la définition de la valeur de référence en termes de débit de kerma dans l'air. Le chapitre suivant est consacré à l'étalonnage des chambres d'ionisation en vue de comparaisons internationales. Ainsi nous évaluons le degré d'équivalence de la référence nationale française par rapport à celle des autres pays.



# CHAPITRE VI



## Chapitre VI : Comparaisons internationales

Les comparaisons en termes de degré d'équivalence des différentes références internationales de débit du kerma dans l'air ne sont pas réalisées de façon directe au moyen de détecteurs primaires dans le domaine des faisceaux continus de rayons X de moyennes énergies. En effet, la taille, le poids et la fragilité du matériel permettant l'obtention d'une référence rendent le dispositif difficilement transportable. La méthode employée alors est l'utilisation d'un détecteur de transfert qui est en fait un dosimètre secondaire.

Dans ce chapitre nous présentons les comparaisons réalisées avec le BIPM [BUR08a] ainsi que celle réalisée dans le cadre du projet EUROMET 738. Nous décrirons tout d'abord, le coefficient d'étalonnage ( $N_K$ ) du dosimètre de transfert utilisé lors de ces comparaisons ainsi que son incertitude type associée.

Nous présentons également la comparaison de nos deux détecteurs absolus WK06 et WK07.

### VI.1 Etalonnage de dosimètre secondaire

Tout détecteur ou capteur nécessitant un étalonnage dans la grandeur qu'il mesure est défini comme un dosimètre secondaire car ces derniers ne délivrent pas directement la grandeur souhaitée. D'une manière générale, dans le domaine des rayonnements ionisants, un capteur transforme le produit d'interaction en un signal électrique ou une donnée analogique qui peut ensuite être converti en données numériques. L'opération d'étalonnage consiste à établir le coefficient d'étalonnage permettant de convertir ce résultat de mesure dans la grandeur d'intérêt.

Pour une chambre d'ionisation à cavité, le coefficient d'étalonnage ( $N_K$ ) permet le passage de la lecture  $L$  (courant d'ionisation dans le dosimètre, dans notre cas, en ampère) à la grandeur à mesurer (ici le débit de kerma dans l'air  $\dot{K}_{\text{air}}$ ) par la relation suivante :

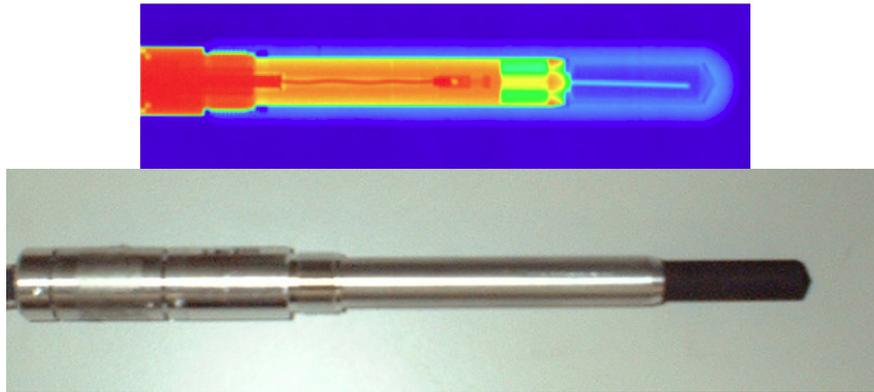
$$\dot{K}_{\text{air}} = N_K \cdot L \cdot \prod_i k_i \quad (\text{VI.1})$$

où  $\prod_i k_i$  est le produit de facteurs de correction qui doivent être appliqués au résultat brut de la mesure.

Dépendant des conditions de mesures, le coefficient d'étalonnage est donné pour des conditions climatiques de références. De plus, le coefficient d'étalonnage pour un détecteur secondaire donné varie en fonction de l'énergie du faisceau de rayons X.

## VI.2 Comparaisons avec le BIPM

Les comparaisons ont été effectuées comme suit : nous avons préalablement étalonné les deux chambres d'ionisation à cavité (Figure VI.1 dans les faisceaux CCRI de qualités 100 kV, 135 kV, 180 kV et 250 kV. Puis, ces deux chambres ont été étalonnées par le BIPM. Au retour, nous avons de nouveau étalonné ces deux détecteurs de transfert pour vérifier qu'il n'y ait pas eu de variation de coefficient d'étalonnage. Les caractéristiques des deux chambres d'ionisation sont regroupées dans le tableau VI.1.



*Figure VI.1 : Radiographie et photographie d'une chambre d'ionisation type NE2571*

type de chambre d'ionisation	NE 2571	
identification LNHB	CI 75	CI 56
diamètre extérieur en mm	6.99	6.96
forme géométrique	Cylindrique	
point de référence (dans l'axe)	13 mm de la pointe	
volume nominal cm <sup>3</sup>	0.7	
tension de polarisation en V	+300	

*Tableau VI.1 : Caractéristiques principales des deux chambres d'ionisation à cavité.*

Le rapport  $R_{K,LNHB}$  des coefficients d'étalonnage du LNHB et du BIPM (équation VI2) représente le degré d'équivalence entre les deux laboratoires.

$$R_{K,LNHB} = \frac{N_{K,LNHB}}{N_{K,BIPM}} \quad (VI.2)$$

Dans les deux laboratoires, les étalonnages ont été réalisés dans des conditions identiques, à savoir :

- distance de 1.2 m entre la source et le point de référence,
- diamètre du champ d'irradiation au niveau du plan de référence compris entre 7 et 10 cm,
- débit de kerma dans l'air de 0.5 mGy/s,
- salle d'irradiation contrôlée en température (20°C ± 1°C).

D'un commun accord entre les deux laboratoires primaires, seuls les facteurs de correction de température  $k_T$  et de pression  $k_p$  sont appliqués aux détecteurs de transfert. Les coefficients d'étalonnage sont obtenus par la relation suivante :

$$N_K = \frac{\dot{K}_{\text{air}}}{I_{\text{tr}}} \quad (\text{VI.3})$$

où  $I_{\text{tr}}$  correspond au courant d'ionisation du détecteur de transfert corrigé du mouvement propre, de la température et de la pression pour se ramener aux conditions de références (293.15 K, 1013.25 kPa ).

Nous rappelons dans le tableau VI.2 les valeurs des facteurs de correction, déterminés aux chapitres III et IV pour les 4 qualités de faisceaux utilisés, à appliquer au détecteur primaire WK06 lors des calculs des débits de kerma dans l'air.

	100 kV	135 kV	180 kV	250 kV
$k_{\text{sc}}$	0.9942	0.9952	0.9958	0.9968
$k_e$	1.0001	1.0011	1.0032	1.0065
$k_s$	1.0006	1.0006	1.0006	1.0006
$k_{\text{pol}}$	0.9994	0.9995	0.9992	0.9994
$k_a$	1.0108	1.0077	1.0069	1.0060
$k_d$	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
$k_l$	0.9999	0.999 9	0.999 9	0.9999
$k_p$	1.0000	1.0000	0.9999	0.9998
$k_h$	0.9980	0.9980	0.9980	0.9980

*Tableau VI.2 : Facteurs de correction appliqués à la chambre d'ionisation à parois d'air WK06 pour les 4 qualités de faisceaux CCRI*

Nous présentons dans le tableau VI.3 le bilan des incertitudes associées aux différents paramètres nécessaires à l'établissement du coefficient d'étalonnage  $N_K$  des instruments de transfert.

L'incertitude relative pour le coefficient d'étalonnage  $N_K$  d'une chambre d'ionisation de type NE2571 est donc estimée à **0.39%** (à  $k = 1$ )

Coefficient d'étalonnage $N_K$	incertitude relative	
	Type A	Type B
Débit de kerma de référence	0.09%	0.29%
Positionnement	-	0.10%
Courant d'ionisation $I_{tr}$	0.20%	0.11%
total	0.22%	0.33%
somme quadratique	<b>0.39%</b>	

*Tableau V.3 : Bilan d'incertitude relative associée au coefficient d'étalonnage  $N_K$*

Lors de cette comparaison avec le BIPM, les incertitudes relatives pour le débit de kerma du LNHB ont été trouvées égales à  $u_A(\dot{K}_{air}) = 0.09\%$  et  $u_B(\dot{K}_{air}) = 0.29\%$  soit une somme quadratique égale à  $0.30\%$ . Depuis, ces valeurs ont été réévaluées (cf chapitre V) et ont été estimées égales à  $u_A(\dot{K}_{air}) = 0.14\%$  et  $u_B(\dot{K}_{air}) = 0.28\%$  soit une somme quadratique égale à  $0.31\%$ .

L'ensemble des coefficients d'étalonnage des deux laboratoires ainsi que le calcul des rapports  $R_{K,LNHB}$  sont présentés dans le tableau VI.4.

Qualité de faisceau CCRI	100 kV	135 kV	180 kV	250 kV
<i>détecteur secondaire CI 75</i>				
$N_{K,LNHB}$ (pre-comp) / Gy $\mu C^{-1}$	42.86	41.08	40.67	40.66
$N_{K,BIPM}$ / Gy $\mu C^{-1}$	43.00	41.23	40.93	41.00
$N_{K,LNHB}$ (post-comp) / Gy $\mu C^{-1}$	42.94	41.1	40.68	40.58
<i>détecteur secondaire CI 56</i>				
$N_{K,LNHB}$ (pre-comp) / Gy $\mu C^{-1}$	42.76	40.97	40.72	40.76
$N_{K,BIPM}$ / Gy $\mu C^{-1}$	42.84	41.13	40.94	41.15
$N_{K,LNHB}$ (post-comp) / Gy $\mu C^{-1}$	42.80	41.03	40.73	40.76
$R_{K,LNHB} = N_{K,LNHB} / N_{K,BIPM}$				
détecteur secondaire CI 75	0.9977	0.9966	0.9937	0.9907
détecteur secondaire CI 56	0.9987	0.9968	0.9948	0.9905
$\dot{K}_{LNHB} / \dot{K}_{BIPM}$				
	<b>0.9982</b>	<b>0.9967</b>	<b>0.9943</b>	<b>0.9906</b>

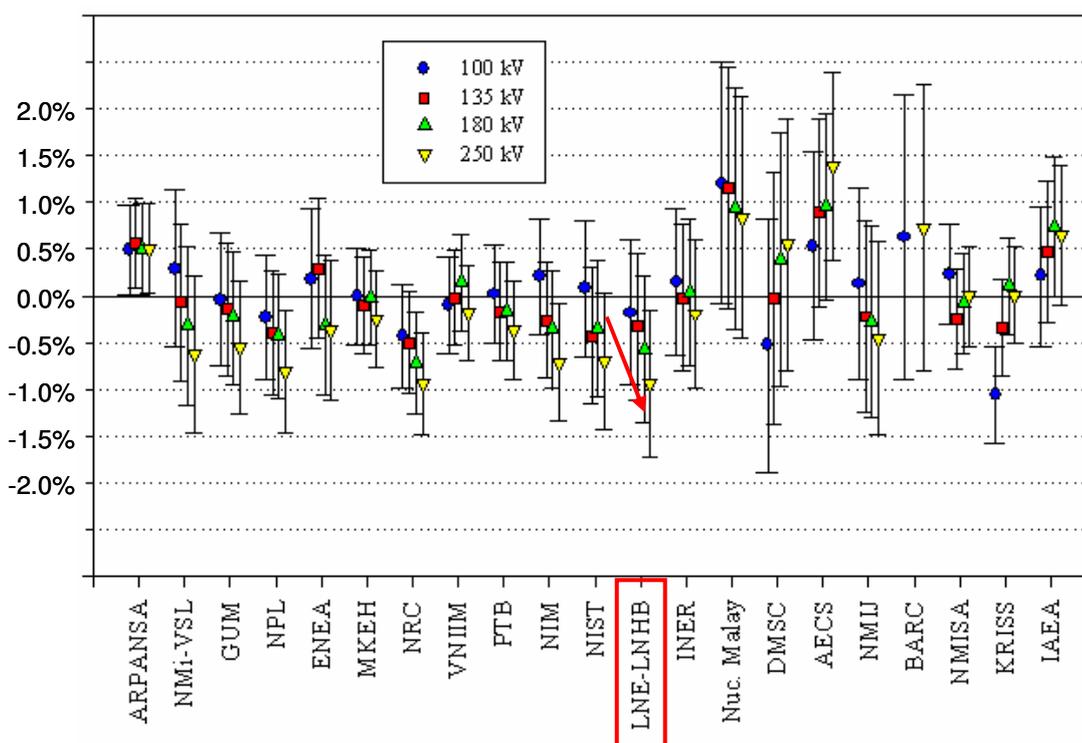
*Tableau VI.4 : Coefficients d'étalonnage  $N_K$  et rapport  $R_{K,LNHB}$*

Nous avons également calculé l'incertitude sur le degré d'équivalence  $R_{K,LNHB}$  en utilisant :

- Les incertitudes relatives du coefficient d'étalonnage du BIPM ( $u_A(N_{K,BIPM})= 0.05\%$  et  $u_B(N_{K,BIPM})= 0.20\%$ )
- une incertitude relative de 0.10% pour tenir compte de la taille du champ d'irradiation.

Il en résulte une incertitude type relative du rapport des débits de kerma des deux laboratoires  $u(R_{K,LNHB}) = 0.38\%$ . Cette dernière est inférieure à celle obtenue pour le coefficient d'étalonnage du LNHB. Il y a en effet une corrélation sur les incertitudes de type B induisant une covariance.

Les résultats des rapports  $R_{K,LNHB}$  montrent des écarts progressifs allant de 0.18% pour le faisceau 100 kV CCRI à 0.94% pour le faisceau 250 kV CCRI. La figure VI.2 représente les résultats des dernières comparaisons en date de plusieurs laboratoires nationaux dont ceux du LNHB. L'examen de cette figure montre que le degré d'équivalence du BIPM par rapport à la quasi-totalité des laboratoires primaires varie de façon décroissante en fonction de l'énergie. Compte tenu de ces résultats, le BIPM a réexaminé ses références et a trouvé qu'un support à l'entrée de leur détecteur absolu introduit du rayonnement diffusé. Ce phénomène s'amplifie avec l'énergie.



*Figure VI.2 : Degré d'équivalence des « comparaisons clés » des différents laboratoires par rapport au BIPM*

Dans le but de réévaluer ses références, le BIPM a établi un facteur de correction pour chaque qualité de faisceau à l'aide du code Monte Carlo. Les facteurs de correction sont regroupés dans le

tableau VI.5. Lorsque ces corrections sont appliquées pour les références du BIPM, nous obtenons de nouveaux rapports  $R_{K, LNHB}$ .

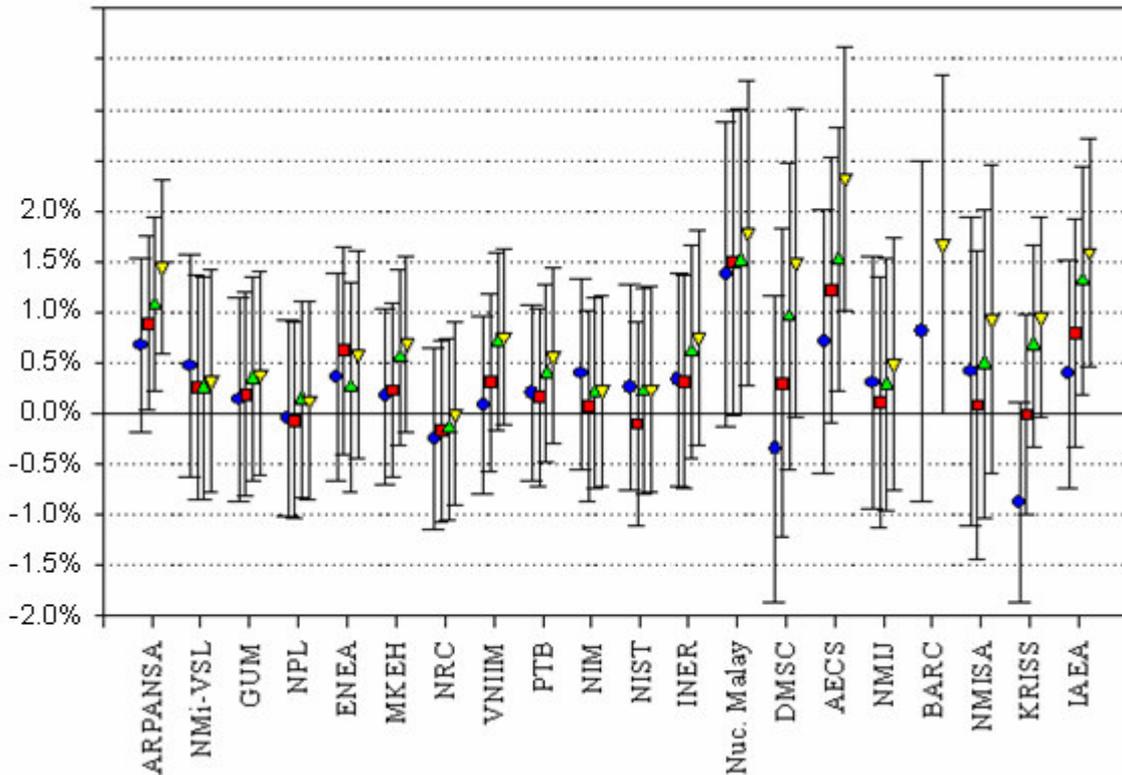
Qualité de faisceau CCRI	100 kV	135 kV	180 kV	250 kV
ancien rapport $\dot{K}_{LNHB} / \dot{K}_{BIPM}$	0.9982	0.9967	0.9943	0.9906
facteur de correction du BIPM	0.9984	0.9964	0.9950	0.9935
<b>nouveau rapport <math>\dot{K}_{LNHB} / \dot{K}_{BIPM}</math></b>	<b>0.9998</b>	<b>1.0003</b>	<b>0.9993</b>	<b>0.9971</b>

*Tableau VI.5 : Rapport  $R_{K, LNHB}$  donnant le degré d'équivalence entre le BIPM et le LNHB pour chaque qualité de faisceau CCRI*

La moyenne de tous les nouveaux rapports  $R_{K, LNHB}$ , du tableau VI.5 est de 0.9991 et correspond à un écart relatif de 0.09% entre les références des deux laboratoires. Ceci vient confirmer le bon accord, qui s'améliore par rapport aux premières valeurs du tableau VI.4.

Il est à noter que les laboratoires primaires ont l'obligation de comparer leurs références avec celles du BIPM et ce, au moins une fois tous les 10 ans. Il est désormais possible de comparer indirectement les références d'un laboratoire donné avec celles d'autres laboratoires. Ces comparaisons ont permis de mettre en évidence que ces écarts systématiques provenaient d'un problème lié aux références du BIPM. Ainsi, la figure VI.3 présente le degré d'équivalence des références des différents laboratoires par rapport à celles du LNHB.

De cette figure, nous pouvons observer que le débit de kerma du LNHB est statistiquement compatible avec les débits de kerma de tous les laboratoires ayant réalisé la même comparaison.



*Figure VI.3 : Comparaison indirecte du degré d'équivalence des « comparaisons clés » des différents laboratoires par rapport au LNHB*

### VI.3 Inter-comparaison EUROMET (projet 738)

Une campagne européenne d'inter-comparaison portant sur les qualités des faisceaux de rayons X d'énergies moyennes est actuellement en cours. Y participent plusieurs laboratoires nationaux européens dont le LNHB.

Dans le cadre de cette campagne, nos travaux sont effectués à l'aide :

- du détecteur WK06, afin de déterminer le débit d'équivalente de dose individuel ainsi que les incertitudes types associées pour chaque qualité de faisceau,
- du détecteur de transfert du PTB, dans le but de déterminer la réponse de ce détecteur dans les faisceaux définis par ISO 4037 (N120 et N60)

Ce détecteur est mis à la disposition de chaque laboratoire participant à la campagne.

### VI.3.1 Détermination du débit d'équivalent de dose individuel à l'aide du détecteur WK06

Nous avons, pour cette comparaison utilisé les faisceaux de moyennes énergies : N60;0° et N120;0° et avons donc établi les facteurs de corrections du détecteur WK06 présentés dans le Tableau VI.7.

	N60	N120
$k_{sc}$	0.9934	0.9964
$k_e$	1.0000	1.0046
$k_s$	1.0007	1.0018
$k_{pol}$	1.0001	1.0004
$k_a$	1.0090	1.0063
$k_d$	1.0000	1.0000
$k_l$	1.0000	1.0000
$k_p$	1.0000	1.0000
$k_h$	0.9980	0.9980

*Tableau VI.7 : Facteurs de correction appliqués à la chambre d'ionisation à parois d'air WK06 pour les qualités de faisceaux de la norme ISO 4037 série étroit*

Nous avons utilisé ces facteurs de correction, pour le calcul du débit de kerma dans l'air. En utilisant les coefficients de conversion [HAK06] [FER07]  $h_{pK}$  donnés par ISO 4037, de 1.65 à 0° pour les faisceaux N60, de 1.81 à 0° pour le faisceau N120, nous avons calculé les débits d'équivalent de dose individuels.

Les tableaux VI.7 et VI.8 présentent les débits d'équivalent de dose individuels des faisceaux N60 et N120 ainsi que les incertitudes associées.

Débit d'équivalent de dose individuel	incertitude relative	
	Type A	Type B
Débit de kerma de référence	0.45%	0.29%
Positionnement	-	0.10%
$h_{pK}$	-	2.00%
Total	0.45%	2.02%
somme quadratique	<b>2.07%</b>	
$\dot{H}_p(10; N - 60, 0^\circ)$	<b>10.46 mSv/h</b>	

*Tableau V.8 : Débit d'équivalent de dose du faisceau N60 avec le bilan d'incertitudes associées*

Débit d'équivalent de dose individuel	incertitude relative	
	Type A	Type B
Débit de kerma de référence	0.30%	0.29%
Positionnement	-	0.10%
$h_{pK}$	-	2.00%
Total	0.30%	2.02%
somme quadratique	<b>2.05%</b>	
$\dot{H}_p(10; N - 120, 0^\circ)$	<b>9.22 mSv/h</b>	

*Tableau V.9 : Débit d'équivalent de dose du faisceau N60 avec le bilan d'incertitudes associées*

### VI.3.2 Détermination de la réponse du détecteur de transfert

Ce travail consiste à établir le coefficient d'étalonnage du détecteur de transfert mis à disposition par le PTB, en termes de débit d'équivalent de dose individuel  $\dot{H}_p(10)$ , dans des faisceaux de rayons X de qualité définie par la norme ISO 4037. La figure VI.3 montre le détecteur à étalonner avec son électromètre associé. Le tableau IV.6 regroupe les principales caractéristiques de ce détecteur.



*Figure VI.3 : détecteur de transfert du PTB avec ses instruments de mesure associés*

Chambre de transfert PTB	
Dimension	300mm x 300mm x 150mm
Volume nominal	10 cm <sup>3</sup>
Tension de polarisation	+300 V
Condition d'étalonnage	
diamètre de faisceau	43 cm
distance source point de réf.	2.5 m

*Tableau VI.6 : Caractéristiques principales du détecteur de transfert du PTB*

Suivant le protocole défini par les participants, les résultats de mesures du courant d'ionisation du détecteur de transfert, ainsi que les mesures de débit d'équivalent de dose en fonction de chaque qualité de faisceau, sont transmis sous la forme de « réponse du détecteur (r) ». La réponse du détecteur est donnée par la relation suivante, elle est l'inverse du coefficient d'étalonnage :

$$r(N, \alpha^\circ) = \frac{I_{tr}}{\dot{H}_p(10; N, \alpha^\circ)} \quad (\text{VI.4})$$

où :

$I_{tr}$  est le courant d'ionisation du détecteur de transfert dont les corrections de température et de pression sont directement réalisées. N correspond à la qualité du faisceau et  $\alpha^\circ$  à l'angle d'incidence entre le faisceau de rayon X et le plan de référence du détecteur.

$\dot{H}_p(10; N, \alpha^\circ)$  est calculé à partir du débit de kerma dans l'air multiplié par un coefficient de conversion  $h_{pK}$  en fonction de la qualité du faisceau et de son angle d'incidence permettant le passage au débit d'équivalent de dose.

$$\dot{H}_p(10; N, \alpha^\circ) = \dot{K}_{air} \cdot h_{pK} \quad (\text{VI.5})$$

Les valeurs de  $h_{pK}$  sont disponibles dans la norme ISO 4037 pour les faisceaux de rayons X à spectre étroit (série N) de la norme ISO 4037 et sont données avec une incertitude relative de 2 %.

Les résultats des calculs des réponses, r, du détecteur de transfert pour chacun des faisceaux, ainsi que les bilans d'incertitudes associées, sont regroupés dans les tableaux VI.10 et VI.11.

réponse du détecteur de transfert	incertitude relative	
	Type A	Type B
Débit d'équivalent de dose	0.30%	2.02%
Positionnement	-	0.10%
$k_{posi}$		0.63%
Courant d'ionisation $I_{tr}$		0.21%
total	0.30%	2.13%
somme quadratique	<b>2.15%</b>	
<b><math>r(N-120,0^\circ)</math></b>	<b>2.9735E-10 C/mSv</b>	

Tableau V.10 : Réponse du détecteur de transfert pour le faisceau N120 et bilan d'incertitudes associées

réponse du détecteur de transfert	incertitude relative	
	Type A	Type B
Débit d'équivalent de dose	0.45%	2.02%
Positionnement	-	0.10%
$k_{\text{posi}}$		0.63%
Courant d'ionisation $I_{\text{tr}}$		0.36%
total	0.45%	2.15%
somme quadratique	<b>2.20%</b>	
<b>r(N-60,0°)</b>	<b>2.8559E-10 C/mSv</b>	

Tableau V.11 : Réponse du détecteur de transfert pour le faisceau N60 et bilan d'incertitudes associées

Les résultats des réponses « r » des autres laboratoires participant à cette comparaison EUROMET ne sont pas encore officiellement connus. Cependant, un premier rapport d'étape confidentiel permet d'envisager un bon accord de nos résultats avec ceux obtenus par les laboratoires homologues.

Ces deux comparaisons internationales (BIPM et EUROMET) démontrent que ces travaux de thèse ont permis d'obtenir des références en termes de débit de kerma dans l'air et d'équivalent de dose individuel. Les incertitudes associées sont du même ordre de grandeur que les incertitudes réalisées par les autres laboratoires. Du fait que ces comparaisons aient été indirectes, l'utilisation d'un détecteur secondaire, démontre également que nous sommes en mesure de raccorder les utilisateurs de rayons X aux références primaires.

## VI.4 Comparaison interne au LNHB

### Comparaison des détecteurs WK06 et WK07

Dans le but d'entreprendre l'inter comparaison des références avec d'autres laboratoires primaires dans le domaine des faibles énergies allant de 10 à 60 keV, nous avons déterminé les facteurs de correction du détecteur WK07 pour différentes qualités de faisceaux.

Avant d'effectuer cette inter comparaison, nous avons voulu valider les résultats obtenus à l'aide de ce détecteur. Pour ce faire, nous avons comparé ces résultats avec ceux obtenus par le détecteur WK06 dont les facteurs de correction ont été calculés précédemment et ce, pour une plage d'énergie commune. Notre choix s'est porté sur le faisceau de qualité N 60.

Le tableau VI.12 regroupe les valeurs d'épaisseur de filtre pour la caractérisation du faisceau N 60. Le tableau IV.13 présente pour ce même faisceau, les valeurs des facteurs de correction du

détecteur WK07.

Caractéristiques du faisceau N 60	
Filtration inhérente (mm Be)	1
Filtration additionnelle (mm Cu)	0.713
1 <sup>er</sup> CDA (mm Cu)	0.240
2 <sup>ème</sup> CDA (mm Cu)	0.247

Tableau VI.12 Caractéristiques du faisceau N 60 de la norme ISO 4037 établi sur le banc de mesure du LNHB pour les faisceaux de rayons X de faibles énergies

$k_{sc}$	0.9971
$k_e$	1.0001
$k_s$	1.0000
$k_{pol}$	1.0005
$k_a$	1.0032
$k_d$	1.0000
$k_l$	1.0000
$k_p$	1.0000
$k_h$	0.9980

Tableau VI.13 : Facteurs de correction appliqués à la chambre d'ionisation à parois d'air WK07 pour le faisceau de qualité N 60

Afin de procéder à la comparaison directe, nous avons réalisé une estimation de l'incertitude du débit de kerma dans l'air mesuré avec le détecteur WK07. Nous l'avons évaluée à 1 %.

Comme le regroupe le tableau VI.14, la comparaison des mesures du débit de kerma dans l'air pour un même faisceau (N 60) donne un résultat avec un écart relatif de 0.97%. Compte tenu des incertitudes, l'accord entre les deux résultats semble compatible. Cependant, la valeur absolue du débit de kerma obtenue avec le détecteur WK07 devrait augmenter lorsque les facteurs de correction seront définitivement déterminés.

Détecteur primaire	WK06	WK07	écart relatif
Débit de kerma (mGy/s)	0.0226	0.0224	0.97%

Tableau VI.14 : Débit de kerma dans l'air du faisceau de qualité N 60 mesuré avec les deux détecteurs primaires absolus WK06 et WK07

En vue d'une prochaine comparaison internationale dans le domaine des faisceaux de rayons X de faibles énergies, nous avons caractérisé d'autres faisceaux en termes de CDA pour le détecteur WK07. Le tableau VI.14 présente les faisceaux de qualité définis par le CCRI d'une part, et définis d'autre part selon la norme ISO 4037. Le tableau VI.15 regroupe les facteurs de correction pour le détecteur WK07 établis provisoirement pour chaque qualité de faisceaux.

Caractéristiques des qualités de faisceaux pour le banc des faibles énergies					
	CCRI 25 kV	CCRI 30 kV	CCRI 50 kV (a)	CCRI 50 kV (b)	N 30
Filtration inhérente (mm Be)	1	1	1	1	1
Filtration additionnelle (mm Al)	0.395	0.235	0.902	3.982	3.535
1 <sup>er</sup> CDA (mm Al)	0.242	0.169	1.017	2.261	1.141
2 <sup>ème</sup> CDA (mm Al)	-	-	-	-	1.287

*Tableau VI.14 Caractéristiques des faisceaux CCRI et ISO 4037 pour les faisceaux de rayons X du LNHB de faibles énergies*

Facteurs de corrections de WK07 en fonction des faisceaux					
	CCRI 25kV	CCRI 30kV	CCRI 50Kv(a)	CCRI 50kV(b)	N 30
$k_{sc}$	0.9940	0.9938	0.9963	0.9958	0.9955
$k_e$	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
$k_s$	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
$k_{pol}$	1.0005	1.0005	1.0005	1.0005	1.0005
$k_a$	1.0198	1.0294	1.0033	1.0057	1.0052
$k_d$	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
$k_l$	0.9999	0.9999	0.9999	0.9999	1.0000
$k_p$	0.9998	0.9998	0.9998	0.9998	1.0000
$k_h$	0.9980	0.9980	0.9980	0.9980	0.9980

*Tableau VI.15 : Facteurs de corrections appliqués à la chambre d'ionisation à parois d'air WK07 pour les qualités de faisceaux CCRI et ISO 4037 (faibles énergies)*

Dans ce chapitre, nous avons comparé les références en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux continus de rayons X de moyennes énergies aux références des laboratoires primaires homologues. Pour les mesures de débit de kerma dans l'air réalisées avec le détecteur WK06 dans le domaine 60 à 250kV les résultats montrent un très bon accord.

Ainsi, ces travaux permettent d'établir une reconnaissance mutuelle des références du LNHB pour les faisceaux continus de rayons X avec les références des laboratoires des pays étrangers, via les tableaux CMC (Calibration and Measurement Capabilities) tenus à jour par le BIPM.

Ultérieurement, des travaux seront réalisés au LNHB, afin d'établir des comparaisons internationales avec des faisceaux de rayons X de faibles énergies, en termes de débit de kerma. Les mesures seront réalisées avec le détecteur WK07 dans le domaine de 10 à 60 kV.

Nos travaux de recherche ont permis d'établir les références françaises en termes de débit de kerma dans l'air pour des faisceaux continus de rayons X. L'incertitude type associée de 0.31% correspond actuellement à l'incertitude la plus faible obtenue dans le domaine de la métrologie des rayonnements ionisants.

Il est désormais possible de raccorder des détecteurs secondaires aux étalons nationaux de mesures. Ces travaux de thèse répondent à des besoins tant dans le domaine de la radioprotection des travailleurs et des patients que dans celui de la radiothérapie. Ces références de débit de kerma dans l'air sont nécessaires dans les domaines industriel et médical. En effet, dans le domaine médical, les générateurs de rayons X de moyennes énergies sont utilisés en mammographie, radiodiagnostic et scanner à des fins de diagnostic, mais aussi en radiothérapie superficielle.

# CONCLUSION

## Conclusion

---

## Conclusion

Les travaux présentés dans ce mémoire contribuent à l'établissement de références dosimétriques nationales, en termes de kerma dans l'air, pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies.

Le premier axe de notre travail a concerné le développement de deux détecteurs absolus WK06 et WK07 qui servent aujourd'hui d'étalons. Ce sont deux chambres à ionisation à parois d'air permettant de mesurer le débit de kerma dans l'air. Le premier détecteur WK06 est associé à un banc de mesure équipé d'un tube à rayons X allant de 60 à 250 kV. Quant au second détecteur, WK07, il est utilisé pour les faisceaux de rayons X de basses énergies issus de tension accélératrice de tube de 10 à 60 kV.

Confronté à la multitude des qualités de faisceaux, caractérisés par la tension accélératrice appliquée au tube et la filtration additionnelle, nous avons choisi un nombre limité, mais représentatif, de faisceaux de rayons X en termes de CDA. Pour ce faire nous avons choisi des faisceaux correspondant à des qualités recommandées par le CCRI, dans le but de réaliser par la suite une comparaison avec le BIPM. Puis, pour une autre comparaison dans le cadre du projet Euromet 738, nous avons également caractérisé des faisceaux décrits dans la norme ISO 4037.

De manière générale, aux mesures doivent être associés des facteurs de corrections pour obtenir la grandeur désirée. Tous ces facteurs ont été décrits et évalués dans cette thèse, pour chaque qualité de faisceau et pour les deux détecteurs. Ils ont été obtenus soit au moyen de calculs analytiques ou par simulation Monte Carlo, soit expérimentalement. Ces facteurs de correction sont voisins de l'unité. Les plus fortes corrections sont dues à l'atténuation dans l'air ( $k_a$ ), à la perte de charges ( $k_e$ ) et à la correction des photons diffusés ( $k_{sc}$ ).

Des simulations de Monte Carlo ont été réalisées à la fois pour déterminer les facteurs de corrections ( $k_e$  et  $k_{sc}$ ), mais également pour calculer des distributions spectrales de la fluence énergétique, qui sont difficilement accessibles expérimentalement, afin d'approfondir nos connaissances sur les spectres des faisceaux de rayons X.

Une fois que la grandeur de référence (le débit de kerma dans l'air) a été établie, le second axe de notre étude a été d'en estimer l'incertitude.

## Conclusion

---

Ainsi, en prenant en compte tous les paramètres permettant le calcul du débit de kerma dans l'air, l'incertitude type composée pour la grandeur de référence a été estimée à **0.31%** ( $k = 1$ ). Ce résultat pour le laboratoire français est du même ordre de grandeur que les laboratoires primaires étrangers et correspond actuellement aux incertitudes les plus faibles obtenues dans ce domaine de la métrologie pour les rayonnements ionisants.

Pour l'étalonnage d'un détecteur secondaire de type chambre à ionisation à cavité, l'incertitude type relative sur la valeur du coefficient d'étalonnage est estimée à **0.40%** ( $k = 1$ ).

Ces travaux se sont conclus par la comparaison de nos références avec celles des laboratoires de métrologie étrangers. En conséquence, nous avons réalisé des comparaisons internationales, l'une avec le BIPM dite comparaison clé (obligatoire au moins une fois tous les 10 ans pour les laboratoires primaires). Les résultats obtenus présentent un très bon accord avec le BIPM et montrent que la référence française a un degré d'équivalence compatible avec les références des laboratoires homologues. De ce fait, cela permet une reconnaissance mutuelle de la référence en termes de débit de kerma dans l'air du LNHB avec celles des pays participant à ces comparaisons, via les tableaux CMC (Calibration and Measurement Capabilities) tenus à jour par le BIPM. Dans la même optique, une seconde comparaison a été réalisée dans le cadre du projet Euromet 738. Un premier rapport d'étape, pour le moment confidentiel, permet également d'envisager un bon accord avec nos résultats.

En conclusion, suite à ces travaux de thèse, le LNHB a ajouté les références en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies sur sa liste de portée détaillée du COFRAC. Les laboratoires secondaires, accrédités à réaliser des étalonnages avec des faisceaux de rayons X dans cette gamme d'énergie, peuvent dorénavant bénéficier d'un certificat d'étalonnage COFRAC pour leur raccordement aux étalons nationaux français. Ces travaux répondent à des besoins tant dans le domaine de la radioprotection des travailleurs et des patients que dans celui de la radiothérapie. En effet, les générateurs de rayons X de basses et moyennes énergies sont présents à des fins de diagnostic tel qu'en mammographie, radiodiagnostic et scanner, mais également en radiothérapie avec les simulateurs, les imageurs embarqués pour le positionnement d'un patient, ou encore tout simplement pour le traitement en radiothérapie de contact.

# BIBLIOGRAPHIE



## Bibliographie

- [ALL61] A. ALLISY, A.M. ROUX, Contribution à la mesure des rayons Roentgen dans le domaine de 5 à 50 kV, *Acta Radiologica*, 55, 57, (1961).
- [ALL67] A. ALLISY, Contribution à la mesure de l'exposition produite par les photons émis par le Cobalt 60. *Metrologia* Vol.3, No 2, (1967).
- [ANK00] U. ANKERHOLD, Catalogue of X-ray spectra and their characteristic data - ISO and DIN radiation qualities, diagnostic and therapy radiation qualities, unfiltered X-ray spectra - ", PTB Bericht, PTB-Dos-34, ISBN 3-89701-513-7), April 2000.
- [ATT85] F. H. ATTIX, B. E. BJARNGARD, K. R. KASE, The dosimetry of ionizing radiation. Academic Press, Inc. New York, Vol 1, (1985).
- [ATT86] F. H. ATTIX, Introduction to radiological physics and radiation dosimetry, John Wiley & Sons, Chapitre 12, 292-343. (1986)
- [BET30] H.A. BETHE, Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, (Theory of Passage of Swift Corpuscular Rays through Matter.), *Ann. Phys.* 5, 325–400 (1930).
- [BAZ07] M. BAZALOVA and F. VERHAEGEN, Monte Carlo simulation of a computed tomography X-ray tube, *Phys. Med. Biol.*, Vol.52, 5945-5955. (2007)
- [BET32] H.A. BETHE, Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit. (Scattering of Electrons of Relativistic Velocity.), *Zeits. Phys.* 76, 293–299, (1932).
- [BOA66] J.W. BOAG, Ionization chambers, *Radiation Dosimetry*, vol II, ed F.H. ATTIX and W.C. ROESCH (London: Academic), (1966).
- [BOA87] J.W. BOAG, Ionization chambers, *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, vol II, ed K.R. CASE, B.F. BJARNGARD and F.H. ATTIX (London: Academic), (1987).

- [BOU01] M. BOUTILLON *et al.*, Measuring conditions used for calibration of ionisation chambers at the BIPM, Rapport BIPM-01/04; (2001).
- [BOU87] M. BOUTILLON and A.M. PERROCHE-ROUX; Re-evaluation of the W value for the electrons in dry air, *Phys. Med. Biol.*, Vol.32; 213-219, (1987).
- [BOU98] M. BOUTILLON; Volume recombination parameter in ionization chambers, *Phys. Med. Biol.*, Vol.43; 2061-2072, (1998).
- [BOR05] J-M. BORDY, M. DENOZIERE, Synoptique comparatif des systèmes de grandeurs utilisés en radioprotection des patients et des travailleurs. Acte des journées SFPM, Avignon, (2005).
- [BUR99] D.T. BURNS, “Consistent set of calculated values for electron-loss and photon-scatter corrections for parallel-plate free-air chambers”, Rapport CCRI n° 99-4, 1999.
- [BUR02] D.T. BURNS\*, K. R. SHORTT, L. VANDERZWAN, Comparison of the air-kerma standards of the NRC and the BIPM in medium-energy X-rays, Rapport BIPM-02/15, (2002).
- [BUR03] D.T. BURNS, New correction factors for the BIPM free-air chamber standards, Rapport CCRI n° 03-28, (2003).
- [BUR08a] D.T. BURNS\*, C. KESSLER\*, M. DENOZIERE, **W. KSOURI**, Key comparison BIPM.RI(I)-K3 of the air-kerma standards of the LNE-LNHB, France and the BIPM in medium-energy X-rays, *Metrologia* Vol.45, Tech. Suppl. 06004, (2008).
- [BUR08b] D.T. BURNS\*, W. TIEFENBOCK and J. WITZANI, Key comparison BIPM.RI(I)-K3 of the air-kerma standards of the BEV, Austria and the BIPM in medium-energy X-rays, *Metrologia* Vol.45, Tech. Suppl. 06003, (2008).
- [BUR90] J.E. BURNS, K.R. ROSSER, Saturation correction for the NE 2560/1 dosimeter in photon dosimetry, *Phy. Med. Biol.*, vol 35, n°5, 687-693 (1990).

- [CLA61] G.L. CLARK, Les rayons X et leurs applications. Edition DUNOD Paris, (1961).
- [COU98] D. COUDIN, Optimisation des méthodes d'évaluation pour les rayons X de basse énergie, Thèse de l'université Paul Sabatier, Toulouse (1998).
- [DEL05] F. DELAUNAY, Workshop on Dosimetry Uncertainties, CCRI(I), BIPM (Sèvres), 17 mai 2005.
- [DIE94] G. DIETZE, G.MENZEL, Aspects of ICPR 60 and ICRU 47 relevant to individual monitoring. Rad Prot. Dosim., Vol 54, No 3/4, (1994), 167.
- [DIN07] G. X. DING, D. M. DUGGAN and C. W. COFFEY, Characteristics of kilovoltage x-ray beam used for cone-beam computed tomography in radiation therapy. Phys. Med. Biol., Vol.52, 1595-1615. (2007)
- [FER07] P. FERRARI, G. GUALDRINI, R. BEDOGNI, E. FANTUZZI, F. MONTEVENTI and B. MORELLI, Personal dosimetry in terms of Hp(3): Monte Carlo and experimental studies, Rad. Prot. Dos., Vol.125, No 1-4, 145-148. (2007)
- [GRE81] J.R. GREENING, Fundamentals of radiation dosimetry, Medical Physics Handbooks 6, Published by Adam Hilger Ltd, Techno House, Redcliffe Way, Bristol BS1 6NX, (1981), 78.
- [GRI98] T W M GRIMBERGEN, E Van DIJK and W de VRIES, Correction factors for the NMI free-air ionization chamber for medium-energy X-rays calculated with the Monte Carlo method, Phy. Med. Biol., vol 43, 3207-3224, (1998).
- [HAK06] A. HAKANEN, A. KOSUNEN, P. PÖYRY and M. TAPIOVAARA, Determination of conversion factors from air kerma to operational dose equivalent quantities for low-energy x-ray spectra, Rad. Prot. Dos., Vol.125, No 1-4, 198-204. (2006)
- [HUB69] J.H. HUBBELL, Photon cross section attenuation coefficients, energy absorption from 10 keV to 100 GeV, National Bureau of Standards, NSRDS, NBS 29 (1969).

- [HUB82] J.H. HUBBELL; Photons Mass Attenuation and Energy-absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, Vol.33, 1269-1290. (1982)
- [ICR07] ICRP 103, 2007 Recommendations of the international commission on radiological protection. Publication 103, (2007).
- [ICR71] ICRU 19, Radiation Quantities and Units. Report 19. ICRU Publications (1971).
- [ICR80] ICRU 33, Radiation Quantities and Units. Report 33. ICRU Publications (1980).
- [ICR85] ICRU 39, Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources. Report 39. ICRU Publications (1985).
- [ICR88] ICRU 43, Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources. Part II. Report 43. ICRU Publications (1988).
- [ICR89] ICRU 44, Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurement. Report 44. ICRU Publications (1989).
- [ICR91] ICRP 60, 1990 Recommendations of the international commission on radiological protection. Publication 60, (1991).
- [ICR92] ICRU 47, Measurement of dose equivalents from external photon and electron radiations. Report 47. ICRU publications (1992).
- [ICR93] ICRP 60, Recommandations 1990 de la commission Internationale de Protection Radiologique. Pergammon Press (1993).
- [ICR96] ICRU 74, Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. ICRU Publications 74 (1996).
- [ICR98] ICRU 60, International Commission on Radiation Units and Measurements: Fundamental Quantities and Units for Ionization Radiation. Report 60. ICRU Publications (1998).

- [ISH96] K. ISHIKAWA, La gestion de la qualité : Outils et applications, DUNOD, (1996).
- [ISO96] ISO 4037-1; Rayonnement X et gamma de référence pour l'étalonnage de dosimètres, et pour la détermination de leur réponse en fonction de l'énergie des photons. (1996).
- [ISO99] ISO 4037-3; Rayonnement X et gamma de référence pour l'étalonnage de dosimètres, et pour la détermination de leur réponse en fonction de l'énergie des photons. (1999).
- [KAW02] I. KAWRAKOW and D.W.O. ROGERS, "The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport.", Rapport NRCC PIRS-701, 19 avril 2002.
- [KES05] C. KESSLER, P. ROGER, Re-establishment of the air kerma and ambient dose equivalent standards for the BIPM protection level 60Co beam, Rapport BIPM-05/08, (2005).
- [KNÖ07] T. KNÖÖS, P. MUNCK of ROSENSCHÖLD and E. WIESLANDER, Modelling of an orthovoltage x-ray therapy unit with the EGSnrc Monte Carlo package, Journal of Physics: First European Workshop on Monte Carlo Treatment Planning, Conference series 74, (2007)
- [KRA83] H. M. KRAMER, The determination of X-ray spectra from attenuation data, Nuclear Instruments and Methods, 214, 445-450, (1983).
- [LAI90] R.F LAITANO, M.P. TONI, R. PANI and R. PELLEGRINI, Energy distributions and air kerma rates of ISO and BIPM reference filtered x-radiations, ENEA Report, (1990).
- [LEM95] G. LEMAIRE, J. FOOS, Les effets biologiques des rayonnements - éléments de radioprotection, Tome 3, Formascience, Orsay, (1995).
- [MAI06] E. MAINEGRA-HING and I. KAWRAKOW; Efficient x-ray tube simulations, Med. Phys., Vol.33; 2683-2690, (2006).

- [MAI08] E. MAINEGRA-HING, N. REYNAERT and I. KAWRAKOW; Novel approach for the Monte Carlo calculation of free-air chamber correction factors, *Med. Phys.*, Vol.35; 3650-3660, (2008).
- [MAL07] A. MALUSEK, J.P. LARSSON and G. ALM CARLSSON, Monte Carlo study of the dependence of the KAP-meter calibration coefficient on beam aperture, x-ray tube voltage and reference plane. *Phys. Med. Biol.*, Vol.52, 1157-1170. (2007)
- [MEY04] P MEYER, E. BUFFARD, L. MERTZ, C. KENNEL, A. CONSTANTINESCO and P. SIFFERT, Evaluation of the use of six diagnostic x-ray spectra computer codes. *The British Journal of Radiology*, Vol.77, 224-230. (2004)
- [MIY02a] S. MIYAJIMA, K. IMAGAWA, CdZnTe detector in mammographic x-ray spectroscopy, *Phys. Med. Biol.*, Vol.47, 3959-3972. (2002)
- [MIY02b] S. MIYAJIMA, H. SAKURAGI, M. MATSUMOTO, Extraction of mean free path of charge carriers in CdZnTe crystals from measured full-energy peaks, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*(485): 533-538, (2002)
- [MIY03] S. MIYAJIMA, Thin CdTe detector in diagnostic X-ray spectroscopy, *Med. Phys.*, Vol.30, 771-777. (2003)
- [NIA67] M.T. NIATEL, An Experimental Study of Ion Recombination in Parallel-plate Free-Air Ionization Chambers, *Phys. Med. Biol.*, Vol.12, 555-563, (1967).
- [NIA69] M.T. NIATEL, Etude expérimentale de l'influence de la vapeur d'eau sur l'ionisation produite dans l'air, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 268, 1650-1653, (1969).
- [NFE99] NF ENV 13005, Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, AFNOR, (1999).
- [NFE00] NF EN ISO/CEI 17025, Prescriptions générales concernant la compétence des laboratoires d'étalonnage et d'essais, AFNOR, (2000).

- [NFI94] NF ISO 5725, Exactitude (justesse et fidélité) des résultats et méthodes de mesure, AFNOR, (1994).
- [NFX93] NF X 07-001, Vocabulaire International des termes fondamentaux et généraux de Métrologie, 2<sup>ème</sup> édition, AFNOR, (1993).
- [NIE95] A. NIEMELÄ., Low-noise electronics for high-resolution CdZnTe and CdTe X-ray detection systems. Rayons X et matière, 100 ans déjà. Journal de Physique IV, Strasbourg, Les Editions de Physique, (1995).
- [NIS06] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [NOW85] Nowotny R, Hvfner A. Ein Programm für die Berechnung von diagnostischen Roentgenspektren. Fortschr Roentgenstr; 142, 685–689, (1985). (Xcomp5r can be downloaded at <ftp://ftp.bmtp.akh-wien.ac.at/BMTP/xray/xcomp5r.zip>.)
- [OBR00] M. OBRIEN, P. LAMPERTI, T. WILLIAMS, T. SANDER, Comparison of the NIST and NPL air-kerma standards used for X-Rays measurements between 10kV and 80kV, J. Res. Inst. Stand. Technol. 105, 701-707, (2000).
- [OBR03] M. OBRIEN, P. LAMPERTI, D.T. BURNS, M. BOUTILLON, Comparison of the NIST and BIPM Medium-Energy X-Ray Air-Kerma Measurements, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 108, 383-389, (2003).
- [PAP01] T. PAPP, J. L. CAMPBELL, Size and origin of the escape peak in various Si(Li) detectors. X-ray spectrometry 30, 77-82, (2001).
- [PER1896] J.PERRIN « Rôle du diélectrique dans la décharge par les rayons de Röntgen ». Académie des sciences, C.R. T.123, (1896), 351-354.
- [PER94] A.-M. PERROCHE & al, Comparison of the standards of air kerma and of absorbed dose of the LPRI and the BIPM for <sup>60</sup>Co gamma rays, Rapport BIPM-94/06, (1994).

- [POI06] A. POIRIER and G.DOUYSSET, Influence of humidity on the current delivered by air-vented ionization chamber revisited, *Phys. Med. Biol.* 51, 4995 (2006).
- [QUI03] QuickField, Finite Element Analysis system, Field simulation software for electrical thermal and mechanical engineering, Tera Analysis Ltd, (2003).
- [RED03] B. REDUS, Charge trapping in XR-100T-CdTe and -CZT detectors. Application Note ANCZT-2 Rev. 2.  
[Online] Available: <http://www.amptek.com>, Amptek, Inc. 2003. (2003)
- [RED08] R. REDUS, CdTe Measurement of X-Ray Tube Spectra: Escaps Events. Application Note ANCDTE-1 Rev. A1.  
[Online] Available: <http://www.amptek.com/epeaks.html>, Amptek. (2008)
- [RIT59] V. H. RITZ; Design of free air chambers for the soft X-ray region (20-100kV), *Radiology* 73, 911, (1959).
- [ROG95] D.W.O. ROGERS, B.A. FADDEGON, G.X. DING, C.-M. MA and J. WE; BEAM: A Mont Carlo code to simulate radiotherapy treatment units, *Med. Phys.*, Vol.22; 503-524, (1995).
- [ROG95] D.W.O. ROGERS, B.A. FADDEGON, G.X. DING, C.-M. MA and J. WE; BEAM: A Mont Carlo code to simulate radiotherapy treatment units, *Med. Phys.*, Vol.22; 503-524, (1995).
- [SEE79] W.W. SEELENTAG, W. PANZER, G. DREXLER, L.PLATZ and F. SANTNER, A catalogue of spectra for the calibration of dosimeters, GFS Report 560 (1979).
- [SIE65] K. SIEGBAHN, Alpha, beta and gamma-ray spectrometry, North Holland Publishing Company, (1965).
- [VER99] F. VERHAEGEN, A. E. NAHUM, S. VAN DE PUTTE and Y. NAMITO, Monte Carlo modelling of radiotherapy kV x-ray units. *Phys. Med. Biol.*, Vol.44, 1767-1789. (1999)

# ANNEXES

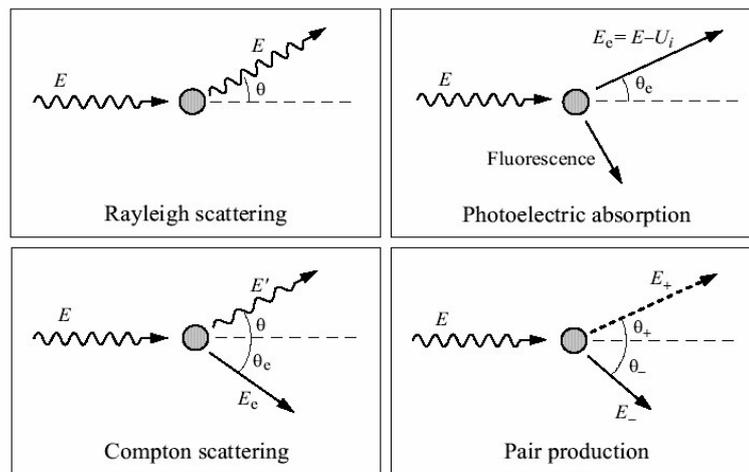


## Annexe A) Interaction photon matière

Le photon X incident peut interagir avec la matière selon différents types d'interaction. Les principaux effets sont décrits ci-dessous. Dans notre domaine étude, énergie du photon compris entre 10 et 250 keV, il n'y a pas de création de paires.

### Effet Rayleigh

Le photon incident d'énergie  $E$  subit une interaction avec un électron orbital. Il subit une déflexion angulaire de  $\theta$  sans perte d'énergie (Figure A.1).



*Figure A.1 Principaux processus d'interaction photon-matière*

### Effet photoélectrique

Au cours de l'effet photoélectrique, le photon interagit avec un électron du cortège électronique, il lui cède totalement son énergie  $E = h\nu$  et disparaît. L'électron cible quitte donc sa couche avec une énergie égale à l'énergie du photon diminuée de son énergie de liaison  $U_1$  (Equation A.1). Après cet événement, le cortège subit un réarrangement au cours duquel, soit un photon de fluorescence est émis, soit un électron est éjecté avec une énergie cinétique  $E_c$  (cet électron est appelé électron Auger). Cet effet ne se produit que si  $h\nu \geq U_1$  (effet à seuil).

$$E_c = E - U_1 \quad (\text{A.1})$$

### Effet Compton

Le photon interagit avec un électron que l'on peut considérer comme libre et au repos. Cet électron est lié à un atome, mais avec une énergie négligeable devant l'énergie du photon. Après la

diffusion inélastique, le photon est diffusé selon l'angle  $\theta$  par rapport à la direction du photon incident, l'électron reculant selon l'angle  $\theta_e$  (Figure A.1). La conservation de l'énergie donne :

$$E = E' + E_e \quad (\text{A.2})$$

Dans ce processus, la part de l'énergie initiale transmise à l'électron est absorbée au voisinage du point d'interaction. Le photon diffusé d'énergie  $E'$  pourra donner lieu à d'autres diffusions Compton [SIE65]. C'est un point capital en dosimétrie; la part de l'énergie diffusée dépend de l'énergie du photon et du numéro atomique du milieu traversé. L'énergie du photon diffusé est alors:

$$E' = \frac{E_0}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)} \quad (\text{A.3})$$

avec  $\varepsilon = \frac{E}{E_0}$ ,  $E_0 = 511 \text{ keV}$  étant l'énergie au repos de l'électron.

Dans le cas où les photons incidents sont de haute énergie ( $E \gg E_0$ ), pour tous les angles de diffusion, sauf près de  $0^\circ$ , l'énergie du photon diffusé est :

$$E' = \frac{E_0}{1 - \cos \theta} \quad (\text{A.4})$$

A partir de l'expression (A.2), on déduit l'énergie de l'électron Compton :

$$E_e = E \frac{2\varepsilon}{1 - 2\varepsilon + (1 + \varepsilon)^2 \text{tg}^2 \theta_e} \quad (\text{A.5})$$

Les angles de diffusion de l'électron et du photon sont reliés par la relation suivante :

$$\cot g \theta_e = (1 + \varepsilon) \cdot \text{tg} \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.6})$$

### Effet de création de paires

L'effet de matérialisation se produit à énergie élevée ( $E > 2E_0$ ) hors de notre domaine. Le photon pénétrant dans le champ Coulombien d'un noyau se matérialise sous forme d'une paire électron-positron ( $e^-$ ,  $e^+$ ). L'électron et le positron sont ralentis dans la matière environnante. A la fin de son parcours, le positron interagit avec un électron et s'annihile ce qui engendre l'émission de deux photons de 511 keV. Les lois de conservation du moment cinétique font que ces deux photons sont émis dans des directions opposées. La conservation de l'énergie s'écrit :

$$E = 2E_0 + E_{e^-} + E_{e^+}$$

$E_{e^-}$  et  $E_{e^+}$  sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron et du positron.

## Annexe B) Les sections efficaces d'interactions

### Le processus photoélectrique

Pour des photons de basse énergie, ce processus est prédominant et en particulier pour les éléments de  $Z$  élevé. La section efficace [SIE65] pour la couche K est de la forme :

$$\sigma_{\text{Kph}} = \frac{8 \pi r_0^2}{3} \cdot \frac{Z^2}{(137)^4} \cdot 4\sqrt{2} (\epsilon)^{-7/2}$$

où

$r_0 = 2,818$  fm est le rayon de l'électron,

et  $\epsilon = \frac{E}{E_0}$  (avec  $E_0 = 511$  keV, énergie au repos de l'électron)

Quel que soit la couche, on peut estimer cette section efficace comme suit :

$$\sigma_{\text{ph}} \propto \frac{Z^{4.35}}{E^3}$$

Et finalement, pour un élément donné, l'effet photoélectrique diminue lorsque l'énergie du photon incident augmente.

### Le processus Compton

Pour une détermination complète et théorique des sections efficaces, le cas de l'électron impose d'utiliser la théorie relativiste de Dirac et les équations de Klein-Nishina [Sie65]. Ainsi, la section efficace différentielle par angle solide  $\Omega$  en fonction de l'énergie  $E$  du photon incident et de l'angle de diffusion  $\theta$  est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left[ \frac{1}{(1 + \epsilon(1 - \cos \theta))^2} \left( 1 + \cos^2 \theta + \frac{\epsilon^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \epsilon(1 + \cos \theta)} \right) \right]$$

Dans le cas d'interaction à haute énergie, l'électron peut être considéré non lié. La section efficace intégrée est :

$$\sigma_c = 2 \pi r_0^2 Z^2 \left[ \frac{\epsilon^2 + 2\epsilon - 2}{2\epsilon^3} \log(1 + 2\epsilon) + \frac{\epsilon^3 + 9\epsilon^2 + 8\epsilon + 3}{\epsilon^2(1 + 2\epsilon)} \right]$$

Dans de nombreux cas, le spectre d'énergie des électrons Compton est important. Si on désigne par  $f$  le rapport de l'énergie cinétique de l'électron Compton sur l'énergie du photon incident et en utilisant les équations de Klein et Nishina, on peut remonter à la section efficace totale par unité d'intervalle d'énergie  $dE_e$  :

$$\frac{d\sigma_c}{dE_e} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \epsilon^2} \left[ 2 + \frac{f^2}{\epsilon^2 (1-f)^2} + \frac{f}{1-f} \left( f - \frac{2}{\epsilon} \right) \right]$$

La probabilité pour qu'un photon interagisse avec un atome est proportionnelle au nombre d'électrons  $Z$ . Pour un matériau donné, cette probabilité est proportionnelle à la densité d'électrons.

L'effet Compton, pour une énergie donnée, est donc approximativement proportionnel à la densité du matériau.

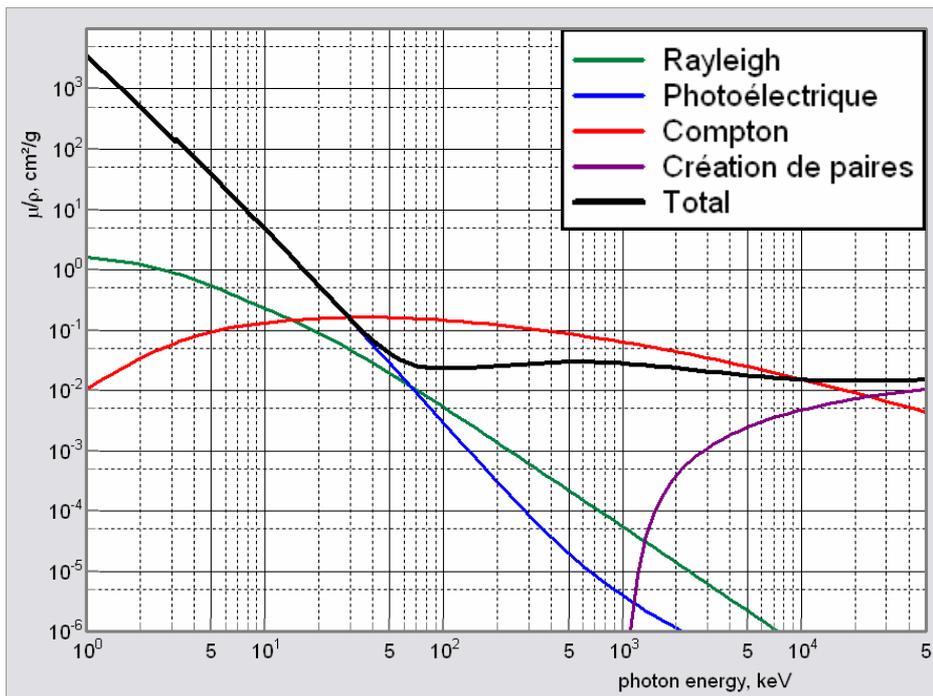
$$\sigma_c \propto \frac{Z}{E}$$

### Le processus de matérialisation

La section efficace pour la création de paire est rigoureusement nulle si  $E < 2E_0$ . Lorsque  $E > 2E_0$ , deux cas doivent être considérés :

$$\sigma_{\text{pair}} = \begin{cases} \alpha r_0^2 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \log\left(\frac{2E}{E_0}\right) - \frac{218}{27} \right] & \text{si } 2E_0 \leq E \leq \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \\ \alpha r_0^2 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \log(183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] & \text{si } E \geq \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \end{cases}$$

$\alpha = 1/137$ , est la constante de structure fine. La figure B1 représente l'allure des sections efficaces.



*Figure B1 : coefficient d'atténuation massique(  $\mu/\rho$ ) dans l'air en fonction de l'énergie.*

## Annexe C) Paramètres de simulation

### Lexique Code PENELOPE

DSMAX : Parcours moyen maximum, exprimé en centimètre, entre deux interactions ‘catastrophiques’. Dans le cas d’une région d’intérêt petite, la valeur de DSMAX est ajustée à 1/10ième de l’épaisseur minimale de cette région afin d’assurer un nombre suffisant d’interactions, soit une dizaine environ.

C1 : Grandeur liée à la déflexion angulaire moyenne produite lors d’une diffusion élastique multiple le long d’un parcours égal au libre parcours moyen entre deux interactions ‘catastrophiques’ successives.

C2 : Fraction moyenne maximale de l’énergie perdue entre deux interactions élastiques ‘catastrophiques’ successives.

WCC : Perte d’énergie seuil, exprimée en eV, pour les collisions ‘catastrophiques’ inélastiques.

WCR : Perte d’énergie seuil, exprimée en eV, pour les émissions de Bremsstrahlung.

### Lexique Code EGSnrc

*Paramètres généraux délimitant le transport des électrons dans la matière (via le COMMON/ET-Control):*

SMAX : Taille limite maximale, exprimée en cm, autorisée lors d’une étape élémentaire de transport.

XIMAX : Maximum du premier moment de la théorie de Goudsmit-Saunderson (GS) par étape de transport.

TRANSPORT\_ALGORITHM : Indication de l’algorithme de transport utilisé. 0=PRESTA II, 1=PRESTA I.

SKINDEPTH\_FOR\_BCA: Distance séparant une particule d’une interface, exprimée en nombre de libre parcours moyen, à partir de laquelle est appliqué un algorithme spécifique de traversée d’interface.

BCA\_ALGORITHM : Indication de la méthode utilisée lors de la traversée d’une interface entre deux régions distinctes. 0=Algorithme de diffusion simple à l’intérieur de la zone située à moins de SKINDEPTH\_FOR\_BCA de l’interface. 1=diffusion multiple mais sans déflexions latérales dans la zone située à moins de SKINDEPTH\_FOR\_BCA de l’interface.

SPIN\_EFFECT : Utilisation de l'effet relativiste de spin dans les théories de diffusion simple et multiple des électrons. (TRUE=prise en compte)

Autres paramètres concernant certains types d'interactions.

IRAYLR : Indication de la prise en compte de l'effet Rayleigh à condition que les données correspondantes existent dans le fichier PEGS4. 1=prise en compte.

IEDGFL : Indication de la prise en compte de la relaxation atomique. Cette relaxation considère la création des photons de fluorescence des niveaux K, L, M et N, les électrons Auger et Coster-Kronig. 1=Modélisation de ces effets.

IPHTER : Indication de la prise en compte de l'échantillonnage de la distribution angulaire des photo-électrons. 1=Echantillonnage.

IBCMP : Indication de la prise en compte des effets de couplage et Doppler dans la modélisation Compton. 1=Prise en compte.

IPRDST : Détermination de la méthode d'échantillonnage des angles électron/positon après un effet de paire. 0=angle fixe, 1=terme principal de la distribution angulaire Motz, Olsen et Koch, 2= distribution angulaire Motz, Olsen et Koch.

IBRDST : Indication de la méthode d'échantillonnage de l'angle d'émission du photon de bremsstrahlung. 0=terme principal de la distribution angulaire de Koch et Motz, 1= distribution angulaire de Koch et Motz.

IBR\_NIST : Indication du type de section efficace utilisée pour modéliser l'énergie des photons de bremsstrahlung. Utilisation 0=des sections efficaces de Bethe-Heitler, 1=des sections efficaces du NIST.

## **Annexe D) Vocabulaire International des termes fondamentaux et généraux de Métrologie**

Le mesurande : Grandeur particulière soumise à mesurage. La définition du mesurande peut nécessiter des indications relatives à des grandeurs telles que le temps, la température et la pression

Le mesurage : Ensemble des opérations ayant pour but de déterminer une valeur d'une grandeur. Le déroulement peut être automatique.

Mode opératoire (de mesure) : Ensemble des opérations, décrites d'une manière spécifique, mise en œuvre lors de l'exécution de mesurages particuliers selon une méthode donnée. Le mode opératoire est habituellement décrit dans un document qui est quelquefois appelé lui-même « mode opératoire » et qui donne assez de détail pour qu'un opérateur puisse faire les mesurages sans avoir besoin d'autres informations.

Grandeur d'influence : Grandeur qui n'est pas le mesurande mais qui a un effet sur le résultat du mesurage. Pour exemple, température d'un micromètre lors de la mesure d'une distance.

Justesse : Aptitude d'un instrument de mesure à donner des indications exemptes d'erreur systématique. Selon la norme NF ISO 5725 [NFI94], cela correspond à l'étroitesse de l'accord entre la valeur moyenne obtenue à partir d'une large série de résultats d'essai et une valeur de référence acceptée.

Traçabilité : Propriété du résultat d'un mesurage ou d'un étalon tel qu'il puisse être relié à des références déterminées, généralement des étalons nationaux ou internationaux, par la chaîne ininterrompue de comparaisons ayant toutes des incertitudes déterminées.

\* Ce concept est souvent exprimé par l'adjectif traçable.

\* La chaîne ininterrompue de comparaisons est appelée chaîne de raccordement aux étalons ou chaîne d'étalonnage.

\* La manière dont s'effectue la liaison aux étalons est appelée raccordement aux étalons.

Étalonnage : Ensemble des opérations établissant, dans des conditions spécifiées, la relation entre les valeurs de la grandeur indiquée par un appareil de mesures ou un système de mesure, ou les valeurs représentées par une mesure matérialisée ou par un matériau de référence, et les valeurs

correspondantes de la grandeur réalisées par des étalons.

- \* Le résultat d'un étalonnage permet soit d'attribuer aux indications les valeurs correspondantes du mesurande, soit de déterminer les corrections à appliquer aux indications.
- \* Un étalonnage peut aussi servir à déterminer d'autres propriétés métrologiques telles que les effets de grandeurs d'influence.
- \* Le résultat d'un étalonnage peut être consigné dans un document appelé certificat d'étalonnage ou rapport d'étalonnage.

Calibrage : Positionnement matériel de chaque repère d'un instrument de mesure en fonction de la valeur correspondante du mesurande. Ne pas confondre « calibrage » et « étalonnage »

Répétabilité : Etroitesse de l'accord entre les résultats des mesurages successifs du même mesurande, mesurages effectués dans la totalité des mêmes conditions de mesure.

- \* Ces conditions sont appelées conditions de répétabilité.
- \* Les conditions de répétabilité comprennent :
  - même mode opératoire
  - même observateur
  - même instrument de mesure utilisé dans les mêmes conditions
  - même lieu
  - répétition durant une courte période de temps
- \* La répétabilité peut s'exprimer quantitativement à l'aide des caractéristiques de dispersion des résultats.

Reproductibilité : Etroitesse de l'accord entre les résultats des mesurages du même mesurande, mesurages effectués en faisant varier les conditions de mesure.

- \* Pour qu'une expression de la reproductibilité soit valable, il est nécessaire de spécifier les conditions que l'on fait varier.
- \* Les conditions que l'on fait varier peuvent comprendre :
  - principe de mesure
  - méthode de mesure
  - observateur
  - instrument de mesure
  - lieu
  - condition d'utilisation

- temps

\* La reproductibilité peut s'exprimer quantitativement à l'aide des caractéristiques de dispersion des résultats.

Ecart-type expérimental : Pour une série de n mesurages du même mesurande, grandeur s caractérisant la dispersion des résultats, donnés par la formule :

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}}$$

$x_i$  étant le résultat du  $i^{\text{ème}}$  mesurage et  $\bar{x}$  la moyenne arithmétique des n résultats considérés.

\* En considérant la série de n valeurs comme échantillon d'une distribution,  $\bar{x}$  est un estimateur sans biais de la moyenne  $\mu$ , et  $s^2$  est un estimateur sans biais de la variance  $\sigma^2$  de cette distribution.

\* L'expression  $s/\sqrt{n}$  est une estimation de l'écart-type de la distribution de  $\bar{x}$  et est appelée écart-type expérimental de la moyenne.

Incertitude de mesure : Paramètre, associé au résultat d'un mesurage, qui caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande. Le paramètre peut être, par exemple, un écart-type (ou multiple de celui-ci) ou la demi largeur d'un intervalle de niveau de confiance déterminé.

L'incertitude de mesure comprend en générale plusieurs composantes. Certaines peuvent être évaluées à partir de la distribution statistique des résultats de séries de mesurages et peuvent être caractérisées par des écart-types expérimentaux. Les autres composantes, qui peuvent aussi être caractérisées par des écart-types, sont évaluées en admettant des distributions de probabilité, d'après l'expérience acquise ou d'après d'autres informations.

Il est entendu que le résultat du mesurage est la meilleure estimation de la valeur du mesurande, et que toutes les composantes de l'incertitude, y compris celles qui proviennent d'effets systématiques, telles que les composantes associées aux corrections et aux étalons de référence, contribuent à la dispersion. Cette définition est celle du « Guide pour l'expression des incertitudes ».

Incertitude-type : Incertitude du résultat d'un mesurage exprimée sous la forme d'un écart-type.

Incertitude élargie : Grandeur définissant un intervalle, autour du résultat d'un mesurage, dont on puisse s'attendre à ce qu'il comprenne une fraction élevée de la distribution des valeurs qui

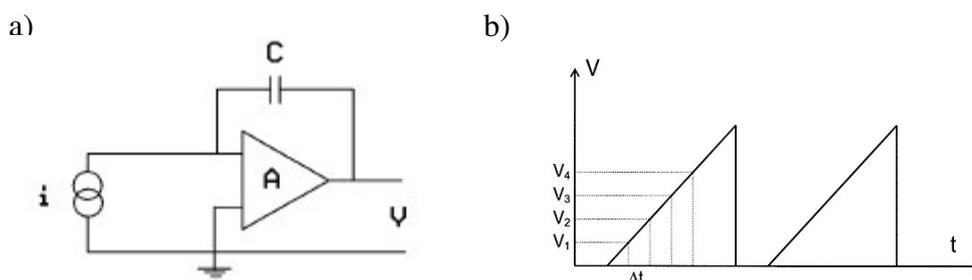
pourraient être attribuées raisonnablement au mesurande.

La fraction peut être considérée comme la probabilité ou le niveau de confiance de l'intervalle. L'association d'un niveau de confiance spécifique à l'intervalle défini par l'incertitude élargie nécessite des hypothèses explicites ou implicites sur la loi de probabilité caractérisée par le résultat de mesure et son incertitude-type composée. Le niveau de confiance qui peut être attribué à cet intervalle ne peut être connu qu'avec la même validité que celle qui se rattache à ces hypothèses. L'incertitude élargie est également appelée « incertitude globale ».

Facteur d'élargissement : Facteur numérique utilisé comme multiplicateur de l'incertitude-type composée pour obtenir l'incertitude élargie. Un facteur d'élargissement  $k$  a sa valeur typiquement comprise entre 2 et 3.

## Annexe E) Source d'incertitude sur la valeur de la capacité d'un condensateur

Le condensateur de capacité  $C$  est utilisé dans la chaîne de mesure ionométrique développée au LNHB et est placé en contre-réaction d'un amplificateur de gain élevé ( $A$ ). Cette méthode est dite « à taux de dérive » et implique l'utilisation d'un condensateur stable dans le temps.



*Figure E1 : a) Montage du condensateur en contre réaction d'un amplificateur de gain élevé, b) Mesure de la tension en fonction du temps aux bornes d'un condensateur*

En mesurant la différence de potentiel aux bornes du condensateur dans un intervalle de temps, le courant ( $i$ ) issue des Chambres d'Ionisations (CI) utilisées dans le laboratoire est obtenu par la formule suivante:

$$i = C \times \frac{\Delta V}{\Delta t}$$

Le condensateur possède un effet « mémoire »: lorsqu'on applique une tension à ses bornes puis qu'on le court-circuite, une tension résiduelle réapparaît pendant un certain temps, on parle d'absorption diélectrique. Dans le fonctionnement des mesures ionométriques l'établissement de rampes successives séparées par un temps de court-circuit permet d'être sûr que le condensateur est bien déchargé. La durée de ce court-circuit est donc importante pour ne pas se trouver dans la zone où la tension est variable ce qui crée un courant parasite et une corrélation entre les rampes de courant.

L'importance du phénomène dépend du diélectrique (en sachant qu'il est nul pour un condensateur air) et de la tension maximale ( $V_{max}$ ) de la rampe précédente. Pour des courants de l'ordre de 5 à 30 pA, on encourage les utilisateurs à employer des condensateurs à air pour lesquels l'absorption diélectrique est nulle. Un temps de pré-charge (TPC) peut également être utilisé afin ne pas prendre en compte le début de la rampe et la tension  $V_{max}$  peut aussi être limitée à 5V.

Le montage n'étant pas parfait, des capacités parasites sont présentes:

- la capacité des câbles de mesure (de l'ordre de 50 pF/m),
- la capacité d'entrée de l'amplificateur,
- la capacité de l'amplificateur en « boucle ouverte».

Si, pour les deux premières, elles sont divisées par le gain de l'amplificateur (supérieur à 40000) et ont donc une influence limitée, ce n'est pas le cas de la dernière. On peut appréhender la valeur de la capacité parasite totale en mesurant le même courant à l'aide de différents condensateurs de valeurs décroissantes. On peut donc estimer que la capacité parasite totale est de l'ordre de 0.2 pF pour l'amplificateur Keithley 642 avec une incertitude maximale de  $\pm 0.1$  pF. La correction est effectuée sur toutes les valeurs des condensateurs. En considérant la loi de probabilité rectangulaire, l'incertitude type sur la valeur de la capacité parasite est de la forme

$$: u(C_{\text{paras}}) = \frac{0.1}{\sqrt{3}} (\text{pF}).$$

La valeur de la capacité d'un condensateur dépend de la température. Des mesures ont été effectuées au LNE en 2006 avec plusieurs types de condensateurs. L'effet constaté maximal est inférieur à 200ppm/°C en sachant que le diélectrique le moins sensible à ce phénomène est l'air.

On a donc  $C(T) = C_{\text{étal}}(T_0) \times k_{\text{temp}}(T)$ .

En limitant le domaine d'utilisation des condensateurs à  $\pm 3^\circ\text{C}$  autour de la température d'étalonnage, alors  $k_{\text{temp}}(T) = 1.0000 \pm 0.0006$ . En considérant la loi de probabilité rectangulaire, l'incertitude type de la température de la capacité sera de la forme :  $u(k_{\text{temp}}) = \frac{0.0006}{\sqrt{3}}$ .

La valeur de la capacité d'un condensateur est dépendante de l'humidité. En effet la permittivité relative du diélectrique Mylar étant d'environ 3.2 (pour le type de condensateur couramment utilisé au LNHB) mise en parallèle avec la permittivité relative de l'eau qui est d'environ 80, on voit qu'une faible quantité d'eau ou d'air humide au sein du diélectrique peut être suffisante pour affecter notablement la valeur de la capacité (modification de la permittivité et des dimensions du diélectrique). On a :  $C(r) = C_{\text{étal}}(r_0) \times k_{\text{humid}}(r)$ .

Si on observe la variation du courant délivré par une chambre d'ionisation, l'effet de l'humidité sur la valeur de C est tout à fait notable et il apparaît que le courant apparent mesuré peut varier de près de 0.2 % annuellement dans la plage d'humidité absolue  $4 < r(\text{g/kg}) < 12$ . Avec  $k_{\text{humid}}(r) = 1.000 \pm 0.001$ , en considérant la loi de probabilité rectangulaire, l'incertitude type de l'humidité sera de la forme :  $u(k_{\text{humid}}) = \frac{0.001}{\sqrt{3}}$ .

Il s'avère que la permittivité relative du diélectrique dépend de la fréquence, mais cet effet dépend du diélectrique et peut-être aussi de l'humidité. Les étalonnages sont réalisés au LNE en alternatif à 1 kHz (AC), alors que les condensateurs sont utilisés en continu (DC).

Des mesures ont été réalisées en 2006 à différentes fréquence (AC) et en intégration (DC) afin de déterminer l'amplitude du phénomène. Après analyse des résultats et en considérant la loi de probabilité rectangulaire, l'incertitude type sur la correction de fréquence est de la forme :

$$u(k_{\text{freq}}) = \frac{0.001}{\sqrt{3}} \text{ et } k_{\text{freq}} = 1.001$$

En comparant les valeurs de capacités étalonnées en décembre 2004 et en août 2006, on s'aperçoit qu'il existe une dérive importante jusqu'à 0.18% sur 3 ans. A ce jour, cette dérive n'est pas clairement expliquée. Elle pourrait simplement refléter les variations de l'humidité ambiante. De manière optimiste, on décide aujourd'hui de chiffrer la dérive maximum à  $\pm 0.1\%$  sur 3 ans (période d'étalonnage retenue). Donc nous avons :  $C(t) = C_{\text{étal}}(t_0) \times k_{\text{dériv}}(t)$ , l'incertitude type sur le terme  $k_{\text{dériv}}$  est de la forme :  $u(k_{\text{dériv}}) = 0.001$ .

A ce jour, l'incertitude type d'étalonnage du LNE (1kHz) est :  $\frac{u(C_{\text{étal}})}{C_{\text{étal}}} = \frac{7 \times 10^{-5}}{2}$

La mise en évidence ci-dessus de grandeurs d'influence permet de déterminer l'expression de la capacité réelle du condensateur utilisé pour les mesures:

$$C_{\text{réel}} = C_{\text{étal}} \cdot k_{\text{freq}} \cdot k_{\text{temp}} \cdot k_{\text{humid}} \cdot k_{\text{dériv}} + C_{\text{paras}}$$

$$u(C_{\text{réel}}) = \sqrt{\left(\frac{u(C_{\text{étal}})}{C_{\text{étal}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{freq}})}{k_{\text{freq}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{temp}})}{k_{\text{temp}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{humid}})}{k_{\text{humid}}}\right)^2 + \left(\frac{u(k_{\text{dériv}})}{k_{\text{dériv}}}\right)^2} \times (C_{\text{étal}} \times k_{\text{freq}} \times k_{\text{temp}} \times k_{\text{humid}} \times k_{\text{dériv}})^2 + u(C_{\text{paras}})^2$$





**KSOURI W.** Contribution à la réalisation de références métrologiques en termes de kerma dans l'air pour des faisceaux continus de Rayonnement X de basses et moyennes énergies.

In : Journée des thèses CEADRT\DETECS ; Saclay – France ; 2006

DENOZIERE M, **KSOURI W** and BORDY J-M. Dosimetric standard for Radiodiagnostic and mammography.

In : 2<sup>nd</sup> European International Radiation Protection Association (IRPA) congress; Paris – France; 2006

**KSOURI W.** Réalisation de références métrologiques pour des faisceaux de Rayons X continus de basses et moyennes énergies.

In : Doctorale du LNE; Paris – France ; 2007

**KSOURI W**, DENOZIERE M and BORDY J-M. Study of dosimetric standard for pulsed X-ray beams of low and medium-energies in short exposition times (less than 100ms).

In : 1<sup>er</sup> Congrès International Radiation Médicales: Recherche et Applications ; Marrakech – Maroc ; 2007

**KSOURI W**, DENOZIERE M, GOURIOU J and BORDY J-M. Etablissement de facteurs de correction pour un détecteur primaire à l'aide de simulation de Monte-Carlo.

In : 46<sup>èmes</sup> Journées Scientifiques de la SFPM ; Saint Malo – France ; 2007

**KSOURI W**, DENOZIERE M and BORDY J-M. Dosimetric standard for continuous X-Rays radiation fields of low and medium-energies (< 300 kV).

In : 13<sup>ème</sup> Congrès International de Métrologie ; Lille – France ; 2007

**KSOURI W.** Références dosimétriques pour les faisceaux continus de rayons X de moyennes énergies.

In : Journée des thèses EDSTIC-EDSFA; Nice - France ; 2007

**KSOURI W** and DENOZIERE M. Dosimetric standard for medium-energies X-Rays range at LNHB: Progress of the project.

In : Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards Workshop; Paris – France; 2007

DENOZIERE M and **KSOURI W**. Measuring conditions for medical diagnostic X-Rays at LNHB.  
In : Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards Workshop; Paris – France; 2007

D.T. Burns, C. Kessler, M. Denoziere\*, **W. Ksouri\***. Key comparison BIPM.RI(I)-K3 of the air-kerma standards of the LNE-LNHB, France and the BIPM in medium-energy x-rays.  
In : Metrologia ; 2008 ; 45, Tech. Suppl., 06004.

**KSOURI W**, DENOZIERE M, LEROY E and LECERF N, Les références dosimétriques pour les rayons X de basses et moyennes énergies, Revue Française de Métrologie, No 16, Vol 2008-4.

Note technique LNHB:

**KSOURI W** and DENOZIERE M. Mesures de l'épaisseur des filtres utilisés pour les rayons X de basses et moyennes énergies.  
In : Note technique LNHB 07/063; 2007

DENOZIERE M, **KSOURI W** and LECERF N. Modification de la chambre d'ionisation à parois d'air pour le radiodiagnostic.  
In : Note technique LNHB 07/062; 2007

**KSOURI W** and DENOZIERE M. Etalonnage de trois chambres d'ionisation à cavité dans les faisceaux de rayons X de moyennes énergies en vue d'une comparaison avec le BIPM.  
In : Note technique LNHB 07/035; 2007

**KSOURI W** and DENOZIERE M. Les résultats du LNHB de la comparaison internationale en termes d'équivalent de dose individuel pour des faisceaux de rayons X de moyennes énergies.  
In : Note technique LNHB 08/049; 2008

**KSOURI W** and DENOZIERE M. Rayon X de moyennes énergies : Suivi de deux chambre d'ionisation de type NE 2571.  
In : Note technique LNHB 08/077; 2008

**KSOURI W** and DENOZIERE M. Caractéristique de la chambre à parois d'air de référence pour les rayons X compris entre 60 et 250 kV.

In : Note technique LNHB 07/001; 2007

**KSOURI W**. Etablissement des facteurs de correction  $k_e$  et  $k_{sc}$  par la méthode de Monte Carlo à l'aide du code PENELOPE pour les chambres d'ionisation à parois d'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies.

In : Note technique LNHB 07/061; 2007

**KSOURI W** , LEROY E. and DENOZIERE M. Caractéristique de la chambre d'ionisation à parois d'air de référence WK07 pour les rayons X compris entre 10 et 60 kV.

In : Note technique LNHB 08/086; 2008



---

# **Etude et réalisation des références dosimétriques nationales en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies**

AUTEUR : Wassim KSOURI

CO-DIRECTEURS DE THESE : Sabet HACHEM et Jean-Marc BORDY

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Parc Valrose, Nice, 5 Décembre 2008

## **RÉSUMÉ :**

Les progrès en radioprotection et radiothérapie, ainsi que les besoins accrus en termes d'exactitude, amènent les instituts nationaux de métrologie à améliorer la réalisation pratique des unités. Dans le domaine des rayonnements ionisants, la référence métrologique est constituée par un appareil de mesure absolue de la grandeur d'intérêt (dose dans l'eau ou kerma dans l'air). Ce travail de thèse se propose d'établir les références dosimétriques, en termes de kerma dans l'air, pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies. Cela permet ainsi, au LNHB (Laboratoire National Henri Becquerel), de compléter la gamme de ses faisceaux de référence. Deux détecteurs étalons qui sont des chambres d'ionisation à parois d'air, WK06 pour les moyennes énergies et WK07 pour les basses énergies, ont été développés. Des calculs à l'aide de codes de simulation par méthode de Monte Carlo et des mesures expérimentales ont permis d'obtenir les facteurs de correction pour les détecteurs primaires. Les bilans des incertitudes types associés au kerma dans l'air ont été établis. Ces références dosimétriques ont été comparées avec celles des laboratoires homologues et sont en accord en termes de degré d'équivalence.

**MOTS CLÉS :** Le kerma dans l'air  
Chambre d'ionisation à parois d'air  
Faisceaux de rayons X  
Code Monte Carlo  
Facteurs de correction  
Incertitudes types  
Comparaison internationale