

N° d'ordre : 38/2008/ - M/PM

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene

Faculté de Physique



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

En : Physique

Spécialité : Physique Médicale

Par : BOUNEMRI Ahmed

**Dosimétrie des fils d'iridium 192 utilisés en curiethérapie
bas débit de dose
Application du formalisme TG-43**

Soutenu Publiquement le 16/07/2008, devant le jury composé de :

Mme FRAHI Akila	Professeur, USTHB	Président
Mr AFIANE Mhammed	Professeur, CPMC Alger	Examineur
Mr TOUTAOUI Abdelkader	Chargé de Recherche, CRNA	Examineur
Mr HOCINI Brahim	Chargé de Recherche, CPMC Alger	Examineur
Mme BRAHIMI Zakia	Chargé de Recherche, (CRNA)	Directeur de Thèse

Table des matières

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1	3
THEORIE DE LA CURIETHERAPIE	3
1. LA CURIETHERAPIE.....	3
2. LA RADIOACTIVITE.....	5
2.1 LA CONSTANTE RADIOACTIVE Λ	5
2.2 LA PERIODE RADIOACTIVE.....	6
2.3 ACTIVITE	6
2.4 ACTIVITE MASSIQUE OU SPECIFIQUE.....	7
3. SOURCES RADIOACTIVES Γ ET LEURS MODES DE DESINTEGRATION.....	7
3.1 SOURCES DE RADIUM	7
3.2 SOURCES DE CESIUM 137.....	9
3.3 SOURCES DE COBALT 60.....	10
3.4 SOURCES D'IRIDIUM 192.....	11
4. CONCEPTS DOSIMETRIQUES DE BASE	12
4.1 DEFINITIONS	12
4.1.1 Exposition.....	13
4.1.2 KERMA	13
4.1.3 Equilibre électronique.....	16
5. LES RAYONS X.....	17
5.1 QUALITE D'UN SPECTRE RX	17
5.2 EFFET DE LA FILTRATION	18
CHAPITRE 2	19
LE PROTOCOLE DOSIMETRIQUE AAPM TG-43.....	19
1. LE FORMALISME TG-43.....	20
1.1 LE FACTEUR GEOMETRIQUE $G(R,\theta)$	21
1.2 LA FONCTION RADIALE, $G(R)$	22
1.3 LA FONCTION D'ANISOTROPIE, $F(R,\theta)$	23
1.4 LE POUVOIR DU KERMA A L' AIR, S_K	23
1.5 LA CONSTANTE DU DEBIT DE DOSE, Λ	24
CHAPITRE 3	25
LA THERMOLUMINESCENCE	25
1. LA THERMOLUMINESCENCE.....	25
1.1. LE THERMOGRAMME	27
1.2. LE FLUORURE DE LITHIUM.....	28
2. PRINCIPE GENERAL D'UN LECTEUR TL.....	28
3. LE CYCLE DE REGENERATION DES TLD.....	29
4. PROPRIETES DOSIMETRIQUES DES TLD.....	30
4.1. LA SENSIBILITE ET DOSE MINIMALE DECELABLE	30
4.2. LE "FADING".....	31
4.3. LA REPOSE EN FONCTION DE LA DOSE.....	31
CHAPITRE 4	33
MATERIEL ET METHODE.....	33

1. PROCEDURES DE CONTROLE DES FILS D'¹⁹²IR	33
1.1 LES FILMS	34
1.2 LA CHAMBRE D'IONISATION PUIITS	34
1.2.1 L'énergie des rayons γ émis	35
1.2.2 La position de la source dans la cavité	36
1.2.3 Les dimensions de la source	36
1.2.4 Débit de kerma de la source	36
1.2.5 Variation de la réponse au cours du temps	36
1.3 ACTIVIMETRE LINEIQUE (KERMASCAN)	37
1.3.1 Energie	38
1.3.2 Position de la source	38
1.3.3 Débit de Kerma	39
1.3.4 Variation de la réponse au cours du temps	39
1.4 PROCEDURES DE MESURE DE LA LONGUEUR D'UNE SOURCE D' ¹⁹² IR	39
1.4.1 Méthode 1 : utilisation d'un pied à coulisse	39
1.4.2 Méthode 2 : utilisation d'un scanner numérique	41
1.5 SYSTEME DE CONTROLE DE L' HOMOGENEITE COUPLE A UNE CHAMBRE PUIITS	43
1.5.1 Principe de la méthode	43
2 ETALONNAGE DE LA CHAMBRE D'IONISATION A CAVITE D'AIR POUR LA QUALITE IR192	44
2.1 METHODE D'INTERPOLATION	44
2.2 METHODE DES SEPT DISTANCES	46
2.2.1 Matériel utilisé	47
2.3 DEVELOPPEMENT DE LA QUALITE RX (250KV CP, 2.63 MM CU)	48
2.3.1 Technique de détermination de la couche de demi atténuation (CDA)	48
3 PRINCIPE D'ETALONNAGE DES CHAMBRES PUIITS	49
4 DETERMINATION DU FACTEUR DE CORRECTION, K_L, DE LA VARIATION DE LA LONGUEUR DE SOURCE	50
5 LA THERMOLUMINESCENCE	51
5.1 CARACTERISATION DES TLD	52
5.1.1 Détermination des paramètres du cycle de lecture des TLD	52
5.1.2 Taux de vidage	53
5.1.3 Courbe de linéarité des TLDs	54
5.1.4 Dépendance énergétique	54
5.1.5 Reproductibilité et étalonnage	54
5.1.6 Procédure de mesure	55
5.2 MATERIEL UTILISE	56
6 MESURE DES FONCTIONS DOSIMETRIQUES:	56
6.1 MATERIEL UTILISE	56
6.1.1 Fantôme de mesure de la fonction radiale	57
6.1.2 Fantôme de mesure de la fonction d'anisotropie	58
CHAPITRE 5	59
RESULTATS ET DISCUSSION	59
1. DETERMINATION DES LONGUEURS DES FILS	59
2 DETERMINATION DE L' HOMOGENEITE D'UN FIL D'IR	59
2.1 REPONSE RELATIVE D'UN SEGMENT DE 0.95 CM	60
2.2 REPONSE DU FIL ENTIER	60
2.3 ESTIMATION DES INCERTITUDES	61
3 ETALONNAGE DE LA CHAMBRE A CAVITE D'AIR DANS L'AIR	62
3.1 DEVELOPPEMENT DE LA QUALITE RX ₂₅₀ K _{vp} 2.631 MM CU 132 KEV	62
3.1.1 Courbes d'atténuation en fonction de la filtration	62
3.1.2 Détermination de la filtration additionnelle pour la CDA de 2.631 mm Cu	64

3.2	DETERMINATION DE N_k DE LA QUALITE RX CDA 2.63 MM CU.....	65
3.3	DETERMINATION DES COEFFICIENTS D'ATTENUATION	66
3.4	CALCUL DU FACTEUR D'ETALONNAGE DE LA CHAMBRE A CAVITE D'AIR.....	69
3.5	CALCUL DU DEBIT DE KERMA DE REFERENCE DE LA SOURCE D' ^{192}Ir :	69
4	ETALONNAGE DE LA CHAMBRE PUIITS	70
4.1	DETERMINATION DU POINT CHAUD DE LA CHAMBRE PUIITS	70
4.2	DETERMINATION DU COEFFICIENT DE CALIBRATION.....	70
4.3	DETERMINATION DU FACTEUR DE CORRECTION, K_L , DE LA VARIATION DE LA LONGUEUR DE SOURCE 72	72
5	LA THERMOLUMINESCENCE.....	72
5.1	DETERMINATION DU CYCLE DE LECTURE DES TLD.....	73
5.1.1	<i>Température maximale du cycle de lecture T_{max} (acquisition)</i>	73
5.1.2	<i>Température minimale de lecture T_{min} (préchauffage)</i> :	73
5.1.3	<i>Vitesse de chauffage</i> :	74
5.1.4	<i>Débit d'Azote</i> :	74
5.2	TAUX DE VIDAGE :	75
5.3	COURBE DE LINEARITE :	76
5.4	REPOSE ENERGETIQUE	76
5.5	REPRODUCTIBILITE / ETALONNAGE	77
6	DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PARAMETRES DU PROTOCOLE DOSIMETRIQUE LE AAPM TG-43	77
6.1	LA FONCTION GEOMETRIQUE	77
6.2	LA FONCTION RADIALE	79
6.3	LA FONCTION D'ANISOTROPIE.....	80
6.4	LA CONSTANTE DU DEBIT DE DOSE Λ	81
7	CONCLUSION	83
	ANNEXE A.....	84
	ANNEXE B.....	87
	ANNEXE C.....	92
	ANNEXE D.....	96
	ANNEXE E.....	97
	ANNEXE F.....	98
	ANNEXE G.....	107
	ANNEXE H.....	109
	ANNEXE I.....	111
	ANNEXE J.....	112
	ANNEXE K.....	114
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIES.....	116

Introduction

Depuis plus d'un siècle, l'homme a découvert l'existence de la radioactivité. Il a su exploiter l'énergie fabuleuse cachée au coeur de la matière, avec plus ou moins de bonheur, et même créa de nouveaux éléments qui n'existaient pas sur terre.

Il a pu apprivoiser l'énergie de ce phénomène naturel pour l'utiliser dans différents domaines, centrales nucléaires à fission pour produire de l'électricité, études in vivo à l'aide de marqueurs radioactifs, datation, bombe nucléaire à fusion ou à fission, utilisation des traceurs radioactifs pour les diagnostics et le traitement des cancers.

Dans les applications pacifiques la radiothérapie est le domaine qui utilise les rayonnements ionisants pour lutter contre le développement anarchique des cellules qui s'échappent du contrôle du corps humain, son principe est de délivrer une dose tumoricide dans un volume cible en épargnant au mieux les tissus environnants et les organes à risques.

La radiothérapie englobe deux modes de traitements

la téléthérapie qui utilise des faisceaux des RX ou des particules chargées générées par des accélérateurs ou des rayons gamma de cobalt 60.

La curiethérapie qui utilise le rayonnement émis par des sources radioactives les trois méthodes suivantes sont pratiquées.

- La curiethérapie métabolique (médecine nucléaire) utilise des sources non scellés sous forme liquide le plus souvent, qui sont introduites dans l'organisme par injection.
- La curiethérapie interstitielle utilise des sources scellées (sous forme solide) qui sont introduite à l'intérieure de la tumeur.
- La curiethérapie endocavitaire ou plésiocuriethérapie utilise des sources scelles placées dans des cavités naturelles (curiethérapie gynécologique – cavum ...)

Dans ce mémoire nous avons abordé la dosimétrie des fils d'iridium à bas débit utilisée au Centre Pierre et Marie Curie (CPMC) en curiethérapie intra-cavitaire pour le traitement du cancer du cavum, leur caractérisation par la mesure du débit de kerma dans l'air, le contrôle de leur homogénéité, et la détermination des fonctions dosimétriques définies par le protocole TG-43 afin de générer une bibliothèque de données nécessaire pour le calcul des distributions de dose à deux dimensions.

Le mémoire est structuré en quatre parties principales, dans la première nous avons introduit la curiethérapie, les définitions des concepts de base, les unités et les sources radioactives les plus utilisées, leur mode de désintégration et de spécification.

La deuxième partie contient une description détaillée du protocole dosimétrique TG-43, et la théorie de la thermoluminescence, la caractérisation et l'étalonnage des TLD.

Dans la troisième partie nous avons exposé le matériel et les méthodes : d'étalonnage des chambres d'ionisations et des dosimètres thermoluminescents, de contrôle de qualité des sources d'Ir192 et de mesures des fonctions dosimétriques.

La dernière partie contient les résultats des mesures expérimentales, leurs analyses et discussions. Nous avons terminé par une conclusion, les annexes et les références.

Chapitre 1

THEORIE DE LA CURIETHERAPIE

Dans ce chapitre, nous allons introduire la curiethérapie, et traiter les lois de la physique qui nous permettent d'évaluer la dose absorbée dans un milieu au cours d'une irradiation. Aussi, nous allons montrer le développement des concepts de base de la dosimétrie qui nous conduisent aux équations utilisées dans le nouveau protocole de calcul de dose en curiethérapie, implémentées dans les systèmes de planification de traitement modernes, notamment le système THERAPLAN PLUS que nous possédons au service de radiothérapie du CPMC.

1. La curiethérapie

La curiethérapie est le traitement des cancers localisés par l'introduction d'implants radioactifs en utilisant des applicateurs ou des vecteurs (figure 1.1), à l'intérieur ou au voisinage de la tumeur. Ce type de traitement permet d'administrer de fortes doses, en ciblant le traitement exclusivement à la zone du cancer ; les effets indésirables au reste du corps se trouvent donc considérablement réduits grâce au fort gradient de dose présenté par ces sources, les tissus sains adjacents reçoivent une faible dose [25].

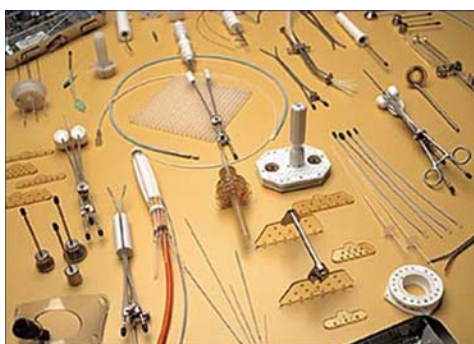


Figure 1-1 : Applicateurs et matériels vecteur de

Tout a commencé avec la découverte des rayons X par le physicien allemand Röntgen en 1895. La radioscopie et la radiographie ouvrent soudainement de nouvelles perspectives dans le domaine du diagnostic. L'origine de la curiethérapie remonte à la découverte de la radioactivité naturelle par Henri Becquerel en juillet 1896.

Peu après, est née la radiobiologie, suite à l'observation des effets secondaires cutanés (radiodermites sur la peau de Henri Becquerel et les mains des radiologues). La première application médicale des rayonnements eut lieu à Paris en 1901 pour le traitement des affections cutanées elle a été réalisée à l'aide du radium découvert antérieurement par Marie et Pierre Curie en 1898. C'est le début de la thérapie de contact par les rayonnements émis par les sources radioactives. On distingue :

- **la curiethérapie interstitielle ou endo-curiethérapie** où le radioélément est mis dans les tissus eux- mêmes tels que la lèvre, la langue et la peau (voir figure 1.2) ;

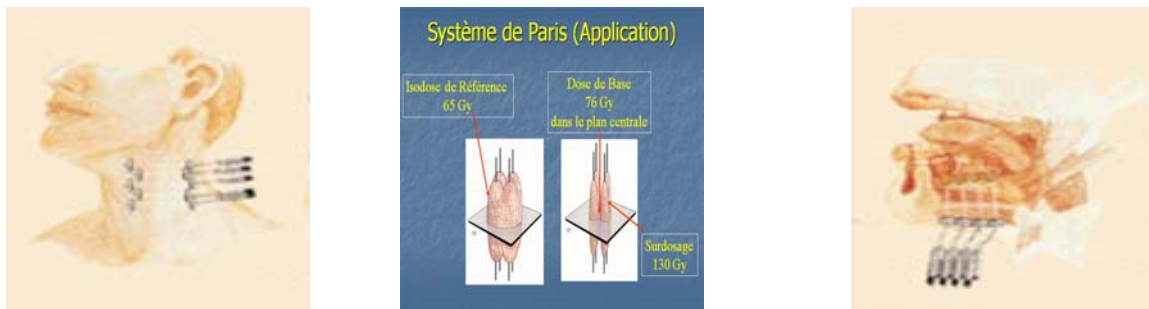


Figure 1-2 : Curiethérapie interstitielle

- **La plésiocuriethérapie (curiethérapie endocavitaire) :**

Le radioélément est mis dans des cavités naturelles comme le traitement du cavum et le traitement en gynécologie (figure 1.3) ;

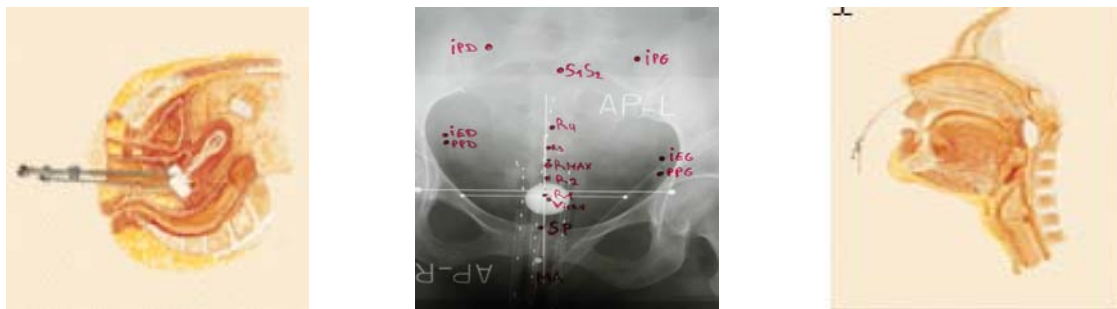


Figure 1-3 : Curiethérapie endocavitaire

ou dans les lumens et dans les branches pulmonaires et les veineux sanguins (figure 1.5):



Figure 1-4 : Curiethérapie intra vasculaire utilisant des cathéters, des grains radioactifs pour traiter les problèmes des vaisseaux et des bronches

2 La radioactivité

Depuis plus d'un siècle ; en Mars 1896, Henri Becquerel avait découvert la radioactivité naturelle suite à l'étude du sulfate d'uranyle (Figure 1.7).



Figure 2-1 : Henri Becquerel dans son laboratoire et l'ombre de la croix de Malte sur le cliché développé le 1er mars 1896.

La radioactivité est un phénomène nucléaire, son aspect stochastique ne permet sa description que si on considère des populations très importantes. La quasi-totalité des atomes dans la nature sont dans un état stable, cette stabilité présente des arrangements énergétiques des nucléons (protons, neutrons) dynamiques qui changent perpétuellement dans le temps mais gardent toujours la cohésion de l'ensemble des nucléons de l'atome. Si parmi tous les arrangements possibles on trouve un ou un certain nombre d'arrangements énergétiques instables qui aboutissent à l'éjection d'une particule et d'une certaine quantité d'énergie, dont le départ laisse un nouvel édifice nucléaire on dit que cet atome est radioactif. Prenant un exemple simple de ^{238}U , parmi leurs 10^{38} arrangements énergétiques possibles un seul est instable et aboutit à l'expulsion d'une particule α ; ces arrangements se renouvellent au rythme de 10^{21} arrangements par seconde. Dans ce cas, il faudrait 10^9 années pour l'atome de l'uranium pour que le noyau passe par tous les arrangements possibles (dont un est radioactif). L'observation d'un atome de l'uranium peut ne pas aboutir à une désintégration même si le temps d'observation est supérieur à 10^9 années, le phénomène de la désintégration est aléatoire ; il se produit au hasard, il ne devient observable et obéit à des lois statistiques simples que si la population d'atomes est très nombreuse.

2.1 La Constante radioactive λ

La constante radioactive λ exprime la probabilité de désintégration d'un atome par unité de temps, c'est une caractéristique du radio nucléide, et ne peut être changée, ni par la variation de température du milieu, ni par réactions chimiques qui font intervenir les électrons de valences, ni par autres actions physiques, elle ne dépend que des arrangements

énergétiques possibles des nucléons n_p , des arrangements énergétiques instables n_r (aboutissant à une désintégration), et le nombre de noyau N .

Le nombre dN de noyaux qui se désintègrent pendant l'intervalle de temps dt est donné par l'expression 1.24 :

$$dN = -\lambda N dt \quad 1.24$$

Le signe moins exprime la diminution dans le temps du nombre d'atomes N .

2.2 La période radioactive

La résolution de l'équation différentielle 1.24 donne l'évolution du nombre de noyaux $N(t)$ à l'instant t :

$$N(t) = N_0 \text{Exp}(-\lambda t) \quad 1.25$$

N_0 : étant le nombre d'atomes à l'instant initial ($t = 0$).

Par définition la période radioactive T est l'intervalle de temps qui réduit de moitié le nombre des atomes radioactifs, sa valeur se déduit de la constante radioactive λ .

Pour une durée t égale à T on peut écrire :

$$N(T) = N_0 \text{Exp}(-\lambda T) = \frac{N_0}{2} \quad 1.26$$

Il en découle :

$$T = \frac{\ln(2)}{\lambda}$$

Introduisons cette expression dans l'équation 1.25, on obtient :

$$N(t) = N_0 \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{t}{T}} \quad 1.27$$

Pour le calcul de l'évolution du nombre d'atomes $N(t)$, il est plus pratique d'utiliser cette dernière formule.

2.3 Activité

On peut caractériser une quantité de matière radioactive par son nombre d'atomes $N(t)$ défini précédemment ou aussi par sa masse M , lorsqu'on s'intéresse aux propriétés radio physiques du nucléide, il est plus expressif de considérer le nombre de désintégration par seconde qui dépend à la fois du nombre d'atomes N et de la constante radioactive λ .

On définit alors l'activité d'une quantité radioactive notée A par le nombre de désintégrations dN se produisant dans l'intervalle de temps dt . On peut alors écrire :

$$A = \frac{dN(t)}{dt} = \lambda N \quad 1.28$$

Jusqu'à 1950 ; cette grandeur avait pour unité le Curie [Ci], qui représentait le taux de désintégrations d'un gramme de Radium ^{226}Ra ; l'élément radioactif le plus utilisé à l'époque et vaut $3.7 \cdot 10^{10}$ désintégrations par seconde. Après cette date, cette valeur a été corrigée à 0.989 Ci au lieu de 1Ci [16].

En 1975 le Comité International des Poids et des Mesures (CIPM) après avis de la Commission Internationale des Unités et Mesures des Radiations l'ICRU (International Commission of Radiation Units and Measurements), a recommandé d'utiliser comme unité pour la grandeur Activité, la seconde à la puissance moins un [s^{-1}] et de donner à cette unité le nom de Becquerel symbolisé par : Bq.

Le Becquerel représente le taux d'une désintégration par seconde et on a :

$$\begin{aligned} 1\text{Bq} &= 2.703 \cdot 10^{-11} \text{ Curie} \\ 1 \text{ Ci} &= 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} \end{aligned}$$

2.4 **Activité massique ou spécifique**

On définit l'activité massique A_s par le rapport entre l'activité A d'une substance radioactive et sa masse m .

$$A_s = \frac{A}{m} = \frac{\lambda N}{m} \quad 1.29$$

Dans d'autres cas, il est plus commode de définir l'activité linéique ou l'activité surfacique. Ce mode de spécification était le plus courant dans les années 60, il est devenu inapproprié car l'Ir par exemple n'est pas un élément radioactif pur, il est souvent conditionné sous forme d'alliage en platine afin d'améliorer ses propriétés mécaniques; dès lors, on ne peut plus parler de sa masse pure. Idem pour tous les éléments radioactifs artificiels d'aujourd'hui.

3 **Sources radioactives γ et leurs modes de désintégration**

3.1 **Sources de Radium**

En 1898, Pierre et Marie Curie (voir figure 2) découvrirent, dans les sels d'uranium, deux autres éléments qui émettaient des rayonnements semblables, mais de façon beaucoup plus intense. Ils baptisèrent le premier « Polonium » et le second « Radium » issu de la filiale du $^{232}_{90}\text{Th}$ ($T=1.4 \cdot 10^{10}$ ans) et Comme tous les éléments lourds, le radium $^{226}_{88}\text{Ra}$ se désintègre par

émission α avec une longue période, de 1600 ans, ses cinq premiers descendants radioactifs ont de courtes périodes et se mettent avec lui en équilibre radioactif en quelques semaines.

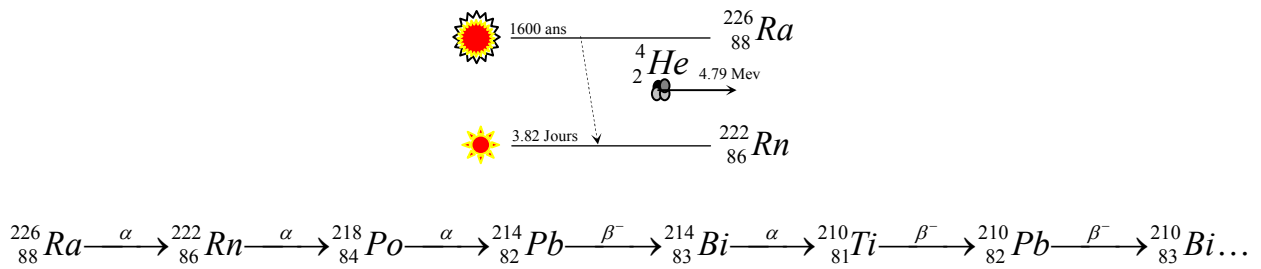


Figure 3.1 : Schéma de désintégration du Ra-226

Bien que, les descendants du $^{226}_{88}\text{Ra}$ (voir figure 3.1) font augmenter l'activité au cours de l'équilibre radioactif pendant plusieurs dizaines d'années. Son conditionnement en tube de platine filtre tout les rayonnements α et β de ces descendants et ne laisse passer que le rayonnement γ de 1.44 Mev issu du $^{214}_{82}\text{Pb}$ (2.42 Mev) à son tour issu du $^{214}_{83}\text{Bi}$ ainsi que quelque γ de 45 Kev qui, une fois absorbés dans la gaine de platine, contribuent de façon négligeable à la dose. Donc, le débit de dose près d'un tube décroît très lentement avec la période du $^{226}_{88}\text{Ra}$.

Le radon $^{222}_{88}\text{Ra}$ avec sa période de 3.82 jours, étant le premier descendant du $^{226}_{88}\text{Ra}$, gaz radioactif, il pose beaucoup de contraintes de radioprotection, c'est à cause de ces contraintes qui s'ajoutent à l'énergie haute du $^{226}_{88}\text{Ra}$, qui a été abandonné progressivement à partir des années 70 au profit des radioéléments artificiels.

On doit noter ici que, la première application du radium $^{226}_{88}\text{Ra}$ en clinique s'est déroulée à Paris en 1901 pour le traitement des affections cutanées. C'est le début de la thérapie par les rayonnements émis par les sources radioactives (figure 1.9).



Figure 3.2 : Applicateur externe avec une répartition irrégulière du Radium sur toute sa surface (Murdoch, Bruxelles 1933).

3.2 Sources de césium 137

Lors de la fission nucléaire des éléments lourds au coeur des réacteurs nucléaires et des piles atomiques, l'énergie colossale libérée est exploitée pour produire de l'électricité, les fragments de cette réaction sont des noyaux radioactifs pratiquement de même nombre de masse et même nombre de charge de 30 à 60, parmi ces noyaux, dits déchets, qui pose beaucoup de problèmes d'élimination et de stockage nous trouvons le $^{137}_{55}\text{Cs}$ qu'on peut exploiter après une série de séparations purification et conditionnement en curiethérapie. Sa période de (30.18 ans) est suffisamment grande pour une utilisation durant des années, son activité massique élevée et l'énergie des photons γ émis moins énergétique que celle du radium et donc moins contraignante pour le personnel, il se désintègre essentiellement (92% désintégrations) par β^- émit avec une énergie de 0.514 Mev et conduit au $^{137}_{56}\text{Ba}^*$ qui se désexcite vers son état fondamental $^{137}_{56}\text{Ba}$ en émettant un photon γ de 0.662 Mev qu'on utilise en curiethérapie (voir figure 1.10) . Une autre voix β^- (8% désintégrations) émise à 1.17 Mev est possible.

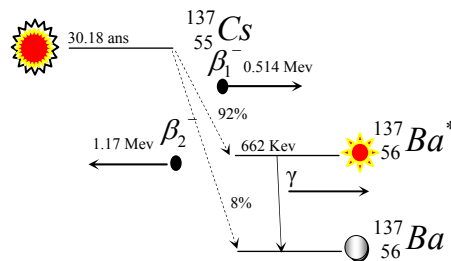


Figure 3.3 : Schéma simplifié de la désintégration du Cs 137 [27]

Le césium est conditionné sous forme d'aiguilles, tubes ou grains de césium ; voir schéma ci-dessous (figure 1.11) :

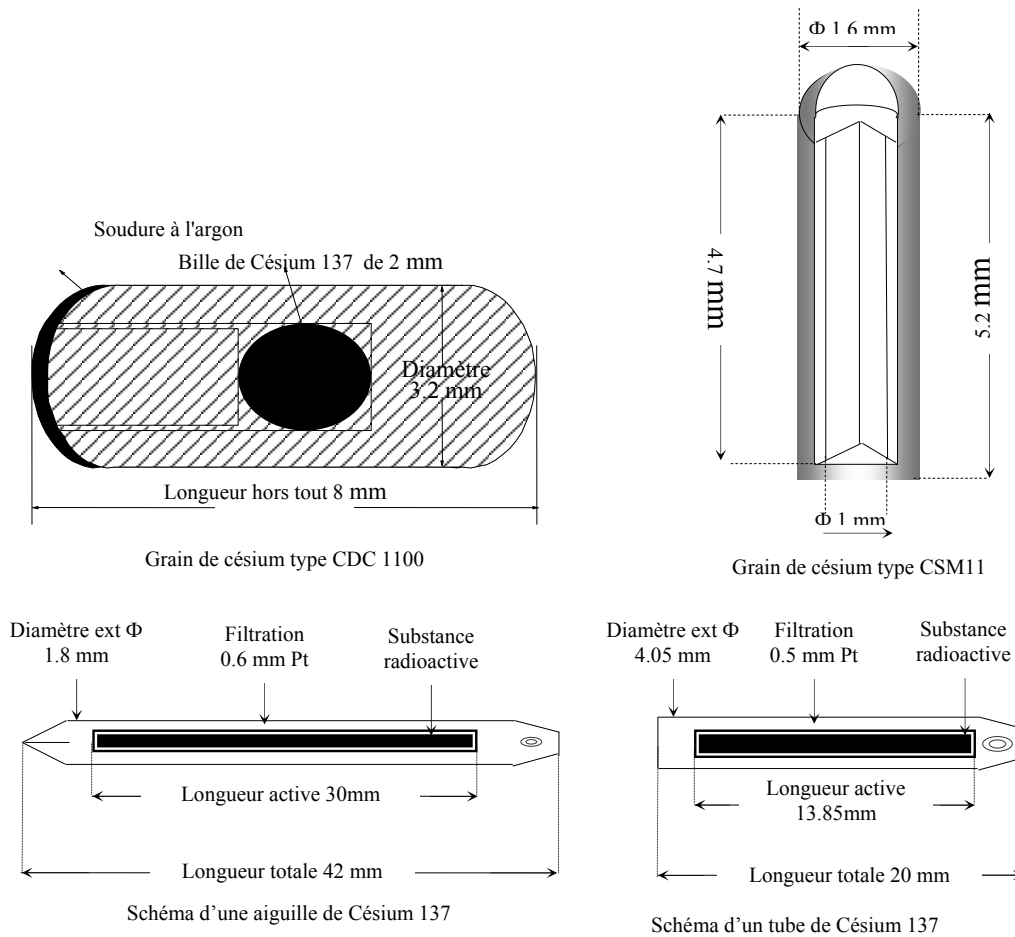


Figure 3.3: Sources de Cs137 utilisées en clinique

3.3 Sources de cobalt 60

Le cobalt 60 est produit par activation neutronique du $^{59}_{27}\text{Co}$ dans les réacteurs nucléaires avec une section efficace de réaction de 36.9 barns. A cause de son énergie très pénétrante (voir figure 1.13), il est plus utilisé en radiothérapie externe qu'en curiethérapie, malgré les fortes activités spécifiques qu'on peut aisément produire il a été abandonné en thérapie interstitielle dans certains pays pour des raisons économiques et de disponibilité. Suite au développement technologique et l'introduction de la curiethérapie moderne spécialement la curiethérapie haut débit de dose (HDR) ; le Co60 est réapparu ces derniers temps sous forme de sources miniatures (figure 3.4).

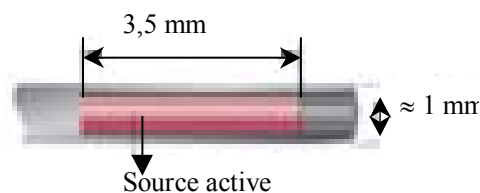


Figure (3.4) : source miniature de Co-60.

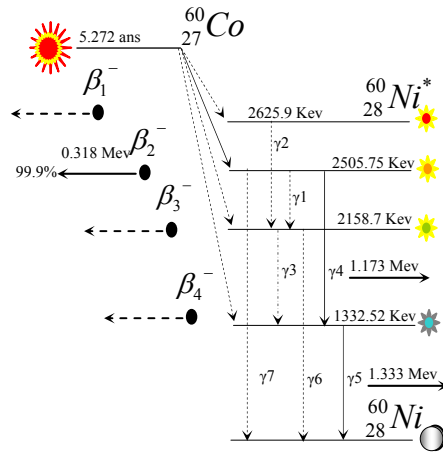
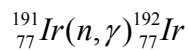


Figure 3.5 : Schéma de désintégration du Co 60

3.4 Sources d'iridium 192

L'iridium lui aussi est produit par activation neutronique selon la réaction suivante :



Avec une période de 73.83 jours et une section efficace de réaction très grande, de 910 barns; l'iridium est le premier radio-isotope utilisé avec les techniques modernes en curiethérapie à haut débit et à débit pulsé. L'abondance isotopique de l'iridium191 est de 37.4%, un pourcentage élevé d'iridium193 (62.6%) coexiste naturellement avec ce dernier. Une fois que l'iridium 193 est exposé au flux de neutrons, il produit l'iridium 194 avec une période de 17.4 heures, on peut s'en débarrasser en laissant le mélange vieillir pendant 10 périodes (c.-à-d. 8 jours), la section efficace de cette réaction étant plus petite que celle de l'iridium191, elle est de 110 barns. L'iridium 192 présente des spectres compliqués de raies β et γ, il se désintègre par émission β⁻ vers le Pt-192 dans 95.13% des cas et par capture électronique vers l'Os-192 dans 4.87% des cas, nous présentons ci-après dans le tableau 1.1 les principales raies ^{*}.

Tableau 3.1 les principales raies de l'Ir192

Raie	Energie Kev	Intensité par 100 désintégrations	Raie	Energie Kev	Intensité par 100 désintégrations
------	-------------	-----------------------------------	------	-------------	-----------------------------------

* Voir annexe pour le spectre γ et X détaillé de l'iridium 192.

	Max : 256.0			205.79	3.3
	Moyenne : 171.2	5.5		295.95	28.7
				305.45	29.8
β^-	Max : 536.0			316.50	83.0
	Moyenne : 161.6	41.3	γ	468.07	47.8
				484.57	3.2
Max : 672.0		588.57		4.5	
	Moyenne : 209	48.0		604.41	8.1
				612.46	5.3

L'Iridium 192 se désintègre par émission bêta moins vers le platine 192 (95.13%) et par capture électronique vers l'Os-192 (4.87%).

4 Concepts dosimétriques de base

Lorsqu'un faisceau de rayonnement ionisant, mono énergétique, passe à travers un milieu, il interagit avec ses atomes et lui communique une partie de son énergie sous forme d'énergie cinétique. Cette énergie se manifeste par : le mouvement des électrons de ce milieu, les transitions électroniques, les ionisations des atomes, ou encore, par le phénomène de matérialisation des photons incidents en interagissant avec les noyaux du milieu. Une fois cette énergie cédée au milieu, elle est représentée par une quantité appelée le KERMA, l'acronyme de (*Kinetic Energy Released per unit Mass*) [12].

4.1 Définitions

Soient N le nombre de photons incidents, $\Delta M = \rho \Delta V$ la masse du milieu de volume ΔV , ρ la densité massique du milieu, n le nombre d'électrons dans ce petit volume, n_v la concentration en électrons en cm^{-3} , σ_{Tot} la section efficace totale d'interactions en (Barne, 1 Barne = 10^{-24} cm^2) et S la surface tel que $\Delta V = S \Delta X$, ΔX étant l'épaisseur de la masse ΔM .

La probabilité ΔP (sans dimension) pour qu'une interaction ait lieu dans ce petit volume est donnée par :

$$\Delta P = \frac{n \sigma_{Tot}}{S} \quad 1.1$$

En utilisant la concentration d'électrons on trouve :

$$\Delta P = n_v \sigma_{Tot} \Delta X \quad 1.2$$

Le nombre total ΔN d'interactions est donné par :

$$\Delta N = N \Delta P \quad 1.3$$

Faisant appel à l'expression 1.2 on aura :

$$\Delta N = N n_V \sigma_{Tot} \Delta X \quad 1.4$$

On définit le coefficient d'atténuation linéaire du milieu par

$$\mu = n_V \sigma_{Tot} \Rightarrow \Delta N = N \mu \Delta X \quad 1.5$$

Son unité est le (cm⁻¹).

L'énergie totale ΔE_{Tr} transférée à la masse ΔM du milieu sous forme d'énergie cinétique est définie comme le produit du nombre total d'interactions ΔN par l'énergie moyenne. Elle est donnée par :

$$\Delta E_{Tr} = N \mu \overline{E}_{Tr} \Delta X \quad 1.6$$

Où \overline{E}_{Tr} est l'énergie moyenne communiquée par un photon d'énergie $h\nu$ à une particule chargée du milieu.

4.1.1 Exposition

L'exposition X est le rapport de la valeur absolue de la charge dQ totale des ions produits dans un petit volume d'air et de la masse dm de ce volume.

$$X = \frac{dQ}{dm_{air}} \quad \text{Unité: C/kg} \quad (1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/kg} \quad \text{R: Röntgen}) \quad 1.7$$

L'énergie moyenne déposée dans l'air par paire d'ions formée W_{air} est égale au rapport entre l'énergie cinétique initiale (E) de la particule chargée avant qu'elle ne soit complètement arrêtée et le nombre moyen d'ions créés (N).

$$W_{air} = \frac{E}{N} \quad W_{air} / e = 33.97 \text{ J/C} \quad 1.8$$

4.1.2 KERMA

On définit le KERMA par la somme de toutes les énergies cinétiques des particules chargées du milieu, transmises par les photons primaires par unité de masse ΔM (ICRU Report 33, 1980) on le note K

$$K = \frac{\Delta E_{Tr}}{\Delta M} \quad 1.9$$

Utilisant les relations $\Delta V = S \Delta X$ et $\Delta M = \rho \Delta V$ on trouve :

$$K = \frac{N}{S} \frac{\mu}{\rho} \overline{E}_{Tr} \quad 1.10$$

On définit la fluence et la fluence énergétique par :

$$\phi = \frac{N}{S} \text{ en cm}^{-2} \qquad \psi = \frac{N}{S} h\nu = \phi h\nu \text{ en joule cm}^{-2} \qquad 1.11$$

L'expression 1.10 peut être écrite sous forme :

$$K = \phi \frac{\mu}{\rho} \bar{E}_{Tr} \qquad 1.12$$

L'unité du KERMA est le joule kg^{-1} ou le Gray.

En faisant intervenir l'énergie d'un photon on trouve :

$$K = \phi \frac{\mu}{\rho} \frac{\bar{E}_{Tr}}{h\nu} h\nu \qquad 1.13$$

En introduisant la quantité :

$$\mu_{Tr} = \mu \frac{\bar{E}_{Tr}}{h\nu} \text{ en cm}^{-1} \qquad 1.14$$

où $\frac{\mu_{Tr}}{\rho}$ est le coefficient massique de transfert énergétique.

On trouve la relation usuelle qui représente le KERMA

$$K = \phi \frac{\mu_{Tr}}{\rho} h\nu \qquad \text{Ou par} \qquad K = \psi \frac{\mu_{Tr}}{\rho} \qquad 1.15$$

Cette énergie transférée est totalement communiquée aux particules chargées dites secondaires sous forme d'énergie cinétique. Ces particules vont à leur tour perdre cette énergie, et dans la plupart des cas à travers des interactions « *soft* » qui mettent en jeu des petites quantités d'énergie. Ce phénomène est connu sous le nom de « *continuous slow down attenuation* ». On dit que les particules ont déposé leurs énergies localement et le dépôt est ainsi représenté par la quantité \bar{E}_{ab} .

De même on peut définir le kerma de collision par le rapport entre l'énergie déposée localement dans le volume ΔV et la masse ΔM du même volume. Il est aussi proportionnel à la dose absorbée dans les conditions dites d'équilibre électronique (voir plus loin paragraphe 3.1.3).

Par analogie avec l'expression 1.15 on peut écrire :

$$K_{ab} = \phi \frac{\mu_{ab}}{\rho} h\nu \qquad \text{Ou} \qquad K_{ab} = \psi \frac{\mu_{ab}}{\rho} \qquad 1.16$$

$\frac{\mu_{ab}}{\rho}$ est le coefficient massique d'absorption énergétique

Il arrive dans d'autres cas que des particules secondaires cèdent une grande quantité de leur énergie à travers des interactions fortes (*ou hard*), cet échange ne peut guère être considéré

comme un dépôt d'énergie local, car les particules tertiaires vont transporter cette énergie loin du volume d'intérêt ΔV . Dès lors, elles forment ce qu'on appelle les rais delta δ . Ce type de particules peut être considéré comme des particules secondaires.

Enfin, des particules secondaires peuvent engendrer le rayonnement de diffusion radiative, connu lui aussi par le nom de «*Bremsstrahlung*», lors de leurs interactions avec le noyau atomique du milieu. Ce dernier accélère et freine ces particules chargées et conformément à l'électrodynamique, ces particules sont sous l'action d'une force d'accélération ou de décélération et doivent rayonner continuellement. Dans le même cadre de diffusion on peut avoir aussi un rayonnement par annihilation, cette partie d'énergie est représentée par gK ; ceci nous permet d'établir le bilan énergétique suivant :

$$K = K_{ab} + gK \quad 1.17$$

Donc :

$$K_{ab} = (1 - g)K \quad 1.18$$

g étant la fraction de l'énergie perdue par le processus radiatif (diffusion).

En remplaçant K et K_{ab} par les formules (1.15) et (1.16) on trouve la relation entre les coefficients massiques d'absorption et de transfert énergétique :

$$\frac{\mu_{ab}}{\rho} = (1 - g) \frac{\mu_{Tr}}{\rho} \quad 1.19$$

En curiethérapie les énergies moyennes sont relativement inférieures à 1Mev et dans ce cas, g , est très petit (de l'ordre de 0.3%) et devient négligeable et le Kerma de transfert sera égal au kerma de collision.

L'exposition peut être reliée au Kerma par la relation suivante

$$K_{air} = X \left(\frac{W_{air}}{e} \right) \frac{1}{1 - g} \quad 1.20$$

On définit aussi le débit de Kerma \dot{K} par la variation du Kerma dK au cours d'un temps dt exprimé en Gy h⁻¹ :

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad 1.21$$

Le débit de kerma de référence mesuré à un mètre sur l'axe transversal de la source dans l'air est le mode de spécification recommandé actuellement pour les sources émettrices gamma utilisées en curiethérapie bas et haut débit de dose.

L'activité apparente peut être calculée à partir du débit de kerma en introduisant la constante de débit de kerma Γ .

Le rapport des Kermas de collision dans l'air et dans le milieu donne la relation suivante :

$$\frac{K_{ab}^m}{K_{ab}^{Air}} = \frac{\phi_m \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_m}{\phi_{Air} \left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{Air}} \quad 1.22$$

Sous les conditions d'équilibre électronique on aura $\phi_m = \phi_{Air}$ et la relation 1.22 devient :

$$\frac{K_{ab}^m}{K_{ab}^{Air}} = \frac{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_m}{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho} \right)_{Air}} \quad 1.23$$

les formules présentées ci-dessus peuvent être généralisées pour un spectre polyénergétique de photon.

4.1.3 Equilibre électronique

A partir d'une profondeur caractéristique du rayonnement pénétrant dans le milieu une relation linéaire entre la dose et le Kerma de collision s'établit, cette profondeur est fonction principalement de l'énergie des photons. A cause du parcours non nul des particules secondaires, le dépôt de l'énergie ne se fait pas là où l'interaction a eu lieu, c'est pourquoi, la dose ne prend pas sa valeur maximale à la surface D_s (dose à la surface). Quand au transfert de l'énergie, il est au point le plus élevé. En pénétrant dans le milieu, la fluence du faisceau primaire commence à diminuer, ceci fait diminuer le transfert énergétique, tandis que la dose augmente rapidement, et ne cesse d'augmenter qu'à la profondeur appelée profondeur d'équilibre électronique. En d'autre terme, en imaginant un volume élémentaire centré en ce point (*profondeur d'équilibre*) et en faisant un bilan du nombre de particules chargées en mouvement dans ce volume, on trouve que le nombre d'électrons qui y rentrent est égal au nombre d'électrons qui le quittent, chose qui n'était pas réalisée en amont de cette profondeur appelée *région du build up*. Au-delà du point d'équilibre électronique, le nombre des électrons diminue au même rythme que la diminution de la fluence des photons primaires, ainsi, cette région est appelée *région d'équilibre transitoire* dans laquelle la dose est proportionnelle au kerma de collision. Un schéma illustratif présenté sur la figure 1.6 décrit ce phénomène.

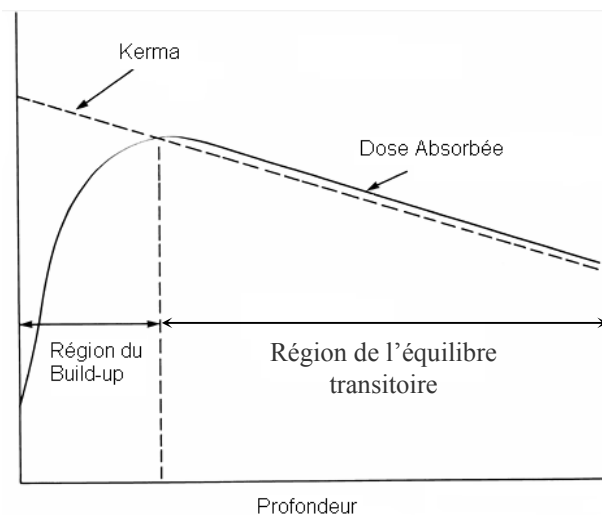


Figure 3.6 : schéma illustratif de l'équilibre électronique

5 Les rayons X

Les rayons X sont produits par bombardement d'un matériau avec des électrons qui ont acquis une grande vitesse. Un tube à rayon X est constitué d'une anode et d'une cathode, il sont placés dans une enveloppe en vers où il règne un vide poussé voir *Figure 4.6*, la cathode est composée d'un filament en tungstène soumis à une tension continue qui le chauffe et permet ainsi aux électrons de ce matériau de quitter ça surface par effet thermoïonique. Si l'anode est polarisé positivement par rapport à la cathode, les électrons libres vont être accélérés et forment un courant I mesuré en milliampère, ce flux d'électrons vas être arrêter brusquement par l'anode, ces électrons freinés vont rayonnés dans toutes les directions, ce phénomène est connu sous le nom du rayonnement de freinage ou rayonnement de Bremstrhlung, le flux d'électron peut aussi provoquer l'excitation et l'ionisation des niveaux d'énergie profond des atomes qui forment l'anode et qui par leurs désexcitations donnent un spectre discret c'est le spectre caractéristique de l'anode. La puissance rayonnée par le tube ne représente qu'un 1% de la puissance totale du tube le reste se transforme en énergie thermique qu'il faut évacuer.

5.1 Qualité d'un spectre RX

En radiologie on s'intéresse à la pénétration des rayons X à travers le patient et il est logique donc d'exprimer la nature de rayonnement RX par sa capacité de traverser des substances de composition connue [30]. La qualité d'un faisceau à RX est exprimée en terme d'énergie effective en Kev et principalement par la couche de demi atténuation (CDA)

définie par l'épaisseur de matière standard pure tels que le Cuivre (Cu) ou l'Aluminium (Al) nécessaire pour réduire l'intensité du rayonnement incident à la moitié de sa valeur initiale [14] mesurée par une chambre d'ionisation étalon (étalonnée auprès d'un laboratoire primaire). On exprime la CDA en millimètre de Cuivre dans l'intervalle d'énergie entre 120 à 400 Kev et en millimètre d'Aluminium pour les énergies inférieures à 120 Kev [8].

5.2 Effet de la filtration

La partie basse d'un spectre à RX ne peut traverser qu'une couche très fine de la matière biologique ; elle est atténuée pratiquement à la surface et contribue significativement à l'augmentation du dépôt énergétique à l'entrée du faisceau ; pour une utilisation à des fins radiologiques la qualité du spectre est médiocre, pour éviter ce problème nous devons éliminer les basses énergies de ce spectre par une filtration adéquate en disposant des filtres en Al ou en Cu juste après la source (à la sortie du faisceau), nous obtenons ainsi, un spectre démuné de sa partie basse [33], la qualité de ce spectre est alors améliorée et tend vers un faisceau de qualité mono énergétique.

Chapitre 2

LE PROTOCOLE DOSIMÉTRIQUE AAPM TG-43

Le but de la dosimétrie est de calculer avec une bonne précision la distribution de dose ou le débit de dose dans un milieu entourant une seule ou plusieurs sources. Les physiciens médicaux ont développé les protocoles dosimétriques, qui sont devenus de plus en plus précis au cours des années. En routine clinique, le débit de dose peut être déterminé de différentes façons. En curiethérapie la dose absorbée en un point situé à une distance donnée d'une source radioactive dépend principalement de la nature de la source radioactive, de son activité, de sa forme, de ses dimensions et du milieu d'implantation ainsi que de la nature de la gaine dans laquelle la matière radioactive est enveloppée. Le calcul, nécessite donc ; une bonne connaissance des caractéristiques géométriques et physiques du dispositif radioactif ainsi que du milieu dans lequel les sources sont implantées.

En utilisant le formalisme classique (semi empirique) on peut évaluer le débit de dose en un point "P" dans un milieu équivalent au tissu autour d'une source radioactive ponctuelle par l'équation (2.1) :

$$\dot{D}_p(d) = A_a \Gamma_\delta f_1(d) f_2(d) f_3(d) \frac{1}{d^2} \quad 2.1$$

Où; A_a est l'activité apparente de la source, Γ_δ est la constante du débit d'exposition de la source, $f_1(d)$ est le facteur d'atténuation des rayonnements dans la source et dans la gaine, $f_2(d)$ définit le facteur de diffusion radiale (facteur de transmission effective), $f_3(d)$ est un facteur de conversion Roentgen-Rad et $1/d^2$ exprime l'atténuation du faisceau selon la loi de l'inverse carré des distances.

Bien que les petites sources radioactives aient une dimension finie, elles sont approximées à des sources ponctuelles lorsqu'elles sont suffisamment distantes du point de calcul. Le débit de dose autour d'une source de forme quelconque peut s'effectuer en deux étapes : calcul de la densité du flux au point d'intérêt, puis conversion du flux en débit de dose. Le calcul de dose dans le cas de sources étendues devient plus compliqué. Le flux primaire qui émerge de la source est obtenu en intégrant le kernel ponctuel sur toute la dimension de la source. L'accroissement de dose dû au rayonnement diffusé est pris en considération dans le facteur de buildup. En générale, la résolution de telles équations fait appel à des méthodes

numériques. Les sources radioactives utilisées en curiethérapie se présentent habituellement sous forme de grains ou de fils, pouvant être assimilés à des sources linéaires.

Le formalisme TG-43 proposé en 1995 par Nath et al, présente l'avantage d'utiliser des fonctions obtenues par des mesures effectuées entièrement dans un milieu de référence, de plus, il fait appel à une configuration géométrique plus réaliste des sources radioactives. Les facteurs physiques influant sur la distribution du débit de dose sont considérés séparément (la fonction radiale, la fonction d'anisotropie, le facteur géométrique, la constante du débit de dose et le pouvoir du débit de kerma). Tous les facteurs et les fonctions utilisés par ce protocole, à l'exception du facteur géométrique et le pouvoir du débit de kerma (source Strength), sont déterminés à partir de la mesure de la dose dans un fantôme solide équivalent à l'eau en utilisant des dosimètres thermoluminescents miniatures étalonnés en terme de dose. Le facteur géométrique est déterminé par un calcul arithmétique simple et le du débit de kerma est mesurée avec une chambre d'ionisation Puits étalonnée en terme de débit de kerma dans l'air. Il est considéré comme le formalisme le plus complet actuellement. Il effectue des calculs à deux dimensions autour d'une source cylindrique symétrique.

Dans ce chapitre nous allons détailler le formalisme TG-43 en présentant tous les paramètres dosimétriques décrits dans ce protocole. Une fois ces paramètres déterminés, ils servent à générer une bibliothèque de données pour le calcul des distributions du débit de dose.

1. Le Formalisme TG-43

Soit un point "P" du plan de coordonnées cylindriques (r, θ) par rapport au centre d'une source radioactive pris comme origine, cette source est caractérisée par son pouvoir de débit de Kerma dans l'air libre S_k (Reference Air Kerma Strength), ainsi le débit de dose au point $P(r, \theta)$ peut être calculé par l'expression (2.2) ci dessous:

$$\dot{D}(r, \theta) = \Lambda S_k \frac{G(r, \theta)}{G(1, \pi/2)} F(r, \theta) g(r) \quad 2.2$$

avec :

S_k : le pouvoir de débit de Kerma dans l'air libre (exprimé en $\text{cGy cm}^2 \text{ h}^{-1}$ ou U),

Λ : la constante du débit de dose [$\text{cGy h}^{-1} \text{ U}^{-1}$ or cm^{-2}],

$G(r, \theta)$: le facteur de géométrie en [cm^{-2}],

$F(r, \theta)$: la fonction d'anisotropie sans dimension,

et $g(r)$: la fonction de dose radiale sans dimension.

Cette formule constitue l'équation de base de ce nouveau protocole, il faut signaler que ce formalisme exige une symétrie cylindrique des sources.

1.1 Le facteur géométrique $G(r, \theta)$

Ce facteur représente la variation relative de la dose due seulement à la distribution spatiale de la matière radioactive dans la source, ignorant ainsi l'absorption et l'auto atténuation. Il est défini par l'équation (2.3) :

$$G(r, \theta) = \frac{\int_V [\rho(r') dV' / |r' - r|^2]}{\int_V \rho(r') dV'} \quad 2.3$$

Où;

$\rho(r')$ représente la densité de la matière radioactive au point $r' = (x', y', z')$ dans la source exprimée en $[\text{MBqcm}^{-3}]$, l'origine des coordonnées est choisi arbitrairement et peut être pris à l'extérieur de la source.

\int_V dénote l'intégrale à travers le volume de la source. dV' est un volume élémentaire centré

en r' dans la source et r est la distance entre l'origine et le point d'intérêt localisé à l'extérieur de la source. Nous notons que l'aspect tridimensionnel de la source rend l'intégrale à trois dimensions très difficile ; en pratique pour contourner ce problème; l'approximation de la source ponctuelle ou linéaire est très souvent utilisée.

En utilisant cette approximation l'équation (2.3) ce réduit à :

$$G(r, \theta) = \frac{1}{r^2} \quad 2.4$$

Pour une source linéaire de longueur L , et en posant $\theta = \theta_2 - \theta_1$, l'équation (2,3) se réduit à la forme suivante :

$$G(r, \theta) = \frac{\theta_2 - \theta_1}{Lh} \quad \theta \neq 0 \quad 2.5$$

Avec :

$$\theta_1 = \text{tg}^{-1} \left[\frac{r \cos(\theta) - L/2}{h} \right] \quad 2.6$$

$$\theta_2 = \text{tg}^{-1} \left[\frac{r \cos(\theta) + L/2}{h} \right] \quad 2.7$$

Les angles θ_1 et θ_2 sont illustrés sur la figure (2.1), et exprimés en radian.

En posant $h = r \sin(\theta)$ l'équation 2.5 devient :

$$G(r, \theta) = \frac{\theta_2 - \theta_1}{Lr \sin(\theta)} \quad 2.8$$

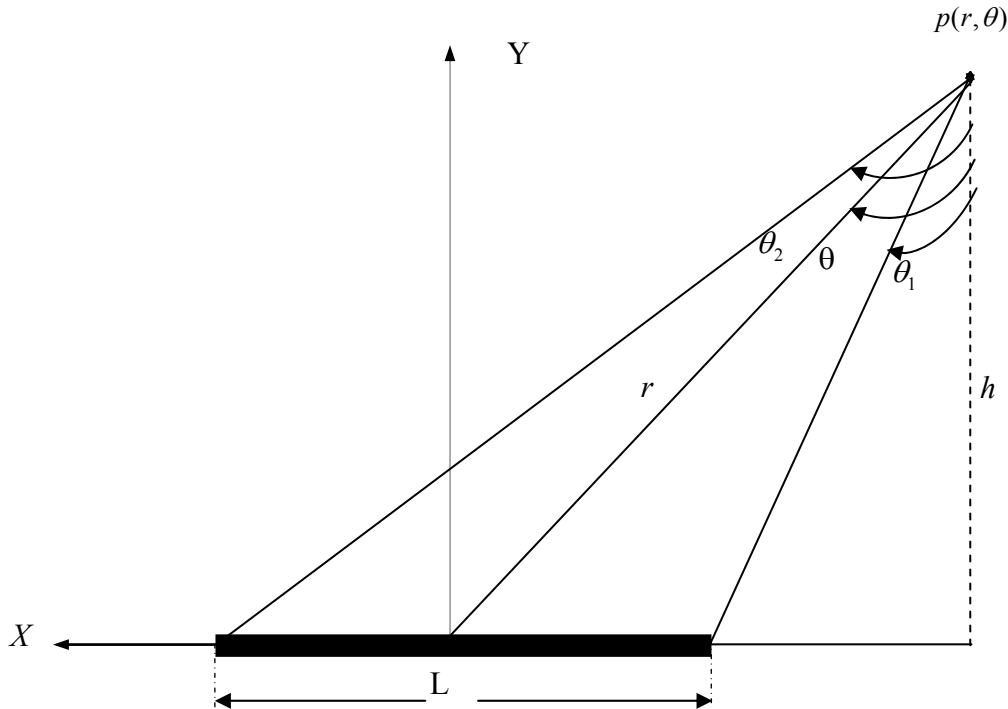


Figure 2.1 Géométrie utilisée pour décrire le facteur géométrique nécessaire pour le calcul de la dose autour d'une source linéaire de longueur active L.

L'équation 2.8 n'est pas définie pour les angles 0 et π le numérateur et le dénominateur s'annulent, dans ce cas on utilise la formule (2.9) ci dessous :

$$G(r, 0) = \frac{4}{4r^2 - L^2} \quad 2.9$$

Pour les points qui se trouvent sur l'axe perpendiculaire à la source nous obtenons :

$$G(r, \pi/2) = \frac{2 \tan^{-1}(L/2r)}{Lr} \quad 2.10$$

On peut donc utiliser l'équation 2.5 et 2.7 pour calculer le facteur géométrique pour une source de 1.1cm de longueur active utilisée dans le présent travail pour la détermination des fonctions dosimétriques.

1.2 La fonction radiale, $g(r)$

La fonction radiale de dose tient en compte la diffusion et l'absorption des photons dans le milieu de référence le long de l'axe transverse de la source, elle est donnée par:

$$g(r) = \frac{\dot{D}(r, \pi/2)G(1, \pi/2)}{\dot{D}(1, \pi/2)G(r, \pi/2)} \quad 2.11$$

Cette fonction ne tient pas compte la variation de la dose due à l'inverse carré de la distance. Par définition $g(r) = 1$ pour $r = 1$ cm.

Cette fonction est similaire à la fonction de transmission effective $f(r)$ discutée dans la section précédente, les deux fonctions représentent l'effet d'absorption et de diffusion dans le milieu, la différence est que la nouvelle fonction représente la fonction de transmission effective normalisée à la distance de référence $r_0 = 1$ cm ; dès lors on obtient :

$$g(r) = \frac{f_2(r)}{f_2(r_0)} \quad 2.12$$

1.3 La Fonction d'anisotropie, $F(r, \theta)$

La fonction d'anisotropie est une fonction bidimensionnelle, elle exprime la variation angulaire de la dose à une distance r de la source due à l'auto absorption et l'atténuation oblique des photons primaires à travers le matériau d'encapsulation de la source, ainsi que le diffusé dans le milieu, elle est exprimée comme suit :

$$F(r, \theta) = \frac{\dot{D}(r, \theta)G(r, \pi/2)}{\dot{D}(r, \pi/2)G(r, \theta)} \quad 2.13$$

Par définition on a $F(r, \pi/2) = 1$ quelque soit la valeur de r .

1.4 Le pouvoir du Kerma à l'air, S_k

Le pouvoir du débit de kerma dans l'air libre ou le pouvoir de la source S_k est définie comme suit:

$$S_k = \dot{K}_{air}(d).d^2 \quad 2.14$$

La distance d doit être assez grande pour que la source soit considérée comme une source ponctuelle. L'unité de S_k est [$\mu\text{Gy m}^2 \text{h}^{-1}$ ou $\text{cGy cm}^2 \text{h}^{-1}$], on désigne une nouvelle unité du pouvoir du débit de kerma à l'air libre $S_k \cdot U$ tel que :

$$1 U = 1 \text{ cGy cm}^2 \text{h}^{-1} \text{ ou } 1 U = 1 \mu\text{Gy m}^2 \text{h}^{-1}.$$

Le pouvoir de la source peut être relié à l'activité apparente A_{app} , en utilisant la constante du débit de kerma, par l'expression:

$$S_k = \Gamma_{\delta} A_{app} \quad 2.15$$

1.5 La Constante du débit de dose, Λ

La constante Λ est définie comme étant le débit de dose à un centimètre dans l'eau le long de l'axe transverse de la source ($r_0 = 1\text{cm}$) par unité du pouvoir du débit de kerma à l'air libre, elle est donnée par l'expression :

$$\Lambda = \frac{\dot{D}(1, \pi/2)}{S_k} \quad 2.16$$

La constante de débit de dose exprimée en $[\text{cGy h}^{-1}\text{U}^{-1}]$ ou $[\text{cm}^{-2}]$ inclus l'effet de la géométrie de la source, la distribution spatiale de la radioactivité dans la gaine de la source, l'auto absorption dans la source, et la diffusion dans le milieu autour de la source.

Chapitre 3

LA THERMOLUMINESCENCE

L'émission de la lumière par des matériaux a longtemps été un sujet d'intérêt de beaucoup d'équipes de recherche. La lueur des micro-organismes, les insectes et les minerais de chauffage étaient probablement les premiers phénomènes de luminescence observés.

La littérature classique contient beaucoup de références aux phénomènes de luminescence, beaucoup d'entre eux ont été associés au surnaturel, et ont été incorporées aux mythes et aux légendes.

De grandes avances ont été faites dans la recherche scientifique sur la luminescence au dix-septième siècle.

1. La thermoluminescence

Les pionniers de la recherche dans le domaine de la radioactivité ont observé l'association de la luminescence, et en particulier la thermoluminescence, avec l'exposition d'un matériau au rayonnement émis par les sels radioactifs. Le fluorite et le manganèse contenant des fluorures de calcium ont été employés pour détecter des rayonnements ionisants, Marie et Pierre Curie ont observé et noté la thermoluminescence du fluorure de calcium exposé au radium, cette luminosité disparaît après un certain temps, mais la capacité de devenir luminescent par la chaleur est reconstituée à nouveau par l'action d'une étincelle, également par l'action du radium. Ceci peut ainsi reconstituer à ces corps leur propriété « thermoluminescente (TL)».

La thermoluminescence a été également appliquée dans beaucoup d'autres secteurs, tels que l'authentification des oeuvres d'art, datation de la poterie et d'autres matériaux, l'examen du sol lunaire, et l'analyse de l'histoire thermique des météorites. Enfin pour lire le signal de TL, des lecteurs manuels peuvent être utilisés pour des études cliniques, personnelles et environnementales courantes de dosimétrie.

La luminescence décrit le processus de l'émission du rayonnement optique d'un matériau causé par différents phénomènes excitateurs externes hormis le chauffage à la température d'incandescence [20].

Les matériaux luminescents peuvent absorber l'énergie et en stocker une fraction puis la restituer sous forme d'un rayonnement optique qui est alors émis.

La fluorescence et la phosphorescence sont des formes particulières de la luminescence, induites par les mêmes moyens d'excitation et diffèrent dans l'échelle de temps dans laquelle l'émission de la luminescence a eu lieu.

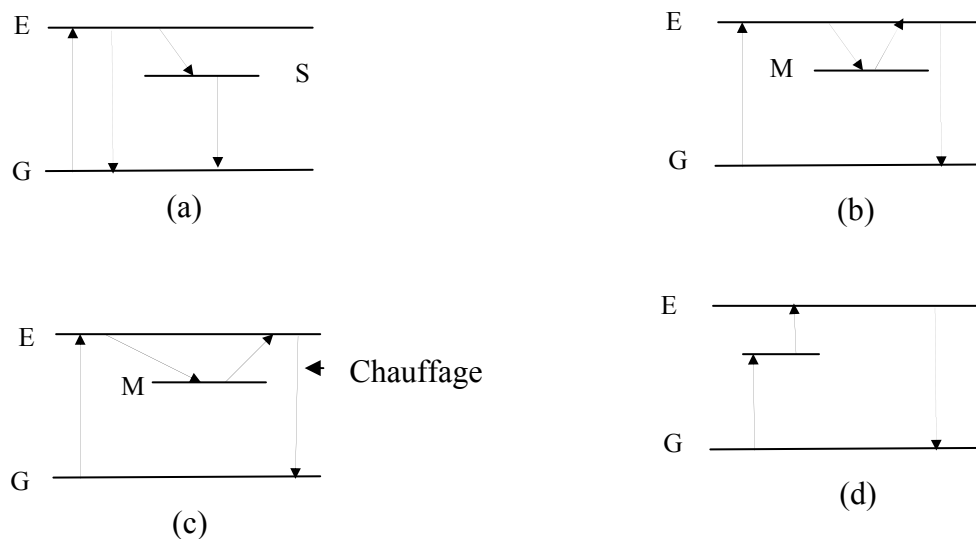


Figure 3.1 : Principe de la thermoluminescence

La luminescence implique le transfert de l'énergie aux électrons et de leur déplacement vers un état d'énergie plus élevée (état excité E) comme le représente le schéma 3.1.a si les électrons reviennent directement à leur état fondamental (G) avec l'émission du rayonnement optique suivant les indications de la figure 3.1.a le processus s'appellera la fluorescence.

Cependant, si, en raison de la présence d'un piège d'électrons (état métastable M) le retour des électrons à l'état fondamental est retardé, le processus se nomme phosphorescence, suivant les indications du schéma 3.1.b. La transition des électrons directement d'un état métastable à un état fondamental est interdite.

L'état métastable représente un piège profond d'électrons et les électrons retournant à un état excité requièrent de l'énergie. Cette énergie peut être fournie sous forme de rayonnement optique (stimulation photonique) ou comme chaleur (stimulation thermique).

La probabilité P par unité de temps de libération d'un électron d'un état métastable à un état excité est régie par l'équation de Boltzmann.

$$P = s \text{Exp} \left(-\frac{\Delta E}{KT} \right) \quad 3.1$$

s est une constante, ΔE est la différence d'énergie entre l'état E et M (généralement appelée la profondeur du piège), K est la constante de Boltzmann, et T est la température en Kelvin.

On augmentant la température, la probabilité d'excitation d'un électron est augmentée et accélère efficacement le processus de phosphorescence à mesure que des états métastables plus profonds se vident avec l'élévation de la température. Ce processus s'appelle alors la thermoluminescence (illustrée sur le schéma 3.1.c), ce phénomène est tout à fait différent de l'incandescence, dans lequel l'application de la chaleur cause des vibrations des atomes du matériau, ayant pour résultat un spectre d'émission approchant celui du corps noir

1.1. Le Thermogramme

Les divers produits thermoluminescents qui sont commercialisés par différentes sociétés, sont fabriqués sous différentes formes (poudres, pastilles, bâtonnets, disques de Téflon, et microcristaux), parmi les plus utilisés nous trouvons:

- les fluorures de lithium: LiF: Mg, Ti ; LiF: Mg, Na; LiF: Mg, Cu, P
- le borate de lithium: Li₂B₄O₇:Cu
- les oxydes: Al₂O₃:Cu
- les sulfates: SO₄Ca: Dy or Tm

La réponse de ces dosimètres thermoluminescents (TLD) est assujettie à une loi de chauffage (variation de la température en fonction du temps). Cette loi doit être choisie afin d'obtenir une réponse optimale. Elle est en général composée d'une phase de préchauffage à température constante, suivie d'une phase d'acquisition dont la variation de température est linéaire et éventuellement d'une phase de recuit à haute température. En traçant la courbe représentant l'intensité de la lumière émise en fonction de la température à laquelle est porté le matériau TL, nous obtenons un spectre de thermoluminescence ; les Thermogrammes (voir figure 3.2). La surface sous-tendue par le pic de thermoluminescence est représentative de l'énergie lumineuse libérée. L'amplitude du pic de thermoluminescence est proportionnelle à l'énergie lumineuse libérée. C'est en se basant sur cette propriété que la technologie des lecteurs de thermoluminescence fut développée pour la mesure de la dose absorbée. La technologie des lecteurs doit permettre une meilleure reproductibilité de la mesure de la dose (positionnement correct des dosimètres par rapport à la chambre de chauffe, asservissement de la vitesse de chauffage, etc...).

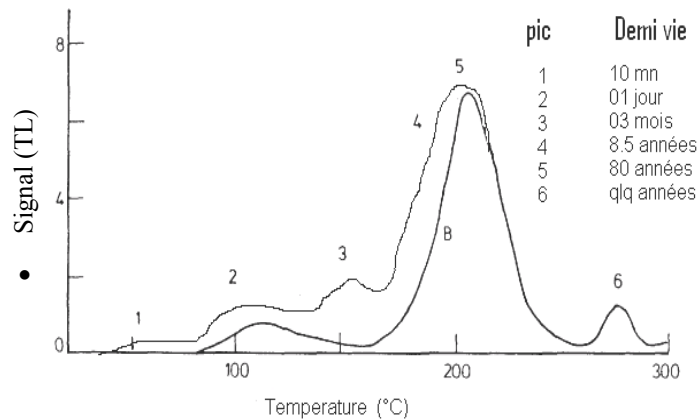


Figure 3.2 : variation du signal thermoluminescent en fonction de la température de chauffage
Courbe en gras avec régénération l'autre sans régénération.

1.2. Le Fluorure de lithium

Le fluorure de lithium (LiF) est un halogénure avec une densité de 2.64 g cm^{-3} et de nombre atomique effectif $Z_{\text{eff}} = 8.2$. Il est raisonnablement résistant à l'attaque chimique et est légèrement soluble dans l'eau.

LiF (Mg, Ti) est actuellement la famille la plus utilisée connue sous la nomenclature de TLD 100, 600 et 700 [28].

2. Principe général d'un lecteur TL

Le principe d'un lecteur découle des propriétés intrinsèques du matériau TL utilisé. Après l'irradiation par un rayonnement ionisant, le matériau TL génère après chauffage une émission lumineuse selon un certain profil. Cette émission est proportionnelle à la dose reçue sous certaines conditions et certaines limites.

L'appareil de lecture est essentiellement composé d'un dispositif de chauffage du matériau TL avec mesure et réglage de la température et d'un dispositif de mesure de la lumière émise et d'enregistrement du thermogramme couplé à un système intégrateur donnant la surface du pic thermoluminescent.

En effet, on dispose à l'intérieur d'une chambre noire, d'un support chauffant (un élément chauffant, une entrée d'azote chaud) au contact ou devant lequel se trouve le dosimètre thermoluminescent à lire. Au dessus ou sur le côté, suivant la nature du matériau, un photomultiplicateur muni d'un ou de plusieurs filtres optiques appropriés détecte la lumière

émise. Une électronique associée transforme le courant fourni par le PM en tension ou en fréquence, ou compte les photoélectrons émis par la photocathode

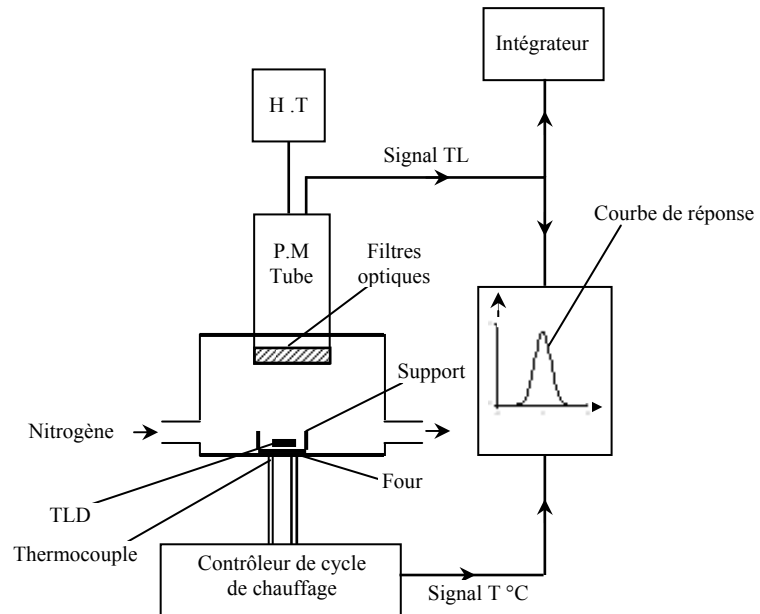


Figure 3.3 : principe de fonctionnement d'un lecteur de TLD

3. Le cycle de régénération des TLD

La régénération est une opération qui consiste à chauffer le matériau thermoluminescent à une température (T) donnée puis à le refroidir sous contrôle. L'intérêt de cette opération est de maintenir constantes certaines propriétés du dosimètre.

L'action de la régénération induit différents phénomènes dans le matériau thermoluminescent :

- vidage des centres de piégeage de toute charge résiduelle pour réduire le bruit de fond lorsque le matériau est réutilisé.
- stabilisation des centres de piégeage pour la reproductibilité de la réponse.
- changement de la concentration des défauts (pièges) pour améliorer la sensibilité du matériau.

Une température élevée de régénération est nécessaire pour obtenir une bonne sensibilité, car elle provoque une répartition spatiale correcte des défauts responsables du piégeage dans le matériau thermoluminescent. Cependant quand la sensibilité d'un matériau donné a été établie, toute régénération ayant pour conséquence la modification de l'équilibre en défaut est à bannir, et seules celles ayant pour but la stabilisation de la sensibilité et la réduction du bruit de fond sont autorisées. Cependant, ces méthodes doivent être testées afin de voir si les

résultats auxquels elles conduisent sont compatibles avec les exigences de l'utilisateur. Pour contrôler la fiabilité du cycle de régénération, des échantillons d'un lot de dosimètres (triés à mois de 5%) doivent être testés sur 5 à 10 cycles de mesures. Cette opération permet de déterminer la reproductibilité du bruit de fond et de la sensibilité.

4. Propriétés dosimétriques des TLD

Dans la littérature, les travaux publiés par les équipes qui utilisent le même produit thermoluminescent (TLD 100), montrent que les résultats obtenus présentent certaines différences, d'une équipe à l'autre, selon les conditions de lecture utilisées et les traitements thermiques appliqués au matériau.

Les propriétés dosimétriques d'un matériau donné sont tributaires des traitements thermiques qu'il a subis et des conditions de lecture.

L'utilisation de la thermoluminescence pour la mesure de la dose exige de la rigueur. Les précautions à prendre sont les suivantes :

- Contrôler et établir les propriétés dosimétriques principales du matériau sur sa propre installation.
- S'assurer de la reproductibilité de la réponse individuelle des dosimètres avec la chaîne de lecture.
- Sélectionner et grouper par lots les dosimètres ayant des sensibilités très proches.
- Etalonner les dosimètres individuellement ou par « population homogène avec un écart type de 1 à 2 % » dans des conditions proches de celles de leur utilisation.
- Travailler dans des locaux aérés, à des températures régulées et dans des conditions de propreté optimales, étant données les variations que peuvent engendrer ces paramètres sur les résultats de lecture.
- Dans le cas des dosimètres solides, ne pas utiliser les dosimètres abîmés (surface rayée, matrice ébréchée, couleur changée...)

Le choix d'un matériau thermoluminescent dépend du domaine d'application et de ses propriétés dosimétriques qui conditionnent ses performances. Ces matériaux sont caractérisés par :

4.1. La sensibilité et dose minimale décelable

La sensibilité d'un matériau thermoluminescent est déterminée par son efficacité intrinsèque de thermoluminescence; qui représente la proportion de l'énergie absorbée sous

forme de photons lumineux. Elle est difficile à déterminer, elle est évaluée par la sensibilité apparente qui prend en compte des paramètres caractéristiques de la chaîne de lecture.

Le seuil de détection d'un matériau caractérise la dose minimale décelable par ce matériau. Par convention elle est définie comme la dose absorbée donnant un signal trois fois plus grand que le signal thermoluminescent obtenu en l'absence de toute irradiation.

4.2. Le "Fading"

Le paramètre de stabilité correspond à la conservation de l'information mémorisée dans le produit thermoluminescent après irradiation. La perte d'information a pour origine soit la température c'est le "fading thermique", soit l'action de la lumière c'est le "fading optique", ou d'autres facteurs c'est le "fading anormal". Afin de minimiser le fading il ne faut travailler qu'avec des pics stables à température ambiante. Par conséquent, la dose est corrélée aux pics principaux grâce à une séquence de préchauffage qui élimine les pics instables. La reproductibilité

Dans des conditions identiques, la réponse du matériau doit être répétable (constance dans le temps) et reproductible. Ce paramètre est directement lié à la qualité du matériau, aux conditions de réglage de la chaîne de lecture et au traitement thermique appliqué au matériau pour stabiliser les propriétés dosimétriques. Une reproductibilité de $\pm 2\%$ [7] est recommandée pour les mesures dosimétriques.

4.3. La réponse en fonction de la dose

En général, la courbe de réponse d'un matériau thermoluminescent, en fonction de la dose présentes trois parties voir figure 3.4:

a) Une partie linéaire

Dans cette partie la réponse est directement proportionnelle à la dose absorbée. C'est dans cette zone que la dose est déterminée avec un maximum de précision. Il existe des traitements thermiques appropriés qui appliqués au cristal accroissent l'étendue de cette zone.

b) Une partie suplinéaire

Sa limite inférieure est la borne supérieure de la zone précédente (linéaire). Dans cette région, la sensibilité du matériau croît avec la dose. L'origine de ce phénomène n'est pas bien connue, il est nécessaire d'introduire un facteur de correction dans la mesure de la dose pour tenir compte de cet accroissement de sensibilité.

c) Une partie sublinéaire et de saturation

C'est la dernière partie de la courbe de réponse, elle ne peut pas être utilisée dans des mesures de dose. Dans cet intervalle de dose la sensibilité du matériau diminue, la structure du cristal est altérée et la régénération classique ne permet pas de retrouver l'état initial du cristal.

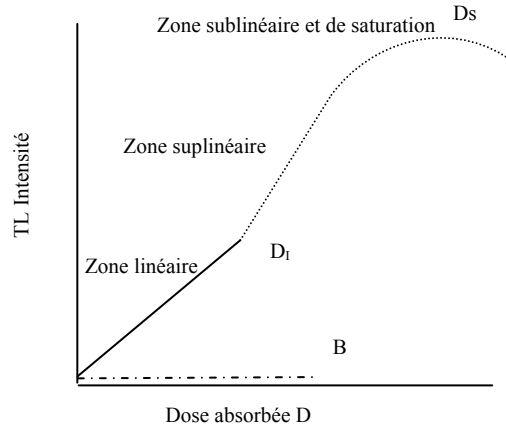


Figure 3.4 : Variation de la réponse des TLD en fonction de la dose

Chapitre 4

MATERIEL ET METHODE

La présente étude a été entreprise dans le but de mesurer les paramètres (les fonctions et les facteurs) dosimétriques des sources radioactives d'Iridium-192 définis dans le nouveau protocole TG-43 au moyen de mesures de dose dans un fantôme équivalent eau. Les mesures des doses ont été effectuées à l'aide de dosimètres thermoluminescents au fluorure de lithium (TLD100), en forme de bâtonnet et des fantômes en PMMA, réalisé dans le cadre de ce travail, pour des distances radiales variant de 0.5 à 10 cm et une couverture angulaire variant de 0° à 360° par pas de 10°. Un fantôme sous forme d'étoile est utilisé pour la mesure de la fonction d'anisotropie à des distances radiales variant de 0.5 à 10 cm avec un pas de 0.5cm et une couverture angulaire variant de 0° à 95° par pas de 5° respectivement.

Pour la réalisation de ce travail, nous avons commencé par la description des méthodes conventionnelles de contrôle en introduisant les facteurs influant sur la réponse des instruments de mesure, ensuite nous avons introduit nos propres méthodes de contrôle de la longueur et de l'homogénéité de la distribution de la matière radioactive dans la source. Vue la non disponibilité d'un étalon standard pour la qualité Ir-192, nous avons introduit la technique d'étalonnage des chambres d'ionisation puits basée sur le développement d'un étalon en utilisant la méthode des sept distances [2] . Afin de déterminer les facteurs de correction nécessaires pour le calcul du facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation en terme de débit de kerma pour la qualité Ir-192 nous avons utilisé la méthode d'interpolation entre la qualité ^{173}Cs et la qualité RX (250kv cp, 2.63 Cu ,132 kev) développé aussi dans le présent travail. En ce qui concerne la partie dosimétrie par thermoluminescence, nous avons entamé cette partie par une caractérisation : du lecteur, afin d'optimiser le cycle de lecture pour une meilleur reproductibilité, et des dosimètres, afin de tenir compte de tous les facteurs influençant leurs réponses.

1. Procédures de contrôle des fils d' ^{192}Ir

Les méthodes routinières de contrôle des sources radioactives en curiethérapie concernent :

- le contrôle de la longueur de la source ;
- le contrôle du débit de Kerma dans l'air et l'activité apparente ;

- le contrôle du débit de Kerma de référence linéique et l'activité linéique ;
- ainsi que le contrôle de l'homogénéité de la répartition de la matière radioactive le long de la source (l'uniformité de l'activité linéique).

Pour cela, on utilise soit une chambre puits, un activimètre linéique, un film radiographique, ou plus récemment les films Gafchromics.

1.1 Les films

Depuis très longtemps les films sont utilisés pour la dosimétrie tant pour les contrôles de radioprotection que pour l'étude des faisceaux de rayonnements de haute énergie. Ils sont très facile à utiliser, donnent rapidement une image de la distribution de dose et permettent de faire des mesures relatives facilement. Si une source radioactive est placée au contact d'un film sous pochette, pendant un temps suffisant dépendant de la sensibilité du film le long de la source, la largeur de la tâche correspondant à une certaine densité optique et d'autant plus importante que l'élément de source en regard est plus actif, on peut ainsi s'assurer rapidement de l'uniformité de la répartition de l'activité le long de la source (voir figure 5). Ce procédé est à recommander pour les utilisateurs ne possédant pas un activimètre linéique c'est un complément indispensable à l'utilisation de la chambre puits. Le film est placé à plat sur une plaque de plexiglas, et la source à contrôler est déposée sur ce film en des points différents pendant des temps t , $2t$, $3t$, $4t$ permettant en suite de choisir l'image la plus facile à interpréter. Comme un très bon contact doit être assuré entre le film et la source une autre plaque de plexiglas plus épaisse, doit être posée sur la source et cela pour éviter des erreurs dues à des variations de distance entre la source et l'émulsion.

Cette méthode facile et peu coûteuse est moins sensible que l'activimètre linéique et ne peut déceler que des variations importantes de l'activité (supérieure à 10%), en raison du fort gradient de dose à faible distance de la source, elle permet toutefois de déceler des imperfections de fabrication accidentelles. Il est à rappeler que le film peut aussi être utilisé pour contrôler la qualité de fabrication des sources. Une radiographie d'une source faite avec un appareil de radiodiagnostic classique permet de distinguer les détails de fabrication et aussi pour repérer la position exacte des sources radioactives dans leur porte source.

1.2 La chambre d'ionisation Puits

C'est une chambre d'ionisation cylindrique de grand volume, de l'ordre de 200 cc, creuse dans laquelle on introduit la source dont on veut contrôler l'activité ou le débit de Kerma (figure 4.1). Elle est constituée de deux électrodes cylindriques maintenues sous une

différence de potentiel entre 200 et 400V, entre lesquelles est emprisonné de l'air ou un gaz inerte sous pression afin d'augmenter sa sensibilité.

A l'encontre des chambres puits utilisées en médecine nucléaire, Les chambres puits destinées à la curiethérapie ne sont pas scellées, elles sont remplies d'air à travers un petit trou qui permet d'atteindre l'équilibre thermique avec le milieu externe. Le rayonnement γ émis par la source qui se trouve dans un porte source placé dans la cavité d'air de la chambre puits, ionise l'air de la chambre, et l'électronique associée convertit le courant d'ionisation produit par le rayonnement émis en une tension proportionnelle au débit de kerma de référence, ou d'activité, après étalonnage.



Figure 4.1 : Chambre d'ionisation Puits la HDR 1000 Plus, et différents portes sources (Fabriqués par Standard Imaging)

La réponse d'une chambre puits en fonction du débit de kerma de la source dépend de plusieurs paramètres entre autres : L'énergie des rayons γ émise, la position de la source dans la cavité de la chambre, les dimensions de la source et la stabilité de la réponse dans le temps.

1.2.1 L'énergie des rayons γ émis

Le nombre d'électrons secondaires mis en mouvement après ionisation du milieu à l'intérieur de la chambre puits dépend principalement de l'énergie des photons γ émis par la source étudiée. Par conséquent, la chambre puits doit être étalonnée séparément pour chacun des radionucléides utilisés et pour chaque type de source.

1.2.2 La position de la source dans la cavité

La chambre d'ionisation puits est caractérisée par une zone de réponse optimale (point chaud). A l'intérieur de cette zone la sensibilité est maximale et une variation de la position de la source ne provoque pas de modification de la réponse de la chambre. C'est une caractéristique des chambres Puits. Cette zone peut être étalée sur quelques millimètres ou même quelques centimètres, elle est généralement désignée par le constructeur par un point fixe en une profondeur bien déterminée, il est donc essentiel de vérifier toujours les données du constructeur relatives à cette zone uniforme avant chaque contrôle ou étalonnage.

Pour s'assurer de la reproductibilité du positionnement de la source dans la cavité d'air de la chambre on utilise des portes sources appropriés en acrylique, et des spacers (disques en plexiglas de différentes épaisseurs utilisés en pile à fin de déplacer le porte source verticalement dans la chambre puits). Ainsi le centre de la source est bien maintenu au centre de cette zone, et la variation de la réponse sur l'axe horizontale est évitée.

1.2.3 Les dimensions de la source

À cause de la localisation de la zone sensible de la chambre puits, sa réponse dépend de la longueur de la source, et il est donc recommandé d'utiliser des longueurs de source relativement petites, ceci est particulièrement important pour les fils d'iridium ou pour les sources de césium dont les longueurs peuvent atteindre ou même dépasser une dizaine de centimètres.

1.2.4 Débit de kerma de la source

La linéarité de la réponse de la chambre puits en fonction du débit de Kerma n'est pas toujours vérifiée, ainsi, il est indispensable de la vérifier et de vérifier aussi que les débits de kerma des sources utilisées sont proches du débit pour lequel la chambre a été étalonnée, sinon on doit établir la courbe de réponse de la chambre en fonction du débit de Kerma et d'introduire les corrections nécessaires.

1.2.5 Variation de la réponse au cours du temps

Comme tout appareillage électronique, la chambre puits peut avec le temps présenter des écarts non négligeables par rapport à la réponse initiale, à cet effet, un contrôle périodique s'impose, avec une source de longue période comme le césium ^{137}Cs et le ^{60}Co ; réservée à cet usage s'impose, afin de corriger le facteur d'étalonnage de la chambre si nécessaire. Une

chambre puits correctement utilisée présente une reproductibilité de 1%, si la reproductibilité dépasse 5% la chambre puits doit être ré-étalonnée.

Néanmoins, les chambres puits ne sont utilisées que pour des contrôles globaux du débit de Kerma ou d'activité des sources, un instrument pouvant mesurer le débit de Kerma linéique est nécessaire. Nous décrirons dans le paragraphe suivant un instrument recommandé pour ce type de mesure : l'activimètre linéique ou le kermascan..

1.3 Activimètre linéique (Kermascan)

Son principe de base consiste à isoler une partie très petite du fil radioactif et de ne mesurer que le rayonnement issu de cette partie. Un détecteur est placé dans une enceinte en plomb ouverte sur un collimateur de dimensions réduites de (0.4 mm x 0.7 mm) et d'environ 170 mm de longueur, le détecteur ne mesure dans ces conditions que le rayonnement γ émis par un élément de 4 ou 7 mm de long suivant le sens choisi pour le collimateur. Etant fortement blindé contre les irradiations et fortement collimaté, le détecteur est peu sensible au rayonnement provenant des parties de la source autre que ceux en regard du collimateur ; le détecteur de cet appareil est composé d'un ensemble de compteur Geiger Muller (figure 4.2). La source à caractériser est placée dans un support dont le déplacement permet d'explorer la source sur toute sa longueur, ce déplacement est motorisé et une électronique, située en aval du détecteur, permet de traiter le signal reçu et de traduire la réponse du détecteur en terme de débit de kerma par unité de longueur. La lecture est enregistrée dans un micro-ordinateur et affichée sur un moniteur simultanément à l'aide d'un logiciel dédié.

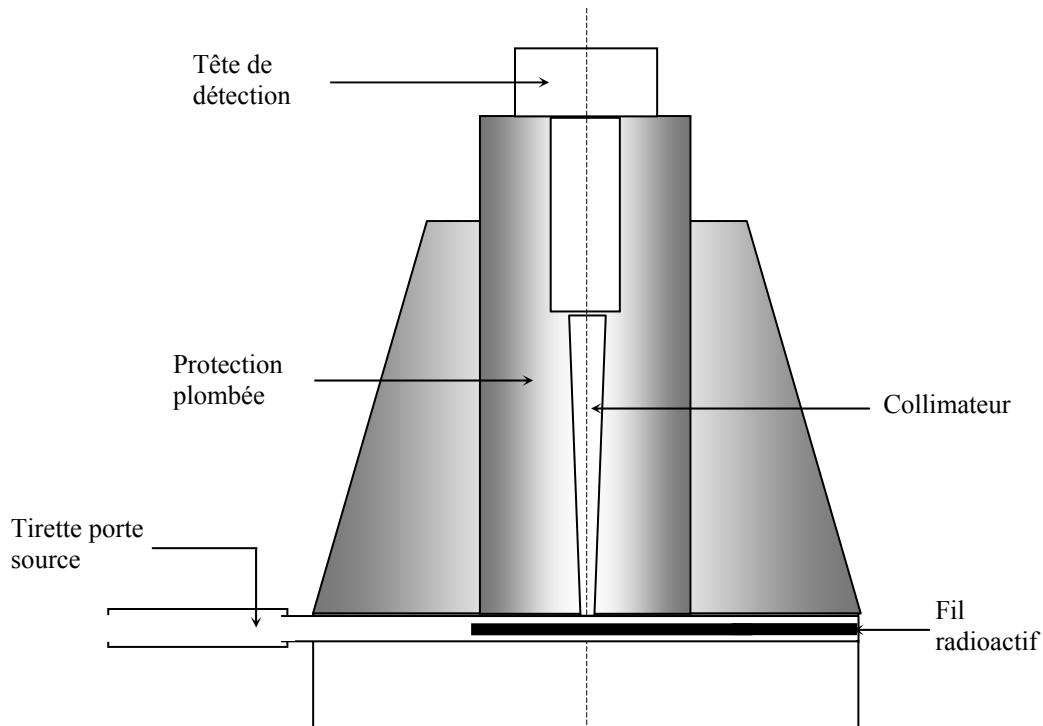


Figure 4.2 Schéma de principe d'un activimètre (Kermascan)

Pour s'assurer du bon fonctionnement de cet appareil on doit contrôler régulièrement les paramètres dont il dépend tels que : l'énergie des γ , la position de la source, la variation de la réponse au cours du temps, ainsi, que la variation de la réponse en fonction du débit de kerma.

1.3.1 Energie

L'activimètre doit être étalonné pour chaque radionucléide et chaque type de source, car les détecteurs dépendent amplement du spectre qui change avec le type de filtration utilisée et de la diffusion du rayonnement primaire dans le corps de la source d'une part et dans la partie blindée de l'activimètre d'autre part.

1.3.2 Position de la source

Le support de source, prévu à cet effet, assure un positionnement très précis de la source. Seul son déplacement longitudinal est possible, l'appareil est étalonné pour des sources de longueurs usuelles centrées sur le collimateur. Des erreurs peuvent être décelées au niveau des extrémités des sources, qui peuvent atteindre 1% pour une source de ^{137}Cs de 0.3mm, cette erreur est négligeable pour l' ^{192}Ir à condition de faire déborder le fil de plus de 0.2 mm [10]

1.3.3 Débit de Kerma

La réponse des détecteurs n'est pas rigoureusement linéaire en fonction du débit de Kerma à mesurer, donc, il faut prendre les mêmes précautions que celles citées pour la chambre puits.

1.3.4 Variation de la réponse au cours du temps

Un contrôle systématique de la stabilité de la réponse dans le temps doit être effectué régulièrement. Pour améliorer la reproductibilité des mesures, il est recommandé de laisser, si possible, l'appareillage électronique sous tension en permanence.

L'activimètre linéique permet de contrôler avec une grande sensibilité l'uniformité de la source. Il ne donne pas des valeurs moyennes mais la valeur de chaque élément de source mesuré. Il peut donc déceler tout éventuel défaut de fabrication. C'est l'appareil le plus préconisé pour ce type de mesures.

1.4 Procédures de mesure de la longueur d'une source d' ¹⁹²Ir

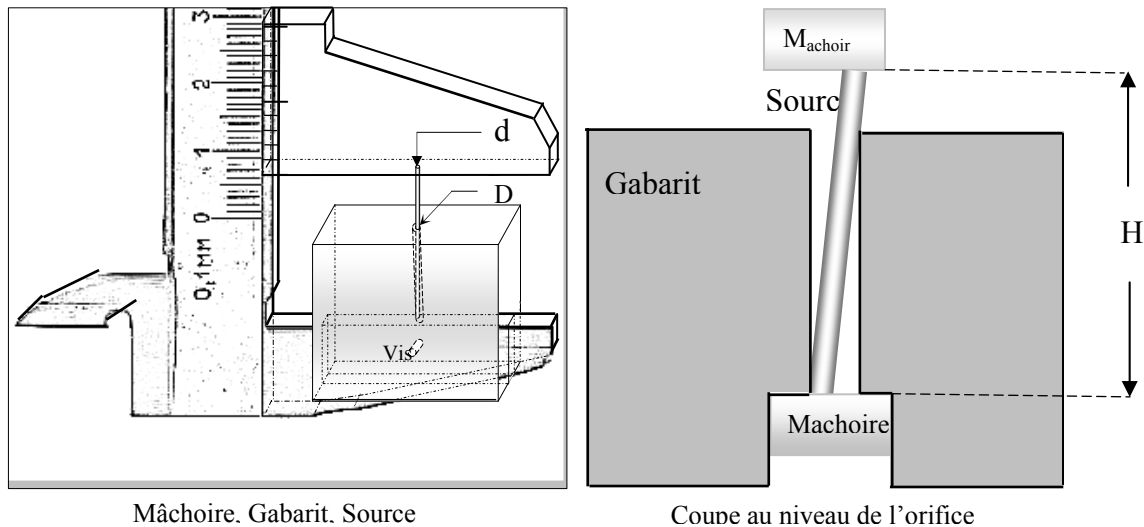
En dosimétrie, l'assurance de qualité consiste à mettre en place les procédures qui permettent d'effectuer des mesures de dose précises et cohérentes. La mise en place d'un programme d'assurance qualité est préconisée tant en radiothérapie qu'en curiethérapie afin d'assurer une distribution de dose correcte en tout point du volume cible et une dose délivrée ne différant pas de plus de 5 à 10% par rapport à la dose prescrite. Cette condition ne peut être remplie que si chacun des facteurs susceptibles d'entraîner une imprécision sur la dose est réduit au minimum. Parmi ces facteurs se trouvent les données de source utilisées pour le calcul de la dose entre autre la longueur de la source radioactive, celle-ci doit être déterminée avec une très grande précision, chose qui nous permettra de minimiser les erreurs lors de l'étalonnage de la source.

Dans ce paragraphe nous allons présenter différentes techniques de mesure de la longueur des fils radioactif d'¹⁹²Ir proposées dans ce travail. La première est basée sur l'utilisation d'un gabarit-mètre monté sur un pied à coulisse et la deuxième est basée sur l'utilisation d'un scanner numérique après son étalonnage.

1.4.1 Méthode 1 : utilisation d'un pied à coulisse

Le pied à coulisse est un instrument de mesure de longueurs très précis. En revanche, son utilisation, pour mesurer la longueur de la source radioactive, pose des problèmes pratiques de radioprotection et ceci lors du positionnement de la source entre les mâchoires du

pied à coulisse, les mains seront trop proches de la source et la durée d'exécution est non négligeable. Cette tâche présente beaucoup de risques et cela n'est pas acceptable si on veut respecter les règles de radioprotection, vu l'exposition de cette partie du corps. Pour pallier à ce problème, on a conçu un gabarit-mètre en plexiglas, avec un très petit orifice, de l'ordre du diamètre de la source radioactive. Ce gabarit-mètre nous a permis de maintenir la source aussi perpendiculaire que possible aux mâchoires du pied à coulisse, sans difficulté et dans un temps record, comme indiqué dans le schéma donné dans la figure 4.7.



Mâchoire. Gabarit. Source

Coupe au niveau de l'orifice

H : longueur mesurée (apparente)
 D : diamètre de l'orifice du gabarit égal à 1mm
 d : diamètre de la source égal à 0.5mm
 L : longueur réelle de la source

Figure 4.3 : set up de la méthode basé sur l'utilisation d'un gabarit-mètre.

1.4.1.1 Incertitude de la méthode

En réalité la source n'est pas parfaitement perpendiculaire aux mâchoires. Ceci est dû au fait que le diamètre de l'orifice dans lequel la source est insérée est plus grand que le diamètre de la source elle-même, ainsi la source se repose avec une petite inclinaison qui va induire une erreur qu'on peut évaluer par la formule ci-après :

$$Er = L - H$$

Avec

$$L \approx \sqrt{H^2 + (D - (d/2))^2}$$

Exemple :

Pour H = 1cm

On aura L = 1.0028 cm

L'erreur Er_1 en mm est donc 0.0028 mm = 28 μ m

L'erreur relative en pourcentage $Er_{1,\%}$ est égale à :

$$Er_{1,\%} = \frac{0.0028}{10.028} \times 100 = 0.03\%$$

La résolution du pied à coulisse est de 0.1 mm, donc

$$Er_{0,\%} = \frac{0.05}{\sqrt{3} \cdot 10.028} \times 100 = 0.29 \%$$

Ainsi, l'erreur globale en pourcentage pour $\sigma = 1$ est égale à:

$$Er_{\%} = \sqrt{Er_{0,\%}^2 + Er_{1,\%}^2} = 0.29 \%$$

Dans ce cas on peut négliger l'erreur Er_1 , par rapport à la précision du pied à coulisse.

1.4.2 Méthode 2 : utilisation d'un scanner numérique

Dans le même contexte, on propose une deuxième méthode, cette méthode est basée sur la mesure à l'aide d'un scanner qu'on doit étalonner avant son utilisation.

1.4.2.1 Etalonnage du scanner

La procédure d'étalonnage du scanner pour la mesure des longueurs est la suivante :

On configure notre scanner pour une résolution maximale de 600 DPI (dot per inch, 1 inch = 2.54 cm)

On prend un pied à coulisse doté d'une précision de 0.1mm et on le scanne, Notant que notre pied à coulisse est doté d'une longueur **Ech** graduée de 14.5 cm et d'une précision de 0.1mm (voir figure 4.8). Et enfin un logiciel de traitement d'image est utilisé pour compter le nombre de pixels N_p entre les graduations 0 et 14.5 cm de notre échelle. Dans notre cas, le nombre de pixels trouvé est de 3422.

Connaissant la longueur de l'échelle et le nombre de pixels on peut calculer le coefficient d'étalonnage, N_p , du scanner en terme de longueur par pixel en utilisant l'expression :

$$N_p = \frac{Ech}{N} \quad \text{en (cm pixel}^{-1} \text{)}$$

Le coefficient d'étalonnage N_p est égal à $4.237 \cdot 10^{-3}$.

On remarque que la résolution donnée par le constructeur du scanner (600 DPI) donne un facteur d'étalonnage de $4.233 \cdot 10^{-3} \text{ cm pixel}^{-1}$ (2,54 cm / 600 pixels), il est pratiquement égal à notre coefficient d'étalonnage avec un écart de 0.09%.

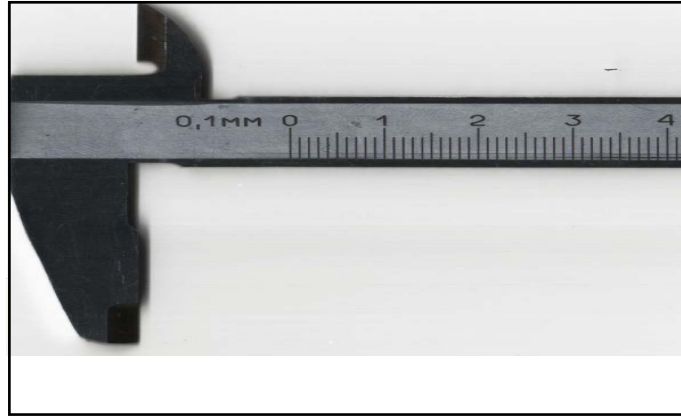
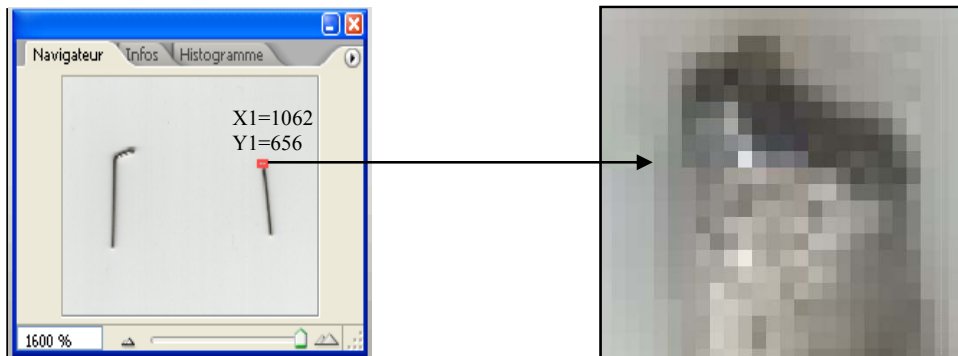
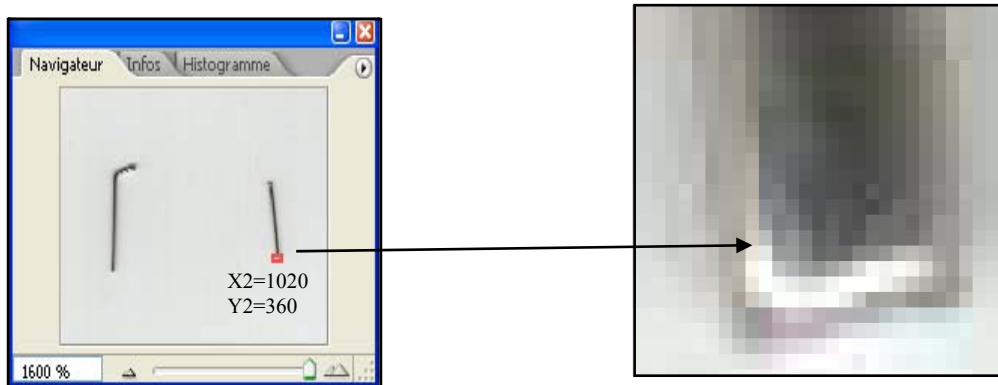


Figure 4.4 : Echelle du pied à coulisse (résolution: 0.1mm)

Pour mesurer la longueur d'un objet, on doit le scanner dans la même configuration sous laquelle il a été étalonné et on compte le nombre de pixels M qui forment cet objet.



Agrandissement du fil (extrémité haute)



Agrandissement du fil (extrémité basse)

Figure 4.5 : Image d'un fil non radioactif scanné avec un agrandissement de 1600%

Une fois on a développé notre standard nous pouvons procéder a l'étalonnage des chambres d'ionisation Puits pour une utilisation de routine.

1.5 Système de contrôle de l'homogénéité couplé à une chambre Puits

Un système a été conçu pour vérifier l'uniformité de la distribution de la matière radioactive. Ce système évoque le fonctionnement d'un activimètre à quelques égards près, c'est une modification de l'instrument développé par Thomadsen. Ces modifications sont apportées par une équipe Américano-espagnol [24] Pour comprendre son fonctionnement nous l'avons schématisé dans la figure (4.3).

1.5.1 Principe de la méthode

La méthode est basée sur l'utilisation d'un porte source spécial (Insert), composé de trois parties cylindriques indépendantes de même diamètre (2.6 cm). Les parties L_1 et L_2 conçues en cerrobend ont les dimensions successives de 6,70 et 8,28 cm de longueur, la troisième partie intercalée entre les deux parties précédentes étant en plexiglas de longueur L_0 égal à 0,95 cm (ce qui correspond à la longueur de notre source étalon).

Un canal est creusé dans les trois parties du système. Laisse passé une gaine pour le passage de la source.

L'insert est placé dans la cavité de la chambre puits, couplée avec le bras d'un moteur pas à pas qui entraîne la gaine porteuse de source afin de la déplacer verticalement en assurant une précision de déplacement de 0.1 mm. Désormais le même bras est utilisé avec la chambre puits pour toutes les mesures.

Pour mesurer la contribution de chaque segment, la source de longueur L_s est composée d'un nombre entier i de segment fictif, tous ont une longueur égale à la longueur de l'ouverture (l'aperture) en plexiglas, à savoir 0,95 cm, elle est placée dans la gaine au fond du porte source.

On fait coïncider le milieu du premier segment de la source avec celle du milieu de l'ouverture p_0 , en déplaçant la gaine par une distance D_i par rapport au fond du porte source tel que :

$$D_i = L_0 + (L_1 - L_s) \quad 4.1$$

Le système est prêt à effectuer une première mesure.

Pour les autres segments on fait déplacer la source avec un pas régulier de 0,95 cm.

La deuxième série de mesure est réalisée avec un seul segment de longueur 0.95 cm, il doit parcourir toutes les positions possibles occupées précédemment par les segments de la source, cette mesure nous permettra d'avoir l'apport relatif F_i d'un segment en fonction de sa position dans la chambre puits indépendamment des autres segments.

En tenant compte de la contribution de tous les segments du fil, un système d'équation linéaire est établi, la résolution de ce système d'équations nous permettra de quantifier l'homogénéité de la source radioactive.

2 Etalonnage de la chambre d'ionisation à cavité d'air pour la qualité Ir192

Avant toute utilisation d'une source radioactive en pratique clinique, celle-ci doit être contrôlée puis étalonnée en utilisant une chambre d'ionisation étalonnée en termes d'une grandeur dosimétrique recommandée et facilement mesurable. La grandeur retenue pour la caractérisation des sources γ en curiethérapie est le débit de kerma dans l'air libre pour la qualité voulue [1] [4]. Vu la courte demi vie de l'Ir192 un standard dosimétrique pour cette qualité n'est pas disponible, sauf dans quelques très rares laboratoires primaires.

L'objectif de cette étape consiste à développer notre propre étalon afin de pouvoir l'utiliser pour l'étalonnage des chambres puits pour la qualité Ir192 pour des utilisations routinière. On décrit dans ce paragraphe la procédure d'étalonnage des chambres d'ionisation pour la qualité du spectre d'Ir₁₉₂, cette méthode est proposée pour les laboratoires secondaires d'étalonnage en dosimétrie (SSDL).

2.1 Méthode d'interpolation

Notre étude est basée sur le travail de l'équipe de Goetch qui a développé cette méthode au sein de l'université de Winkinson aux USA, publiée dans la revue Medical physics en 1991. La méthode consiste à déterminer le coefficient d'étalonnage N_{Ir}^K de la chambre d'ionisation à cavité d'air en terme de débit de kerma pour la qualité Ir192 en effectuant une interpolation linéaire entre les coefficients d'étalonnage N_{RX}^K et N_{Cs}^K en utilisant les standards : la qualité Cs₁₃₇ et la qualité RX (250kv cp, 2.63 mmCu ,132 kev) respectivement [23], ainsi, le facteur d'étalonnage, N_{Ir}^K , peut être calculé à partir de la formule d'interpolation suivante :

$$N_{Ir_{192}}^K = \frac{A_{RX_{250}} N_{RX_{250}}^K + A_{Cs_{137}} N_{Cs_{137}}^K}{2A_{Ir_{192}}} \quad 4.2$$

$A_{RX_{250}}$, $A_{Cs_{137}}$ et $A_{Ir_{192}}$ sont les coefficients de correction d'atténuation due au capuchon de build up de la chambre d'ionisation utilisée, pour les qualités RX (250kv cp, 2.63 mmCu ,132 kev), Cs₁₃₇ et d' Ir₁₉₂ respectivement.

Les coefficients de correction d'atténuation sont déterminés en utilisant la méthode des sept distances schématisée sur la figure 4.6 La méthode consiste à faire plusieurs mesures à sept positions source-détecteur différentes [21], pour chaque qualité en utilisant la même chambre d'ionisation (la NE2575) et pour différentes épaisseurs de capuchons de build up. Ensuite, on fait une extrapolation vers zéro. Les épaisseurs des capuchons de build up disponibles sont de 30, 625 et 800 mg cm².



Figure 4.6 a : Dispositif expérimental pour la qualité Cs137



Figure 4.5 : la chambre à cavité d'air la NE2575 N°Serie: 432

La chambre d'ionisation utilisée pour la détermination du débit de kerma dans l'air pour la source étalon d'Ir-192 bas débit de dose est la NE2575 N°Série 432. C'est une chambre de 600 cm³ de volume (figure 4.5). Cette chambre a été étalonnée en utilisant la méthode d'interpolation. Pour l'obtention d'un débit de kerma de référence avec une incertitude aussi minimale que possible il est nécessaire d'introduire des facteurs de correction appropriés et d'avoir des performances suffisantes dans l'exécution de cette tâche.

2.2 Méthode des sept distances

Pour la détermination des coefficients de correction d'atténuation définie dans l'équation 4.2, on doit déterminer le signal primaire M_p émit par la source d'Ir₁₉₂, de longueur L , en faisant des mesures en sept positions différentes, d_i , de la chambre d'ionisation (100, 90, 85, 80, 75, 70 et 65 cm) par rapport à la source, ces distances sont choisies suffisamment grandes pour qu'on puisse assimiler notre source à une source ponctuelle ($d_i \gg L$). Sachant que le signal primaire obéit à la loi de l'inverse carré de la distance $1/d^2$ et en considérant que dans le vide absolu (pas de création de paire, pas d'atténuation), le signal diffusé M_s , par les murs de la salle de mesure et les objets utilisés comme support pour la chambre d'ionisation et la source, est constant dans l'intervalle de mesure (100 cm, 65 cm). Le signal accessible à la mesure M peut être relié au signal primaire par la relation :

$$M = M_p + M_s \quad 4.3$$

Avec :

$$M_p = \frac{f}{(d+c)^2} \quad 4.4$$

$$d' = d + c \quad 4.5$$

Où d' est la distance apparente et mesurable entre la source et le détecteur, d est la distance réelle entre la source et le détecteur, c est la correction de décalage et f est la constante de proportionnalité entre le signal primaire et l'inverse carré de la distance.

A partir des équations 4.3 et 4.4 on trouve :

$$M = \frac{f}{(d-c)^2} + M_s \quad 4.5$$

M_s , d et c sont les inconnus, il nous faut donc 3 mesures pour résoudre ce problème, on fait sept mesures et on construit plusieurs systèmes à trois équations chacun. On résoud ces systèmes et on prend la moyenne de toutes leurs solutions. On peut aussi faire un ajustement non linéaire de tous les points par une fonction de la même forme que M .

Le débit de kerma dans l'air $\dot{K}_{Ir_{192}}$ peut enfin être relié au signal primaire M_p par la relation :

$$\dot{K}_{Ir_{192}} = \frac{N_{Ir_{192}}^K M_p}{t} \quad 4.6$$

Où t est le temps d'acquisition du signal.

Le protocole TG-43 recommande de caractériser la source par le débit de kerma de référence S_k défini par :

$$S_k = \dot{K}_{Ir_{192}} d_{ref}^2 \text{ (Gyh}^{-1}\text{m}^2\text{)} \quad 4.7$$

d_{ref} est la distance de référence, elle est égale à 1 mètre dans l'air.

2.2.1 Matériel utilisé

La procédure de détermination du signal diffusé M_s et le décalage c , est très vigoureuse, seulement il faut utiliser un système de déplacement assez précis et acceptable (c'est-à-dire un système de mesure avec une précision inférieure à 1mm). Le système choisi est le bras motorisé du fantôme RFA 200

2.2.1.1 Description du fantôme

Pour la réalisation d'un déplacement précis de la chambre d'ionisation la NE2575 dans l'air, nous avons utilisé le fantôme RFA 200. Ce fantôme est utilisé généralement dans les mesures dosimétriques en radiothérapie externe. Son bras motorisé nous a permis un déplacement de 45 cm avec une précision de 0.1 mm. Pour fixer la chambre sur l'arbre de ce moteur nous avons utilisé du styrofoam, un matériau dont on a mesuré le facteur de transmission au spectre de l'Ir₁₉₂ il est de 0.991. Pour minimiser le diffusé, le même matériau est utilisé pour maintenir la source à une distance initiale de 1 m de la chambre d'ionisation. Le fantôme est relié à un ordinateur situé à une distance de 10 m, ceci nous a permis une manipulation à distance. La source ainsi que la chambre sont placées à 1m de hauteur par rapport au sol, le système est placé dans une chambre de dimension 3x2.8x3 m³, la plus grande chambre disponible au niveau du service de curiethérapie du CPMC.

2.2.1.2 La chambre à cavité d'air

Une chambre de grand volume (de l'ordre de 1000cc) est recommandée dans ce type de travail (voir Tecdoc 1274), afin d'assurer une grande sensibilité de détection au signal émis par les sources utilisées en bas débit de dose (LDR).

2.3 Développement de la qualité RX (250kv cp, 2.63 mm Cu)

2.3.1 Technique de détermination de la couche de demi atténuation (CDA)

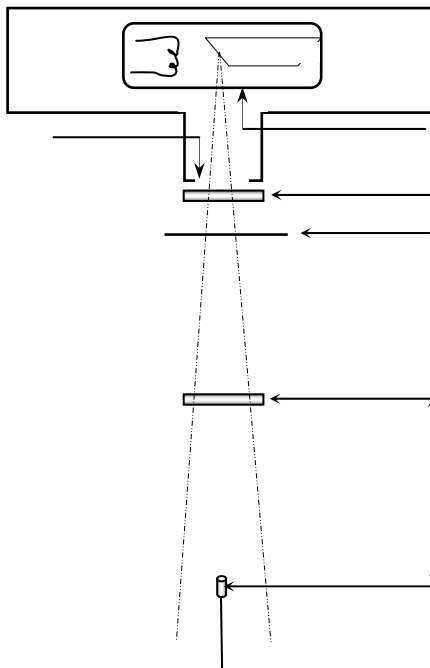


Figure 4.6 : Set up pour la détermination de la couche de demi atténuation CDA pour un faisceau RX et les différents filtres utilisés.



La couche de demi atténuation est déterminée en mesurant l'exposition pour une série de filtration additionnelle placée dans le faisceau RX représentée dans le schéma ci-dessus (figure 4.6), le détecteur est placé à une distance suffisante (au moins un mètre) pour éviter le

signal diffusé. On place des atténuateurs à 50cm de la chambre, tout en laissant le potentiel d'accélération et le courant les plus stables possibles. Nous aurons à la fin une série de CDA et leurs filtrations additionnelles, pour déterminer une CDA inconnue on établit la courbe de variation de la CDA en fonction de la filtration additionnelle, $CDA(F_{add})$, et on fait une interpolation. Une vérification expérimentale est nécessaire pour déterminer l'incertitude systématique de la méthode sur la CDA trouvée.

3 Principe d'étalonnage des chambres Puits

Une source d'iridium de 0.95 cm de longueur et de débit de Kerma de référence dans l'air \dot{K}_{ref}^{air} ou pouvoir de kerma S_K est placée au niveau du point chaud de la chambre Puits la PTW 33004 ; N° de série 0043 200cc, on mesure la charge M pendant un temps t. Le facteur d'étalonnage en terme de débit de kerma, N_K^{Well} , de la chambre Puits peut être calculé par la formule suivante :

$$N_K^{Well} = \frac{\dot{K}_{ref}^{air}}{\frac{M}{t} \cdot K_{TP} \cdot K_P} \quad [cGy.cm^2.pc^{-1}] \quad 5.2$$

K_{TP} : Coefficient de correction de température et de pression.

K_P : Coefficient de correction de la recombinaison :

$$1 / K_P = \frac{4}{3} - \left(\frac{1}{3} \cdot \frac{M_{V1}}{M_{V2}} \right) \quad 5.3$$

N_K^{Well} : Coefficient de calibration de la chambre puits.

t : temps d'acquisition du signal en heure (h).

M : charge collectée au cours du temps t en (pc).

On fait balayer verticalement la source d'¹⁹²Ir à l'intérieure de la chambre puits pour avoir le point de maximum de réponse. Afin de déterminer ce point dit point chaud de la chambre Puits [17], nous avons réalisé le système décrit si dessous :

Au lieu d'utiliser les spacers qui ne sont pas bien adaptés à cette manipulation délicate, nous avons adapté le bras du fantôme du CPMC équipé d'un cerveau moteur à la chambre puits cylindrique avec lequel on a pu atteindre une précision de déplacement de 0.1 millimètre. On peut aussi le manipuler à distance par le biais d'un boîtier de commande. La source est insérée dans une gaine de diamètre externe de 2 mm, un coté de la gaine est suspendu au bras du fantôme et l'autre bout est inséré dans le porte source de la chambre puits. La source est placée au fond de la chambre, le bras et la chambre sont fixés à l'aide du styrofoam et le système est placé au centre d'une salle vidée de tout objet diffuseur (voir image ci-après).

Pour atteindre l'équilibre thermique entre la chambre puits et la salle, le système est placé 24h avant le début des mesures. Nous commençons par la mesure du bruit de fond avant de ramener la source.



4 Détermination du facteur de correction, K_L , de la variation de la longueur de source

Nous allons établir la formule qui donne le facteur correctif K_L :

On définit la fonction d'inhomogénéité g tel que :

- g_j réponse de l'inhomogénéité du $j^{\text{ème}}$ segment égal à : $\frac{m_j^0}{m_0^0}$ avec $g_0 = 1$
- m_j^0 est la mesure du $j^{\text{ème}}$ segment à la position 0 ou du maximum de réponse de la chambre
- m_0^0 la mesure du segment central de la source à la position du maximum de réponse de la chambre.

On définit aussi la fonction de réponse de la chambre Puits en fonction de la position i notée f tel que :

- f_i réponse de la chambre puits à la $i^{\text{ème}}$ position égale à : $\frac{m_j^i}{m_j^0}$ avec $f_0 = 1$
- m_j^i la mesure du $j^{\text{ème}}$ segment à la $i^{\text{ème}}$ position dans la chambre puits.
- m_j^0 la mesure du $j^{\text{ème}}$ segment à la position du maximum de réponse de la chambre puits.

Avec :

$$g_+ : g_{(n+1)}.$$

$$g_- : g_{-(n+1)}.$$

$$f_+ : f_{(n+1)}.$$

$$f_- : f_{-(n+1)}.$$

$$K_L = \frac{1 + \sum_{\substack{j=-n \\ j \neq 0}}^n g_j + \frac{\Delta l}{l} \cdot (g_+ + g_-)}{1 + \sum_{\substack{i=j=-n \\ i \neq 0}}^n g_j f_i + \frac{\Delta l}{l} \cdot (f_+ g_+ + f_- g_-)} \quad 5.5$$

$$n = \frac{1}{2} \left(\frac{L}{l} - 1 \right) \text{ entier}$$

$$\Delta l = \frac{1}{2} (L - (2n + 1)l)$$

L : Longueur de la source à mesurer

l : Longueur de la source étalon

Pour un fil complètement homogène ($g_j = 1$) la formule 5.5 se réduit à :

$$K_L = \frac{\left(\frac{L}{l} \right)}{1 + \sum_{\substack{i=-n \\ i \neq 0}}^n f_i + \frac{\Delta l}{l} \cdot (f_+ + f_-)} \quad 5.6$$

Note :

f_i est une fonction intrinsèque de la chambre puits .

g_j est une fonction intrinsèque de la source.

5 La thermoluminescence

En curiethérapie, bien que l'on se serve des dosimètres à semi-conducteurs et des chambres d'ionisation, les TLD sont les plus communément utilisés pour effectuer une dosimétrie selon le formalisme TG43, à cause de leurs petites tailles et leurs grandes sensibilités, ce qui nous permet de les placer dans des petites cavités du fantôme.

La parfaite connaissance de toutes les propriétés dosimétriques des matériaux TL, ainsi que l'évaluation précise de tous les paramètres d'influence sur leurs conditions d'utilisation et les paramètres de lecture permettent d'améliorer la précision.

La cinétique du chauffage est très importante dans la restitution de l'information mémorisée par le cristal. Elle doit être déterminée de façon à optimiser la réponse de ces dosimètres. Cette séquence ne doit pas être trop longue pour ne pas engendrer d'éventuels signaux parasites. et pour maintenir un temps d'exploitation raisonnable, c-à-d pas trop court pour ne pas perdre l'information. La détermination de cette cinétique est délicate à mettre en œuvre et dépend de la chaîne de lecture et du type de dosimètres utilisés. En général la durée de la séquence de lecture est de quelques dizaines de secondes (par pastille). Une séquence de lecture est constituée d'un préchauffage et d'une phase

d'acquisition. Afin d'obtenir une courbe de chauffage adéquate, nous devons optimiser ces deux séquences.

Les objectifs visés par ce travail sont le développement d'une procédure expérimentale pour :

- l'évaluation des paramètres du cycle de lecture du lecteur VICTOREEN 2800 en se basant sur la forme du thermogramme théorique (T_{max} , T_{min} , vitesse de chauffage, débit d'azote et le taux de vidage),
- la caractérisation des dosimètres thermoluminescents (les TLD 100).
- l'étalonnage des dosimètres thermoluminescents (TLD 100) pour la mesure des fonctions dosimétriques (la fonction radiale, la fonction d'anisotropie et la constante de débit de dose).

5.1 Caractérisation des TLD

5.1.1 Détermination des paramètres du cycle de lecture des TLD

La cinétique du chauffage est très importante dans la restitution de l'information mémorisée par le cristal. Elle doit être déterminée de façon à optimiser la lecture de la réponse de ces dosimètres. Cette séquence ne doit être ni trop longue, d'une part pour ne pas engendrer d'éventuels signaux parasites (émission du corps noir) et d'autre part pour maintenir le temps d'exploitation raisonnable, ni trop courte pour ne pas perdre de l'information. La détermination de cette cinétique est délicate à mettre en oeuvre et dépend de la chaîne de lecture utilisée. En général la durée de la séquence de lecture est de quelques dizaines de secondes (par pastille). Une séquence de lecture est constituée d'un préchauffage et d'une phase d'acquisition. Afin d'obtenir la courbe de chauffage adéquate, nous devons optimiser ces deux étapes.

Nous signalons que le choix de la courbe de température est basé sur

- l'allure du thermogramme.
- la qualité de lecture " Taux de vidage».
- la reproductibilité de la réponse du matériau.

5.1.1.1 Température de prés chauffage

Le préchauffage est un traitement thermique approprié pour les TLD, il permet d'éliminer les pics instables de basse température et ainsi de ne corrélérer la dose enregistrée qu'aux pics principaux qui seront bien différenciés par ce traitement.

Une fois la température T_{max} déterminée, on procède au réglage de la température de prés chauffage T_{min} . Pour cela on fixe T_{max} à 250°C et on augmente progressivement T_{min} pour la

lecture des pastilles préalablement irradiées à la même dose et dans les mêmes conditions d'irradiation.

Comme le plateau que l'on souhaite observer est étroit on procède comme suit:

On fixe T_{\max} et on fait varier T_{\min} par pas de 20°C jusqu'à 200°C et avec un pas de 10°C au delà de 200°C. Pour chaque valeur de T_{\min} on fait 5 à 8 lectures de pastilles, toutes les pastilles lues ont pratiquement la même sensibilité.

5.1.1.2 Temperature Maximale du cycle de lecture

La partie du thermogramme située juste après les pics stables contient un pic indésirable et présente un palis de faible signal par rapport au signal des pics stables. Ce pic, ne va donc pas contribuer beaucoup au signal total, il est préconisé d'éliminer cette zone, c'est à dire fixer la température maximale, T_{\max} , juste au début de cette partie.

Pour l'estimation de cette température on fixe la température minimale, T_{\min} , à une température de l'ordre de la température ambiante (nous avons choisi la valeur de 50°C), On fait varier (augmenter) T_{\max} entre 100°C et 380°C. La valeur optimale de T_{\max} qui coïncide avec le début du palis est déterminée en utilisant 40 pastilles TL.

5.1.1.3 Débit d'azote

Nous avons constaté que la variation du débit d'azote n'affecte que très peu et d'une manière non significative la réponse des TLD irradiés à une dose de l'ordre de quelques dizaines de cGy, nous avons choisi de faire une étude sur l'effet du débit d'azote sur le bruit de fond.

Nous avons exploité 50 TLD de même sensibilité non irradiés et qui ont subies les mêmes conditions de régénération pour déterminer le débit d'azote optimum qui nous permet de minimiser le bruit de fond du lecteur.

5.1.2 Taux de vidage

Tous les paramètres établis précédemment ont été exploités pour examiner l'efficacité de ce cycle de lecture. 24 TLD ont été irradiés à la même dose; leurs premières et deuxièmes lectures sont enregistrées dans le tableau 5.11 ci-dessous. La deuxième lecture est effectuée juste après la première.

5.1.3 Courbe de linéarité des TLDs

Dans cette étude nous n'établirons que les trois premières parties de la courbe de réponse, car pour atteindre la zone de saturation il faut irradier les dosimètres à des doses très élevées et ces doses sortent du cadre de la radiothérapie conventionnelle.

La deuxième raison est que des doses trop fortes confèrent aux dosimètres un état irréversible qui a pour conséquence la perte de leurs propriétés dosimétriques et la troisième raison est que nous nous sommes limités aux spécifications des fournisseurs qui garantissent une utilisation entre 10 μ Gy et 10 Gy.

Nous avons utilisé l'unité de cobalt du CPMC 1.25 MeV pour l'irradiation des lots de dosimètres. Chaque lot est irradié à une dose différente. Lors des irradiations nous avons placé les dosimètres dans la plaque à empreintes qui a été placée sur 5 cm de polystyrène qui est équivalent à 4.4 cm d'eau. Nous avons irradié à une DSA de 80 cm, une profondeur de 4.4 cm et à une dose de 0,12 à 1 Gy avec un pas variant entre 0,12 et 0.5 Gy puis de 1 Gy à 7 Gy avec un pas de 1 Gy.

La lecture de la population a été réalisée selon la loi de chauffage précédemment définie. Pour chaque lot, nous avons calculé la moyenne arithmétique des réponses individuelles des dosimètres et leurs écarts-types.

5.1.4 Dépendance énergétique

Nous avons étudié la réponse des pastilles en fonction de l'énergie des photons. Nous avons suivi les mêmes procédures que pour l'étude précédente ; pour une énergie donnée, nous avons irradié un lot de pastilles. Nous avons utilisé les énergies de 6 MV, 18 MV et le Co-60, pour une dose de 0.12 Gy.

Les conditions d'irradiation sont les suivantes :

DSA : 100 cm

Profondeur : 4.8 cm pour le cobalt (5 cm PMMA)

: 9.6 cm pour l'accélérateur (10 cm PMMA).

La lecture de la population a été réalisée selon le cycle de chauffage précédemment défini. Pour Chaque lot, nous avons calculé la moyenne individuelle et l'écart-type

5.1.5 Reproductibilité et étalonnage

Nous avons étalonné les dosimètres selon une méthode directe qui est simple à mettre en oeuvre car elle est basée sur la reproductibilité de la réponse du dosimètre. Nous précisons

que nous avons effectué un étalonnage individuel des dosimètres, c'est-à-dire à chaque dosimètre est attribué un coefficient d'étalonnage propre.

Notre méthode d'étalonnage consiste à irradier toute la population à une dose donnée D, selon des conditions d'irradiation reproductibles.

Nous avons donc irradié notre population de 88 dosimètres retenus à 10 cGy, nous avons répété trois fois cette opération et on a calculé l'écart type et la moyenne pour chaque dosimètre. Le choix des bons dosimètres est basé sur la reproductibilité qui doit présenter un écartype par rapport à la moyenne inférieur à $\pm 2\%$, nous avons pu extraire les TLDs qui obéissent à ce critère parmi 238 qui ont subis huit cycles d'irradiation et de lecture pour les stabiliser et qui ont pratiquement la même sensibilité. Les autres ont été exclus dont une grande partie a une reproductibilité entre 2% et 10%. Les autres ont une reproductibilité au delà de cet intervalle.

Une fois les bons dosimètres sélectionnés, on peut calculer leurs coefficients d'étalonnage. Le facteur d'étalonnage en terme de dose est défini par $C_i = \text{Dose} / \text{Moyenne des lectures en [cGy/nC]}$ (valeur moyenne pour les trois séries pour chaque TLD).

Le degré de précision qui peut être obtenu dépend du nombre de dosimètres utilisés pour chaque point de mesure, s'il n'y a pas un moyen de placer plusieurs dosimètres au même point il faut faire la même mesure plusieurs fois. Les courbes de stabilisation sont représentées en annexe.

5.1.6 Procédure de mesure

Une séance de mesures se déroule de la manière suivante:

- a)* régénération de la population des pastilles dans le four (400°C pendant 1h puis 100°C pendant 2h).
- b)* irradiation d'une population de pastilles.
- c)* stabilisation de l'information pendant 24 heures.
- e)* lecture des dosimètres
 - près chauffage de 50 à 140°C pour éliminer les pics instables.
 - acquisition de l'information entre 140°C et 250 °C avec une vitesse de 10°C/s (25 secondes par pastille) avec un flux d'azote de 200 cc/mn
- f)* enregistrement de la réponse.
- g)* analyse des résultats.

5.2 Matériel utilisé

Produit thermoluminescent : fluorure de lithium TLD 100 sous forme de bâtonnet (cristaux de dimensions $1 \times 1 \times 6 \text{ mm}^3$, fabriqué par la société Solon/Harshaw, USA.



Lecteur VICTOREEN 2800 : Le lecteur est équipé d'un programmeur de courbe de chauffage qui peut mémoriser 5 profils de courbes. La reproductibilité de la température est assurée à $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$.



Un four de type *Thermolyne plus*

Appareil d'irradiation : Cobalt-60 de type phoenix (CPMC)

Fantôme en PMMA avec une plaque d'empreinte pour l'irradiation des TLD.

6 Mesure des fonctions dosimétriques:

6.1 Matériel utilisé

Conformément à la dosimétrie du protocole TG 43 nous allons réaliser nos mesures dans un fantôme équivalent eau, ce fantôme nous permettra d'avoir une très bonne précision sur les distances entre la source et le détecteur. Nous avons réalisé dans le cadre de ce travail deux fantômes solides, un pour la fonction radiale et l'autre pour la fonction d'anisotropie.

6.1.1 Fantôme de mesure de la fonction radiale

Une plaque en plexiglas de 6 mm d'épaisseur est percée au centre par un trou de 6 millimètre de diamètre qui peut contenir la source et le cathéter, des trous de 1.5x1.5 mm² qui forment 4 séries d'hélices concentriques, chacune est composée de 20 TLD espacés dans le sens radial et angulaire successivement de 0.5 cm et de 5° l'un par rapport à l'autre (figure 4.10). Cette forme permet d'avoir 4 mesures à la fois et de ne pas introduire des corrections pour l'inter diffusion des détecteurs et leurs écrantages [7] Une fois la source et les détecteurs en place, la plaque est prise en sandwich entre deux plaques de 2 mm d'épaisseur munies aussi de trous au centre de 6 mm de diamètre pour permettre à la source de passer à travers les trois plaques. Ces trois plaques à leur tour sont prises en sandwich entre deux séries de plaques de plus de 15 cm pour être dans les conditions de diffusion totale.

Tout de même il faut introduire des corrections dues au déplacement du détecteur Facteur de Meigooni [32] évalué à $(1 + (dr/3^{0.5} r)^{0.5}) = 1.008$ à $r=1$ cm) r étant la position du détecteur par rapport à la source et une correction due à la variation de densité du plexiglas par rapport à l'eau évalué à () et une correction due au changement de la sensibilité des TLD causé par le changement du spectre de l'Iridium en fonction de la distance source détecteur.

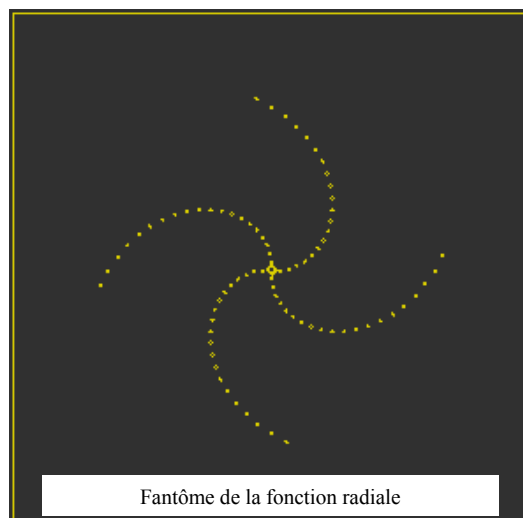


Figure 4.10 : fantôme solide en PMMA réalisé pour la mesure de la dose radiale.

6.1.2 Fantôme de mesure de la fonction d'anisotropie

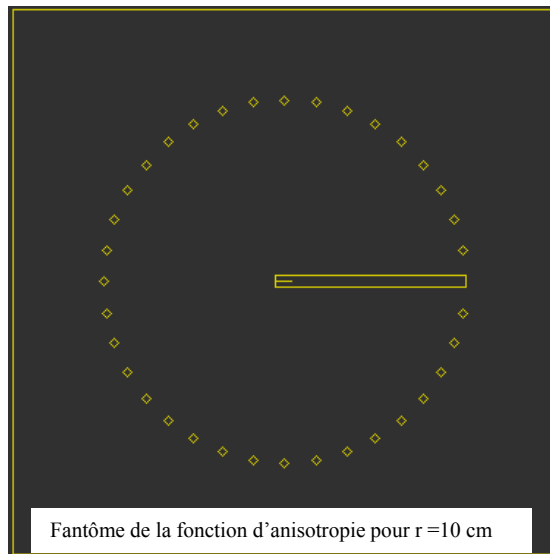


Figure 4.11 : Une plaque d'un fantôme solide en PMMA réalisé pour la mesure de la fonction d'anisotropie pour une distance radiale de 10cm

Ce fantôme est un puzzle de plaques, chaque plaque est percée de 36 trous pour les TLD qui forment un cercle de rayon r donc les détecteurs sont séparés d'un angle de 10° sauf les plaques de 1 et 2 cm de rayon, pour qui on a diminué le nombre de trous à cause de leur petit périmètre. Chaque plaque est munie d'une rainure qui permet de placer la source au centre de la plaque avec son cathéter on a usiné un nombre de 15 plaques (voir figure 4.11). Chaque plaque représente une mesure pour un rayon qui varie de 1 à 10 cm, on introduit aussi les mêmes corrections que pour la fonction radiale.

Dans toutes les publications les investigateurs ont mesuré cette fonction au moins 5 fois pour minimiser les incertitudes commises. Faute de temps nous n'avons mesuré cette fonction qu'une seule fois pour les profondeurs 1 à 10 cm.

CHAPITRE 5

RESULTATS ET DISCUSSION

1. Détermination des longueurs des fils

la mesure d'un fil non radioactif avec la méthode du scanner a donné les résultats suivantes :

Coordonnées du point	X	Y	Longueur (pixels)
Position de l'extrémité supérieure	1062	1020	298.965
Position de l'extrémité inférieure	656	360	

La longueur du fil d'Ir192 en pixels est calculée par l'expression :

$$L_p = [(X1-X2)^2 + (Y1-Y2)^2]^{1/2}$$

Utilisant le coefficient d'étalonnage N_p calculé précédemment on obtient une longueur du fil d'Ir192 de 1.267cm.

La mesure effectuée avec un pied à coulisse a donné une longueur du fil d'Ir192 de 1.27cm±0.8%.

L'écart entre les deux méthodes est de 0.24% ($3.28 \cdot 10^{-3}$ cm).

Plusieurs fils ont été utilisés, les résultats sont regroupés dans le tableau suivant :

N°fil	avec pied à coulisse	avec scanner $N_p=4.237 \cdot 10^{-3} \text{ cm pixel}^{-1}$	Ecart en (mm)
1	$L1=20.9 \text{ mm} \pm 0.13 \text{ mm}$	P1(566,771) ; p2(599,279) ; N=493.105 $L1= 20.89 \text{ mm} \pm 0.12 \text{ mm}$	0.01 mm
2	$L3= 14.5 \text{ mm} \pm 0.13 \text{ mm}$	P1(231,1583) ; p2(164,1248) ; N=341.634 $L1= 14.47\text{mm} \pm 0.11 \text{ mm}$	0.03 mm
3	$L2=16.8 \text{ mm} \pm 0.13 \text{ mm}$	P1(294,418) ; p2(293,815) ; N=397,001 $L1= 16.82\text{mm} \pm 0.11 \text{ mm}$	0.02 mm

Nous remarquons que les écarts entre les deux méthodes sont très faibles devant leurs précisions donc on peut dire que les deux méthodes donnent un résultat identique.

Il faut noter que la manière de couper le fil (par fatigue par exemple) peut introduire une erreur supplémentaire.

2 Détermination de l'homogénéité d'un fil d'Ir

Nous avons décrit plus haut la procédure de vérification de l'inhomogénéité d'un fil d'Ir192 de type IRF2 de 3.75 cm de longueur et 0.5 mm de diamètre fournit par BEBIG.

Avec le système qu'on a élaboré, nous présentons ci-après les résultats expérimentaux.

2.1 Réponse relative d'un segment de 0.95 cm

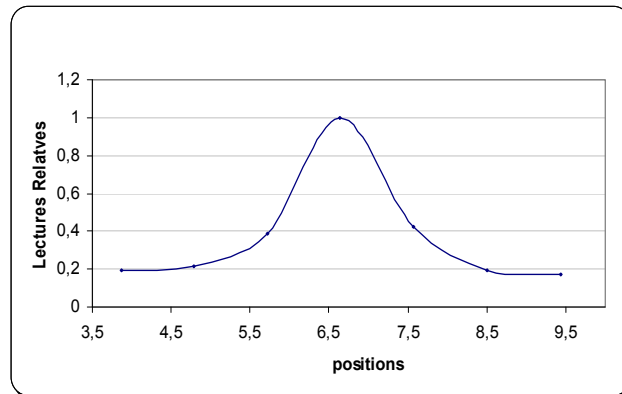


Figure 5.1 : Réponse normalisée d'un segment de 0.95 cm de longueur.

Pour pouvoir prendre en compte la contribution de tous les segments dans les sept positions possibles qu'ils puissent occuper, une mesure relative doit être effectuée avec un seul segment de 0.95 cm placé dans les positions de 1 à 7, ces mesures sont normalisées par rapport au maximum qui se situe à la position 4, Les résultats de mesures, F_i avec F_i allant de 1 à 7, sont représentées dans la courbe 5.1.

2.2 Réponse du fil entier

Initialement on place la source en position 1 (voir schéma 4.3), en s'assurant de l'alignement du centre du premier segment avec le milieu de l'aperture. La deuxième mesure est effectuée en déplaçant la source avec un pas de 0.95 cm de façon à ce que le segment 2 soit aligné à son tour avec l'aperture et ainsi de suite. En tout nous avons quatre mesures (M_j avec j allant de 1 à 4). On note par X_j avec j allant de 1 à 4 la contribution propre de chaque segment à la mesure M_j , on peut alors dresser le système d'équations linéaires suivant :

$$\begin{bmatrix} F_4 & F_3 & F_2 & F_1 \\ F_5 & F_4 & F_3 & F_2 \\ F_6 & F_5 & F_4 & F_3 \\ F_7 & F_6 & F_5 & F_4 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_1 \\ M_2 \\ M_3 \\ M_4 \end{bmatrix}$$

$$F \cdot X = M \Rightarrow X = F^{-1} \cdot M$$

La résolution du système d'équations nous permettra d'estimer la contribution propre de chaque segment à la mesure. Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.1 :

Tableau 5.1 : contribution propre des segments à la mesure

j	Xj (pc)	Mj (pc)	Valeurs Normalisées par rapport à la moyenne (%)	Valeurs Normalisées par rapport au maximum (%)
1	772,22	1363,22	102.35	100
2	745,47	1524,95	98.78	96.54
3	750,96	1510,90	99.51	97.25
4	749,92	1348,68	99.37	97.11
Moyenne	754,64		100.00	97.70

D'après le tableau 5.1 on remarque que l'homogénéité de la source est inférieure à 3% (inférieure à la limite recommandée de 5%), c'est une valeur acceptable pour une utilisation en clinique.

2.3 Estimation des incertitudes

Les erreurs de cette méthode vont introduire des incertitudes sur les réponses individuelles X_j , elles sont dues essentiellement aux erreurs liées :

- à la détermination des hauteurs des parties L_0, L_1 du porte source.
 - à la détermination de la longueur de la source elle-même, L_s .
- ces incertitudes sont estimées à 0.15 mm.
- au positionnement du segment tout seul.
 - et au positionnement de la source entière.

Analytiquement on peut écrire :

$$(F + \Delta F).(X + \Delta X) = M + \Delta M \quad (a)$$

$$(X + \Delta X) = [F + \Delta F]^{-1}.(M + \Delta M) \quad (b)$$

$$X = F^{-1}.M \quad (c)$$

De (b) et (c) on peut déduire

$$\Delta X = ([F + \Delta F]^{-1} - F^{-1}).M + [F + \Delta F]^{-1}.\Delta M$$

Pour évaluer l'incertitude de la méthode ΔM et ΔF sur les valeurs des grandeurs M et F nous avons :

- refait plusieurs fois la mesure M_j du fil et les coefficients relatifs F_i , les écarts type sont de 0.25% et 0.43% successivement.
- aussi effectuer une mesure avec un décalage de positionnement de 0.8 mm et une fois encore on a résolu le système. Les écarts relatifs par rapport aux mesures précédentes des grandeurs M_j et F_i sont de 2.4% et 4% respectivement. Donc pour une incertitude

de 0.15 mm sur les longueurs on a obtenu des erreurs relatives de 0.45% et de 0.75% sur les valeurs des grandeurs M_j et F_i respectivement.

Les incertitudes relatives totales sont donc $\frac{\Delta F_i}{F_i} \approx 1.2\%$, $\frac{\Delta M_j}{M_j} \approx 0.7\%$

La résolution du système d'équations donne une incertitude relative sur la valeur de la grandeur X de :

$$\frac{\Delta X}{X_m} = \frac{\sqrt{(\Delta X_1)^2 + (\Delta X_2)^2 + (\Delta X_3)^2 + (\Delta X_4)^2}}{X_m} \approx 3.47\%$$

3 Etalonnage de la chambre à cavité d'air dans l'air

Vue la non disponibilité d'un étalon pour la qualité Ir-192 on a été obligé de développer une procédure pour l'étalonnage dans l'air d'un élément de source d'Ir en utilisant la méthode d'interpolation. Le facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation en terme de débit de kerma dans l'air pour la qualité Ir192 ; $N_{k, Ir192}$; et déduit par interpolation entre les coefficients d'étalonnage pour la qualités Cs137 de 0.662 MeV et une qualité proposé dans le cadre de ce travail la RX (250kv cp, CDA de 2.631 mmCu) d'énergie effective 0.132 MeV. Le choix de cette qualité est basé sur le fait que avec cette énergie on obtiendra une énergie moyenne de 0.397MeV ce qui correspond exactement à l'énergie moyenne du spectre d'Ir192.

3.1 Développement de la qualité RX $_{250} K_{vp} 2.631 \text{ mm Cu } 132 \text{ kev}$

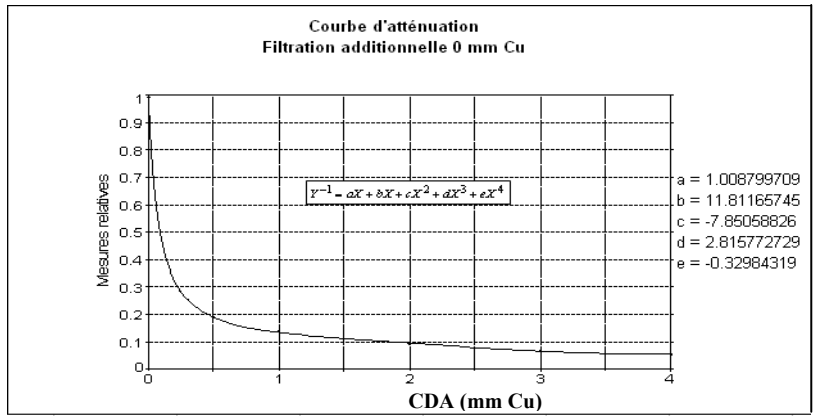
3.1.1 Courbes d'atténuation en fonction de la filtration

Les résultats de mesure de l'atténuation pour des filtrations additionnelles de 0, 1, 2 et 2.5 mm de cuivre sont représenté sur la figure 5.2. A partir de ces courbes on a put déduire les couches de demi atténuation (CDA) pour chaque filtration additionnelle (voir tableau 5.2).

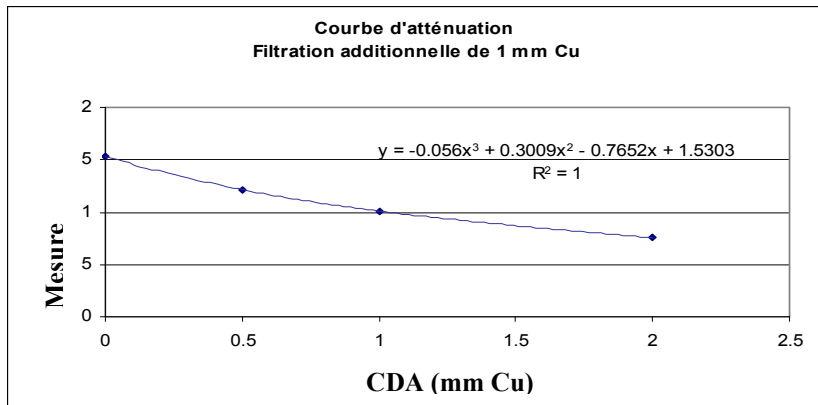
Tableau 5.2 : Couche de demi atténuation

Filtrations additionnelles (mm)	CDA (mm cu)
0	0.089
1	1.958
2	2.627
2.5	2.823

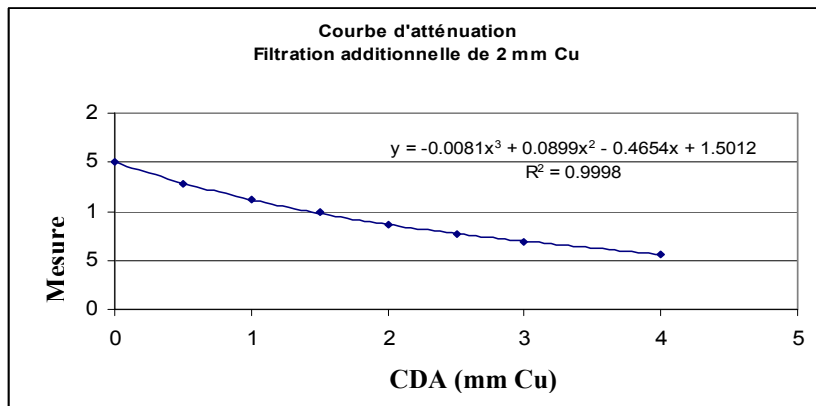
Ces résultats vont nous servir à déterminer la filtration additionnelle qui correspond à une CDA de 2.631 mm de cuivre.



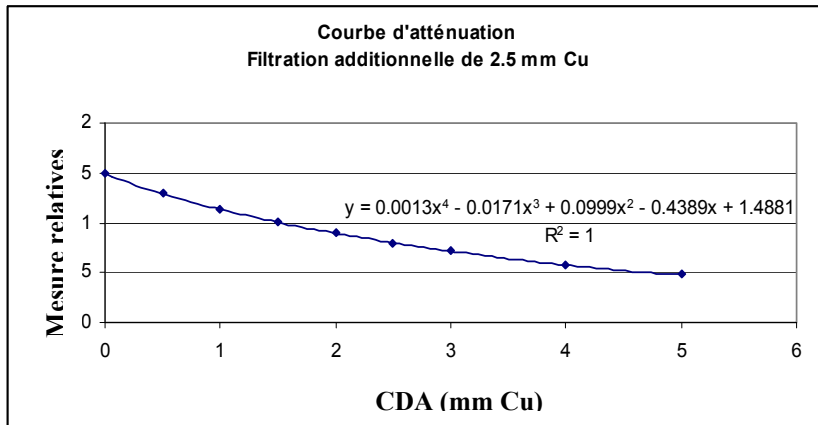
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 5.2 : Courbe d'atténuation pour une filtration supplémentaire de : (a) 0 mm Cu, (b) 1 mm Cu, (c) 2 mm Cu et (d) 2.5 mm Cu,

3.1.2 Détermination de la filtration additionnelle pour la CDA de 2.631 mm Cu

En utilisant les résultats des courbes précédentes, où on a déterminé les CDA de 0.089, 1.958, 2.627 et 2.823 mm Cu à partir des filtrations additionnelles, on dresse la variation de la filtration additionnelle en fonction de la CDA (figure 5.3) et on génère un polynôme d'interpolation.

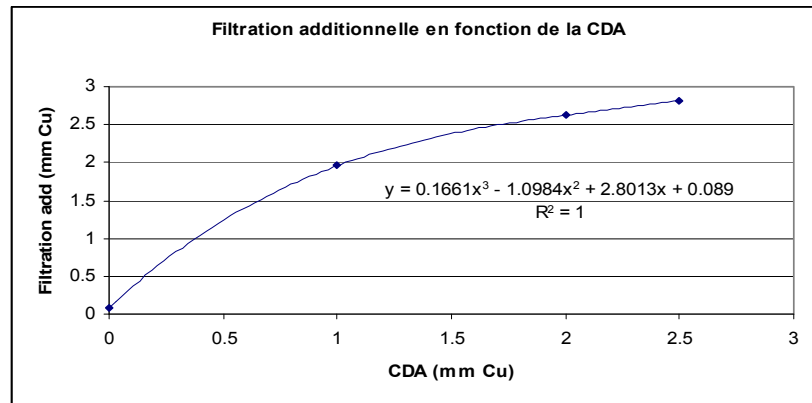


Figure 5.3 Variation de la filtration additionnelle en fonction de la CDA

En utilisant le polynôme d'interpolation $F_{add} = 0.1661CDA^3 - 1.098CDA^2 + 2.8013CDA + 0.089$.

Nous pouvons déterminer la filtration additionnelle correspondante à la CDA 2.631 mm Cu elle est égale à :

$$F_{add} = 2.012 \text{ mm Cu.}$$

Nous pouvons déterminer l'incertitude de cette méthode en effectuons une vérification expérimentale de la qualité: RX 250 Kvp CDA 2.631 mm Cu.

On place le même dispositif de mesure avec une filtration additionnelle de 2.012 mm Cu et on fait deux mesures, la première sans CDA et la deuxième avec une CDA de 2.631 mm Cu. Les résultats du tableau 5.3 montrent que le rapport entre le signal mesuré avec CDA et sans CDA est de 0.5 avec une précision de 0.85%, c'est une valeur très acceptable.

Tableau 5.3 Vérification de la nouvelle qualité

CDA	I/10	Ecartype/Moy
0.00	1.91	0.25%
2.63	0.96	0.10%
CDA(2.63)/CDA(0)	0.50	
Incertitude	0.85%	

3.2 Détermination de N_k de la qualité RX CDA 2.63 mm Cu

La chambre NE 2575 est destinée à une utilisation en radioprotection, elle est étalonnée pour plusieurs qualités RX et non pas pour la qualité développée dans ce travail (c.a.d une CDA de 2.63 mm Cu) ce qui correspond à une énergie effective E_{eff} de 132 Kev. Cette énergie est déterminée à partir du polynôme d'interpolation dressé dans le graphe 5.4.

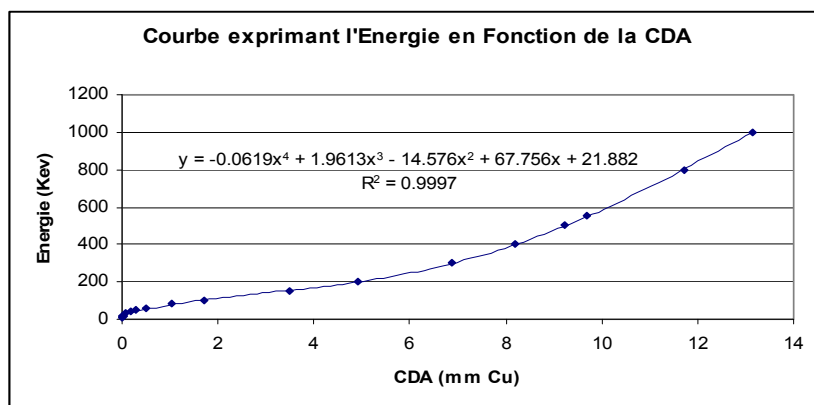


Figure 5.4 : Variation de l'énergie effective en fonction de la couche de demi atténuation

La variation de l'énergie effective en fonction de la CDA est représentée par le polynôme d'interpolation suivant:

$$E = -0.0619(CDA)^4 + 1.9613(CDA)^3 - 14.576(CDA)^2 + 67.756(CDA) + 21.882 \quad 5.1$$

L'énergie est donnée en KeV et la CDA en mm Cu.

Ce polynôme d'interpolation nous permet d'établir le tableau 5.4 ci-dessous et de déduire l'énergie effective correspondante à notre CDA:

Tableau 5.4 : Variation de l'énergie effective en fonction de la couche de demi atténuation

CDA (Cm)	Energie (Kev)
2.5	128.399
2.631	132
3.194	147
3.2	147.22

Pour déterminer le coefficient d'étalonnage de la chambre à cavité la NE2575 en terme de débit de kerma pour cette qualité, on établit la courbe de variation du facteur d'étalonnage $N_k(E_{\text{eff}})$ ou $N_k(CDA)$ en fonction de l'énergie effective ou la CDA et on déduit le facteur d'étalonnage par une interpolation .

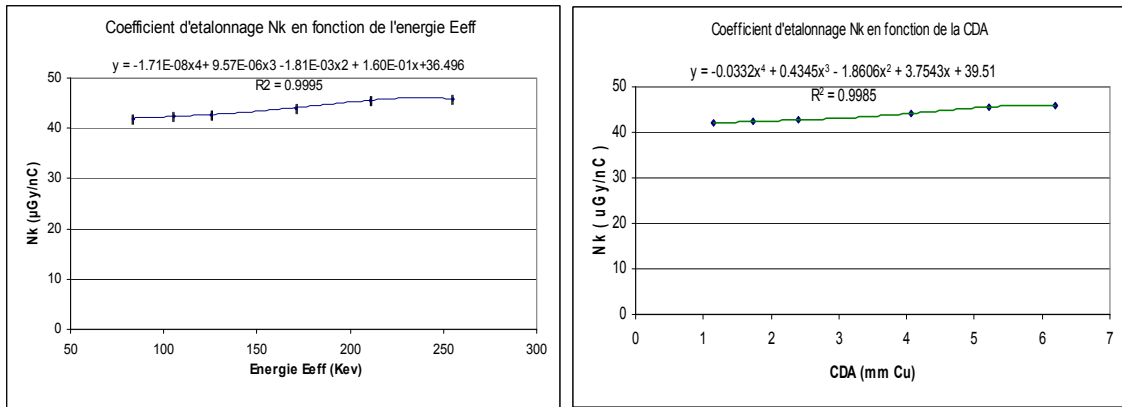


Figure 5.5 variation du facteur d'étalonnage en terme de débit de kerma dans l'air en fonction de l'énergie et la CDA

Le résultat de l'interpolation donne :

$$N_K^{RX} = 42.89 \mu\text{Gy nC}^{-1} \pm 0.85\%$$

3.3 Détermination des coefficients d'atténuation

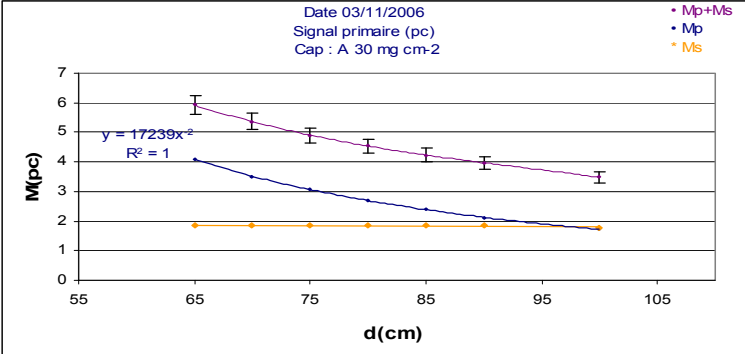
L'utilisation de la méthode des sept distances nous a permis d'obtenir les facteurs d'atténuation de la chambre d'ionisation à cavité d'air pour les trois qualités d'énergie choisies dans ce travail la qualité Cs137, la qualité Ir192 et la qualité RX développée ici. Les valeurs du Coefficient de proportionnalité du signal primaire, f , de Constante de décalage (off set) c , ainsi que le Signal de diffusion M_s , pour trois capuchons de build up : Cap A, Cap B et Cap C d'épaisseur 30, 625 et 800 mg cm^{-2} respectivement et sans capuchon, sont déterminés à partir d'un ajustement non linéaire en utilisant les résultats de mesures représentés dans la figure 5.6. Ils sont donnés dans le tableau 5.6.

Tableau 5.6 : Résultats de l'ajustement non linéaire pour la qualité d'Ir192

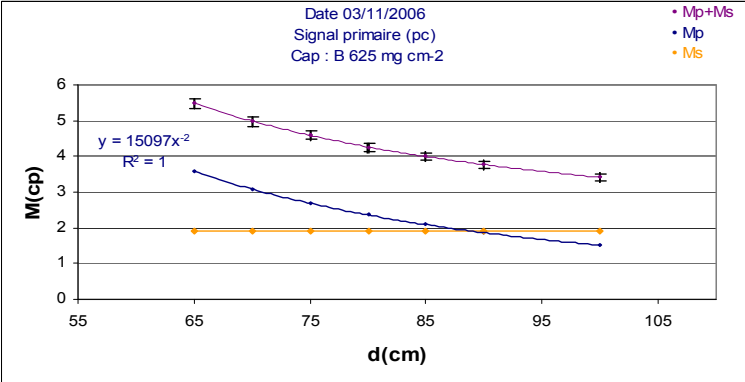
Capuchon de build up (mg/cm^2)	f (pc cm^2)	C (cm)	M_s (pc)	
Cap A	30.00	17239.40	1.44	1.76
Cap B	625.00	15097.00	1.30	1.90
Cap C	800.00	14730.02	1.40	1.98
Sans	4.50	19485.70	1.39	1.57

Capuchons de build up (mg/cm^2)	M_p (pc)	M_p/M_{p0} normalisé	A_{Ir192}	
Sans Cap	4.50	1.95	---	
Cap A	30.00	1.72	1.05	0.95
Cap B	625.00	1.51	0.92	1.09
Cap C	800.00	1.47	0.89	1.11
Extrapolation	0.00	1.73	1.00	1.00

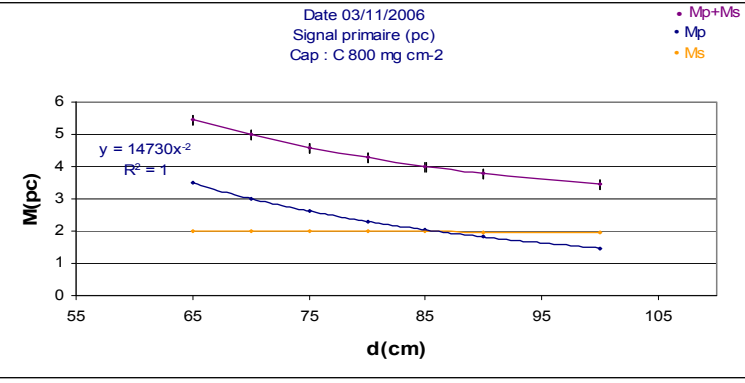
On dresse la courbe de variation du signal primaire en fonction des épaisseurs des capuchons de build up (figure 5.7) et on fait une extrapolation, on déduit le facteur de correction des capuchons de build up pour la qualité ^{192}Ir (voir tableau 4.7):



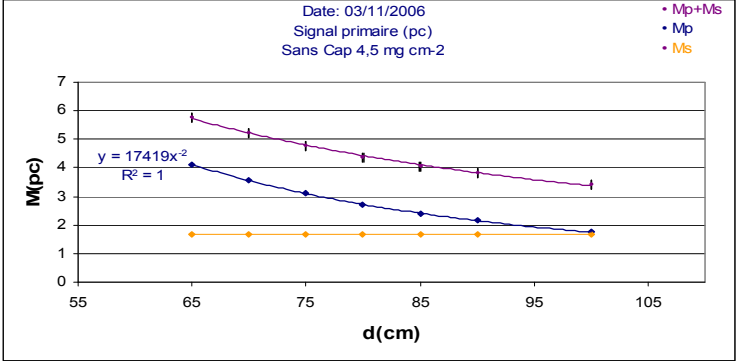
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 5.6 : Variation du signal primaire et du signal diffusé en fonction de la distance source- détecteur pour la qualité Ir192 et pour des capuchons de build up : (a) de 30 mg cm², (b) 625 mg cm², (c) 800 mg cm² et (d) sans capuchon.

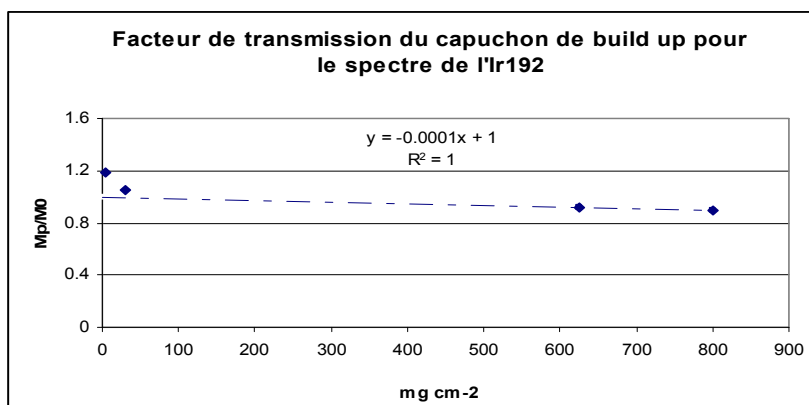


Figure 5.7 : Variation du signal primaire normalisé en fonction de l'épaisseur du capuchon de build up pour la qualité Ir192.

Tableau 5.7: Facteur de correction des cap de build up pour l'192Ir

Cap de build up (mgcm ⁻²)	Primaire à (d _{ref} = 100 cm)	A _{w_{Ir192}}
Extrapolation:	0	1
Cap A:	30	0.952
Cap B:	625	1.087
Cap C:	800	1.114

Le coefficient de correction de l'atténuation pour la qualité de 192Ir à 100 cm dans l'air est de: 1,012 (voir TecDoc 1273)

De la même manière on présente la courbe de variation du signal primaire en fonction de l'épaisseur des capuchons de build up et on déduit par extrapolation la correction d'atténuation par le capuchon de build up pour la qualité césium137.

Les résultats détaillés sont donnés en annexe C.

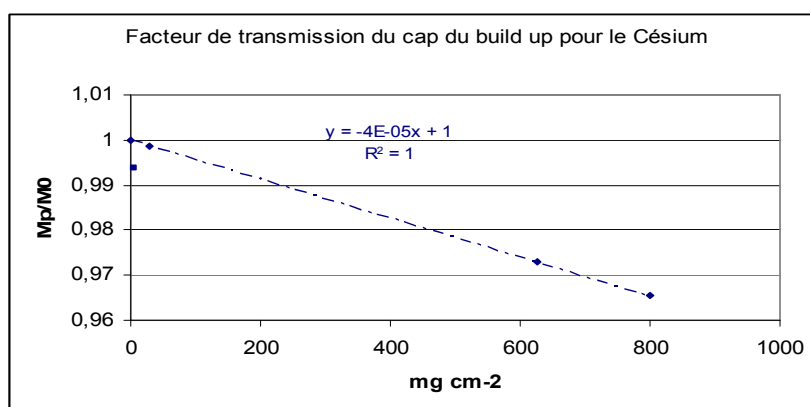


Figure 5.8 : Variation du signal primaire normalisé en fonction de l'épaisseur du capuchon de build up pour la qualité Cs137.

Tableau 4.8 : Facteur de correction du capuchon de build up pour le ^{137}Cs

<i>Cap de build up (mgcm⁻²)</i>	<i>Primaire à (dref = 100 cm)</i>	<i>A_{Cs137}</i>
Extrapolation:	0	1
Cap A:	30	1,00129
Cap B:	625	1,02791
Cap C:	800	1,03583

Le facteur de correction du capuchon de build up Pour la qualité Rx (250Kv, 2.632 mm cu, 132Kev) et pour le capuchon B (qui nous intéresse) est déterminé, il est égal à 1.07

3.4 Calcul du facteur d'étalonnage de la chambre à cavité d'air

En utilisant les résultats de mesures obtenus jusqu'à présent, nous pouvons déterminer le coefficient d'étalonnage de la chambre à cavité en terme de débit de kerma dans l'air pour la qualité Ir192 en utilisant l'équation 4.6 pré-établie dans le chapitre précédent, on peut calculer le facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation à cavité d'air pour la qualité Ir192 en terme de débit de karna dans l'air. Il est égale à $45.73 \mu\text{Gy nC}^{-1}$ ($\pm 1\%$ pour $\sigma=1$).

*Données du Capuchon B de
625 mg cm⁻²*

A _{wRX}	1.072
A _{wCs137}	1.05
A _{wIr192}	1.087
N _{kCs} (uGynC)	50.9
N _{kRx} (uGynC)	42.89

3.5 Calcul du débit de Kerma de référence de la source d' ^{192}Ir :

En utilisant les valeurs regroupées dans le tableau ci-dessous, on peut calculer le débit de kerma de référence de notre source d'Ir192 en utilisant l'équation 4.7. il est égale à :

Date de la mesure	3 / 11 / 2006
t (s)	30
f (pC cm ²)	15097
K' ($\mu\text{Gy cm}^2 \text{ h}^{-1}$)	82851.73212
K' ($\mu\text{Gy m}^2 \text{ h}^{-1}$)	8.285
A _{air} à 100 (cm)	1.012
Date de réf	20 /03 / 2006
Facteur de décroissance	0.117588955
K' ($\mu\text{Gy m}^2 \text{ h}^{-1}$)	71.304
l (cm)	0.95
K' ($\mu\text{Gy m}^2 \text{ h}^{-1}$)cm ⁻¹	75.057

$$\dot{K}_{Ir}^{ref} = 75.06 \mu Gy m^2 h^{-1} cm^{-1} \pm 5.2\%$$

\dot{K}_{Ir}^{ref} est le débit de Kerma de référence (c'est-à-dire à 1 mètre dans l'air) d'une source d' ^{192}Ir de 1 cm de longueur. Désormais, notre source est notre standard dosimétrique.

Le fournisseur donne un débit de dose de référence à la date de référence 20/03/2006 de $72.85 \mu Gy m^2 h^{-1} cm^{-1} \pm 7\%$, ce qui fait un écart de 3.0% par rapport à notre mesure.

4 Etalonnage de la chambre Puits

4.1 Détermination du point chaud de la chambre puits

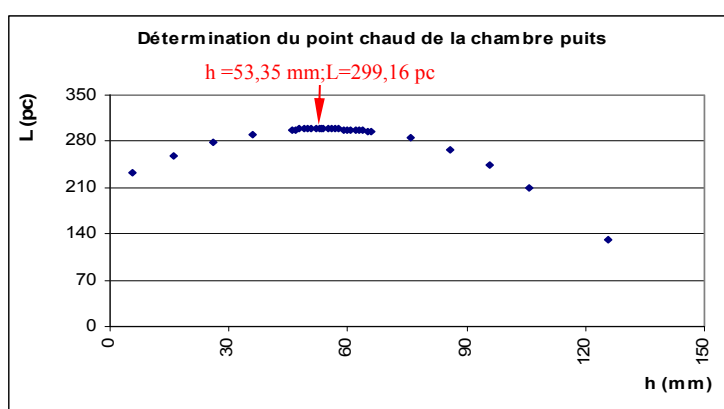


Figure 5.10 : Courbe de réponse de la chambre Puits en fonction de la position de la source dans la cavité de la chambre

4.2 Détermination du coefficient de calibration

Conditions physiques de mesure :

Date de mesure 17/10/2006

Polarisation (volt)	M (pC)
400	299.17
200	299.27
K_P	1.0003
T (K)	296.65
P (hp)	100.79
K_{TP}	1.04
CD_F	7.25
M (pc)	299.17 \pm 0.2%
t (s)	30

$d^2.S_k = K^{ref}$

$$\dot{K}_{ref10mm}^{air} = 70.97 \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot 5.2\% \text{ à la date } t_0 = 20/03/2006$$

La longueur de notre source est de $l = 0.95 \text{ cm}$ donc :

$$\dot{K}_{ref}^{air} = 71.304 \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \pm 5.2\%$$

Nous devons corriger la mesure par le facteur de décroissance

$$CD_F = 0.5^{\frac{t_m - t_0}{T}} \quad 5.4$$

T : la période est égale à 73.83 jours.

t_0 : date de calibration de la source.

t_m : date de la mesure.

En appliquant la formule 5.4 ci-dessus on trouve :

$$N_K^{Well} = 2.6387E-04 \pm 5.4\% \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{pC}^{-1}$$

Nous avons mesuré le débit de kerma de référence pour une nouvelle source avec la chambre puits.

Date de référence (calibration du fournisseur) à $t_0 = 12/02/2007$

Conditions physiques de mesure à la date de la mesure

K_{TP}	0.99
CD_F	1.42
$M \text{ (pc)}$	$1907.41 \pm 0.05\%$
$L \text{ (cm)}$	1.10
$t \text{ (s)}$	30
$M \text{ (pc h}^{-1}\text{) corrigée}$	$2.27 \cdot 10^5$

$$\dot{K}^{air} = N_K^{Well} \cdot M_{corrigée} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \pm 5.4\%$$

$$\dot{K}^{air} = 84.43 \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \pm 5.4\%$$

Pour une source de 1.1 cm de longueur

$$\dot{K}^{air} = 76.75 \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \pm 5.4\%$$

Pour une source de 1 cm de longueur

$$\dot{K}^{air} = 80.74 \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \pm 7\%$$

Pour 1 cm (valeur donnée par le fournisseur)

Nous récapitulons les résultats de mesures avec la chambre Puits dans le tableau 5.9 ci-dessous :

Tableau 5.9: Comparaison entre les valeurs du débit mesuré dans ce travail et celles données par le fournisseur.

Date d'étalonnage fournisseur	Date de mesure	M(pc)	L(cm)	t(s)	Nk^{Well} (cGycm ² pc ⁻¹)	K_{Air}/cm (cGycm ² h ⁻¹) ±5.4%	A_{app} (mCi)	$K_{Air}/cm \pm 7\%$ (cGycm ² h ⁻¹) (fournisseur)	écart relatif
01/12/05	03/03/07	37.15	0.95	30	2.6387E-04	90.40	22,41	87.67	3.10%
15/06/05	08/03/07	6.836	1.07	30	2.6387E-04	75.15	18,63	72.76	3.30%
14/10/05	08/03/07	19.058	1.06	30	2.6387E-04	69.62	17,26	68.44	1.72%
12/02/07	21/03/07	1907.41	1.1	30	2.6387E-04	76.75	19,03	80.74	4.90%

Nous rappelons que, pour le calcul de l'activité apparente A_{app} des sources, nous avons utilisé la constante du débit de kerma du fournisseur $\Gamma_{20} = 0.109 \mu Gy m^2 h^{-1} MBq^{-1}$

Pour une mesure d'une source de longueur L supérieure à celle de la source étalon de longueur $l=1cm$ nous devons introduire une correction du fait qu'une partie de la source est mesurée hors de la zone d'étalonnage. Donc la réponse de la chambre Puits dans cette zone doit être corrigée.

4.3 Détermination du facteur de correction, K_l , de la variation de la longueur de source

Le tableau 5.10 ci-après représente les valeurs de K_l pour deux types de chambres Puits étalonnées avec une source de 10 mm, prises des rapports techniques de l'AIEA, et ceux calculés à partir de la formule 4.8 établie en haut, pour une source de 9.5 mm.

Tableau 5.10 : Coefficients de Correction K_l

L (mm)	10	20	30	50	70	90
Ce travail HDR 1000 l=95 mm	1.000	1.003	1.007	1.021	1.042	1.072
AIEA HDR 1000 l=10 mm	1.000		1.005	1.012	1.029	1.050
AIEA SDS l= 10 mm	1.000		1.012	1.017	1.038	1.070

Nos résultats sont en très bon accord avec les valeurs publiées.

5 La thermoluminescence

L'objectif de cette étape est la mise en oeuvre et l'exploitation de la dosimétrie par thermoluminescence. Nous avons vérifié la polarisation du lecteur, nous avons aussi réglé le cycle de lecture et le débit d'azote optimum, ensuite nous avons trié les TLD selon leurs stabilité de réponse dans le temps (parmi 280 TLDs une centaine présente une reproductibilité inférieur à 2%).

5.1 Détermination du cycle de lecture des TLD

5.1.1 Température maximale du cycle de lecture T_{max} (acquisition)

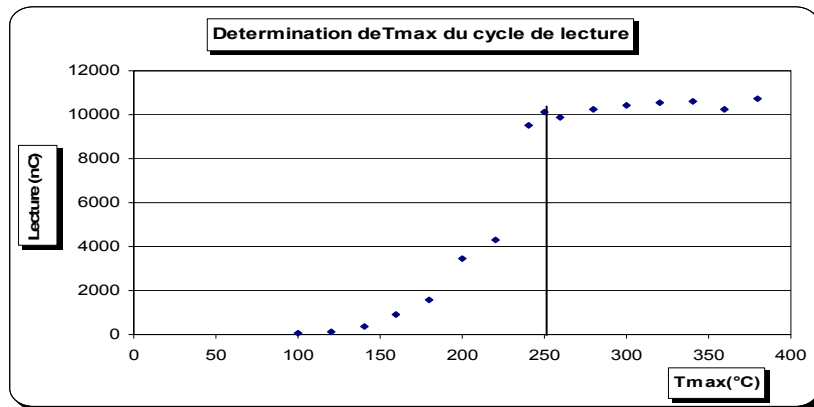


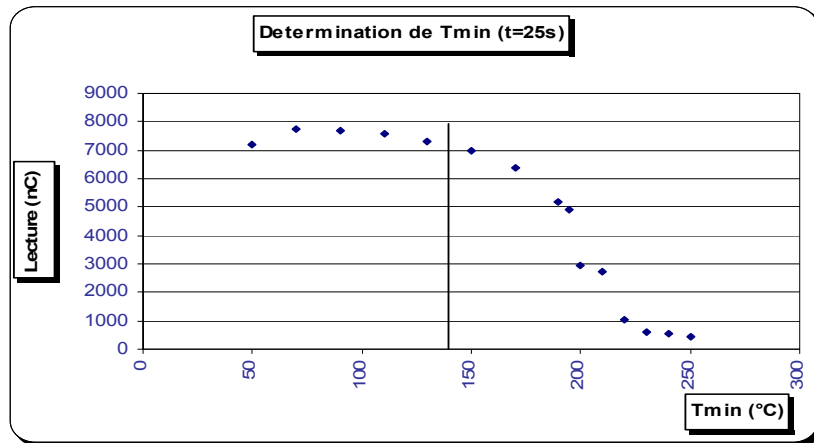
Figure 5.11 : Variation de la réponse des TLD en fonction de la variation de la température maximale.

Le graphe présenté sur la figure 5.11 représente l'évolution de la lecture en fonction de la température T_{max} , on observe une augmentation du signal jusqu'à une certaine valeur de T_{max} au delà de la quelle le signal devient stable (d'où le plateau), cela est dû au fait que lorsque la température de chauffage est plus élevée, un plus grand nombre de pièges sera atteint et au delà de cette température on n'observe plus d'augmentation du signal car l'émission a eu lieu totalement. En théorie, si on continuait d'augmenter T_{max} au-delà d'une certaine valeur, on aurait à nouveau une augmentation traduisant l'émission infrarouge parasite. La détermination de T_{max} permet la détermination de la température de chauffage optimale pour que la totalité des pièges soient vidés lors de la lecture de la pastille, ceci garantit un dépiégeage total des pics stables du matériau thermoluminescent, c'est une condition nécessaire pour une corrélation entre la dose absorbée et le signal cumulé par les pastilles au cours de leurs irradiations.

Le graphe montre le début du palis à **250 °C** donc on désigne cette température comme étant T_{max} du cycle de lecture elle est aussi appelée température maximale d'acquisition.

5.1.2 Température minimale de lecture T_{min} (préchauffage) :

Les résultats de mesure sont représentés sur la figure 5.12



5.12 : Variation de la réponse des TLD en fonction de la température de prés chauffage.

On observe une décroissance du signal avec l'augmentation de la température T_{\min} , un plateau dans le domaine de températures correspondant à la fin du pic instable et au début du pic d'émission. La valeur de départ du signal dépend du temps écoulé entre l'irradiation et la lecture.

A partir des résultats représentés dans le graphe présenté sur la figure 5.12, ci-dessus nous avons déterminé T_{\min} elle est égale à **140 C°**

5.1.3 Vitesse de chauffage :

Nous avons fixé la vitesse de chauffage à 10 °C/ s. [29]

5.1.4 Débit d'Azote :

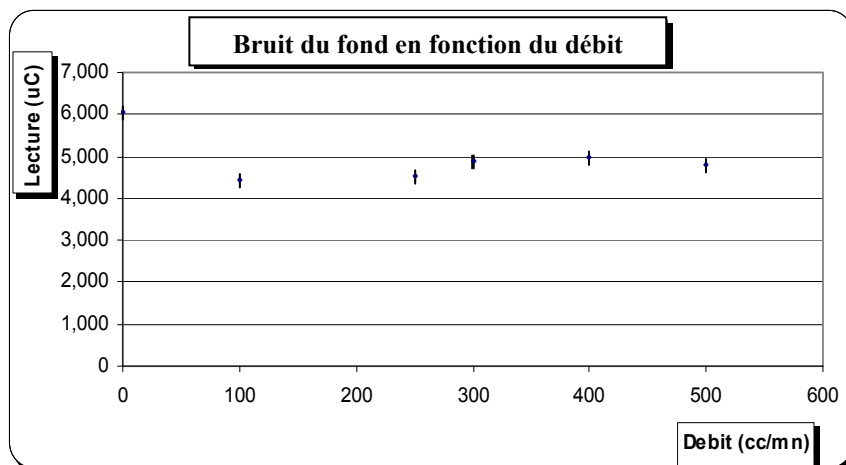


Figure 5.13 : Variation du bruit de fond en fonction du débit d'azote.

D'après la courbe 5.13 ci-dessus le bruit de fond est maximum à 0 cc/mn et diminue jusqu'à une valeur de 200 cc/mn, puis il augmente pour marquer un plateau qui commence à 300 cc/mn, dès lors nous fixons le débit d'azote à **200 cc/mn** pour notre cycle de lecture.

5.2 Taux de vidage :

Le taux de vidage, défini par le rapport entre les deux lectures de chaque TLD est inférieur à 0.3%, cette valeur est conforme à un cycle de lecture bien réglé.

Tableau 5.11 : Taux de vidage

L_1 (uC)	L_2 (uC)	Taux de vidage (L_2/L_1)
25300	36.8	0.15%
25000	29	0.12%
24700	35.6	0.14%
24700	36.2	0.15%
24700	24.4	0.10%
24100	20.8	0.09%
24100	22.8	0.09%
24000	25.2	0.10%
23900	46.5	0.19%
23800	26.6	0.11%
23800	32	0.13%
22500	27.4	0.12%
22400	23.7	0.11%
22400	21.3	0.10%
21500	25.5	0.12%
20700	14.76	0.07%
17290	33.3	0.19%
17270	35	0.20%
17030	41	0.24%
16660	28.1	0.17%
16320	38.4	0.24%
16160	36.3	0.22%
15910	34.8	0.22%
15710	40	0.25%

Notre cycle de lecture est finalement établi à :

Température de prés chauffage T_{\min}	140°C
Température d'acquisition T_{\max}	250°C.
Vitesse de chauffage	10°C/s
Débit d'azote	200 cc/mn

5.3 Courbe de Linéarité :

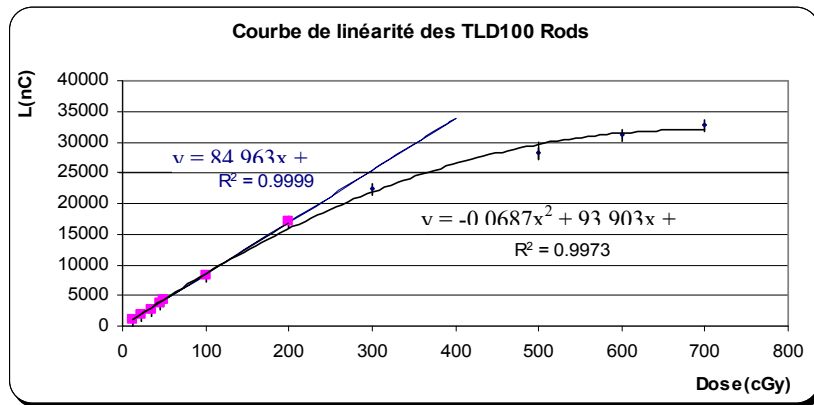


Figure 5.14 : Variation de réponse des TLD en fonction de la dose.

La courbe des résultats (voir figure 5.14) montre, pour cette gamme de dose, une partie linéaire et une partie sublinéaire. La partie linéaire, correspondant aux doses de 0 Gy à 2 Gy, la réponse est directement proportionnelle à la dose absorbée. C'est dans cette zone que la dose est déterminée avec un maximum de précision. La partie sublinéaire, correspondant aux doses de 2 Gy à 7 Gy, la sensibilité du matériau augmente doucement et d'une manière non linéaire, la courbe de réponse dans cette zone est inférieure à la droite de linéarité, nous notons que la zone supralinéaire qui devrait exister juste après la zone linéaire n'existe pas, où nous nous attendions à une augmentation rapide de la sensibilité des dosimètres.

A la lumière de ces résultats nous limiterons toutes nos irradiations à 200 cGy pour assurer une réponse linéaire des dosimètres.

5.4 Réponse énergétique

$L_{moyenne} (nC)$	$Ecart\text{-}type / moy$	$E_{photon} (Mv)$
1007.16	3.05%	1.25
948.09	3.39%	6
962.9	3.04%	18

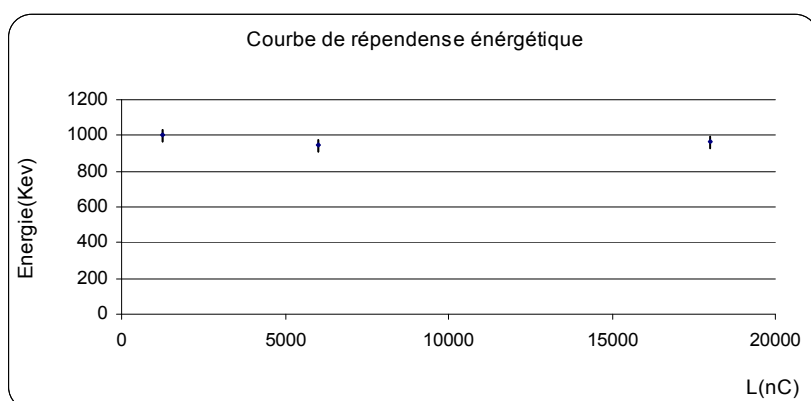


Figure 5.15 : Variation de la réponse des TLD100 en fonction de l'énergie.

D'après la figure 5.15, nous signalons une faible variation de la réponse dans le cas des photons et pour la gamme d'énergie étudiée. Cependant nous considérons qu'elle n'est pas significative. Une étude plus systématique doit être effectuée en utilisant un lot de population plus importante.

5.5 Reproductibilité / Etalonnage

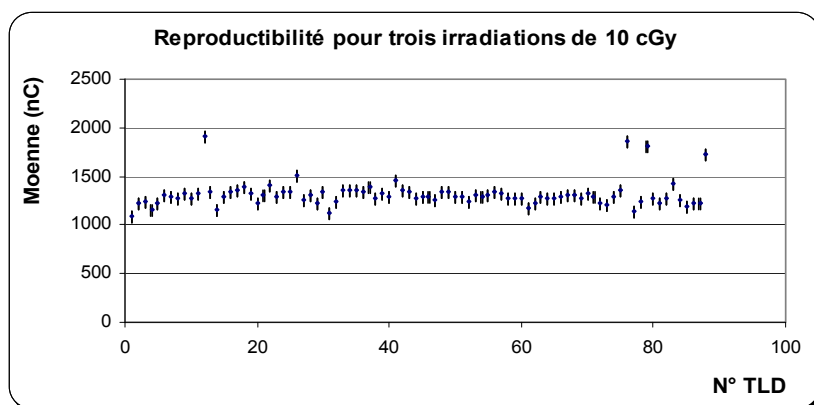


Figure 5.16 : Reproductibilité des TLD

Les résultats de l'étalonnage sont présentés sur la figure 5.17 ci-après.

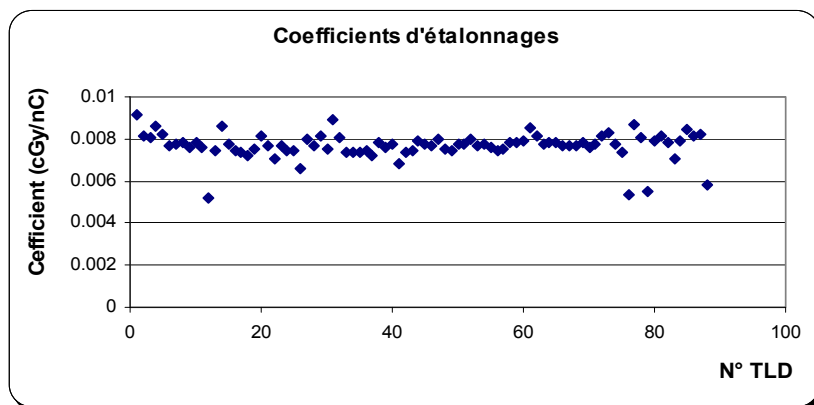


Figure 5.17 : Facteurs d'étalonnages

Une fois nos dosimètres TL sont étalonnés, ils sont prêts à être utilisés pour la dosimétrie d'un fils d'Ir192 selon le formalisme TG43.

6 Détermination expérimentale des paramètres du protocole dosimétrique le AAPM TG-43

6.1 La fonction géométrique

L'utilisation du visuel basic (VB) sous Excel; nous a permis d'écrire un programme pour le calcul de la fonction géométrique d'une source linéaire de 1.1cm de longueur, Les résultats de

calcul sont donnés en annexe. Le facteur géométrique le long de l'axe transversal de la source est représenté dans le tableau 5.12. Les résultats de calcul pour une ouverture angulaire allant de 10° à 90° avec un pas de 10° sont donnés en annexe I.

Tableau 5.12 : Valeurs du facteur géométrique $G(r, \pi/2)$ en cm^{-2} pour $\theta = \pi/2$ en fonction de la distance par rapport au centre d'une source radioactive de 1.1 cm de longueur active

$h = r(\text{cm})$	$\frac{G(r, \pi/2)}{G(1, \pi/2)}$	$G(r, \pi/2) = \frac{\theta_2 - \theta_1}{Lr}$
0,5	3,313	3,029
1	1,000	0,914
1,5	0,466	0,426
2	0,267	0,244
2,5	0,172	0,157
3	0,120	0,110
3,5	0,089	0,081
4	0,068	0,062
4,5	0,054	0,049
5	0,044	0,040
5,5	0,036	0,033
6	0,030	0,028
6,5	0,026	0,024
7	0,022	0,020
7,5	0,019	0,018
8	0,017	0,016
8,5	0,015	0,014
9	0,013	0,012
9,5	0,012	0,011
10	0,011	0,010

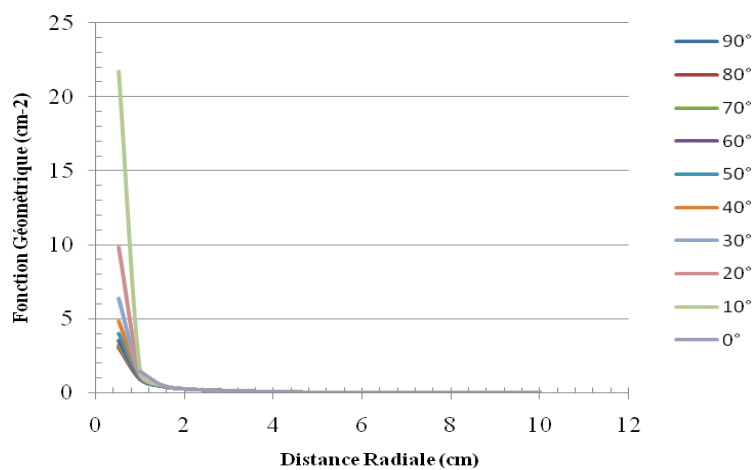


Figure 5.18 : Variation de la fonction géométrique pour une source de 1.1cm de longueur, en fonction de la variation de la distance radiale, pour des angles polaires entre 0° et 90° par rapport à l'axe longitudinal de la source.

6.2 La fonction radiale

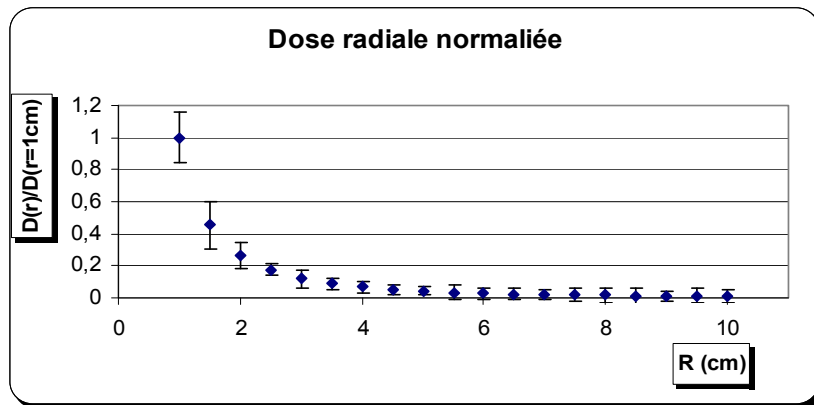


Figure 5.19 : Variation de la dose radiale en fonction de la distance radiale.

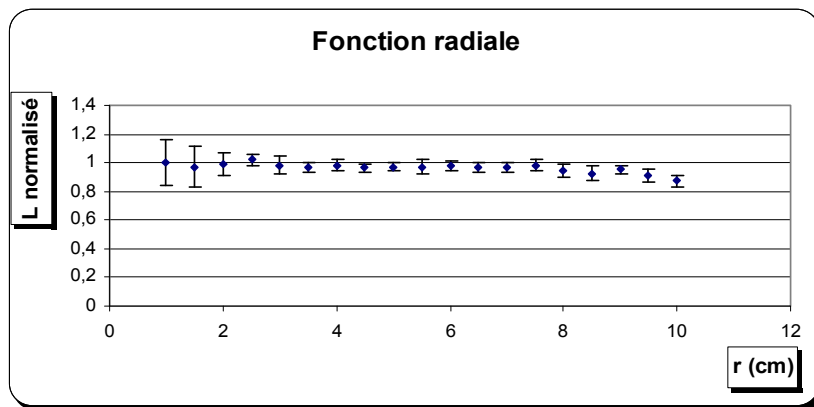


Figure 5.20 : Variation de la fonction radiale en fonction de la distance radiale.

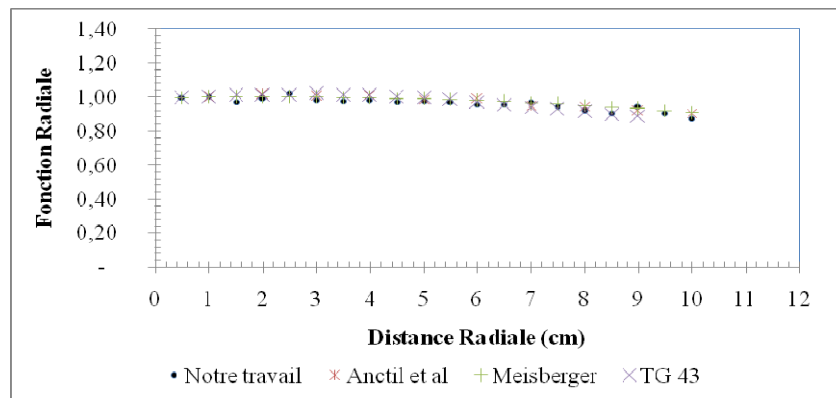


Figure 5.21 : Comparaison entre les fonctions radiales, $g(r)$, d'une source d'Ir192 utilisée en curiethérapie bas débit de dose, mesuré dans ce travail et celles publiés dans la littérature.

La figure 5.21 montre que nos résultats sont en très bon accord avec les résultats obtenus par Meisberger et Anctil entre 1 et 10 cm. En utilisant les valeurs de la fonction radiale, un ajustement nous a permis de représenter la fonction radiale des sources d'Ir192 utilisées en bas débit de dose sous forme d'un polynôme d'ordre trois. Le polynôme est donné par l'expression 20 ci-dessous avec un coefficient de détermination, R^2 , de 0.8349 :

<i>Ce travail :</i>	$g(r)=0.9974 - 3.6379 \cdot 10^{-3} r + 3.5280 \cdot 10^{-4} r^2 - 1.1004 \cdot 10^{-4} r^3$	5.7
<i>Anctil et al :</i>	$g(r)=0.9807 + 2.4663 \cdot 10^{-2} r - 5.5653 \cdot 10^{-3} r^2 + 2.3213 \cdot 10^{-4} r^3$	5.8
<i>Meisberger et al :</i>	$g(r)=1.0130 + 5.0200 \cdot 10^{-3} r - 1.1800 \cdot 10^{-3} r^2 - 2.0100 \cdot 10^{-5} r^3$	5.9
<i>TG 43 (5%)</i>	$g(r)=0.9805 + 8.8132 \cdot 10^{-3} r + 3.5178 \cdot 10^{-3} r^2 - 1.4663 \cdot 10^{-3} r^3 + 9.244 \cdot 10^{-5} r^4$	5.10

6.3 La fonction d'anisotropie.

Nous présentons ici quelques courbes pour quelques profondeurs, le détail des mesures et leurs courbes sont présentées en annexe.

Les valeurs de la fonction d'anisotropie, en fonction de la variation de l'angle polaire de 0° à 180° avec un pas de 10° et pour des distances de 1 à 10cm, sont calculées à partir des mesures de la dose sur l'axe transversal de la source et les valeurs de la fonction géométrique données dans la figure 5.18, pour un élément de 1.1cm de longueur d'un fils d'Ir192 de type IRF2 utilisé en curiethérapie à bas débit de dose, en utilisant l'équation 2.13 définie par le formalisme TG43 à 2D (chapitre 2). Les résultats pour des distances de 2, 3, 5 et 10 cm par rapport à la source sont représentés sur la figure 5.22.

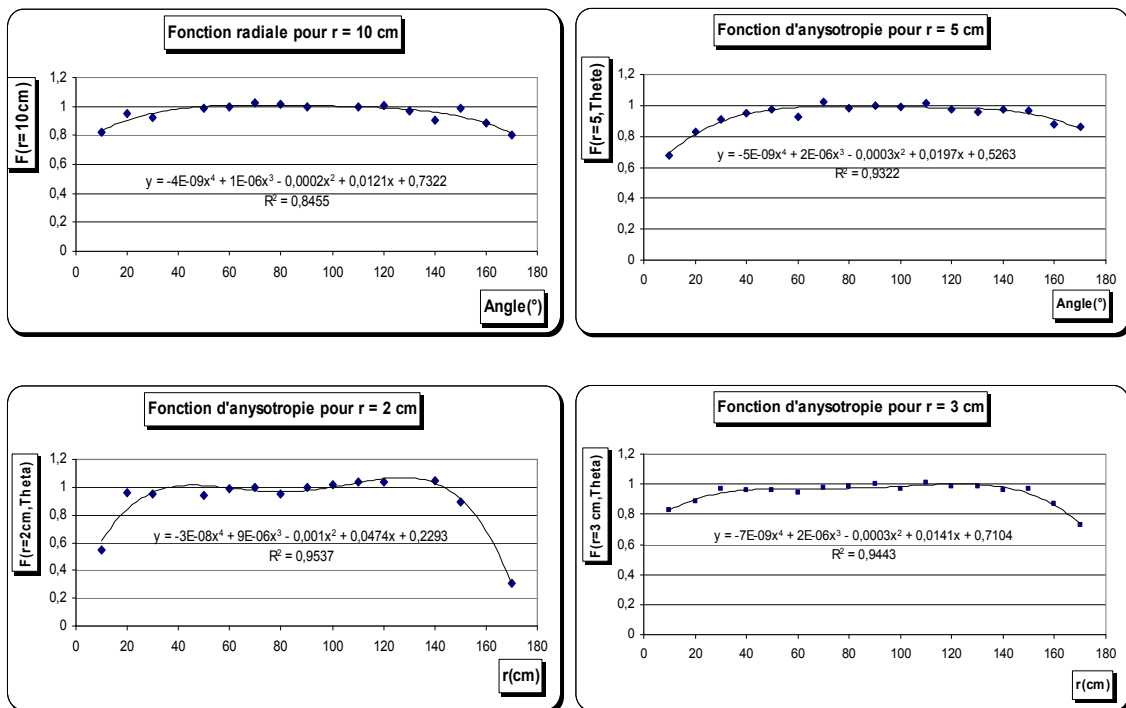


Figure 22 : Variation de la fonction d'anisotropie, $F(r, \theta)$, pour des distances radiales de 2, 3, 5 et 10 cm d'un élément de 1.1cm de longueur d'une source d'Ir192 de type IRF2 utilisée en curiethérapie bas débit de dose.

Dans les tableaux 5.13 et 5.14, nous avons regroupé les résultats publiés dans la littérature de la fonction d'anisotropie d'une source d'Ir 192 utilisée en curiethérapie bas débit de dose.

Tableau 5.13 : Fonction d'anisotropie, $F(r, \theta)$, mesurée à des distances entre 1 et 10 cm et une couverture angulaire de 0° à 170° par rapport à une source d'Ir192 de bas débit de dose (données d'Anctel et al).

angle	Distance (cm)									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0°	0.8516 ±0.044	0.8526 ±0.026	0.8366 ±0.021	0.8276 ±0.018	0.8526 ±0.018	0.8796 ±0.019	0.8606 ±0.018	0.8846 ±0.019	0.8836 ±0.019	0.8866 ±0.019
10°	0.9076 ±0.046	0.9386 ±0.029	0.9316 ±0.023	0.9216 ±0.020	0.9426 ±0.020	0.9416 ±0.020	0.9526 ±0.020	0.9266 ±0.019	0.9276 ±0.019	0.9306 ±0.019
20°	0.9406 ±0.047	0.9736 ±0.028	0.9676 ±0.024	0.9466 ±0.021	0.9636 ±0.020	0.9576 ±0.020	0.9696 ±0.020	0.9656 ±0.020	0.9376 ±0.020	0.9556 ±0.020
30°	0.9636 ±0.043	0.9876 ±0.029	0.9786 ±0.024	0.9716 ±0.021	0.9636 ±0.020	0.9616 ±0.020	0.9686 ±0.020	0.9776 ±0.020	0.9656 ±0.020	0.9726 ±0.020
40°	0.9706 ±0.039	0.9986 ±0.026	0.9866 ±0.025	0.9916 ±0.022	0.9896 ±0.021	0.9876 ±0.021	0.9846 ±0.021	0.9746 ±0.020	0.9646 ±0.020	0.9596 ±0.020
50°	0.9876 ±0.036	0.9886 ±0.025	1.0096 ±0.025	0.9916 ±0.022	0.9876 ±0.021	1.0016 ±0.021	1.0086 ±0.021	0.9896 ±0.021	0.9956 ±0.021	0.9946 ±0.021
60°	0.9736 ±0.029	0.9936 ±0.022	1.0136 ±0.025	0.9956 ±0.022	1.0006 ±0.021	0.9996 ±0.021	1.0066 ±0.021	0.9916 ±0.021	0.9766 ±0.020	0.9916 ±0.021
70°	0.9886 ±0.024	0.9976 ±0.021	0.9956 ±0.025	0.9986 ±0.022	1.0006 ±0.021	0.9936 ±0.021	1.0066 ±0.021	0.9996 ±0.021	1.0066 ±0.021	0.9996 ±0.021
80°	0.9986 ±0.021	1.0076 ±0.019	1.0046 ±0.025	1.0006 ±0.022	0.9876 ±0.021	1.0016 ±0.021	0.9846 ±0.021	0.9876 ±0.021	0.9836 ±0.021	0.9936 ±0.021
90°	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000
100°	1.0036 ±0.021	0.9926 ±0.019	0.9996 ±0.025	0.9926 ±0.022	0.9986 ±0.021	0.9926 ±0.021	1.0006 ±0.021	0.9996 ±0.021	0.9866 ±0.021	1.0066 ±0.021
110°	0.9886 ±0.025	0.9996 ±0.021	0.9996 ±0.025	1.0046 ±0.022	1.0016 ±0.021	1.0036 ±0.021	1.0026 ±0.021	0.9886 ±0.021	0.9956 ±0.021	0.9846 ±0.021
120°	0.9866 ±0.031	0.9916 ±0.022	0.9906 ±0.025	0.9916 ±0.022	1.0006 ±0.021	0.9916 ±0.021	1.0076 ±0.021	1.0006 ±0.021	0.9866 ±0.021	1.0036 ±0.021
130°	0.9936 ±0.038	0.9766 ±0.024	0.9776 ±0.024	0.9906 ±0.022	0.9936 ±0.021	0.9916 ±0.021	0.9906 ±0.021	0.9856 ±0.021	0.9766 ±0.020	0.9716 ±0.020
140°	0.9816 ±0.042	0.9776 ±0.025	0.9866 ±0.025	0.9816 ±0.022	0.9806 ±0.021	0.9756 ±0.020	0.9926 ±0.021	0.9786 ±0.021	0.9686 ±0.020	0.9796 ±0.021
150°		0.9706 ±0.028	0.9706 ±0.024	0.9706 ±0.021	0.9676 ±0.020	0.9786 ±0.021	0.9756 ±0.020	0.9826 ±0.021	0.9686 ±0.020	0.9696 ±0.020
160°		0.9476 ±0.027	0.9616 ±0.024	0.9666 ±0.021	0.9566 ±0.020	0.9576 ±0.020	0.9726 ±0.020	0.9696 ±0.020	0.9606 ±0.020	0.9626 ±0.020
170°				0.9146 ±0.020	0.9266 ±0.019	0.9306 ±0.019	0.9366 ±0.020	0.9346 ±0.020	0.9406 ±0.020	0.9376 ±0.020

Tableau 5.14 : Fonction d'anisotropie, $F(r, \theta)$, mesurée à des distances radiales entre 1 et 9 cm et une couverture angulaire de 0° à 90° par rapport à une source d'Ir192 de bas débit de dose (données du TG43) avec une incertitude moyenne de 5%.

angle	Distance (cm)								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0°	0,8060	0,7880	0,7690	0,8680	0,8310	0,8190	0,8440	0,8240	0,8890
10°	0,8430	0,9060	0,8130	0,9490	0,9310	0,8990	0,9440	0,9320	0,9620
20°	0,9470	0,9470	0,8930	1,0100	0,9940	0,9200	0,9850	0,9260	0,9900
30°	0,9660	0,9410	0,9360	0,9960	1,0300	0,9280	0,9690	0,9580	0,9680
40°	1,0000	0,9450	1,0300	1,0200	1,0700	0,9730	0,9620	0,9700	0,9960
50°	1,0200	0,9490	0,9840	1,0300	1,0500	0,9590	0,9670	0,9820	0,9920
60°	1,0300	0,9530	0,9770	1,0400	1,0300	0,9540	1,0100	0,9700	1,0100
70°	1,0300	0,9890	1,0300	1,0100	1,0100	0,9960	1,0200	0,9830	1,0200
80°	1,0200	0,9910	1,0300	1,0100	1,0200	0,9970	0,9790	0,9940	0,9870
90°	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000

6.4 La constante du débit de dose Λ

La valeur de la constante de débit de dose est calculée à partir des mesures de la dose au point de référence en utilisant l'équation 2.16 définie par le formalisme TG-43. Le débit de kerma

dans l'air est mesurée avec une chambre d'ionisation puits étalonnée en terme de débit de kerma de référence. Les résultats de mesure et de calcul sont donnés dans le tableau 5.15.

Tableau 5.15 : Conditions de mesure de la constante de débit de dose

Données de calibration		Avant correction			
Longueur (cm)	1,1	Dose(1) cGy	Dose(2) cGy	Dose(3) cGy	Dose(4) cGy
T (h) irradiation		2,55			
date Mesure	28/04/2007	86,00	116,18	119,17	93,58
date calibration	12/02/2007				
dt (jour)		75			
(Sk)cGyh-1cm ²		84,43			
FD (correction de désintégration)		2,02			
dose corrigée cGy		173,90	234,92	240,98	189,22
Débit (cGy/h)		68,20	92,12	94,50	74,21
Constante Λ		0,81	1,09	1,12	0,88
Λ moy		0,97			

Parmi quatre mesures nous avons estimé que deux nécessitent une correction à cause du décalage de la source à l'intérieure du cathéter qui est évalué entre 0.1 à 0.2 cm, ce décalage a un grand effet sur les doses dans les positions très proches de la source ($r < 3.5$ cm) et ceci affecte d'une manière directe le calcul de la constante gamma et augmente l'incertitude sur cette constante très importante dans le calcul de dose, l'effet de ce décalage est moins important au-delà de 3.5 cm. La méthode de correction est exposée en annexe, nous présentons ci-après les résultats après correction.

Tableau 5.16 : Comparaison de constante de débit de dose après correction

Données de calibration		Après correction			
Longueur (cm)	1,1	Dose(1) cGy	Dose(2) cGy	Dose(3) cGy	Dose(4) cGy
T (h) irradiation		2,55			
date Mesure	28/04/2007	113,16	116,18	119,17	118,60
date calibration	12/02/2007				
dt (jour)		75			
(Sk)cGyh-1cm ²		84,425			
FD (correction de désintégration)		2,022			
dose corrigée cGy		228,82	234,92	240,98	239,82
débit(cGy/h)		89,73	92,12	94,50	94,05
Constante Λ		1,06	1,09	1,12	1,11
Λ moyenne		1,10			
Erreur type		$\pm 6\%$			
TG43		1.12			
Anctel et al		1.11 ($\pm 2.9\%$)			
Meisberger		1.12			

D'après le tableau 5.16 on remarque que nos résultats sont en très bon accord avec les valeurs publiées dans la littérature.

7 Conclusion

Dans le cadre de ce mémoire de magister, mes travaux ont porté sur :

La vérification de l'homogénéité de la distribution linéique de la matière radioactive au sein des fils d' ^{192}Ir

- Réalisation d'un système motorisé couplé avec une chambre puits.
- Réalisation d'un insert spécial.

Mesure de la longueur d'un fil d' ^{192}Ir .

- Méthode 1 : Utilisation d'un scanneur.
- Méthode 2 : Utilisation d'un pied à coulisse et un gabarit.

La calibration de la source d'Iridium par la méthode de Gotch

- génération d'une qualité de RX et la détermination du coefficient de calibration N_k de la chambre d'ionisation utilisé dans ces travaux pour cette qualité.
- détermination des coefficients de corrections due au capuchon de buld-up de la chambre d'ionisation
- détermination et la séparation du signal primaire et de diffusions de la source d'Iridium par la méthode des sept positions.

Détermination du coefficient de calibration N_k de la chambre d'ionisation pour la qualité D'Iridium.

Calibration de la chambre puits pour la qualité d'Iridium.

Caractérisation et la calibration des détecteurs TLDs

- Détermination du cycle de lecture
- Etalonnage individuel des détecteurs TLDs

Détermination des fonctions dosimétriques du protocole TG-43

- Réalisation d'un fantôme pour la fonction radiale
- Réalisation d'un fantôme pour la fonction d'anisotropie
- Détermination de la constante de débit de dose.

Les objectifs principaux ont été atteints notamment par la réalisation de systèmes mécaniques motorisés et l'établissement des procédures qui ont permis l'amélioration de la précision sur les mesures et la diminution du risque d'exposition aux effets des rayonnements ionisants

Une fonction semi empirique de correction a été établit pour permettre la mesure de longues sources sans les couper.

Des difficultés sont apparues pour la séparation du signal primaire et de diffusé, cela est dû aux petites dimensions de la salle de mesure : nous préconisons alors des locaux plus grand pour réaliser ces mesures à l'aide d'une chambre cylindrique de grand volume (11).

Des travaux future pourraient être menues pour parfaire les résultats obtenus, à savoir :

- Système de découpage des fils d'Iridium
- Méthode de Mont Carlo.

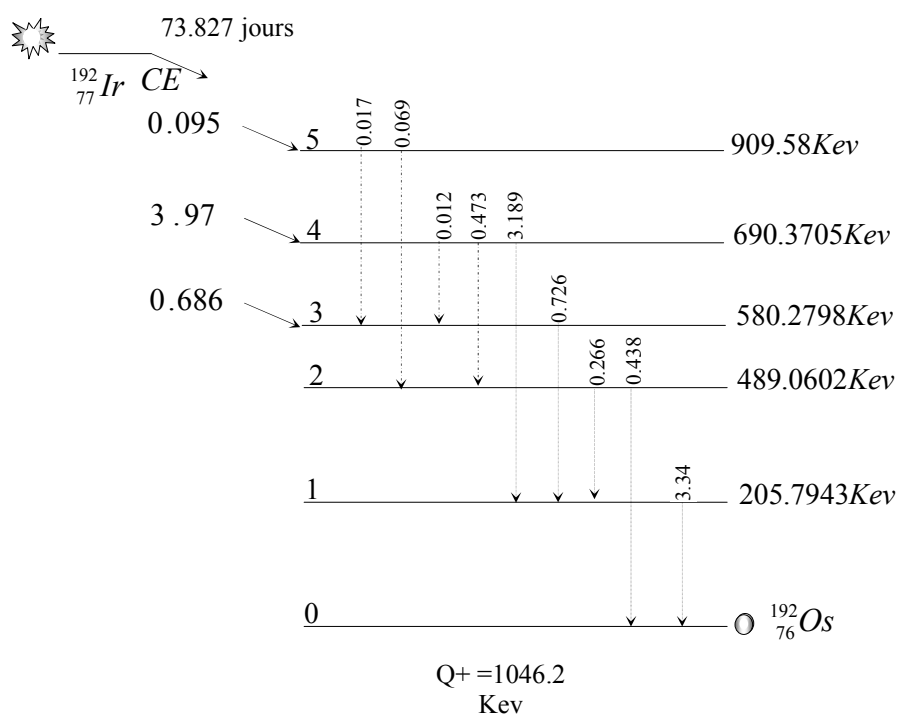
Annexe A

Spectre gamma de l'Iridium-192

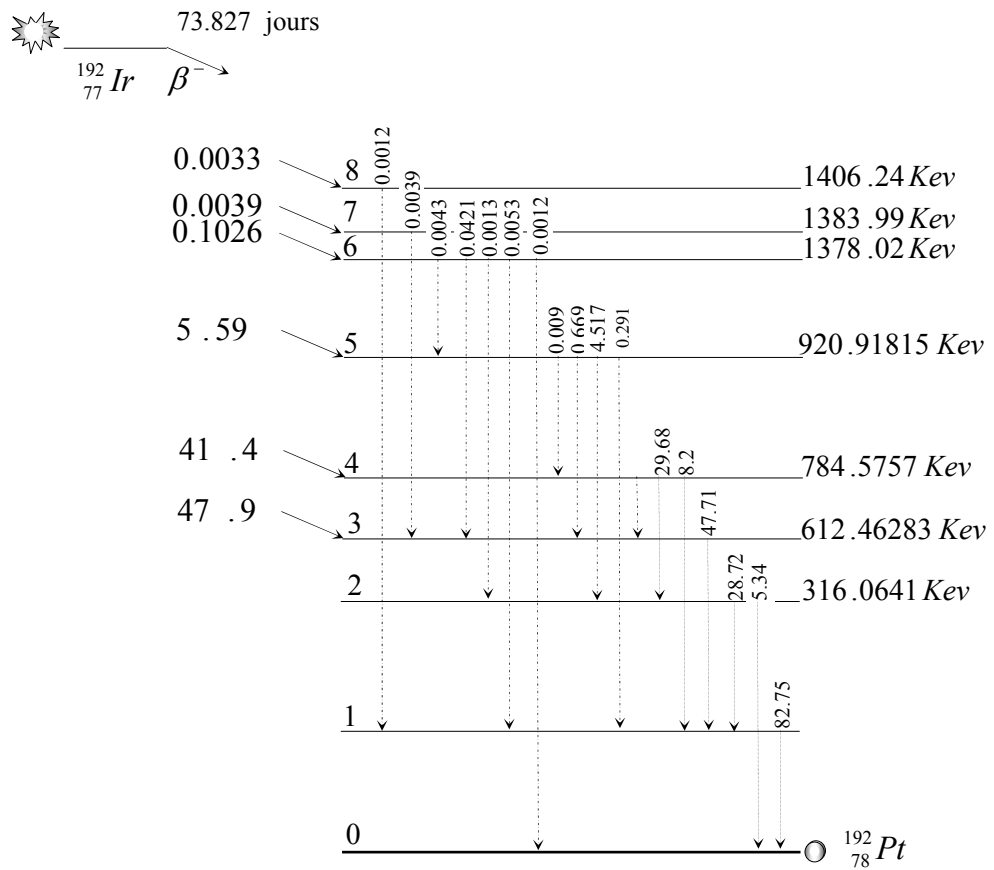
Energie Kev	Photons par 100 désintégrations
110.4	0.0122
176.98	0.0043
280.27	0.009
329.17	0.0174
420.52	0.069
489.06	0.438
599.41	0.0039
593.49	0.0421
765.8	0.0013
1089.9	0.0012
1061.48	0.053
468.0688	47.81
1378.20	0.0012
283.2668	0.266
136.3126	0.199
201.3112	0.473
416.4688	0.669
374.4852	0.726
612.4621	5.34
484.5751	3.189
884.5365	0.291
588.5810	4.517
604.41105	8.20
308.45507	29.68
316.50618	82.75
205.79430	3.34
295.95650	28.72

Spectre X de l'Irriidium-192

Energie Kev	Photons par 100 désintégrations
7.822--1292	1.525
61.4873	1.211
63.0011	2.09
71.078	0.710
71.414	
71.824	
71.895	
73.387	0.180
73.615	
73.808	
9.4—13.8	3.96
65.123	2.66
66.833	4.55
75.369	1.58
75.749	
76.234	
77.786	
78.07	0.411
78.314	



Probabilité et intensité des photons γ pour
100 désintégrations



Probabilité et intensité des photons γ pour 100 désintégrations

Annexe B

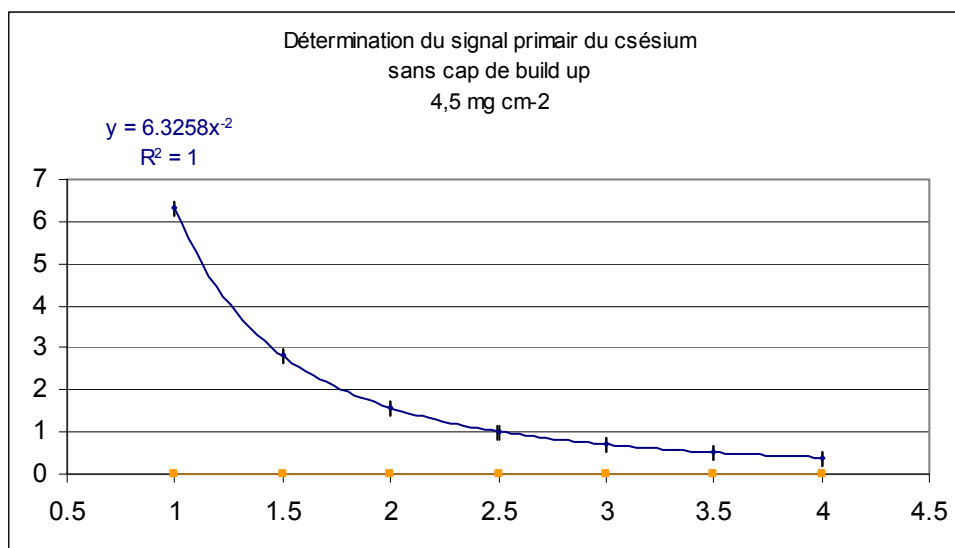
Détermination du facteur d'atténuation et de diffusion des capuchons de build-up pour la qualité du Césium ¹³⁷Cs

conditions physiques

t (s)	30	Temps d'acquisition du signal
T (°C)	20.8	Température mesurée
P (hp)	100.4	Pression mesurée
F _{TP}	1.0112	Coefficient de correction de température et de pression

Tableau 0-1 : Mesures sans Capuchon de build up

d+c (m)	Mmoy	Ecart-type /Mmoy	M, FTP	Mp (nC)	Mp+Ms (nC)	Ms (nC)
1	5.33682	0.01%	5.40069	6.32579	6.32704	-0,0125
1,5	2.494	0.03%	2.52385	2.81146	2.81271	-0,0125
2	1.44136	0.04%	1.45861	1.58145	1.5827	-0,0125
2,5	0.93832	0.21%	0.94955	1.01213	1.01338	-0,0125
3	0.65823	0.04%	0.6661	0.70287	0.70412	-0,0125
3,5	0.48377	0.05%	0.48956	0.51639	0.51764	-0,0125
4	0.37282	0.07%	0.37728	0.39536	0.39661	-0,0125

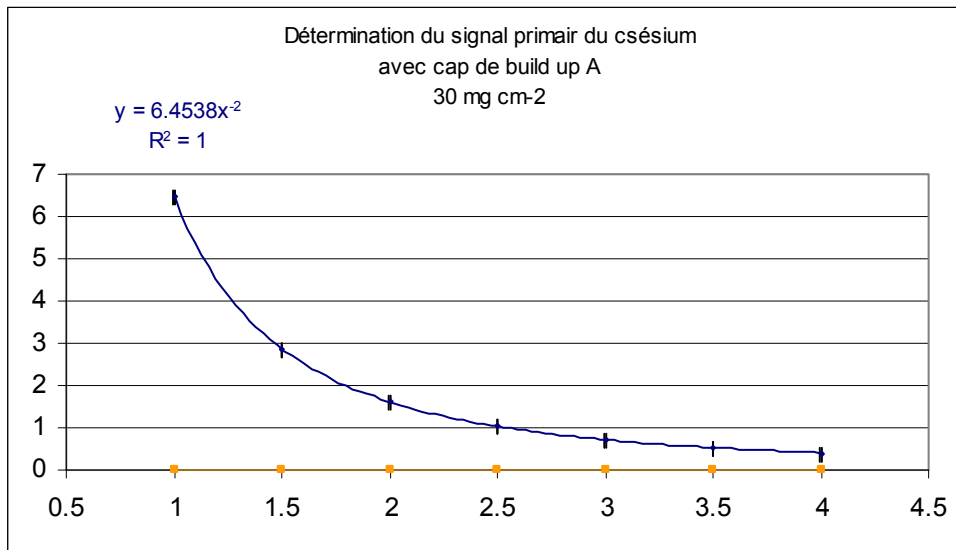


Résultats :

Sans Cap (mg cm ²)	4.5	Capuchon de build up utilisé
f (nC m²)	6.3258	Coefficient de proportionnalité du signal primaire
c (m)	0.0321	Constante de décalage (off set)
ms (nC)	0.00135	Signal de diffusion

Tableau 0-2 : Mesures avec Capuchon de build up A

d+c (m)	Mmoy	Ecart-type /Mmoy	M, FTP	Mp	Mp+Ms	Ms
1	5.9792	0.09%	6.05075	6.45382	6.4647	0.01088
1,5	2.70936	0.07%	2.74179	2.86836	2.87924	0.01088
2	1.52936	0.05%	1.54767	1.61346	1.62434	0.01088
2,5	0.98673	0.05%	0.99854	1.03261	1.04349	0.01088
3	0.68391	0.04%	0.69209	0.71709	0.72797	0.01088
3,5	0.49923	0.03%	0.5052	0.52684	0.53772	0.01088
4	0.38218	0.05%	0.38676	0.40336	0.41424	0.01088



Résultats :

Sans Cap (mg cm²)

30 Capuchon de build up utilisé

f (nC m²)

6.45382 Coefficient de proportionnalité du signal primaire

c (m)

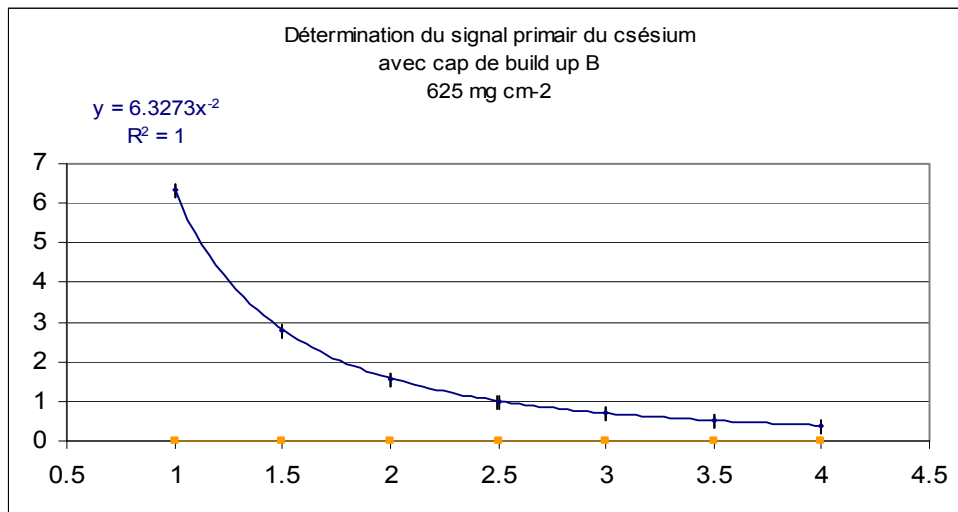
0.03182 Constante de décalage (off set)

ms (nC)

0.01088 Signal de diffusion

Tableau 0-3 : Mesures avec Capuchon de build up B

d+c (m)	Mmoy	Ecartype/Mmoy	M, FTP	Mp	Mp+Ms	Ms
1	6.340	0.18%	6.416	6.327	6.349	0.021
1,5	2.792	0.04%	2.825	2.812	2.833	0.021
2	1.553	0.03%	1.572	1.582	1.603	0.021
2,5	0.986	0.03%	0.998	1.012	1.034	0.021
3	0.678	0.04%	0.686	0.703	0.724	0.021
3,5	0.488	0.91%	0.494	0.516	0.538	0.021
4	0.375	0.00%	0.379	0.395	0.417	0.021

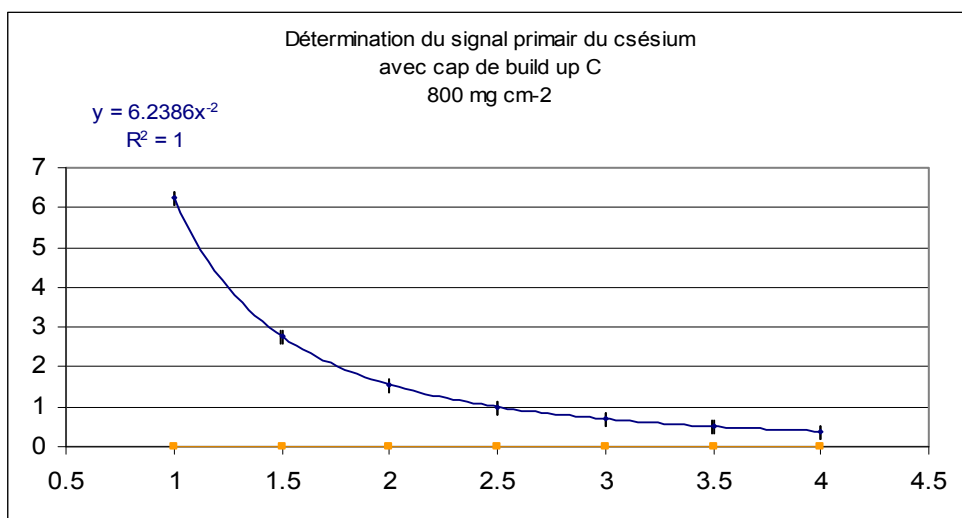


Résultats :

Sans Cap (mg cm ²)	625	Capuchon de build up utilisé
f (nC m²)	6.327	Coefficient de proportionnalité du signal primaire
c (m)	-0.0086	Constante de décalage (off set)
ms (nC)	0.02136	Signal de diffusion

Tableau 0-4 : Mesures avec Capuchon de build up C

d+c (m)	Mmoy	Ecart-type /Mmoy	M, FTP	Mp	Mp+Ms	Ms
1	6.312	0.02%	6.388	6.238	6.257	0.018
1,5	2.772	0.04%	2.805	2.773	2.791	0.018
2	1.542	0.03%	1.561	1.560	1.578	0.018
2,5	0.978	0.27%	0.989	0.998	1.017	0.018
3	0.673	0.05%	0.681	0.693	0.712	0.018
3,5	0.487	0.06%	0.493	0.509	0.528	0.018
4	0.372	0.11%	0.376	0.390	0.408	0.018

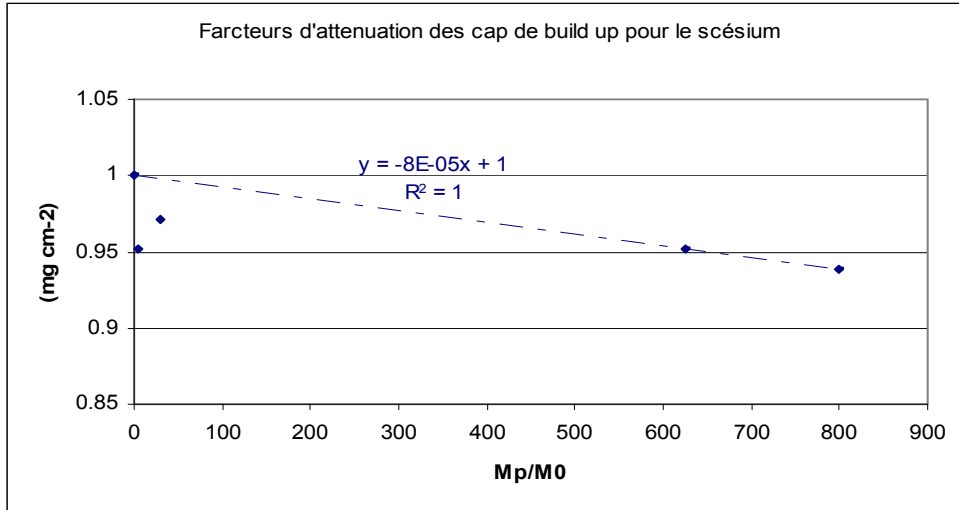


Résultats :

Sans Cap (mg cm ²)	800	Capuchon de build up utilisé
f (nC m ²)	6.239	Coefficient de proportionnalité du signal primaire
c (m)	-0.0132	Constante de décalage (off set)
ms (nC)	0.0184	Signal de diffusion

Facteurs de correction du build up pour le ^{137}Cs

Cap de build up (mg cm-2)	Mp à 1m (nC)	Mp/M0	$A_{^{137}\text{Cs}}$
Extrapolation	0	6.6442	1
Sans Cap	4.5	6.32579	0.95208
A :	30	6.45382	0.97135
Build up ^{137}Cs	120	6.5842	0.99097
B :	625	6.32733	0.95231
C :	800	6.23861	0.93896



Annexe C

Détermination du coefficient d'atténuation et la correction correspondante des cap de build up pour les RX .

Conditions physiques

date 20/11/06

Chambre NE 2611 Cylindrique

Qualité des RX

CDA

2,631 mm Cu \equiv 2,6 mm Cu + 0,05 Al

Filtration ADD

2,021 mm Cu \equiv 2 mm Cu + 0,025 Al

t (s) 6

T (°C) 21.9

P (hp) 101.117017

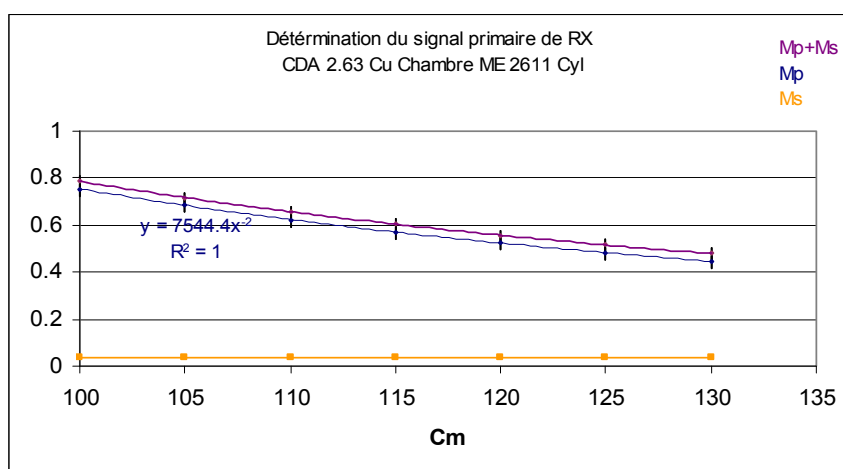
F_{TP} 1.0058

Vérification de la qualité

CDA	0	2.631	I/I ₀	Ecart Relatif
	I ₀	I	0.51131	0.49%
	1.51619048	0.7752381		

CHAMBRE NE 2611 CYL

d+c Cm	Moyenne	Ecart-type	M.FTP	Mp	Ms	Mp+Ms
100	0.7744	0.34%	0.77889152	0.754437	0.033	0.787437
105	0.70788571	0.29%	0.71199145	0.6842966	0.033	0.7172966
110	0.65068571	0.21%	0.65445969	0.62350165	0.033	0.65650165
115	0.59862857	0.16%	0.60210062	0.57046276	0.033	0.60346276
120	0.55131429	0.31%	0.55451191	0.52391458	0.033	0.55691458
125	0.50834286	0.43%	0.51129125	0.48283968	0.033	0.51583968
130	0.47177143	0.27%	0.4745077	0.44641243	0.033	0.47941243



Résultats :

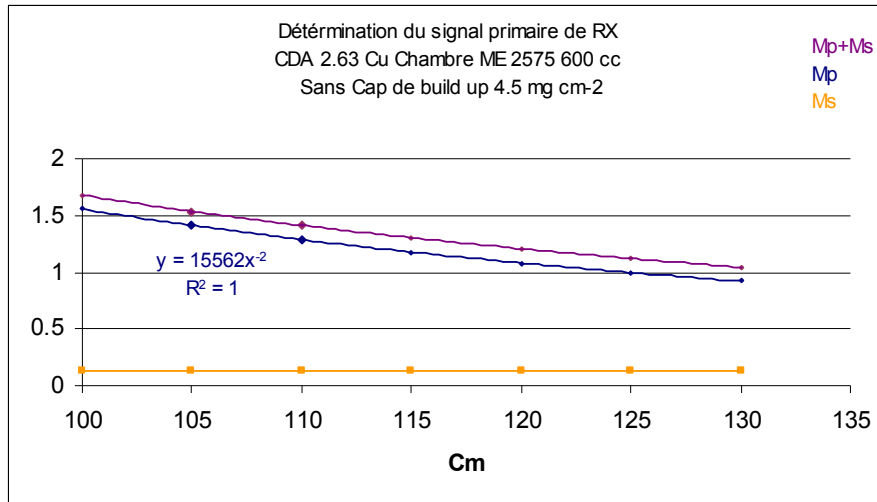
f (cm⁻²) : 7544.37

c (cm) : 0.4

Ms : 0.033

Mesures sans capuchon de build-up 4.5 mg c2 CHAMBRE NE 2575, 600 cc

d+c Cm	Moyenne	Ecartype	M.FTP	Mp	Ms	Mp+Ms
100	1.64	0.0000%	1.649512	1.55624	0.1243	1.68054
105	1.51256494	0.2544%	1.52133781	1.41155556	0.1243	1.53585556
110	1.40685714	0.1816%	1.41501691	1.28614876	0.1243	1.41044876
115	1.29714286	0.0000%	1.30466629	1.17674102	0.1243	1.30104102
120	1.2	0.0000%	1.20696	1.08072222	0.1243	1.20502222
125	1.09714286	0.0000%	1.10350629	0.9959936	0.1243	1.1202936
130	1.01714286	0.0000%	1.02304229	0.92085207	0.1243	1.04515207

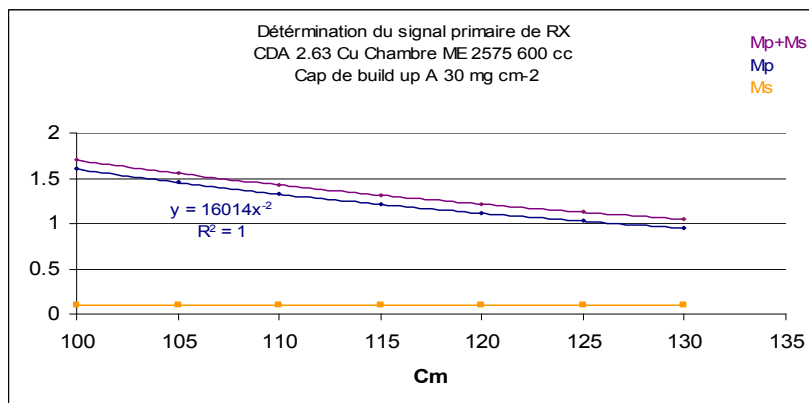


Résultats :

f (cm-2) 15562.4
c (cm) 0.5
ms 0.124328

Mesures avec capuchon de build-up A 30 mg cm-2 CHAMBRE NE 2575, 600

d+c Cm	Moyenne	Ecartype	M.FTP	Mp	Ms	Mp+Ms
100	1.66857143	0	1.67824914	1.601411	0.1004	1.701811
105	1.53714286	0	1.54605829	1.45252698	0.1004	1.55292698
110	1.41714286	0	1.42536229	1.32348017	0.1004	1.42388017
115	1.30857143	0	1.31616114	1.21089679	0.1004	1.31129679
120	1.20685714	0.00211749	1.21385691	1.11209097	0.1004	1.21249097
125	1.10795455	0	1.11438068	1.02490304	0.1004	1.12530304
130	1.02506494	0.00312271	1.03101031	0.94758047	0.1004	1.04798047

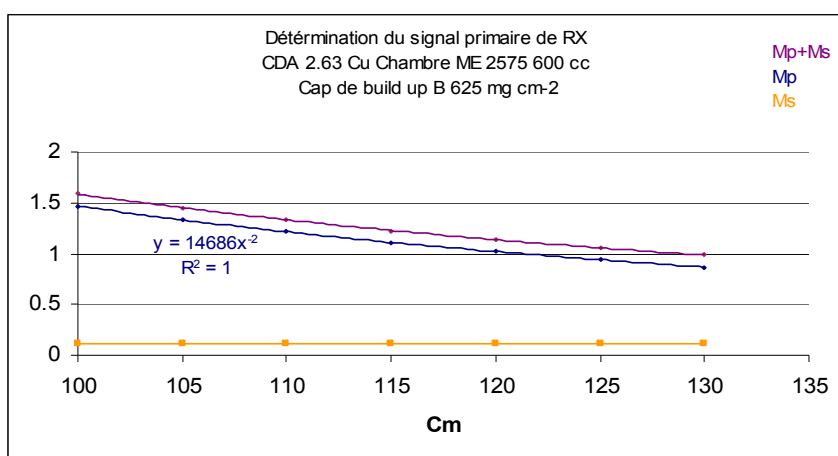


Résultats :

f (cm-2) 16014.11
c (cm) 0.33
ms 0.1004

Mesures avec capuchon de build-up B 625 mg cm-2 CHAMBRE NE 2575, 600 cc

d+c Cm	Moyenne	Ecartype	M.FTP	Mp	Ms	Mp+Ms
100	1.56114286	0.00163695	1.57019749	1.46859	0.117	1.58559
105	1.43428571	0	1.44260457	1.33205442	0.117	1.44905442
110	1.33142857	0	1.33915086	1.21371074	0.117	1.33071074
115	1.22285714	0	1.22994971	1.11046503	0.117	1.22746503
120	1.14857143	0	1.15523314	1.01985417	0.117	1.13685417
125	1.05714286	0	1.06327429	0.9398976	0.117	1.0568976
130	0.97142857	1.2778E-16	0.97706286	0.86898817	0.117	0.98598817



Résultats :

f (cm-2) 14685.9
c (cm) 0.57
ms 0.117

Mesures avec capuchon de build-up C 800 mg cm-2 CHAMBRE NE 2575, 600 cc

d+c Cm	Moyenne	Ecartype	M.FTP	Mp	Ms	Mp+Ms
100	1.53409091	0	1.54298864	1.452645	0.108	1.560645
105	1.41392208	0.00311915	1.42212283	1.31759184	0.108	1.42559184
110	1.30857143	0	1.31616114	1.20053306	0.108	1.30853306
115	1.2	0	1.20696	1.09840832	0.108	1.20640832
120	1.10857143	0	1.11500114	1.00878125	0.108	1.11678125
125	1.02857143	0	1.03453714	0.9296928	0.108	1.0376928
130	0.94857143	0	0.95407314	0.85955325	0.108	0.96755325

Résultats :

f (cm-2) 14526.45
c (cm) 0.21
ms 0.108

Coefficients d'atténuation et les facteurs de correction

Cap	mg cm-2	Mp/Mp0	Att _{2.63 mm Cu}	A _{2.63 mm Cu}
Extrapolation	0	1.605	1	1
Sans Cap	4.5	1.55624	0.96961994	1.03133193
A	30	1.601411	0.99776386	1.00224115
B	625	1.46859	0.91500935	1.09288501
C	800	1.452645	0.90507477	1.1048811

Annexe D

Coefficient d'atténuation du Cu en fonction de l'énergie¹ $\rho = 8.96.g/cm^3$

E.(Kev)	$\mu / \rho.(cm^2 / g)$	CDA.(mm.Cu)
1.09	9824	7.87461E-05
1.1	11370	6.80389E-05
2	2349	0.000329332
4	358	0.002160899
5	193.4	0.004000009
6	116.6	0.006634663
8.97	37.81	0.020460242
8.97	288.9	0.002677749
10	219.2	0.003529205
15	74.76	0.010347803
20	33.86	0.022847069
30	10.8	0.071629793
40	4.779	0.161875238
50	2.561	0.302070193
60	1.562	0.495263613
80	0.7519	1.028862567
100	0.4549	1.700597415
150	0.2226	3.475299928
200	0.157	4.927399771
300	0.1125	6.876460125
400	0.0944	8.194933941
500	0.0837	9.242553931
550	0.0797	9.706421129
800	0.066	11.72123885
1000	0.0589	13.13415559
1250	0.0525	14.7352717
1500	0.048	16.11670342
2000	0.042	18.41908962
3000	0.036	21.48893789
4000	0.0332	23.30125795
5000	0.0317	24.40384114
6000	0.0307	25.19875453
8000	0.0303	25.53141135
10000	0.031	24.95489561
15000	0.032	24.17505513
20000	0.0341	22.68626874
30000	0.0371	20.85179957
40000	0.0391	19.78521136
50000	0.0412	18.77674185
60000	0.0424	18.24532462
80000	0.0447	17.30652716
100000	0.0467	16.56534827

¹ L'énergie et le coefficient d'atténuation correspondant sont extraits du livre de Cuningham, la CDA est calculée à partir de l'équation :

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\mu.(CDA)} = 2^{-1}$$

Annexe E

Facteur d'atténuation de l'¹⁹²Ir dans l'air

Fatt_{Ir192}	d (cm)
1,012	100
1,011	90
1,0105	85
1,01	80
1,0095	75
1,009	70
1,008	65

ANNEXE F

N°	TL	TL	TL	TL	TL	TL	TL	TL
1	747	1199	966	1276	1251	1152	1171	1128
2	1217	1202	1268	1324	1274	1257	1188	1206
3	1167	1167	1294	1248	1254	1249	1212	1199
4	1175	1039	1337	1261	1219	1225	1207	1207
5	1171	1161	1306	1298	1286	1279	1233	1253
6	1103	1162	1282	1287	1281	1262	1144	1215
7	1147	1185	1305	1305	1310	1266	1276	1244
8	1109	1138	1145	1369	1258	1251	1231	1228
9	1010	1209	1319	1302	1300	1232	1110	1221
10	1158	1094	1293	1172	1205	1171	1194	1133
11	1093	569	1267	1345	1256	1221	1239	1252
12	1086	1194	1267	1313	1256	1266	1167	1244
13	1188	1176	1305	1327	1314	1224	1099	1097
14	1200	1164	1334	1231	1193	0	0	0
15	945	1059	1094	1277	1258	1239	1198	1214
16	1275	1191	1372	1332	1214	1199	1205	1191
17	1116	1136	1189	1083	1263	1240	984	1226
18	1268	1202	1305	1310	1323	952	1273	940
19	1318	633	1312	1149	1331	1286	1269	1265
20	1279	1232	1333	1344	1343	1297	1481	1257
21	1332	1267	1321	1350	1358	1305	1247	1273
22	1295	1231	1354	1357	1343	1336	1287	1276
23	1275	1229	1350	1365	1347	1329	1243	1303
24	1136	1240	1351	1308	1009	1292	1164	1274
25	1301	1240	1282	1180	1194	1204	1216	1170
26	1361	1238	1360	1366	1343	1324	1034	1068
27	1206	1333	1338	1275	1187	1328	1225	1222
28	1158	1264	1240	1243	1235	1211	0	1173
29	1290	1273	1346	1316	1310	1276	1252	1264
30	1299	1196	1310	1255	1312	1217	1177	1222
31	1266	1294	1323	1284	1250	1238	1202	1244
32	1291	1284	1325	1313	1297	1269	1234	1223
33	1171	1192	1231	1309	1298	1270	1238	1228
34	1324	1361	1274	1236	1263	1222	1199	1212
35	1171	1292	1278	1296	1317	1289	1285	1268
36	1235	1314	1330	1356	1291	1293	1268	1235
37	1330	1238	1332	1312	1325	1277	1257	1265
38	1251	1312	1320	1346	1354	1309	1283	1293
39	1248	1290	1256	1355	1321	1312	1287	1282
40	1305	1357	1325	1278	1223	1226	1184	1200
41	1294	1273	1284	1344	1277	1168	1218	1134
42	1270	1265	1252	1189	1241	1241		1208
43	1419	1334	1407	1387	1332	1301	1261	1280

44	1248	1295	1308	1353	1324	1321	1268	1271
45	1321	1360	1320	1377	1335	1320	1257	1305
46	1303	1319	1302	1300	1329	1301	1213	1278
47	1274	1326	1339	1326	1309	1284	1264	1298
48	1367	1344	1349	1339	1316	1285	1262	1288
49	1297	1311	1345	1322	1291	1293	1292	1283
50	1370	1389	1337	1367	1379	1338	1134	1271
51	1158	1345	1332	1296	1362	1286	1176	1093
52	1328	1099	1219	1102	1021	1219	1273	1251
53	1299	1362	1271	1323	1300	1269	1257	1289
54	1260	1377	1302	1275	1319	1300	1158	1254
55	1274	1305	1288	1359	1181	1230	1264	1171
56	1326	1263	1292	1259	1271	1212		1209
57	1314	1390	1294	1370	1269	1178	1300	1315
58	1437	1279	1386	1354	1283	1171	1266	1254
59	1411	1294	1322	1345	1247	1256	1278	1304
60	1263	1291	1306	1340	1323	1243	1228	1285
61	1270	1255	1280	1308	1366	1232	1216	1288
62	1337	1276	1284		1327	1259	1247	1276
63	1344	1244	1288	1300	1331	1262	1247	1273
64	1394	1318	1331	1324	1366	1294	1265	1289
65	1254	1291	1381	1254	1274	1248	1212	1274
66	1349	1350	1376	1343	1325	1243	1232	1245
67	1429	1367	1343	1345	1374	1313	1284	1314
68	1371	1364	1392	1360	1306	1317	1301	1311
69	1368	1269	1349	1333	1352	1269	1259	1270
70	1376	1293		1282		1262	1321	1206
71	1235	1285	1264	1315	1275	1226	1230	1254
72	1295	1280	1296	1325	1239	1258	1230	1270
73	1390	1319	1320	1342	1350	1288	1260	1305
74	1394	1340	1353	1344	1351	1280	1255	1281
75	1232	1352	1285	1345	1291	1253	1261	1274
76	1329	1364	1322	1344	1379	1304	1238	1328
77	1341	1355	1347	1280	1355	1320	1278	1303
78	1392	1311	1359	1361	1390	1312	1278	1307
79	1282	1391	1241	1291	1286	1289	1250	1273
80	1419	1297	1392	1323	1389	1350	1324	1333
81	1326	1266	1255	1356	1319	1316	1287	1285
82	1401	1253	1232	1277	1275	1286	1256	1225
83	1336	1210	1264	1343	1320	1269	1207	1255
84	1324	1307	1279	1245	1235	1240	1260	1199
85	1347	1287	1309	1306	1223	1254	1254	1263
86	1496	1335	1393	1291	1331	1257	1255	1264
87	1251	1215	1276	1403	1340	1323	1294	1326
88	1374	1273	1309	1291	1264	1251	1161	1288
89	1441	1304	1228	1286	1289	1257	1215	1229
90	1317	1311	1188	1309	1267	1294	1269	1263
91	1414	1368	1328	1386	1324	1317	1280	1323

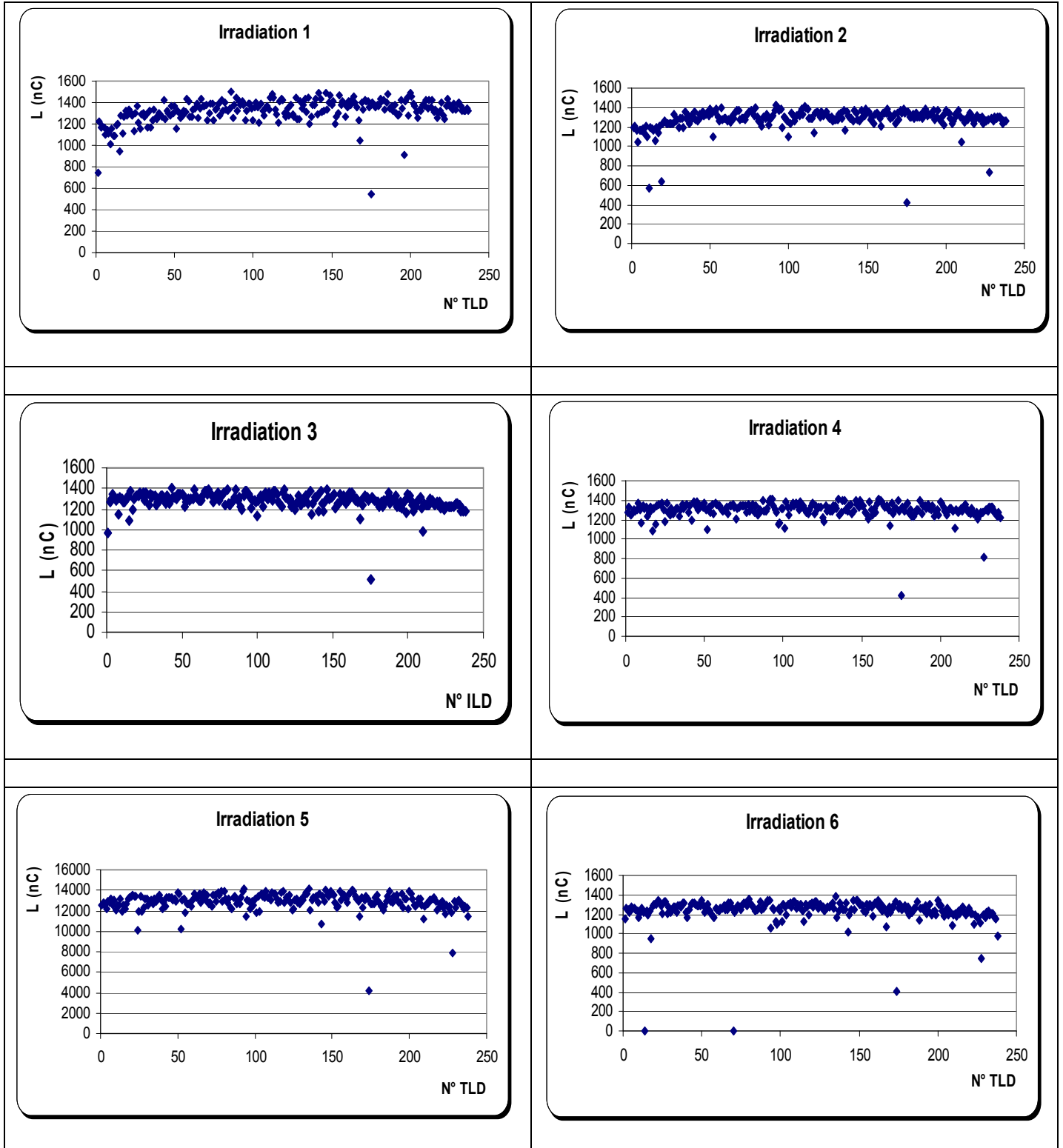
92	1380	1429	1379	1405	1396	1342	1328	1341
93	1413	1399	1373	1408	1414	1340	1321	1330
94	1374	1375	1337	1346	1148	1057	1112	1111
95	1233	1385	1315	1299	1309	1264	1211	1242
96	1320	1194	1214	1269	1293	1242	1198	1229
97	1390	1306	1281	1157	1217	1120	1118	1076
98	1390	1291	1288	1163	1296	1105	1110	1118
99	1340	1265	1274	1309	1251	1259	1233	1244
100	1231	1100	1132	1315	1319	1231	1196	1216
101	1360	1239	1282	1117	1179	1123	1267	1111
102	1403	1342	1323	1380	1344	1298	1136	1272
103	1356	1312	1304	1335	1197	1277	1246	1251
104	1208	1262	1216	1247	1362	1196	1166	1213
105	1394	1319	1353	1324	1346	1305	1273	1302
106	1328	1329	1310	1367	1329	1320	1257	1268
107	1283	1319	1293	1338	1385	1270	1235	1263
108	1351	1379	1364	1375	1327	1331	1241	1299
109	1361	1327	1311	1351	1333	1329	1285	1288
110	1329	1414	1281	1308	1309	1267	1262	1242
111	1445	1397	1381	1385	1377	1300	1269	1289
112	1477	1383	1375	1333	1369	1281	1224	1255
113	1442	1288	1344	1349	1369	1296	1255	1249
114	1337	1287	1274	1306	1319	1231	1252	1254
115	1294	1288	1247	1279	1275	1123	1214	1226
116	1215	1140	1224	1262	1294	1298	1169	1178
117	1410	1340	1354	1297	1383	1277	1268	1284
118	1437	1360	1392	1336	1389	1196	1271	1292
119	1422	1345	1319	1373	1281	1305	1208	1205
120	1295	1299	1295	1257	1335	1320	1234	1266
121	1267	1355	1284	1338	1333	1270	1205	1222
122	1341	1315	1295	1314	1351	1331	1263	1258
123	1274	1330	1222	1334	1279	1329	1235	1250
124	1378	1358	1242	1328	1202	1267	1223	1233
125	1290	1295	1193	1214	1214	1300	1118	1191
126	1263	1282	1249	1178	1304	1281	1184	1173
127	1444	1303	1334	1346	1314	1273	1231	1233
128	1248	1256	1256	1285	1279	1230	1277	1252
129	1241	1281	1244	1319	1264	1257	1234	1231
130	1406	1270	1269	1291	1306	1274	1233	1263
131	1347	1278	1261	1288	1308	1274	1235	1284
132	1376	1327	1323	1342	1337	1284	1243	1278
133	1432	1343	1327	1342	1382	1318	1284	1311
134	1314	1292	1254	1314	1363	1266	1185	1258
135	1446	1366	1375	1404	1414	1380	1328	1358
136	1201	1173	1152	1243	1208	1164	1161	1175
137	1267	1361	1247	1277	1301	1240	1213	1258
138	1382	1313	1310	1394	1327	1315	1268	1296
139	1375	1285	1314	1396	1325	1267	1238	1240

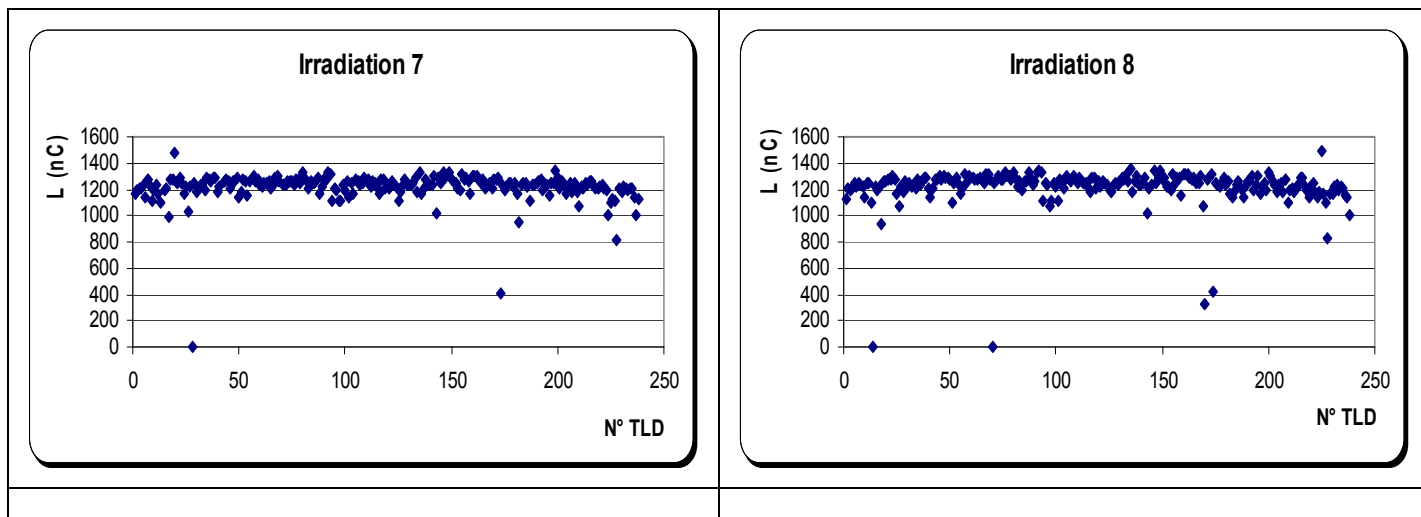
140	1433	1283	1329	1308	1336	1242	1232	1229
141	1286	1260	1179	1285	1275	1246	1240	1248
142	1491	1366	1369	1344	1367	1315	1301	1288
143	1432	1340	1259	1362	1070	1019	1018	1021
144	1313	1270	1181	1262	1346	1197	1285	1209
145	1326	1256	1265	1282	1290	1247	1242	1237
146	1488	1367	1393	1401	1405	1344	1325	1337
147	1329	1308	1312	1350	1354	1251	1282	1253
148	1398	1320	1300	1327	1337	1345	1314	1288
149	1468	1389	1314	1399	1390	1348	1327	1340
150	1378	1362	1331	1338	1366	1298	1271	1272
151	1414	1355	1347	1344	1351	1299	1264	1288
152	1198	1277	1212	1273	1274	1291	1251	1224
153	1271	1308	1255	1261	1228	1234	1205	1219
154	1302	1230	1247	1213	1241	1220	1199	1191
155	1467	1326	1339	1389	1385	1302	1319	1310
156	1372	1343	1277	1308	1306	1269	1271	1251
157	1414	1333	1326	1241	1354	1306	1294	1281
158	1388	1283	1314	1320	1354	1281	1255	1285
159	1262	1208	1255	1271	1320	1180	1173	1159
160	1360	1343	1284	1364	1279	1319	1308	1317
161	1410	1339	1361	1406	1369	1313	1299	1317
162	1382	1341	1323	1398	1374	1336	1308	1320
163	1417	1386	1366	1378	1402	1274	1273	1288
164	1457	1327	1316	1341	1389	1296	1250	1270
165	1396	1293	1280	1325	1343	1240	1269	1293
166	1360	1300	1291	1344	1319	1261	1212	1250
167	1239	1329	1270	1296	1293	1074	1235	1251
168	1046	1240	1101	1139	1146	1211	1246	1296
169	1401	1337	1286	1375	1324	1275	1205	1076
170	1337	1271	1231	1266	1231	1214	1273	327
171	1421	1367	1322	1320	1298	1271	1273	1280
172	1409	1344	1317	1316	1337	1276	1287	1281
173	1407	1381	1306	1402	1319	1335	405	1310
174	1352	1336	1285	1293	423	406	1238	419
175	543	423	509	415	1262	1258	1194	1244
176	1405	1361	1318	1322	1271	1296	1215	1228
177	1374	1305	1302	1283	1267	1242	1246	1224
178	1351	1304	1278	1338	1328	1263	1245	1244
179	1376	1325	1275	1368	1351	1291	1223	1288
180	1367	1293	1275	1275	1290	1246	1247	1229
181	1430	1338	1216	1301	1270	1274	1165	1255
182	1414	1307	1267	1233	1243	1197	954	1172
183	1426	1299	1230	1228	1204	1223	1238	1135
184	1337	1312	1288	1263	1248	1217	1249	1177
185	1395	1283	1269	1301	1286	1258	1249	1236
186	1483	1354	1302	1306	1339	1257	1222	1258
187	1343	1388	1352	1398	1390	1326	1106	1209

188	1368	1312	1257	1263	1291	1136	1235	1142
189	1322	1330	1293	1345	1281	1264	1235	1217
190	1383	1335	1288	1347	1346	1265	1245	1267
191	1298	1334	1298	1309	1328	1253	1259	1260
192	1282	1375	1321	1361	1351	1292	1272	1305
193	1294	1278	1221	1318	1279	1212	1198	1199
194	1418	1305	1222	1297	1281	1237	1223	1230
195	1343	1373	1273	1342	1364	1299	1236	1297
196	907	1271	1214	1233	1228	1190	1156	1169
197	1410	1263	1268	1284	1314	1221	1244	1224
198	1448	1316	1288	1298	1312	1240	1247	1254
199	1279	1223	1169	1251	1213	1188	1341	1193
200	1487	1373	1342	1384	1391	1336	1295	1332
201	1450	1354	1330	1368	1366	1299	1213	1303
202	1394	1338	1276	1334	1312	1282	1267	1261
203	1361	1288	1244	1290	1251	1239	1230	1238
204	1312	1238	1183	1245	1240	1180	1172	1183
205	1254	1259	1216	1282	1264	1230	1209	1236
206	1337	1324	1267	1320	1316	1260	1248	1250
207	1320	1320	1280	1318	1319	1193	1180	1185
208	1376	1365	1317	1293	1254	1223	1249	1273
209	1370	1301	1211	1107	1125	1083	1178	1104
210	1419	1049	979	1298	1237	1192	1069	1194
211	1344	1272	1258	1279	1264	1210	1224	1207
212	1419	1251	1234	1283	1263	1174	1206	1180
213	1357	1289	1239	1321	1309	1233	1251	1209
214	1418	1275	1233	1283	1301	1211	1236	1231
215	1306	1347	1305	1349	1323	1265	1267	1282
216	1339	1328	1278	1362	1327	1272	1259	1282
217	1255	1278	1257	1295	1293	1218	1224	1220
218	1298	1241	1238	1272	1212	1188	1208	1193
219	1324	1282	1263	1265	1227	1221	1212	1141
220	1395	1316	1233	1313	1273	1255	1218	1223
221	1272	1288	1262	1260	1296	1210	1239	1249
222	1250	1288	1212	1260	1233	1211	1209	1184
223	1363	1300	1223	1274	1167	1097	1192	1139
224	1430	1236	1197	1209	1252	1196	1007	1178
225	1383	1266	1229	1249	1235	1172	1094	1487
226	1355	1267	1220	1270	1241	1160	1121	1162
227	1339	1280	1218	1274	1178	1110	1108	1103
228	1388	1222	731	818	793	746	814	825
229	1332	1287	1223	1305	1286	1196	1205	1170
230	1387	1262	1218	1291	1235	1164	1178	1164
231	1405	1301	1243	1331	1291	1226	1218	1227
232	1365	1294	1260	1325	1304	1234	1211	1229
233	1325	1308	1250	1323	1277	1195	1188	1192
234	1322	1308	1239	1280	1259	1201	1202	1214
235	1320	1285	1175	1275	1223	1205	1205	1207

236	1340	1239	1204	1241	1239	1162	1138	1153
237	1318	1263	1179	1280	1225	1151	1006	1133
238	0	1258	1179	1220	1141	977	1127	1006

Stabilisation des TLD au cours de huit cycles d'irradiations et lectures.





Reproductibilité et étalonnage de 88 TLD

D1	D2	D3	D moyenne	Ecart-type /moy	Ci (cGy/nC)
1108	1104	1079	1097	0.97%	0.00911577
1235	1239	1222	1232	0.91%	0.00811688
1239	1241	1227	1236	1.16%	0.00809061
1177	1172	1150	1166	1.25%	0.00857633
1233	1226	1208	1222	1.52%	0.00818331
1318	1316	1284	1306	1.10%	0.00765697
1289	1289	1280	1286	1.60%	0.00777605
1292	1288	1263	1281	1.50%	0.0078064
1334	1336	1299	1323	0.87%	0.00755858
1280	1286	1246	1271	0.32%	0.00786782
1339	1328	1299	1322	1.96%	0.0075643
1931	1929	1903	1921	1.33%	0.00520562
1354	1353	1334	1347	0.96%	0.0074239
1169	1163	1154	1162	2.06%	0.00860585
1306	1310	1272	1296	1.48%	0.00771605
1353	1348	1336	1346	0.46%	0.00742942
1362	1353	1341	1352	1.42%	0.00739645
1394	1397	1385	1392	0.56%	0.00718391
1343	1338	1318	1333	1.27%	0.00750188
1236	1234	1210	1227	0.94%	0.00814996
1324	1309	1294	1309	1.57%	0.00763942
1418	1417	1399	1411	0.39%	0.00708717
1304	1304	1284	1297	1.17%	0.0077101
1362	1348	1325	1345	1.01%	0.00743494
1351	1349	1335	1345	1.37%	0.00743494
1520	1526	1499	1515	1.68%	0.00660066
1261	1270	1240	1257	1.36%	0.00795545
1320	1304	1285	1303	1.01%	0.0076746
1239	1233	1223	1232	0.30%	0.00811688
1342	1347	1313	1334	1.03%	0.00749625
1129	1128	1112	1123	0.39%	0.00890472
1250	1251	1219	1240	1.01%	0.00806452

1375	1363	1345	1361	1.56%	0.00734754
1368	1377	1340	1362	0.71%	0.00734214
1359	1367	1342	1356	1.29%	0.00737463
1355	1361	1334	1350	1.57%	0.00740741
1397	1400	1367	1388	1.88%	0.00720461
1288	1286	1275	1283	1.18%	0.00779423
1324	1334	1311	1323	1.09%	0.00755858
1301	1287	1270	1286	1.03%	0.00777605
1471	1469	1440	1460	1.44%	0.00684932
1365	1372	1340	1359	0.88%	0.00735835
1362	1357	1332	1350	1.10%	0.00740741
1277	1280	1244	1267	0.74%	0.00789266
1296	1298	1267	1287	0.64%	0.00777001
1305	1315	1280	1300	1.28%	0.00769231
1257	1260	1242	1253	1.28%	0.00798085
1341	1335	1326	1334	0.98%	0.00749625
1343	1344	1336	1341	0.73%	0.00745712
1295	1290	1267	1284	1.65%	0.00778816
1308	1310	1267	1295	0.82%	0.00772201
1255	1256	1239	1250	0.77%	0.008
1309	1315	1288	1304	1.35%	0.00766871
1296	1301	1279	1292	2.05%	0.00773994
1326	1324	1286	1312	1.19%	0.00762195
1340	1347	1327	1338	1.00%	0.00747384
1340	1340	1301	1327	0.58%	0.0075358
1281	1283	1267	1277	0.79%	0.00783085
1288	1288	1247	1274	1.35%	0.00784929
1286	1270	1254	1270	0.74%	0.00787402
1179	1191	1164	1178	0.22%	0.00848896
1234	1237	1229	1233	1.15%	0.0081103
1296	1298	1285	1293	1.43%	0.00773395
1287	1286	1267	1280	0.52%	0.0078125
1293	1293	1260	1282	1.44%	0.00780031
1310	1300	1287	1299	0.77%	0.00769823
1316	1321	1284	1307	1.57%	0.00765111
1310	1321	1293	1308	1.04%	0.00764526
1286	1298	1265	1283	0.33%	0.00779423
1323	1332	1299	1318	1.82%	0.00758725
1298	1293	1284	1292	1.17%	0.00773994
1232	1228	1217	1226	1.35%	0.00815661
1218	1218	1176	1204	1.31%	0.00830565
1305	1304	1276	1295	1.61%	0.00772201
1363	1364	1331	1353	0.14%	0.00739098
1883	1867	1830	1860	1.64%	0.00537634
1152	1150	1142	1148	1.63%	0.0087108
1238	1243	1227	1236	0.58%	0.00809061
1832	1836	1792	1820	1.22%	0.00549451
1272	1271	1260	1268	1.08%	0.00788644
1234	1239	1220	1231	0.49%	0.00812348
1289	1275	1258	1274	1.36%	0.00784929
1437	1438	1395	1423	1.32%	0.00702741
1269	1271	1255	1265	0.85%	0.00790514

1187	1190	1177	1185	1.15%	0.00843882
1234	1229	1220	1228	1.24%	0.00814332
1236	1228	1199	1221	1.81%	0.00819001
1749	1737	1705	1730	1.13%	0.00578035

Annexe G

Fonction radiale pour une source d'Ir192 de bas débit de dose

N°	R cm	L(nC)	Ceff (cGy/nC)	Dose cGy
1ière mesure				
1	10	111.2	0.00934579	1.03925234
2	9.5			0
3	9	156.9	0.00845309	1.3262891
4	8.5	180.6	0.00816327	1.47428571
5	8	192.8	0.00877963	1.69271291
6	7.5	230	0.00854701	1.96581197
7	7	277	0.00816993	2.2630719
8	6.5	322	0.00831255	2.67664173
9	6	369	0.00830565	3.06478405
10	5.5	456	0.00816993	3.7254902
11	5	517	0.0084674	4.37764606
12	4.5	677	0.00815661	5.52202284
13	4	1168	0.00566251	6.61381653
14	3.5	1077	0.00806452	8.68548387
15	3	1265	0.0088968	11.2544484
16	2.5			
17	2	3020	0.00834028	25.1876564
18	1.5	5040	0.00801925	40.4170008
19	1	10260	0.00838223	86.0016764
20	0.5	26000	0.00838223	217.937972
2ième mesure				
21	10	128.2	0.00793021	1.01665345
22	9.5	133.1	0.00881057	1.17268722
23	9	160	0.00814996	1.30399348
24	8.5	192.6	0.00788022	1.5177305
25	8	206	0.0084674	1.7442845
26	7.5	241	0.0083682	2.0167364
27	7	272	0.00824402	2.24237428
28	6.5	361	0.00740741	2.67407407
29	6	362	0.00862813	3.12338223
30	5.5	460	0.00808407	3.71867421
31	5	520	0.0088574	4.60584588
32	4.5	682	0.00807754	5.5088853
33	4	725	0.01001001	7.25725726
34	3.5	1069	0.00865052	9.24740484
35	3	1594	0.00803213	12.8032129
36	2.5	2320	0.00807103	18.724778
37	2	3790	0.00788022	29.8660362
38	1.5	6460	0.00815661	52.6916803
39	1	14580	0.00796813	116.175299
40	0.5	29800	0.00854701	254.700855
3ième mesure				
41	10	120.9	0.00799361	0.96642686
42	9.5	134.6	0.00819672	1.10327869

43	9	168.5	0.00739645	1.24630178
44	8.5	178.5	0.00794281	1.4177919
45	8	212	0.00776398	1.64596273
46	7.5	232	0.00825764	1.91577209
47	7	268	0.00821018	2.20032841
48	6.5	308	0.00834028	2.56880734
49	6	355	0.00864304	3.06828003
50	5.5	448	0.0082713	3.70554177
51	5	538	0.00808407	4.34923201
52	4.5	654	0.00831255	5.43640898
53	4	871	0.008	6.968
54	3.5	1063	0.00868056	9.22743056
55	3	1514	0.00841043	12.7333894
56	2.5	2210	0.00823045	18.1893004
57	2	3620	0.00791766	28.6619161
58	1.5	6810	0.00778816	53.0373832
59	1	14980	0.00795545	119.172633
60	0.5	34400	0.00810373	278.768233
4ième mesure				
61	10	114	0.00835422	0.95238095
62	9.5	129.2	0.00859107	1.10996564
63	9	137.5	0.00921659	1.26728111
64	8.5	166.1	0.00810373	1.34602917
65	8	193.9	0.00815661	1.58156607
66	7.5	220	0.00832639	1.83180683
67	7	254	0.00832639	2.11490425
68	6.5	302	0.008285	2.50207125
69	6	340	0.0084674	2.87891617
70	5.5	422	0.008	3.376
71	5	498	0.00884956	4.40707965
72	4.5	633	0.00817661	5.17579722
73	4	807	0.00844595	6.81587838
74	3.5	991	0.00881057	8.73127753
75	3	1440	0.00844595	12.1621622
76	2.5	2130	0.00830565	17.6910299
77	2	3290	0.00787402	25.9055118
78	1.5	7440	0.00562114	41.8212479
79	1	10200	0.00917431	93.5779817
80²	0.5	26800	0.00847458	227.118644

² NB : les résultats en rouge dans le tableau doivent être éliminés, ils appartiennent à la zone non linéaire de la courbe de réponse des TLDs

Annexe H

Correction de la dose radiale

La correction consiste à introduire une variation de position dr et calculer la variation de dose correspondante en utilisant l'ajustement $D(r)$ des données mesurées

$$d(D(r)) = D'(r) \cdot dr$$

pour $dr = \Delta r$ on a

$$\Delta(D(r)) = (D(r + \Delta r) - D(r)) = D'(r) \cdot \Delta r \Rightarrow D(r + \Delta r) = D'(r) \cdot \Delta r + D(r).$$

d'autre part on a pour la mesure 4:

$$D(r) = 101.99 \cdot r^{-1.9944}$$

$$D'(r) = -1.9944 \cdot 101.99 \cdot r^{(-1.9944-1)} = -1.9944 \cdot D(r) \cdot r^{-1}$$

$$D(r + \Delta r) = (-1.9944 \cdot r^{-1}) \cdot \Delta r + D(r) \text{ on a estimé } \Delta r \text{ à } 0.1 \text{ cm}$$

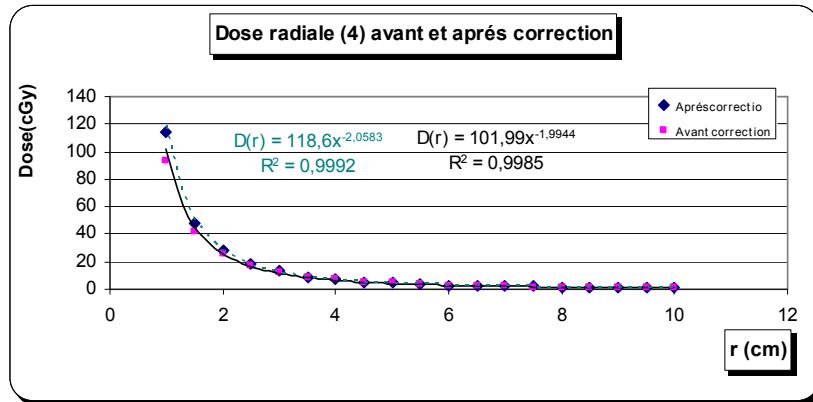
r (cm)	D(r) 4 (cGy)	D(r) corrigé	Correction en %
10	0,95238095	0,972985821	2,16
9,5	1,10996564	1,133991239	2,16
9	1,26728111	1,295529001	2,23
8,5	1,34602917	1,37955024	2,49
8	1,58156607	1,621759696	2,54
7,5	1,83180683	1,880569378	2,66
7	2,11490425	2,174856883	2,83
6,5	2,50207125	2,576919579	2,99
6	2,87891617	2,974036591	3,30
5,5	3,376	3,499432015	3,66
5	4,40707965	4,571279995	3,73
4,5	5,17579722	5,400904897	4,35
4	6,81587838	7,136181683	4,70
3,5	8,73127753	9,209040524	5,47
3	12,1621622	12,92017746	6,23
2,5	17,6910299	18,99954366	7,40
2	25,9055118	28,45801115	9,85
1,5	41,8212479	47,86187728	14,44
1	93,5779817	113,9188673	21,74

De même on a pour la mesure 1

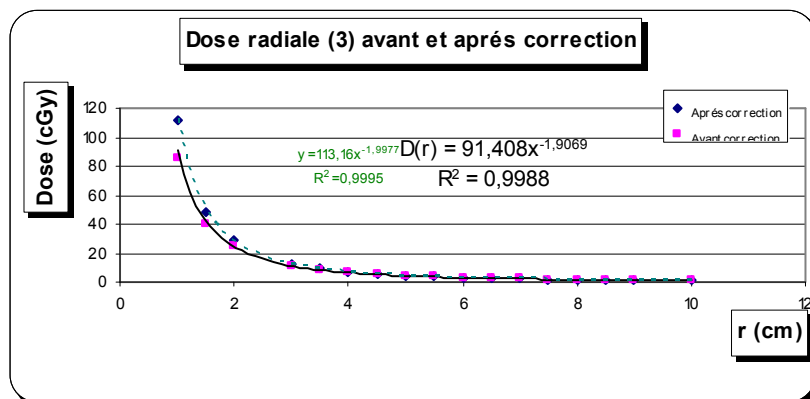
$$D(r) = 91.408 \cdot r^{-1.9069}$$

$$D'(r) = -1.9069 \cdot 91.408 \cdot r^{-(1.9069+1)} = -1.9069 \cdot D(r) \cdot r^{-1}$$

$D(r + \Delta r) = (-1.9069 \cdot r^{-1}) \cdot \Delta r + 1) \cdot D(r)$. On a estimé Δr à 0.15 cm



r (cm)	D(r) 1 (cGy)	D(r) corrigé	Correction en %
10	1,03925234	1,071649231	3,12
9	1,3262891	1,370295495	3,39
8,5	1,47428571	1,526246476	3,52
8	1,69271291	1,754687131	3,66
7,5	1,96581197	2,040575151	3,80
7	2,2630719	2,354438585	4,04
6,5	2,67664173	2,789971901	4,23
6	3,06478405	3,207803639	4,67
5,5	3,7254902	3,909670456	4,94
5	4,37764606	4,620624357	5,55
4,5	5,52202284	5,852072984	5,98
4	6,61381653	7,078626249	7,03
3,5	8,68548387	9,370738513	7,89
3	11,2544484	12,32710228	9,53
2	25,1876564	28,67375196	13,84
1,5	40,4170008	48,46195737	19,90
1	86,0016764	112,1475637	30,40



Annexe I

Fonction Géométrique en (cm⁻²) pour une source Ir₁₉₂ de 1.1 cm de longueur

Angle (Deg)	90	80	70	60	50	40	30	20	10
Distance (cm)									
0,5	3,0290228	3,0784441	3,2351579	3,5282917	4,0224687	4,8601374	6,3979474	9,7971974	21,7096204
1	0,9142604	0,9219525	0,9453711	0,9854787	1,0435711	1,1204167	1,2140147	1,3148036	1,3993825
1,5	0,4259937	0,4279247	0,4336596	0,4429905	0,4554593	0,4701910	0,4856984	0,4997901	0,5098215
2	0,2439693	0,2446393	0,2466056	0,2497294	0,2537603	0,2583150	0,2628728	0,2668097	0,2694968
2,5	0,1574911	0,1577780	0,1586147	0,1599276	0,1615924	0,1634340	0,1652348	0,1667569	0,1677780
3	0,1098908	0,1100326	0,1104446	0,1110866	0,1118927	0,1127740	0,1136253	0,1143366	0,1148096
3,5	0,0809705	0,0810482	0,0812734	0,0816229	0,0820590	0,0825324	0,0829863	0,0833631	0,0836123
4	0,0621105	0,0621565	0,0624956	0,0624956	0,0627516	0,0630282	0,0632922	0,0635103	0,0636542
4,5	0,0491390	0,0491679	0,0492515	0,0493805	0,0495405	0,0497128	0,0498767	0,0500117	0,0501006
5	0,0398398	0,0398589	0,0399139	0,0399988	0,0401039	0,0402167	0,0403238	0,0404119	0,0404698
5,5	0,0329483	0,0329614	0,0329991	0,0330572	0,0331290	0,0332060	0,0332789	0,0333388	0,0333781
6	0,0277004	0,0277096	0,0277363	0,0277774	0,0278281	0,0278824	0,0279338	0,0279759	0,0280035
6,5	0,0236124	0,0236191	0,0236385	0,0236684	0,0237052	0,0237446	0,0237819	0,0238124	0,0238324
7	0,0203663	0,0203713	0,0203858	0,0204080	0,0204354	0,0204647	0,0204923	0,0205150	0,0205298
7,5	0,0177460	0,0177498	0,0177608	0,0177777	0,0177985	0,0178207	0,0178416	0,0178588	0,0178700
8	0,0156005	0,0156034	0,0156119	0,0156249	0,0156410	0,0156581	0,0156743	0,0156875	0,0156962
8,5	0,0138216	0,0138239	0,0138305	0,0138408	0,0138534	0,0138668	0,0138795	0,0138899	0,0138967
9	0,0123303	0,0123322	0,0123375	0,0123456	0,0123557	0,0123664	0,0123765	0,0123847	0,0123901
9,5	0,0110680	0,0110695	0,0110737	0,0110803	0,0110884	0,0110970	0,0111051	0,0111118	0,0111161
10	0,0099899	0,0099911	0,0099946	0,0100000	0,0100066	0,0100136	0,0100202	0,0100256	0,0100291

* Le calcul de cette fonction est effectué à l'aide d'un programme informatique en VB .

Annexe J

Principes fondamentaux de la radioprotection

La justification des pratiques

Toute activité humaine susceptible d'entraîner une exposition de l'homme aux rayonnements ionisants doit être justifiée par les avantages qu'elle procure : ses **bénéfices doivent être supérieurs à ses inconvénients**

L'optimisation de la protection

Le second principe stipule que l'exposition des individus et des populations soit maintenue au niveau le plus bas que l'on puisse raisonnablement atteindre, compte tenu des facteurs économiques et sociaux c'est le principe d'ALARA (As Low As Reasonably Achievable):

L'expression d'optimisation de la radioprotection adoptée par la CIPR.

Cette optimisation est basée essentiellement sur les trois paramètres suivants :

Durée ↓

Blindage ↑

Distance ↑

La limitation des doses individuelles

La limitation des doses individuelles proposées par la CIPR dans sa publication 60 procède par une approche fondée sur l'appréciation du degré de tolérance d'une exposition.

Une exposition peut être:

inacceptable,

tolérable,

acceptable.

Pour les travailleurs, la CIPR a donc proposé d'ajouter à l'ancienne limite, toujours valable, de 50 mSv par an, une nouvelle limite de 100 mSv pour 5ans, soit, 20 mSv par an. Cette limite correspond à un objectif de dose pour la vie de 1 Sv pour une durée de vie professionnelle de 50 ans.

La dose équivalente (équivalent de dose)

A dose absorbée (D) égale, les effets biologiques varient selon la nature (R) des rayonnements.

Le facteur de pondération de rayonnement, WR défini par la CIPR en 1990, traduit l'action moyenne du rayonnement considéré sur un tissu (T) ou un organe donné.

$$H_T = W_R \cdot D_{T,R}$$

Dans le cas où le radionucléide émet plusieurs types de rayonnement :

$$H_T = \sum_R W_R \cdot D_{T,R}$$

L'unité de dose équivalente est le sievert (1Sv=1joule/Kg)

La dose équivalente permet de comparer les doses délivrées par des rayonnements différents.

Facteurs de pondération liés à la nature du rayonnement [26]

Nature	Energie	W_R
Photons	Toutes les énergies	1
Electrons, muons	Toutes les énergies	1
Neutrons	<10Kev	5
	10Kev – 100Kev	10
	100Kev – 2Mev	20
	2Mev – 20Mev	10
	>20Mev	5
Protons	>2Mev	5
Particules α		20

La dose efficace, (équivalent de dose efficace)

La dose efficace E, est la somme des doses équivalentes reçues au niveau de tous les organes ou tissus exposés, chacune de ces doses étant pondérée par un facteur, W_T lié à la radiosensibilité propre du tissu ou de l'organe considéré:

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T$$

Annexe K

Notations

Les éléments du tableau périodique de Mendeleïev sont notés par: ${}^A_Z X_N$ ou ${}^A_Z X$

A est le nombre de masse de l'élément; il représente une bonne approximation de la masse molaire aux conditions standard de température et de pression qui vaut aussi la masse de N° atomes.

N° étant le nombre d'Avogadro qui vaut $6.02 \cdot 10^{23}$.

Z est le nombre de charge qui exprime le nombre de protons de l'élément qui est égal aussi au nombre d'électrons.

N est le nombre de neutrons, il est défini par: $N = A - Z$.

Isotope ceux sont les éléments qui ont le même nombre de protons Z : ${}^{192}_{77}Ir_{115}$, ${}^{191}_{77}Ir_{114}$,

${}^{193}_{77}Ir_{116}$.

Isotone ceux sont les éléments qui ont le même nombre de neutrons N : ${}^{15}_7N_8$, ${}^{16}_8O_8$

Isobare ceux sont les éléments qui ont le même nombre de masse A : ${}^{40}_{18}Ar_{22}$, ${}^{40}_{20}Ca_{20}$

Déterminant **la masse m_0** qui produit une activité de 1 Bq:

$$m_0 = N^0 \cdot A / N^\circ$$

N^0 : nombre d'atomes qui composent m_0

A : nombre de masse

N° : nombre d'Avogadro = $6.02 \cdot 10^{23}$

D'autre part on a :

$$A = \lambda N^0 = 1Bq \Rightarrow N^0 = \frac{1}{\lambda}$$

Donc

$$m_0 = (1/\lambda) \cdot (A/N) = (T/\ln(2)) \cdot (A/N) \quad T \text{ exprimé en seconde}$$

Nous présentons dans le tableau suivant les quantités de masse qui donnent 1Bq et 1 Ci de quelques éléments :

Elément	Durée de demi Vie T	Masse Atomique A	Masse de 1 Bq m_0 (g)	Masse de 1 Ci (mg)
${}^{14}_6C_8$	5730 ans	14 g mole-1	6,06272E-12	224
${}^{60}_{27}Co_{33}$	5.271 ans	60 g mole-1	2,39017E-14	0,8843
${}^{137}_{55}Cs_{82}$	30.2 ans	137 g mole-1	3,12689E-13	11,55
${}^{226}_{88}Ra_{138}$	1600 ans	226 g mole-1	2,73283E-11	1011,1
${}^{192}_{77}Ir_{115}$	73.83 jours	192 g mole-1	2,93512E-15	0,1086

De ce tableau on peut tirer l'équivalent de :

250 mCi vaut 252.77 mg Ra.

250 mCi vaut aussi $27.15 \cdot 10^{-3}$ mg Ir

References bibliographies

- [25] Brachytherapy: Applications and Technique, 1st Edition Devlin, Phillip M.
- [24] Assessment of linear reference air Kerma rate of ¹⁹²Ir wires (J.Perez. Calatayud et all Med phys Bio. 46(2001). 220-2207)
- [2] Calibration ¹⁹²Ir high dose rate after loading systeme (Med phys Steven J Goetsch)
- [23] Calibration of new high dose rate ¹⁹²Ir source (K.E Stump et all. Med phys 29(7) Jui 2002).
- [17] Calibration of well type ionisation chambers for high dose rate (HDR) ¹⁹²Ir quality.
- [21] Determination of the reference air Kerma rate for ¹⁹²Ir Brachytherapy sources and the related uncertainty (Med phys 31(10). October 2004).
- [10] Dosimetrie en curie thérapie A.Dutreix M.Tubiana et A Wambersie
- [3] Dosimetry and quality in high dose rate brachytherapy with ¹⁹²Ir SSRPM ISBN 3908 125 36 - 7
- [6] Dosymetry of interstitial brachytherapy sources recommendations of AAPM radiation theraay committee task group 43
- [30] Element of moderne X-ray physics Jens Als-Nielsen
- [18] Evaluation of new scaled reinterent well chamber for HDR and LDR brachytherapy calibration (sujatha et all. Med Phys 25 (5) may1998).
- [19] Evaluation of the build-up effect of an ¹⁹²Ir high dose rate brachytherapy source (Hepok et all. Med phys 19(5) Sep/Oct 1992).
- [7] Experimental caracterisation of a low dose rate and high dose rate iridium ¹⁹² brachytherapy sources usin the AAPM TG-43 protocol
- [32] Experimental determination of dosimetry functions of ¹⁹²Ir sources Jean Claud Anctil- al McGill University
- [29] Handbook of thermoluminescence Claudio Furetta
- [4] IAEA Tec Doc 1079 calibration of brachytherapy sauces
- [1] IAEA Tec-Doc 1274 calibration of photon and beta ray sources used in brachytherapy
- [20] Instrumentation and dosimetry size artefacts in quantitative Thermoluminescence dosimetry of low dose fields (Meigooni et all. Med phys 22(5) may 1995).
- [22] Kando and Rodolf effects of limit size ionisation chamber on measurements of small photon sources.
- [13] Nist technical note 1297 1994 edition guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of Nist measurement results
- [14] Norme internationale iso 4037-1 rayonnement X et Gamma de référence pour l'étalonnage des dosimètres, et pour la détermination de leurs réponse en fonction de l'énergie des photons.
- [15] Norme internationale iso 4037-3 rayonnement X te Gamma de reference pour l'étalonnage des dosimètres, et pour la détermination de leurs réponse en fonction de l'énergie des photons et de l'angle d'incidence.
- [27] Physics of Radiation Therapy, The, 3rd Edition Khan, Faiz M.
- [26] Principles and Practice of Radiation Oncology, 5th Edition Perez and Brady's.; Perez, Carlos A.; Brady, Luther W.

- [16]** Radiation physics for medical physicists E.B. Podgorsak.
- [33]** Radiotherapy Treatment planning Richard F Mould
- [12]** Syllabus guide for students and teachers in medical physics
- [8]** The physics of radiology John Robert Cunnigham
- [31]** Thermoluminescence dosimetry A F MacKinly