

**République Algérienne Démocratique et Populaire**  
**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**  
**Université SAAD DAHLEB – BLIDA**  
**FACULTE DES SCIENCES**  
**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**



**Mémoire**

Présenté par :

**KARA ADEL**

**MAZOUZ MOHAMED AMINE**

Pour l'obtention du diplôme de **MASTER**

En : **PHYSIQUE**

Spécialité : **Physique médicale**

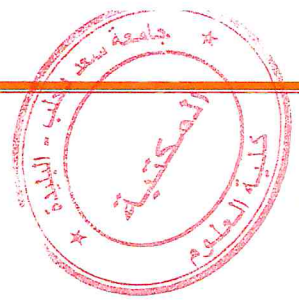
Option : **Radiothérapie**

Sujet :

**Evaluation du débit de kerma des sources de  $^{137}\text{Cs}$   
utilisées en curiethérapie : Comparaison entre la  
mesure et la simulation MC**

Soutenue publiquement le : 31 Octobre 2012, devant le jury composé de :

Mr. Khelifi Rachid	Maitre de conférence, USDB	Président
Mme. Brahimi-Sakhri Zakia	Chargée de recherche, CRNA	Directrice de Mémoire
Mr. Hocini Brahim	Maitre Assistant A, USDB	Examineur
Mr. Toutaoui Abdelkader	Maitre de recherche, CRNA	Examineur



# Remerciement

Avant toute chose, nous remercions **DIEU** le tout puissant, le Clément, le Miséricordieux, qui nous a permis de réaliser ce modeste travail, qui nous a ouvert les portes du savoir et qui nous a donné la force et la volonté de poursuivre nos études.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude et nos remerciement à:

**Mme Brahimi Sakhri Zakia**, notre promotrice, de nous avoir proposé cet intéressant sujet de fin d'étude ainsi nous a fait l'honneur de bien vouloir encadrer et diriger ce travail et pour sa compréhension, ses orientations instructives, sa disponibilité tout au long de notre projet qui ont été à la base de la réalisation de ce travail et cela malgré ces nombreuses occupations. En lui exprimant notre connaissance et respectueuse gratitude.

Nous remercions Monsieur **Khelifi Rachid** qui nous a fait l'honneur de présider ce jury.

Merci à Monsieur **Hocini Brahim** pour son soutien, conseils durant toute cette formation.

Merci à Monsieur **Toutaoui Abdelkader** pour sa disponibilité, sa gentillesse et sa patience à répondre à nos questions.

Nos remerciements vont également à tous ceux qui ont contribué à notre formation ainsi qu'à la réalisation de ce mémoire.



# Dédicace

*Ce travail, et bien au-delà, je le dois à mes très chers parents qui m'ont fourni au quotidien un soutien et une confiance sans faille et de ce fait, je ne saurais exprimer ma gratitude seulement par des mots. Que dieu vous protège et vous garde pour nous.*

*Je le dédie particulièrement à ma grand-mère et mon grand-père.*

*A mes précieuses sœurs Chahrazed et Hadjer.*

*A mes tantes.*

*A tous mes cousins et cousines.*

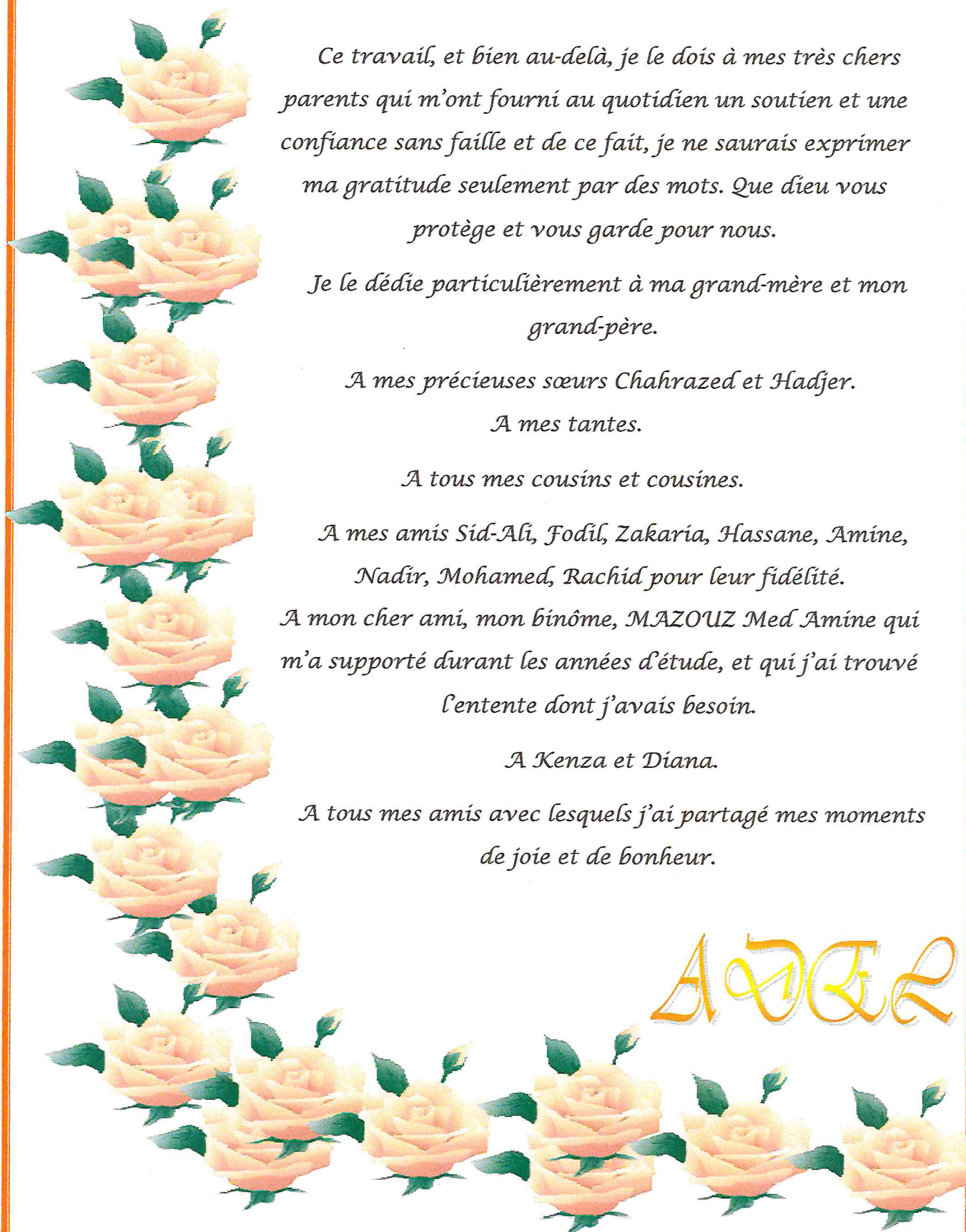
*A mes amis Sid-Ali, Fodil, Zakaria, Hassane, Amine, Nadir, Mohamed, Rachid pour leur fidélité.*

*A mon cher ami, mon binôme, MAZOUZ Med Amine qui m'a supporté durant les années d'étude, et qui j'ai trouvé l'entente dont j'avais besoin.*

*A Kenza et Diana.*

*A tous mes amis avec lesquels j'ai partagé mes moments de joie et de bonheur.*

AZER



# Dédicace

*A mes chers parents, Témoignage d'affection et de grande reconnaissance, pour ses encouragements, Sacrifices et amour durant toute ma vie.*

*A mes sœurs Samira, Nassima, Amina, Soumia, Mériem, Ahlem.*

*A tout mes oncles, tantes, cousins, cousines et amis.*

*A mes beaux frères Mohamed, Mourad, Hassan, Lyes, Djalal et Ferhat.*

*A mes chères petites nièces, que j'aime Hadjer, Douaa, Habiba et Lina.*

*A mes neveux Ahmed, Yassine, Aymen, Mohcen, Abd-El Aziz et Mohamed Zakaria.*

*A ma chère Manel.*

*A mon cher ami, mon binôme, Kara Adel qui m'a supporté durant les années d'étude, et qui j'ai trouvé l'entente dont j'avais besoin.*

*A tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin, je leur exprime mes remerciements, mes sincères salutations, aux quels je leur dédie ce mémoire.*

## Med ACHONGE



# *SOMMAIRE*

# Sommaire

<b>Liste des Acronymes et abréviations .....</b>	<b>iv</b>
<b>Introduction générale .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 : La Curiethérapie .....</b>	<b>5</b>
1.1. Historique.....	5
1.2. Définition .....	6
1.3. Différentes modalités de traitement .....	7
1.3.1. Classification des modalités de traitement selon la position des sources.....	7
1.3.2. Classification des modalités de traitement selon le débit de dose.....	9
1.4. Grandeurs physiques .....	10
1.4.1. Radioactivité.....	10
1.4.2. Fluence de particules et le débit de fluence de particules.....	12
1.4.3. Fluence énergétique et le débit de fluence énergétique.....	12
1.5. Grandeurs dosimétriques.....	13
1.5.1. Kerma et débit de kerma.....	13
1.5.2. Kerma dans l'air à proximité d'une source radioactive ponctuelle.....	13
<b>Chapitre 2 : Spécification des sources scellées utilisées en curiethérapie....</b>	<b>20</b>
2.1. Sources scellées.....	20
2.2. Sources scellées utilisées en curiethérapie.....	20
2.2.1. Sources émettrices gamma .....	20
2.2.2. Sources émettrices bêta.....	27
2.3. Modes de spécifications des sources.....	28
2.3.1. Spécification des sources de rayonnements gamma.....	29
2.3.2. Spécification des sources de rayonnement bêta .....	32
2.4. Moyen de contrôle et de spécification des sources scellées.....	32
2.4.1. Chambre d'ionisation .....	33
2.4.2. Activimètre linéique .....	36
2.4.3. Films radiologiques .....	37
2.4.5. Films radiochromiques .....	38

<b>Chapitre 3 : Calcul de dose en curiethérapie .....</b>	<b>39</b>
3.1. Modèle classique.....	39
3.1.1. Sources ponctuelles .....	39
3.1.2. Sources linéaires.....	43
3.2. Méthode Monte Carlo .....	46
3.2.1. Historique .....	46
3.2.2. Principe de la méthode Monte Carlo .....	46
3.2.3. Classification des codes de calcul basés sur la méthode Monte Carlo.....	47
3.2.4. Le code PENELOPE .....	48
 <b>Chapitre 4 : Matériel et Méthodes.....</b>	<b>55</b>
<b>A. Partie expérimentale.....</b>	<b>55</b>
4.1. Introduction .....	55
4.2. Matériels utilisés.....	55
4.2.1. Chambre d'ionisation Puits.....	55
4.2.2. Électromètre .....	56
4.2.3. Source.....	57
4.2.4. Hygromètre et Baromètre .....	57
4.2.5. Moyens de radioprotection .....	58
4.3. Contrôle de qualité de la chaîne de mesure .....	59
4.3.1. Mesure du courant de fuite .....	59
4.3.2. Détermination du point chaud (point optimal).....	60
4.3.3. Mesure des facteurs de corrections.....	61
4.4. Détermination expérimentale du débit de kerma de référence.....	63
<b>B. Partie simulation .....</b>	<b>64</b>
4.5. Structure générale du code PENELOPE .....	64
4.5.1. Génération des fichiers d'entrée.....	66
4.5.2. Génération des fichiers de sorties.....	72
4.6. Méthodes de comparaison des distributions de dose .....	74
4.6.1. L'écart relatif .....	74
4.6.2. Indice gamma .....	74
4.7. Calcul des incertitudes .....	76

4.7.1. Evaluation de l'incertitude type A sur la lecture de l'électromètre.....	76
4.7.2. Evaluation de l'incertitude type B sur la lecture de l'électromètre.....	77
4.7.3. Incertitude-type composée sur le débit de kerma.....	78
4.7.4. Incertitude-type élargie et intervalle de confiance.....	79
<b>Chapitre 5 : Résultats et Discussions.....</b>	<b>80</b>
<b>A. Partie expérimentale .....</b>	<b>80</b>
5.1. Contrôle de qualité de la chaîne de mesure .....	80
5.1.1. Courant de fuite .....	80
5.1.2. Détermination du point chaud .....	81
5.1.3. Facteurs de correction.....	82
5.2. Détermination expérimentale du débit de kerma de référence.....	83
5.3. Calcul des incertitudes sur le débit de kerma de référence.....	83
5.4. Détermination analytique du débit de kerma .....	85
<b>B. Partie simulation .....</b>	<b>88</b>
5.5 Influence des paramètres de simulation .....	88
5.5.1. Influence du nombre d'histoires simulées.....	88
5.5.2. Influence de la taille du voxel.....	91
5.6. Forme des distributions de dose.....	91
5.6.1. Distribution de dose autour d'une source isotropique.....	91
5.6.2. Distribution de dose autour d'une source ponctuelle non filtrée.....	93
5.6.3. Distribution de dose autour d'une source réelle .....	94
5.7. Étude de l'influence de la présence de la gaine .....	95
5.8. Débit de kerma simulé .....	101
5.9. Comparaison .....	102
5.9.1. Comparaison des débits de kerma simulés.....	102
5.9.2. Comparaison des débits de kerma mesurés calculés et simulés.....	102
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>106</b>
<b>Références .....</b>	<b>111</b>



*LISTE DES ACRONYMES ET  
ABREVIATIONS*

## Liste des Acronymes et abréviations

<b>2D</b> :	Deux Dimensions.
<b>3D</b> :	Trois Dimensions.
<b>A</b> :	Activité.
<b>A</b> :	Ampère.
<b>AAPM</b> :	Association Américaine des Physiciens en Médecine.
<b>AgBr</b> :	Bromure d'argent.
<b>Au</b> :	Or.
<b>Ba</b> :	Barium.
<b>Bq</b> :	Becquerel.
<b>BDD</b> :	Bas Débit Dose.
<b>C</b> :	Coulomb.
<b>Ci</b> :	Curie.
<b>cm</b> :	Centimètre.
<b>Co</b> :	Cobalt.
<b>CPE</b> :	Equilibre des particules chargées.
<b>CRNA</b> :	Centre de Recherche Nucléaire d'Alger.
<b>Cs</b> :	Césium.
<b>d.p.s</b> :	Désintégration par seconde.
<b>D</b> :	Dose.
<b>D<sub>air</sub></b> :	Dose dans l'air.
<b>eV</b> :	Electron Volt.
<b>E</b> :	Energie.
<b>E<sub>tr</sub></b> :	Energie transférée.
<b>EGS</b> :	Electron Gamma Shower.
<b>ETRAN</b> :	Electron TRANsport.
<b>g</b> :	Gramme.
<b>g</b> :	Fraction bremsstrahlung.
<b>GEANT</b> :	GEometry ANd Tracking.
<b>GeV</b> :	Gega électron Volt.
<b>Gy</b> :	Gray.

<b>Ni :</b>	Nickel.
<b>OREC :</b>	Oak Ridge Electron transport Code.
<b>P :</b>	Phosphore.
<b>Pb :</b>	Plomb.
<b>pC :</b>	Pico Coulomb.
<b>Pd:</b>	Palladium.
<b>PDR :</b>	Débit Dose Pulsé.
<b>PENELOPE:</b>	PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons.
<b>PMMA :</b>	Poly Methyl Metacrylate.
<b>Pt :</b>	Platine.
<b>RX :</b>	Rayon X.
<b>s:</b>	Seconde.
<b>S :</b>	Soufre.
<b>SI :</b>	Système International.
<b>S<sub>K</sub> :</b>	Intensité de débit de kerma.
<b>Sr :</b>	Strontium.
<b>SSDL :</b>	Laboratoire Secondaire d'Etalonnage en Dosimétrie.
<b>S<sub>Isot</sub> :</b>	Source Isotropique.
<b>S<sub>Filt</sub> :</b>	Source Filtrée.
<b>S<sub>Non filt</sub> :</b>	Source Non Filtrée.
<b>t :</b>	Le temps.
<b>T° :</b>	Température.
<b>T<sub>1/2</sub> :</b>	Période ou demi vie.
<b>Te :</b>	Tellure.
<b>TCPE :</b>	Equilibre de particules chargées transitoire.
<b>TG 43 :</b>	Task Group 43.
<b>TPS :</b>	Systèmes de planification de traitement.
<b>U :</b>	Uranium.
<b>UV :</b>	Ultra Violet.
<b>V :</b>	Volt.
<b>Ẋ :</b>	Débit d'exposition.
<b>Yr :</b>	Yttrium.
<b>Z :</b>	Nombre Atomique.
<b>μ :</b>	Micro.

<b>h:</b>	Heure.
<b>HDR:</b>	Haut Débit Dose.
<b>hPa :</b>	Hecto Pascal.
<b>Ir :</b>	Iridium.
<b>I :</b>	Iode.
<b>ICRU 38 :</b>	International Commution Radiation Unite 38.
<b>ICRU 58 :</b>	International Commution Radiation Unite 58.
<b>INRS :</b>	Institut National de Recherche et de Sécurité.
<b>ISO :</b>	International Standard Organisation.
<b>IRSN :</b>	Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire.
<b>INRS :</b>	Institut National de Recherche et de Sécurité.
<b>ITS:</b>	Integrated Tiger Series.
<b>kerma :</b>	Kinetic energy released per unit mass.
<b>keV :</b>	Kilo électron Volt.
<b>Kg:</b>	Kilo gramme.
<b>k̇ :</b>	Débit de kerma.
<b>k<sub>air</sub> :</b>	Kerma dans l'air.
<b>k<sub>coi</sub> :</b>	Kerma de collision.
<b>k<sub>rad</sub> :</b>	Kerma radiatif.
<b>k<sub>réf</sub> :</b>	Kerma de référence.
<b>k<sub>T</sub> :</b>	Kerma totale.
<b>LDR:</b>	Bas Debit Dose.
<b>m :</b>	Mètre.
<b>mm :</b>	Millimètre.
<b>mol :</b>	Mole.
<b>MBq :</b>	Méga Becquerel.
<b>MeV :</b>	Méga électron Volt.
<b>MC :</b>	Monte Carlo.
<b>MCNP :</b>	Monte-Carlo N-Particles.
<b>MDR :</b>	Moyen Débit Dose.
<b>MOCA :</b>	Monte Carlo Simulator code.
<b>n :</b>	Neutron.
<b>nC :</b>	Nano Coulomb.

$\mu\text{m}$ :	Micromètre.
$\lambda$ :	Constante radioactive.
$\beta$ :	Bêta.
$\gamma$ :	Gamma.
$\Gamma_K$ :	Constante de débit de kerma.
$\Gamma_x$ :	Constant du débit d'exposition.
$\Phi$ :	Fluence.
$\psi$ :	Débit de fluence.
$\Psi$ :	Fluence énergétique.
$(\mu_{\text{en}}/\rho)$ :	Coefficient d'absorption massique en énergie.
$(\mu_{\text{tr}}/\rho)$ :	Coefficient de transfert massique en énergie.
N°S :	Numéro de Série.
°C :	Degré Célususe.

*INTRODUCTION*  
*GENERALE*

## **Introduction générale**

Le cancer est devenu un problème majeur de santé. Selon les estimations de l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS), plus de 20 millions de personnes de par le monde sont atteintes de cette maladie.

Mondialement, entre 10 et 20% des traitements par radiothérapie sont effectués par curiethérapie, ce chiffre tend à augmenter avec l'augmentation des indications de la curiethérapie avec l'évolution technologique et informatique, elle reste une technique importante d'irradiation pour les cancers localisés de petits volumes. Elle consiste principalement à utiliser des sources radioactives scellées placées à l'intérieur ou au contact du volume cible via un matériel vecteur ou des applicateurs. En Algérie, la curiethérapie est devenue une spécialité de traitement en pleine mutation, elle a connu un essor fulgurant par son taux de participation où elle contribue à 15/40% de la radiothérapie dont 95% pour le traitement du Col utérin et 5% pour le traitement du cavum.

Depuis un siècle, la curiethérapie joue un rôle particulier dans le traitement des cancers. Elle constitue le type d'irradiation le plus ancien et joue un rôle important dans les traitements à visée conservatrice. Contrairement à la radiothérapie externe où la source est placée à distance du patient à traiter, la curiethérapie est une technique d'irradiation qui consiste à utiliser des sources radioactives placées dans/au contact du volume tumoral pendant un temps déterminé ou indéterminé et selon des systèmes d'implantation, tels que le système de Manchester développé en 1934 par Paterson et Parker pour la curiethérapie endocavitaire, et le système de Paris défini par Bernard Pierquin, Dutreix et Marinello en 1964 pour la curiethérapie interstitielle. Cette technique d'irradiation permet de détruire in situ les cellules malignes en épargnant au mieux les tissus sains, puisque la dose déposée par le faisceau provenant de la source en traversant le milieu exposé varie de manière inversement proportionnelle au carré de la distance.

Les sources radioactives utilisées en curiethérapie sont des sources scellées émettrices des rayonnements gamma et beta; l'utilisation de ces sources dans le traitement des cancers nécessite de connaître leurs caractéristiques physiques dosimétriques et géométriques : modes de désintégration, énergies, activités, périodes, longueurs, .....

Pour qu'un traitement en curiethérapie soit fiable et efficace, les doses doivent être déterminées avec précision; et pour minimiser les erreurs, il est indispensable d'uniformiser le langage entre utilisateurs afin de spécifier avec précision l'activité des sources utilisées.

Une spécification précise des sources radioactives en curiethérapie est indispensable au radiothérapeute pour plusieurs raisons:

- Il faut lui fournir un moyen de comparaison entre les différentes sources proposées par les fournisseurs et lui permettre de sélectionner celles dont les caractéristiques conviennent le mieux au type d'application envisagée.
- Il faut lui faciliter la comparaison, d'une part, entre les différentes applications cliniques qu'il effectue ; d'autre part, entre ces applications et celles d'un autre centre.
- En fin, l'importance de plus en plus grande attachée à la précision dosimétrique dans l'interprétation des résultats cliniques, et particulièrement des incidents ou accidents, impose une définition plus précise de la spécification des sources. Toutefois, cette définition doit correspondre à une simplification du langage qui doit être aussi proche que possible de celui de la radiothérapie externe.

En curiethérapie, la spécification ou l'étalonnage des sources radioactives s'effectue en utilisant des chambres d'ionisation équivalentes à celles utilisées en radiothérapie externe : les chambres Puits et les chambres à cavité d'air pour les mesures dans l'air [IAEA, 1999], [IAEA, 2002]. Pour cela, plusieurs méthodes ont été développées. Depuis 1967, le Bureau National de Standardisation (NBS) a publié plus d'une vingtaine de documents sur l'étalonnage des sources radioactives utilisées en curiethérapie en terme d'exposition mesurée en Roentgens.

En Algérie, jusqu'à présent l'activité retenue pour le calcul dosimétrique en curiethérapie dans nos services de radiothérapie, est celle indiquée par le fabricant ; mais comme des erreurs sont constatées entre la valeur réelle et la valeur indiquée par le fournisseur une vérification de cette grandeur est nécessaire et même indispensable [AIEA, 1999], [Bidmead, 2004], [James, 1988], [Larry, 2004].

En 1992, l'étalonnage des sources de curiethérapie haut débit de dose a été mis en pratique et en 1996, l'AIEA a établi le premier service d'étalonnage pour les sources de  $^{137}\text{Cs}$  de curiethérapie bas débit de dose (BDD), utilisées pour le traitement des cancers gynécologiques.



La méthode Monte Carlo est une méthode statistique basée sur le tirage de nombres pseudo-aléatoires suivant des lois de probabilité et des fonctions de densité des probabilités qui décrivent des processus naturels, biologiques ou bien physiques mis en jeu.

La résolution d'un problème probabiliste par la méthode Monte Carlo consiste à observer le comportement de nombres pseudo-aléatoires choisis de façon à ce qu'ils simulent directement les processus physiques qui se produisent, puis à déduire de la conduite de ces nombres, la solution désirée. La méthode de Monte Carlo est donc, particulièrement bien adaptée dans notre cas, car la simulation de la trajectoire d'une particule reproduit son comportement dans le milieu en prenant en compte l'aspect stochastique des interactions.

Différents codes de calcul Monte Carlo sont utilisés: EGS4nrc, GATE4, MCNPX, PENELOPE, .... Pour la réalisation de ce travail nous avons choisi le code PENELOPE.

Le présent manuscrit est structuré comme suit :

- Le premier chapitre contient une présentation de la curiethérapie, des grandeurs physiques et dosimétriques.
- Des généralités sur les différentes sources radioactives utilisées en curiethérapie, leurs modes de spécification et les moyens de contrôle, sont réunies dans le deuxième chapitre.
- Dans le troisième chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes de calcul de la dose en curiethérapie et nous avons détaillé la méthode Monte Carlo spécialement le code PENELOPE : sa structure, son mode de fonctionnement et son modèle physique.
- Dans le quatrième chapitre nous avons exposé le matériel et les méthodes de détermination du débit de kerma pour une source de  $^{137}\text{Cs}$  la source CDC1100 fourni par Amersham. Dans ce travail, le débit de kerma est déterminé en utilisant différentes approches: la mesure expérimentale, basée sur les recommandations de l'AIEA, le calcul analytique en utilisant l'hypothèse de la source isotropique et la simulation Monte Carlo en utilisant le code PENELOPE.
- Le dernier chapitre rassemble nos résultats et les discussions et nous avons terminé par une conclusion générale.

# *CHAPITRE 1*

## *LA CURIETHERAPIE*

# Chapitre 1

## La Curiethérapie

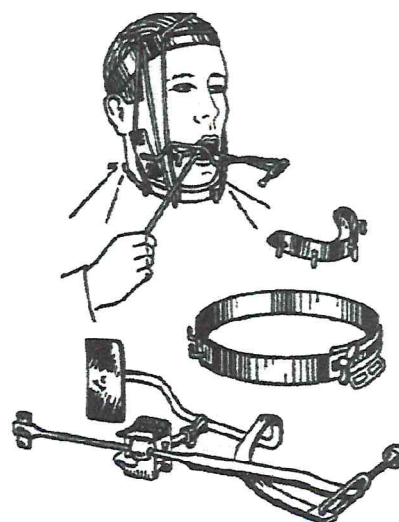
### 1.1. Historique

La radioactivité n'a pas été inventée par l'homme. Elle a été découverte, il y a un peu plus d'un siècle, en 1896, par le physicien français Henri Becquerel. Ce dernier cherchait à savoir si les rayons qu'émettaient les sels fluorescents d'uranium étaient les mêmes que les rayons X découverts en 1895 par Wilhelm Roentgen, physicien allemand. Il pensait que les sels d'uranium, après avoir été excités par la lumière, émettaient ces rayons X. Quelle ne fut pas sa surprise lorsqu'à Paris, en mars 1896, il découvrit que le film photographique avait été impressionné sans avoir été exposé à la lumière du soleil ! Il en conclut que l'uranium émettait spontanément et sans s'épuiser des rayonnements invisibles, différents des rayons X. Le phénomène découvert est appelé radioactivité (du latin radius : rayon). À la suite des travaux d'Henri Becquerel, Pierre et Marie Curie isolèrent en 1898 le polonium et le radium, des éléments radioactifs inconnus présents dans le minerai d'uranium [CEA, 2002].

Depuis un siècle, la curiethérapie joue un rôle particulier dans le traitement du cancer, elle constitue le type d'irradiation le plus ancien (depuis les années 1900, voir figure 1.1) et joue un rôle important dans les traitements à visée conservatrice. Dans le tableau 1.1 nous avons résumé l'historique de la curiethérapie.



*La curiethérapie en 1904.*



*La curiethérapie en 1935.*

**Figure 1.1 : La curiethérapie.**

Tableau 1.1: Historique de la curiethérapie.

Dates	Historique
1895	Découverte des RX par Wilhelm Canrad Roentgen.
1896	Découverte de la radioactivité par H.Becquerel.
1898	L'isolement du radium par Pierre et Marie Curie.
1901	Premières applications de la curiethérapie.
1920	Naissance de la radiothérapie avec ses deux branches : radiothérapie externe et curiethérapie.
1923-1953	Introduction et utilisation du système de Quimby.
1934-1957	Système de Manchester par Paterson et Parker.
1934	Un nouveau progrès survient après la seconde guerre mondiale, avec l'introduction des radioéléments artificiels, dont la découverte avait été faite par Frédéric et Irène Joliot-Curie.
1955	Premiers radioéléments artificiels utilisés en curiethérapie.
1960	Développements des sources d' <sup>192</sup> Ir et la technique de chargement différé.
1964	Introduction du système de Paris par Bernard Pierquin, Dutreix et Marinello basé sur l'utilisation des fils d' <sup>192</sup> Ir avec des implantations interstitielles.
1970	Utilisation du Calcul par ordinateur "Système de Paris".
1980-1990	Début de l'utilisation du HDR à chargement différé et du PDR ; La planification et l'optimisation par l'ordinateur.
1985	Les recommandations de L'ICRU 38 pour les implantations intracavitaires gynécologiques.
1985	Développements de la curiethérapie de la prostate en implants permanents.
Depuis 2000	Evolution de l'imagerie et l'introduction des nouvelles techniques de la curiethérapie.

## 1.2. Définition

Une curiethérapie consiste en l'implantation, de façon temporaire ou permanente des sources radioactives au contact direct ou à l'intérieur de la zone à traiter. Ces sources émettent des rayonnements qui détruisent les cellules cancéreuses. La dose de rayonnements décroît très vite au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source radioactive selon la loi de l'inverse du carré de la distance. La dose est donc très forte au niveau de la zone à traiter et diminue au niveau des tissus sains avoisinants. Cela permet de limiter les effets secondaires. Cette

technique, très efficace, permet la guérison de nombreux cancers à condition qu'ils soient diagnostiqués à temps et que les tumeurs soient accessibles et de petits volumes (entre 4 et 5 cm de diamètre maximum).

La curiethérapie est caractérisée par un haut dépôt de dose local avec chute rapide dans les tissus sains environnants.

### 1.3. Différentes modalités de traitement

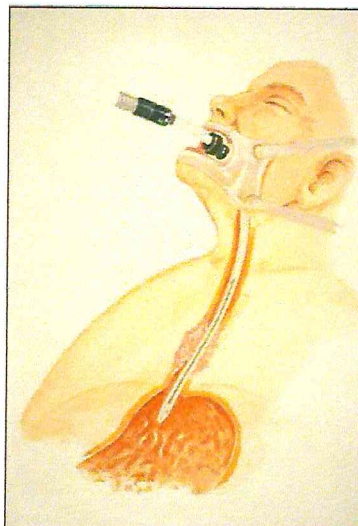
#### 1.3.1. Classification des modalités de traitement selon la position des sources

##### 1.3.1.1. Curieuthérapie endocavitaire

Les sources sont placées au contact du tissu à irradier, en profitant de l'existence de cavités naturelles, qui servent de réceptacles au matériel radioactif et à ses vecteurs (voir figure 1.2). La plus répandue des curiethérapies endocavitaire est la curiethérapie utéro vaginale, le vagin étant l'organe recevant les vecteurs dans les quelles on place les sources radioactives comme par exemple pour traiter le cancer du col de l'utérus.



*Insertion endocavitaire.*



*Insertion endoluminale.*

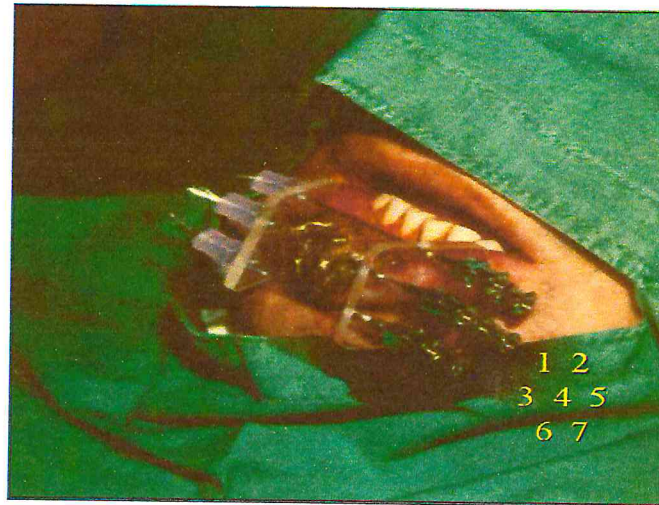


*Moulage de surface.*

**Figure 1.2: Quelques implantations endocavitaires.**

### 1.3.1.2. Curiethérapie interstitielle ou endocuriethérapie

Les sources sont implantées à l'intérieur de la tumeur (introduction de fils radioactifs à l'intérieur d'un tissu, dans des tubes en plastiques ou d'aiguilles métalliques creuses), comme par exemple dans une tumeur de la langue, des lèvres de la prostate ou du sein (Figure 1.3).



*Figure 1.3: Implantation interstitielle.*

Divers systèmes dosimétriques sont adaptés en curiethérapie. Un système est un ensemble de règles qui gouverne l'implantation, nous pouvant citer (Figure 1.4):

- Le système de Manchester.
- Le système de Quimby.
- Le système de Memorial.
- Le système de Paris.
- Le système informatique.

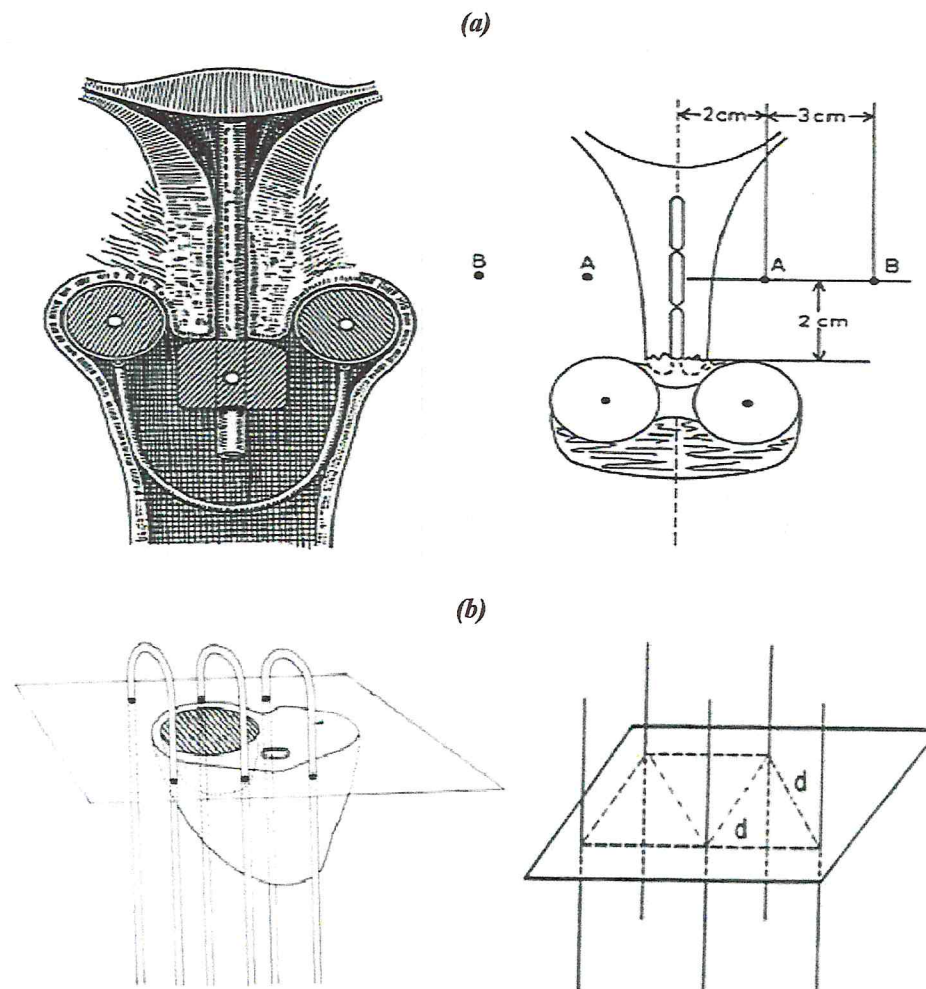


Figure 1.4 : (a) Systèmes de Manchester et (b) Systèmes de Paris.

### 1.3.2. Classification des modalités de traitement selon le débit de dose

Cette activité regroupe plusieurs types d'applications qui peuvent avoir lieu dans des endroits géographiquement différents avec des sources de nature différente, impliquant des énergies et des périodes différentes. L'activité des sources est également variable dans des proportions très importantes, c'est pourquoi on distingue les types d'applications suivantes:

- La curiethérapie de bas débit de dose, correspondant à des débits de dose de 0,4 à 2 cGy h<sup>-1</sup>, avec des activités de 10 à 20 mCi (une ou plusieurs sources radioactives).
- La curiethérapie de haut débit de dose avec des débits supérieurs à 12 Gy h<sup>-1</sup> (les plus utilisés en routine clinique entre 120 et 130 Gy h<sup>-1</sup>), avec des activités entre 5 et 20 Ci (une seule source radioactive).
- La curiethérapie de débit pulsé correspond à des débits de l'ordre de 1 Gy h<sup>-1</sup>, avec des activités entre 5 et 20 Ci (une seule source radioactive).

## 1.4. Grandeurs physiques

### 1.4.1. Radioactivité

Dans la nature, la plupart des noyaux d'atomes sont stables. Cependant, certains atomes ont des noyaux instables, ce qui est dû à un excès soit de protons, soit de neutrons, ou encore à un excès des deux. Ils sont dits radioactifs et sont appelés radio-isotopes ou radionucléides. Les noyaux d'atomes radioactifs se transforment spontanément en d'autres noyaux d'atomes, radioactifs ou non. Cette transformation irréversible d'un atome radioactif en un autre atome est appelée désintégration et s'accompagne d'une émission de différents types de rayonnements : alpha, bêta et gamma [Ervin, 2006], [Jallu, 2008-2009].

#### 1.4.1.1. Constante radioactive

Il est impossible de prévoir à quel moment un noyau radioactif va se transformer, car il s'agit d'un phénomène aléatoire. Par contre, il est possible de déterminer la probabilité qu'il a de se transformer pendant l'unité de temps. Cette probabilité s'appelle la constante radioactive ( $\lambda$ ), c'est une caractéristique du noyau considéré. Elle est indépendante des conditions physiques, chimiques et de l'âge de l'atome.

#### 1.4.1.2. Décroissance radioactive

Le nombre d'atomes (de noyaux) en fonction du temps est donné par l'expression suivante (Figure 1.5):

$$N(t) = N(0). \exp(-\lambda t) \quad 1.1$$

Avec :

$N(0)$  = le nombre des noyaux au temps  $t=0$ .

$N(t)$  = le nombre des noyaux au temps  $t$ .

On peut passer de la décroissance radioactive à l'activité, on multiplie le nombre des noyaux par la constante radioactive, ainsi l'activité d'un échantillon radioactif est le nombre de désintégrations par unité de temps (*d.p.s*) :

$$A(t) = \lambda N(t) \quad 1.2$$



$$A(t) = \lambda N(0). \exp(-\lambda t)$$

1.3

$$A(t) = A(0). \exp(-\lambda t)$$

L'unité de l'activité est le curie [Ci] où le Becquerel [Bq].

### 1.4.1.3. Période ou demi-vie

La période (demi-vie) d'un radioélément désigne la période physique: C'est le temps,  $T$ , au bout duquel le nombre d'atomes (noyaux) a diminué de moitié et elle est donnée par l'expression suivante :

$$T = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda$$

1.4

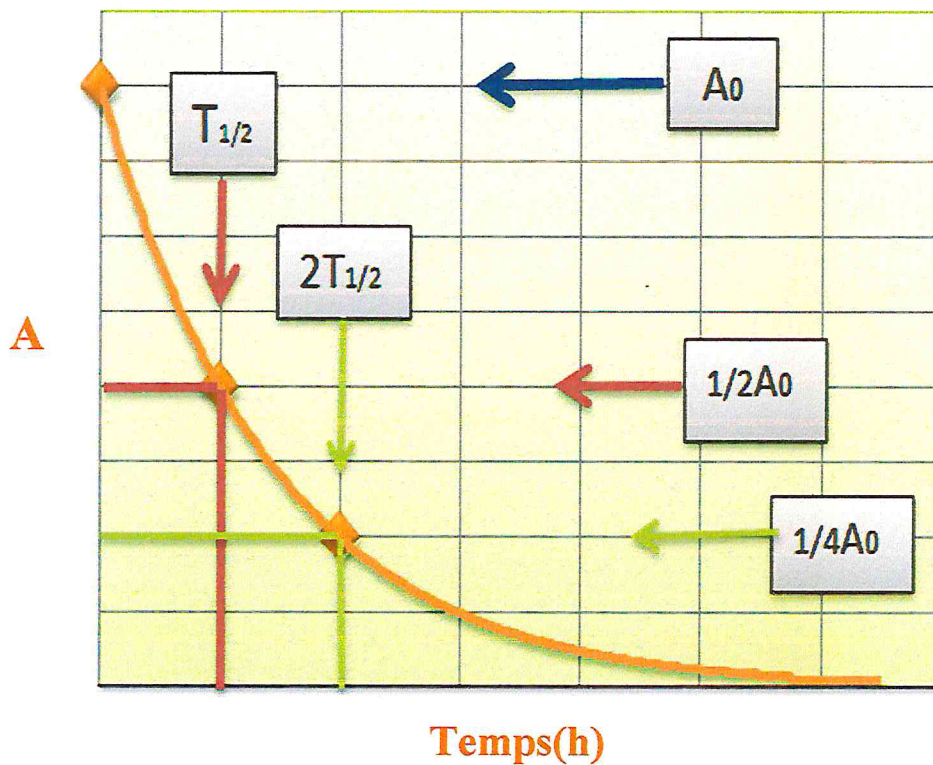


Figure 1.5: Courbe de décroissance de l'activité d'un radioélément en fonction du temps.

### 1.4.2. Fluence de particules et le débit de fluence de particules

La fluence  $\Phi$  est le quotient de  $dN$  par  $da$ , où  $dN$  représente le nombre de particules traversant une sphère élémentaire de section diamétrale  $da$  [Kloug, 2010], [Ervin, 2006].

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad 1.5$$

L'unité de la fluence est le [ $cm^{-2}$ ].

Le débit de fluence,  $\dot{\Phi}$ , est le quotient de  $d\Phi$  par  $dt$ ,  $d\Phi$  représente le nombre de particules traversant une sphère élémentaire de section diamétrale  $da$  pendant un intervalle de temps  $dt$ .

$$\dot{\Phi} = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{da dt} \quad 1.6$$

L'unité du débit de la fluence est le [ $cm^{-2} s^{-1}$ ].

### 1.4.3. Fluence énergétique et le débit de fluence énergétique

La fluence énergétique,  $\psi$ , décrit le flux d'énergie dans un faisceau de photons et elle est définie comme étant la quantité de l'énergie  $dE$  traversant une région unité  $dA$  [Ervin, 2006].

$$\psi = \frac{dE}{dA} \quad 1.7$$

L'unité de la fluence énergétique est le [ $MeV cm^{-2}$ ].

➤ Pour un faisceau mono-énergétique,  $dE$  est le nombre de photons  $dN$  multiplié par leurs énergies  $h\nu$ , et la fluence énergétique en fonction de la fluence de photons est donnée par la relation suivante :

$$\psi = \Phi h\nu \quad 1.8$$

Le débit de la fluence énergétique est défini comme étant la fluence énergétique par unité du temps.

$$\dot{\psi} = \frac{d\psi}{dt} \quad 1.9$$

L'unité de la fluence énergétique est le [ $MeV cm^{-2} s^{-1}$ ].

## 1.5. Grandeurs dosimétriques

### 1.5.1. Kerma et débit de kerma

Le terme « *kerma* » est l'acronyme anglais de *kinetic energy released per unit mass*, qui signifie la quantité d'énergie cinétique libérée par unité de masse [Ervin, 2006]. Le kerma,  $K$ , est défini par le quotient de  $dE_{tr}$  sur  $dm$ , où  $dE_{tr}$  est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées libérées par les particules non chargées dans un élément de masse  $dm$  de matière, il est donné par l'expression suivante:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad 1.10$$

L'unité de cette grandeur est le  $[J\ kg^{-1}]$ .

Étant donnée l'importance de cette grandeur, on a lui attribué le nom particulier de gray, symbolisé par  $[Gy]$ .

Une autre observation importante découlant de la définition du kerma est la nature ponctuelle de cette grandeur. En effet, un élément de masse infiniment petit ( $dm$ ) se rapporte à un point dans l'espace.

La caractérisation de la vitesse à laquelle l'énergie est transférée des particules non chargées aux particules chargées de la matière se fait par le biais du *débit de kerma*  $\dot{K}$ . Celui-ci est défini comme la dérivée du kerma par rapport au temps :

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad 1.11$$

Où  $dK$  est l'incrément du kerma pendant l'élément de temps  $dt$ .

L'unité du *débit de kerma* est le  $[Gy\ s^{-1}]$ .

### 1.5.2. Kerma dans l'air à proximité d'une source radioactive ponctuelle

Le kerma dans l'air à proximité d'une source radioactive dépend du schéma de désintégration du radioélément (énergie et probabilité d'émission des particules émises), de la manière dont l'énergie est transférée des photons aux électrons secondaires, de l'activité de la source et des conditions géométriques (répartition de l'activité dans la source et de la distance du point d'intérêt par rapport à la source).

Si l'activité est répartie de manière homogène dans la source, le kerma est proportionnel à l'activité.

Si les conditions géométriques sont telles que la source peut être considérée comme étant ponctuelle et qu'aucune absorption n'a lieu entre la source et le point d'intérêt, alors le kerma est inversement proportionnel au carré de la distance entre la source et le point d'intérêt.

Lorsque ces conditions sont remplies, le kerma dans l'air à une distance  $r$  d'une source émettrice gamma d'activité  $A$  est donné par l'expression suivante :

$$K_{air} = \Gamma_K \frac{A}{r^2} \quad 1.12$$

Où  $\Gamma_K$  est la constante de débit de kerma dans l'air.

Lors de l'application de la relation précédente on prendra garde à la cohérence des unités. Par exemple, si la constante de débit de kerma est donnée en  $(Gy\ m^2\ h^{-1}\ Bq^{-1})$ , il faut introduire l'activité en  $Bq$  et la distance en  $m$ . Le résultat obtenu est alors en  $Gy\ h^{-1}$ .

### 1.5.2.1. Relations entre le kerma et la fluence

L'énergie transférée aux électrons par les photons peut être dépensée de deux manières distinctes [Ervin, 2006]:

1. par des interactions de collision (collisions simples, collisions durs).
2. A travers des interactions radiatives (Bremsstrahlung (freinage)), annihilation (électron- positron).

Par conséquent, le débit de kerma total est habituellement divisé en deux composantes: le kerma de collision,  $K_{col}$  et le kerma radiatif,  $K_{rad}$ :

➤ Le kerma de collision  $K_{col}$  est la composante qui mène à la production d'électrons qui dissipent leur énergie sous forme d'ionisation dans ou près des pistes d'électrons dans le milieu, et le résultat des interactions de champ Coulombien avec les électrons atomiques. Ainsi, le kerma de collision est la valeur moyenne de l'énergie nette transférée à des particules chargées par unité de masse au point d'intérêt, à l'exclusion à la fois la perte d'énergie radiative et l'énergie passé d'une particule chargée à une autre.

➤ Le kerma radiatif  $K_{rad}$  est la composante du kerma qui conduit à la production de rayonnement de freinage que les particules secondaires chargées sont décélérées dans le

milieu. Il est le résultat d'interactions de champ Coulombien entre les particules chargées et les noyaux atomiques.

➤ Le kerma totale  $K$  est donc donné par l'équation suivante :

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad 1.13$$

La fraction moyenne de l'énergie transférée aux électrons qui est perdu à travers des processus radiatifs est représenté par un facteur appelé la fraction bremsstrahlung  $g$ . Par conséquent, la fraction perdue par des collisions est  $(1-g)$ .

➤ Une relation souvent utilisé entre le kerma de collision,  $K_{col}$  et le kerma totale,  $K_T$  elle est donnée comme suit:

$$K_{col} = K_{air}(1 - g) \quad 1.14$$

➤ Pour les faisceaux mono-énergétiques, le kerma de collision  $K_{col}$  en un point dans un milieu est lié à la fluence énergétique  $\Psi$  en ce point dans le milieu par l'équation (1.15) suivante:

$$K_{col} = \Psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} \quad 1.15$$

Où  $(\mu_{en}/\rho)$  est le coefficient d'absorption massique en énergie pour les photons mono-énergétiques.

➤ Pour les faisceaux poly-énergétiques, le kerma de collision en un point est obtenu comme suit:

$$K_{col} = \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) \left( \frac{\mu_{en}}{\rho}(E) \right) dE = \sum_{i=1}^n \Psi_i \left( \frac{\mu_{i en}}{\rho} \right) \quad 1.16$$

Le coefficient d'absorption massique en énergie, dans un milieu est relié au coefficient de transfert massique en énergie dans le milieu,  $(\mu_{tr}/\rho)$  pour un faisceau de photons mono-énergétiques donnée, par l'expression suivante :

$$\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) = \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) (1 - g) \quad 1.17$$

Pour la gamme d'énergie utilisée en curiethérapie :

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right) \approx \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) \quad 1.18$$

➤ Donc pour les photons mono-énergétiques le kerma totale,  $K$  en un point dans un milieu est liée à la fluence énergétique  $\Psi$  dans l'air par l'équation suivante:

$$K = \Psi \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{air} \quad 1.19$$

➤ Pour les faisceaux poly-énergétiques, de la même que ci-dessus, le spectre moyen des coefficients de transfert massiques en énergie peut être utilisé en conjonction avec la fluence énergétique totale pour obtenir le kerma total [Ervin, 2006].

### 1.5.2.2. Détermination théorique du débit de kerma pour un faisceau monoénergétique

La constante du débit de kerma peut être calculée théoriquement, pour un radioélément, si on connaît avec précision son schéma de désintégration [Dutrex, 1982].

➤ Pour les faisceaux mono-énergétiques le flux d'énergie rayonné par une source ponctuelle émettant  $N$  photons d'énergie  $E$  est  $NE$ , à une distance  $r$  de la source, ce flux traverse une sphère centrée sur la source dont la surface est :

$$S = 4\pi r^2 \quad 1.20$$

Et la fluence énergétique est :

$$\Psi = \frac{NE}{4\pi r^2} \quad 1.21$$

Ainsi, le kerma dans l'air à une distance  $r$  de la source se calcule en tenant compte du coefficient de transfert massique en énergie dans l'air lequel ne dépend que de l'énergie  $E$  du rayonnement :

$$K = \frac{NE}{4\pi r^2} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{air} \quad 1.22$$

En comparant les équations (1.21 et 1.22), on peut déduire la valeur de la constante de débit de kerma pour une source de  $Bq$  ( $N=1 s^{-1}$ ) et une distance unitaire à la source ( $r = 1m$ ) ; si on exprime l'énergie en  $MeV$  et le coefficient de transfert massique en énergie en  $m^2 kg^{-1}$  :

$$\Gamma_K = \frac{NE}{4\pi} \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air} = 1.6 \cdot 10^{-13} \frac{E}{4\pi} \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air} \quad 1.23$$

L'unité de la constante de débit de kerma est le  $[Gy \ m^2 \ s^{-1} \ Bq^{-1}]$ .

### 1.5.2.3. Relation entre le Kerma et la dose

En générale, le transfert d'énergie à des particules chargées (kerma) à partir d'un faisceau de photons dans un emplacement particulier ne mène pas à l'absorption d'énergie par le milieu (dose absorbée) au même endroit. Cela est dû au parcours non-nulle des électrons secondaires libérés par des interactions de photons [Ervin, 2006].

Puisque les photons radiatifs échappent surtout du volume d'intérêt, on se relie généralement la dose absorbée avec le kerma de collision. En général, cependant, le rapport entre la dose et le kerma de collision est noté comme suit:

$$\beta = D_{air}/K_{col} \quad 1.24$$

Si les photons radiatifs s'échappent du volume d'intérêt, on fait une hypothèse,  $\beta \approx 1$ .

➤ La figure 1.6, illustre la relation entre le kerma de collision et la dose absorbée sous les conditions d'équilibre électronique: sous des conditions d'équilibre de particules chargées (CPE) dans la figure (1.6.a), et sous des conditions d'équilibre de particules chargées transitoire (TCPE) dans la figure 1.6.b.

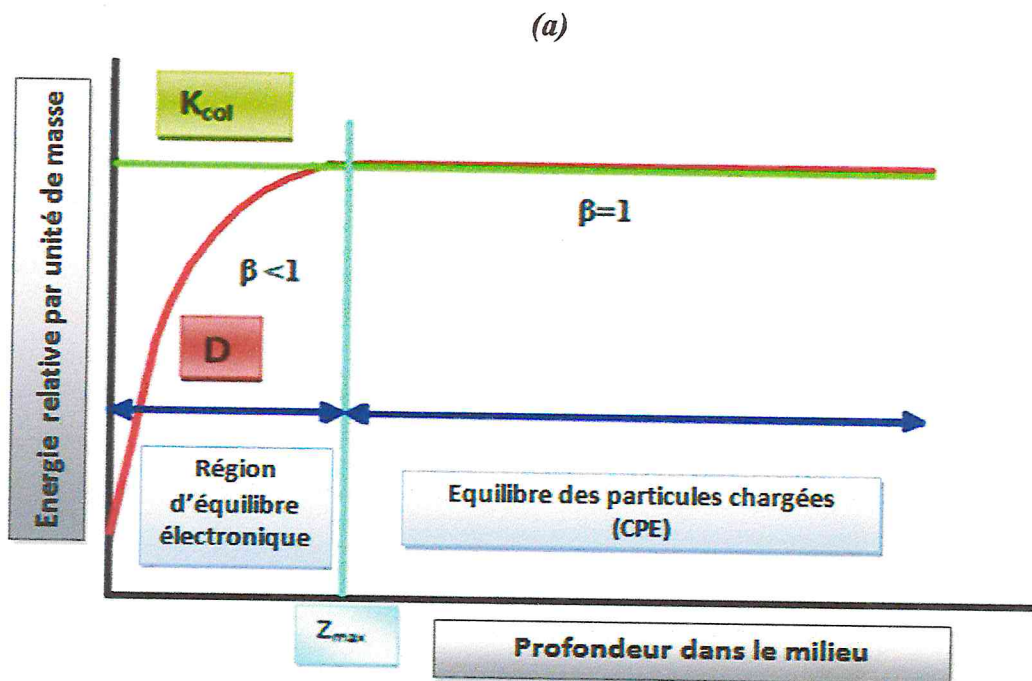
➤ Tant que les faisceaux de photons de haute énergie pénètrent dans le milieu, le kerma de collision est maximale à la surface du matériau irradié en raison de la fluence des photons qui est plus grande à la surface. Initialement, la fluence de particules chargées (donc la dose absorbée) augmente en fonction de la profondeur jusqu'à la profondeur de dose maximale  $Z_{max}$ .

➤ Dans une situation plus réaliste, cependant, en raison de l'atténuation des photons et la diffusion dans le milieu, une région de TCPE se produit où il existe une relation constante entre le kerma de collision et la dose absorbée. Cette relation est pratiquement constante, dans des faisceaux de photons de haute énergie, l'énergie moyenne des électrons générés et donc leurs parcours ne changent pas sensiblement avec la profondeur dans le milieu.

➤ Dans le cas particulier où le véritable équilibre de particules chargées existe (à la profondeur de la dose maximale dans le milieu), la relation entre la dose absorbée  $D$  et le kerma total  $K$  est donné par l'équation suivante :

$$D_{air} = K_{col} = K(1 - g) \quad 1.25$$

La fraction bremsstrahlung dépend également de la matière considérée, avec des grandes valeurs pour les matériaux de  $Z$  élevée [Ervin, 2006].





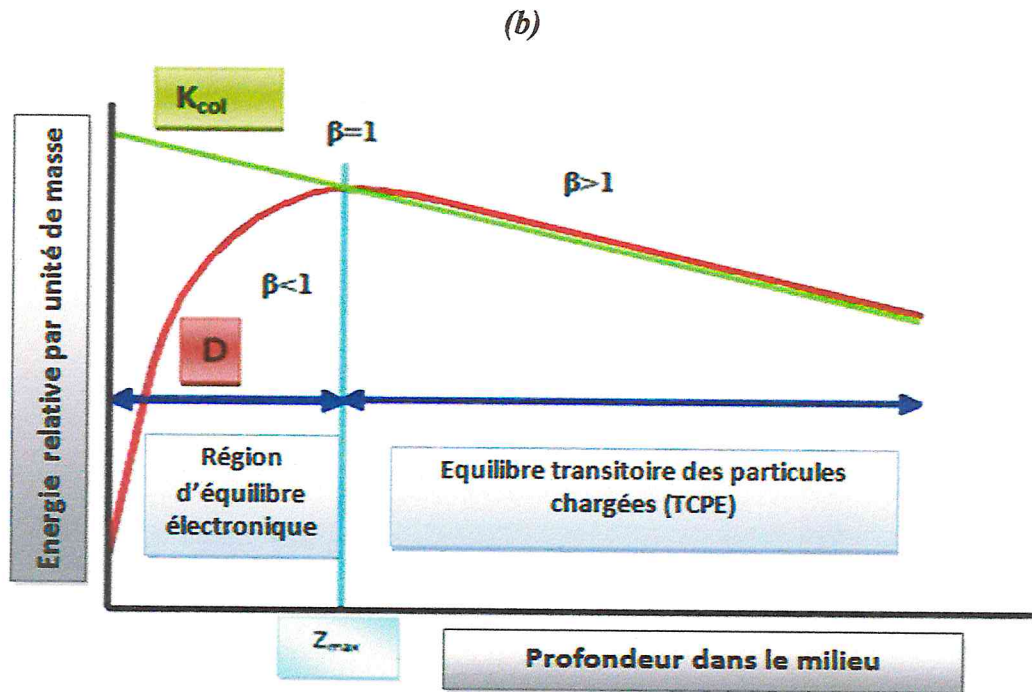


Figure 1.6 : Variation du kerma de collision et de la dose absorbée en fonction de la profondeur dans un milieu irradié par un faisceau de photons de haute énergie.

## *CHAPITRE 2*

# *SPECIFICATION DES SOURCES SCELLEES UTILISEES EN CURIETHERAPIE*

## Chapitre 2

### Spécification des sources scellées utilisées en curiethérapie

Dans ce chapitre, nous allons parler des différentes sources radioactives utilisées en curiethérapie: leurs caractéristiques physiques, chimiques, leurs formes ainsi que, leurs modes et moyens de spécification et de contrôle.

#### 2.1. Sources scellées

Une source scellée est une «*Source radioactive enfermée dans une enveloppe scellée, où munie d'un revêtement auquel elle est intimement liée, devant présenter une résistance suffisante pour empêcher le contact avec la matière radioactive et la dispersion de celle-ci dans les conditions pour laquelle elle a été conçue* » [ISO, 2919].

Avant leurs utilisations en routine cliniques, ces sources doivent être soumises à un ensemble de testes concernant: un contrôle dimensionnel, la non-contamination, l'étanchéité, la répartition de la matière radioactive (homogénéité et uniformité), l'activité, ....

#### 2.2. Sources scellées utilisées en curiethérapie

##### 2.2.1. Sources émettrices gamma

###### 2.2.1.1. Radium 226

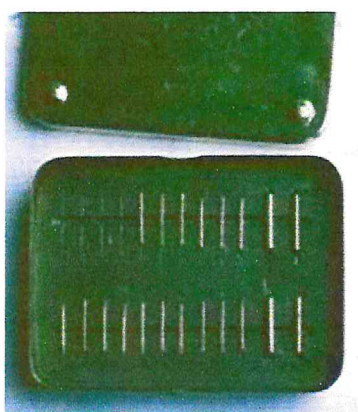
Le Radium-226 ( $^{226}\text{Ra}$ ) est le premier radioélément qui à été utilisé en curiethérapie, c'est un radioélément naturel qui occupe la place du sixième membre de la série de l'uranium, qui commence par  $^{238}\text{U}$  et se termine avec  $^{206}\text{Pb}$  stable, il se désintègre avec une demi-vie d'environ 1600 années pour former le radon dont le processus de désintégration du Radium ( $^{226}\text{Ra}$ ) au plomb stable émet au moins 49 rayonnements avec des énergies allant de 0,184 à 2,45 MeV (gamme d'énergie large), l'énergie moyenne des rayonnements du radium en équilibre séculaire (avec ses produits de filiation) utilisé en thérapie est de 0,83 MeV; cette dernière est issue d'une filtration d'au moins 0,5 mm de platine fourni par le boîtier de la source, filtration suffisante pour absorber la plupart des particules émises par le radium et ses produits de filiation.

La source active est fournie principalement sous forme de sulfate de radium ou de chlorure de radium mélangé avec un produit inerte et chargé dans une capsule scellée (feuilles d'or de 0,1 à 0,2mm). Le tout est placé dans une gaine de platine de (0,5mm) scellée, pour

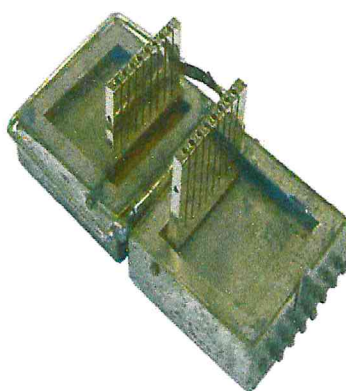
éviter les fuites de gaz radon. Les sources de radium (figure 2.1), sont fabriquées sous forme d'aiguilles ou de tubes de longueurs et activités différentes.

Les sources de radium sont exprimées par une:

- longueur active: la distance entre les extrémités de la matière radioactive ;
- longueur physique: la distance entre les extrémités effectives de la source ;
- activité de la source: en milligrammes de radium contenu ;
- et une filtration : l'épaisseur transversale de la paroi de la capsule, exprimée en termes de millimètres de platine [*Khan, 2003*].



Une boîte d'aiguilles de Radium.



Container en plomb pour le transport des sources.

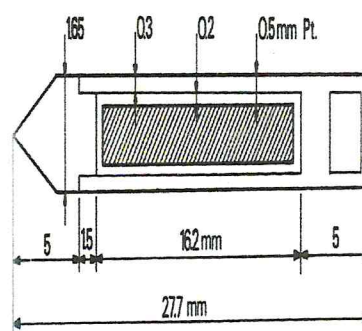


Schéma d'une aiguille de 1mg de  $^{226}\text{Ra}$ .

**Figure 2.1: Sources de  $^{226}\text{Ra}$  utilisées en curiethérapie.**

### 2.2.1.2. Césium 137

Le Césium-137 ( $^{137}\text{Cs}$ ) est un radioélément artificiel qui émette un rayonnement monoénergétique, il a été introduit vers les années 60 comme substitut au radium à la fois en curiethérapie interstitielle et intracavitaire. Il est fourni sous la forme de poudres ou de céramiques insolubles microsphères encapsulé dans des grains, aiguilles et des tubes en acier inoxydable comme le montre la figure 2.2.

D'après le processus de désintégration, le  $^{137}\text{Cs}$  se transforme au  $^{137}\text{Ba}$ . 93,5% des désintégrations sont suivies par l'émission du rayonnement gamma de 0,662 MeV (utilisé en clinique), les particules et les rayons X caractéristiques de faibles énergies sont absorbés par la gaine [*Khan, 2003*].

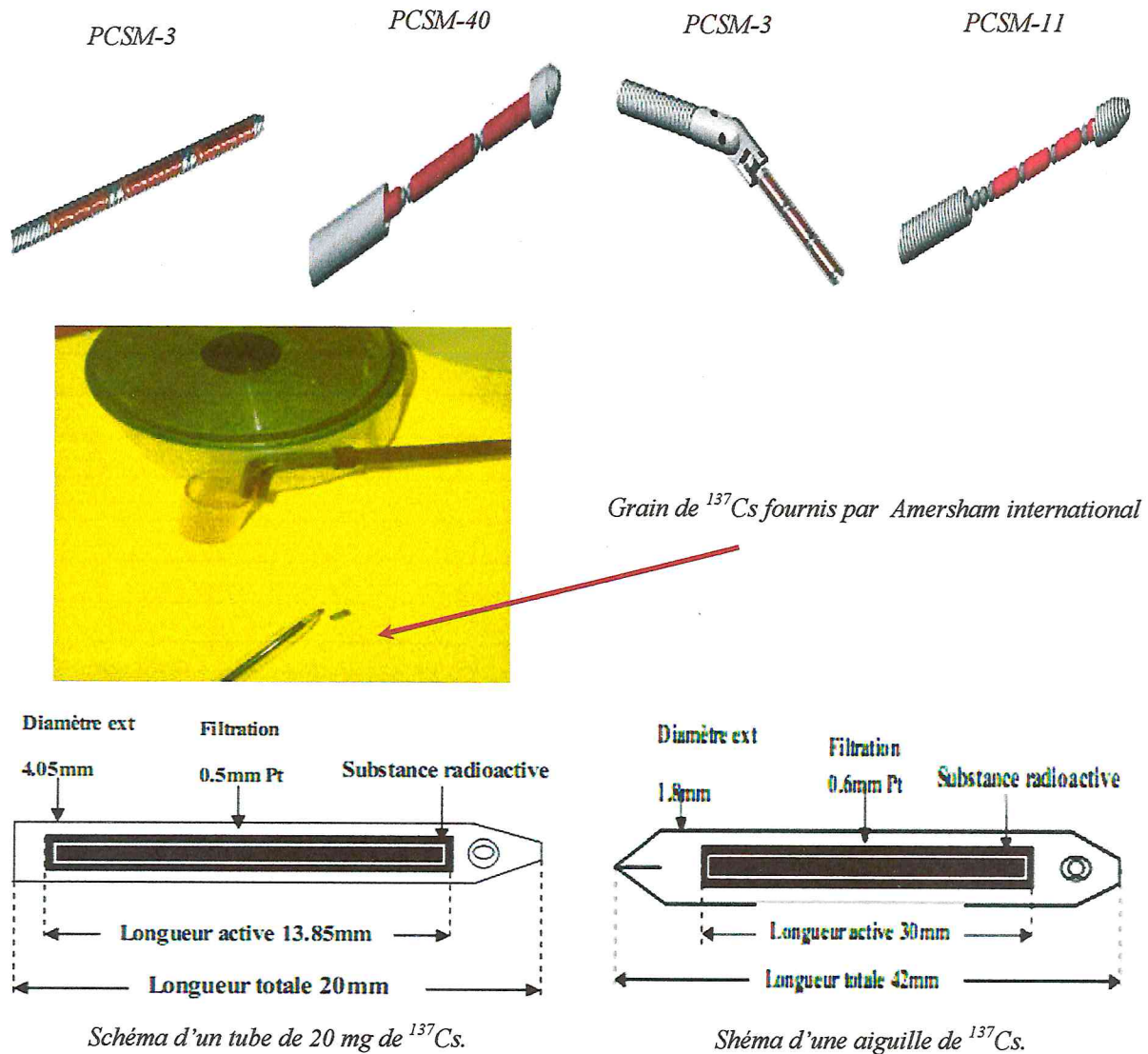


Figure 2.2: Sources de  $^{137}\text{Cs}$  utilisées en curiethérapie LDR.

### 2.2.1.3. Cobalt 60

Le Cobalt-60 ( $^{60}\text{Co}$ ) est un radioélément artificiel obtenu par irradiation neutronique du  $^{59}\text{Co}$  ; il se désintègre vers le nickel 60 ( $^{60}\text{Ni}$ ) stable; il émet des rayonnements  $\beta^-$  d'énergie 0,31 MeV arrêtés par la capsule d'acier, cette désintégration se poursuit par l'émission de deux photons d'énergie moyenne 1,25 MeV, utilisée pour le traitement. L'avantage principal du  $^{60}\text{Co}$  est son activité spécifique élevée, ce qui permet la fabrication des petites sources requises pour certains applicateurs spéciaux. Cependant, il est plus cher que le  $^{137}\text{Cs}$  et il a une demi-vie de 5,26 ans, ce qui nécessite un remplacement tous les 4 ans et un système d'inventaire complexe [Khan, 2003].

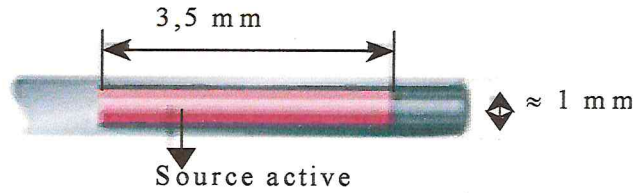
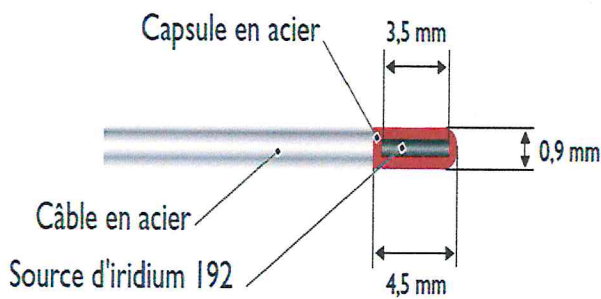


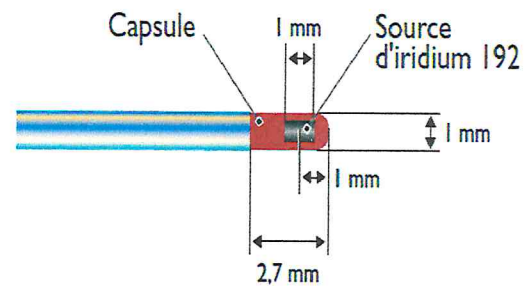
Figure 2.3: Source miniature de  $^{60}\text{Co}$  utilisée en curiethérapie.

2.2.1.4. Iridium 192

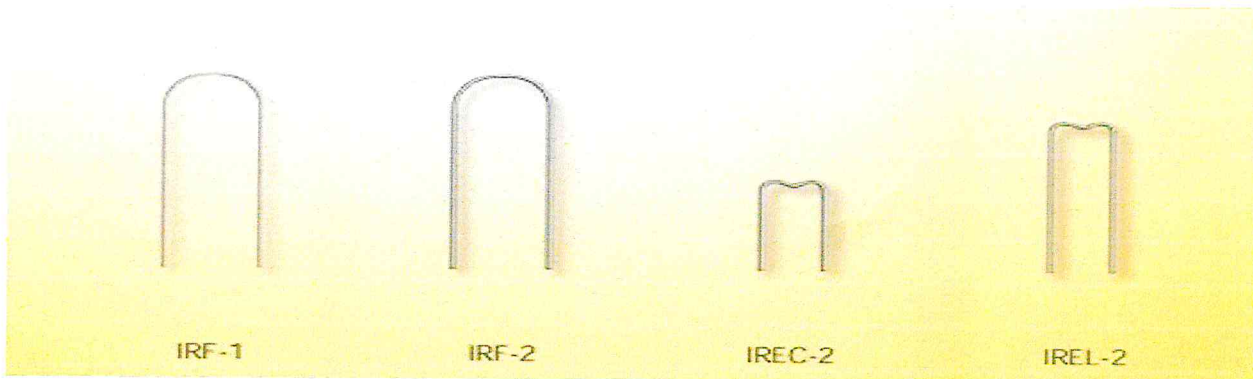
Les sources d'Iridium-192 ( $^{192}\text{Ir}$ ) sont fabriquées d'un d'alliage d'iridium et de platine sous forme de sources miniatures ou des fils minces flexibles qui peuvent être découpés à la longueur désirée (figure 2.4). L' $^{192}\text{Ir}$  est un radioélément artificiel généré par bombardement neutronique d' $^{191}\text{Ir}$ ; il a un spectre complexe avec une énergie moyenne de 0,38 MeV, et une période de 73,8 jours, une gaine protectrice de platine entre 0,1 et 0,2 mm suffit à filtrer l'émission  $\beta$  [INRS/ IRSN, 2009].



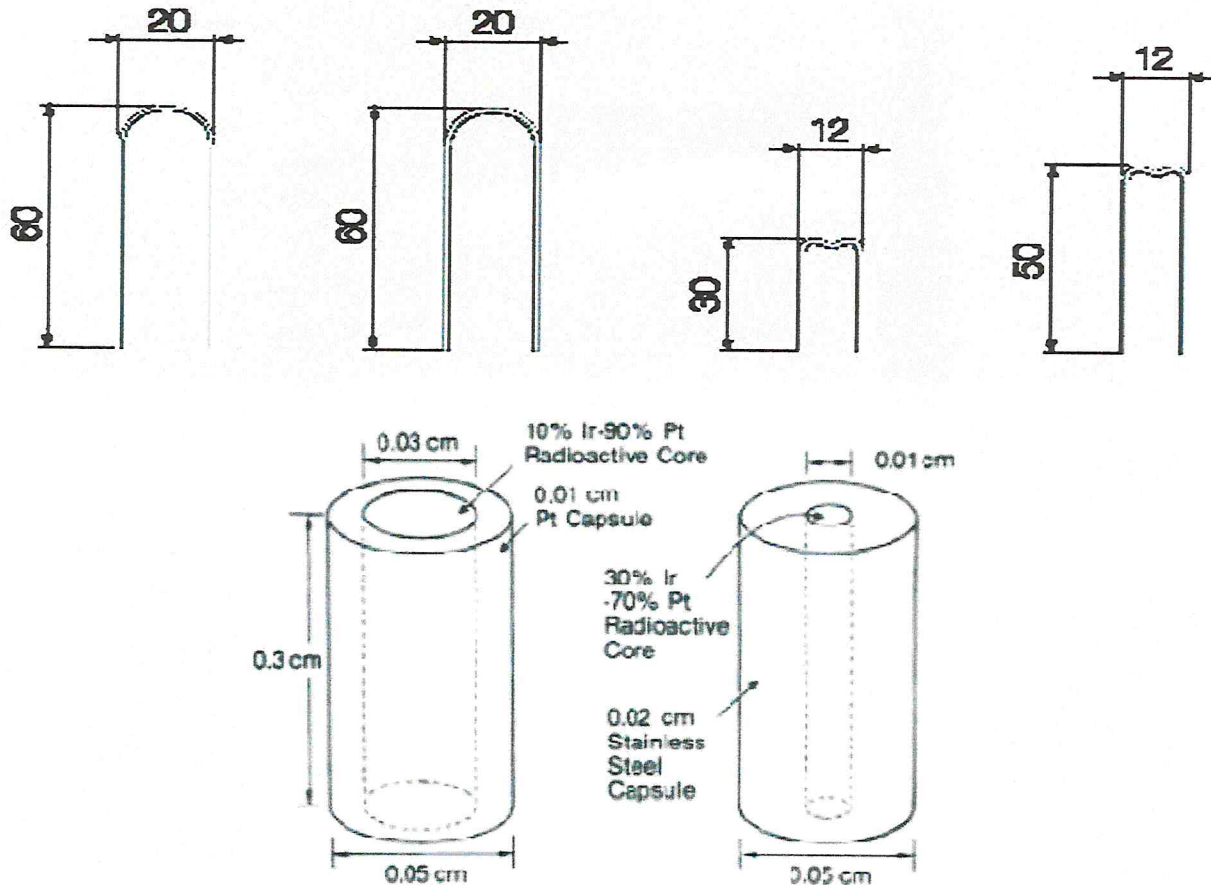
Source d' $^{192}\text{Ir}$  utilisée en CHDR.



Sources d' $^{192}\text{Ir}$  utilisée CPDR.



Dimensions en mm

Sources  $^{192}\text{Ir}$  utilisées en curiethérapie LDR.Figure 2.4: Sources d' $^{192}\text{Ir}$  utilisées en curiethérapie.

### 2.2.1.5. L'Or 198

L'Or-198 ( $^{198}\text{Au}$ ) a une demi-vie de 2,7 jours, il émet un rayonnement mono-énergétique d'énergie 0,412 MeV; des rayons d'énergie maximale 0,96 MeV sont également émis, mais ils sont absorbés par la paroi de platine d'épaisseur 0,1 mm qui entoure le grain. Un grain d' $^{198}\text{Au}$  a 2,5 mm de longueur et un diamètre extérieur de 0,8 mm. En raison de son faible énergie, les problèmes de protection du personnel sont plus faciles à gérer [Khan, 2003].

### 2.2.1.6. Iode 125

L'Iode-125 ( $^{125}\text{I}$ ) est un radioélément artificiel qui a un spectre complexe, il se désintègre exclusivement par capture d'électrons à un état excité de  $^{125}\text{Te}$ , qui se désintègre spontanément à l'état fondamental avec émission d'un photon de 35,5 keV. Des Rayons X caractéristiques dans la gamme de 27 à 35 keV sont également produite en raison de la capture d'électrons et les processus de conversion interne. L'encapsulation de titane permet d'absorber les électrons libérés et les rayons X avec des énergies inférieures à 5 keV (Figure

2.5). Il a une énergie moyenne de 28 keV et une période de 59,4 jours avec un taux de désintégration de 1% par jour; Il est utilisé pour les implantations permanentes [Khan, 2003].

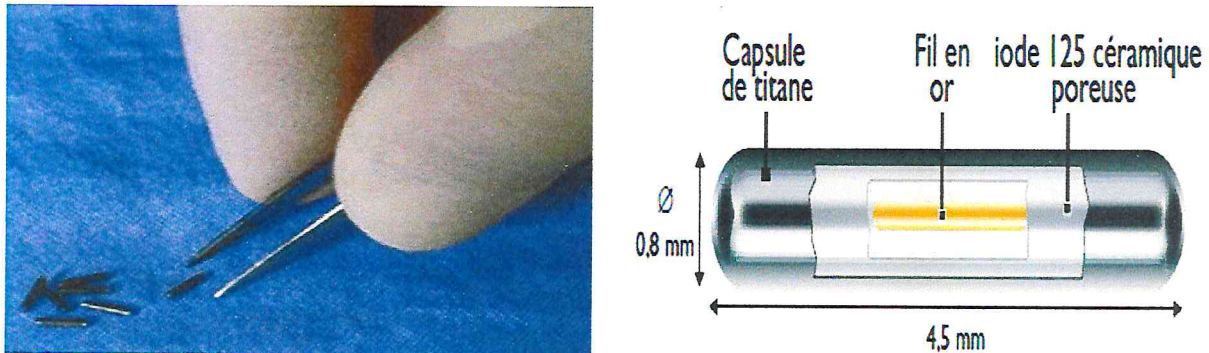
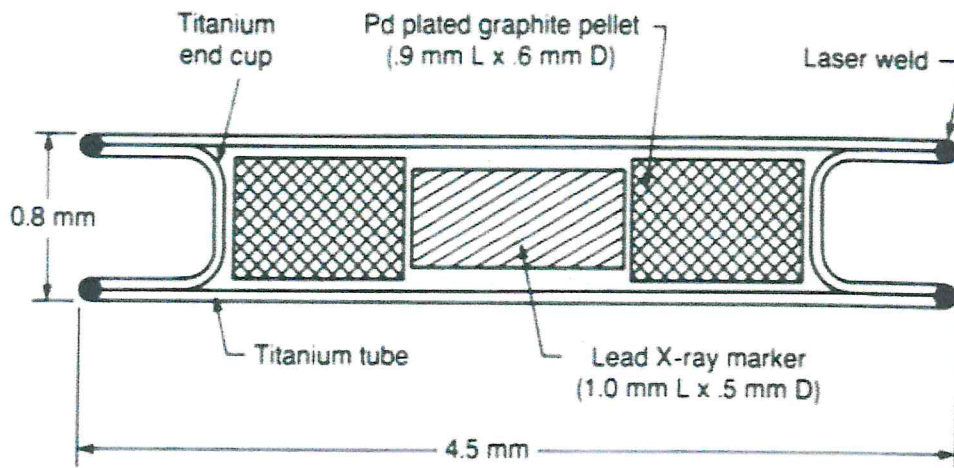


Figure 2.5 : Grains d'Iode 125 utilisés en curiethérapie LDR.

### 2.2.1.7. Palladium 103

Les grains du Palladium-103 ( $^{103}\text{Pd}$ ), représentés sur la figure 2.6, sont récemment devenues disponibles pour l'utilisation en curiethérapie; Leurs applications cliniques sont similaires à ceux de  $^{125}\text{I}$ . Le  $^{103}\text{Pd}$  a une courte demi-vie de 17 jours, il peut fournir un avantage biologique dans les implantations permanentes car la dose est délivrée à un rythme beaucoup plus rapide.

La désintégration par capture d'électrons du  $^{103}\text{Pd}$  provoque l'émission des rayons X caractéristiques dans la gamme de 20 à 30 keV, avec une énergie moyenne de 20,9 keV et des électrons Auger. La distribution de la fluence photonique autour de la source est anisotrope en raison de l'auto-absorption à l'intérieur de la source [Khan, 2003].





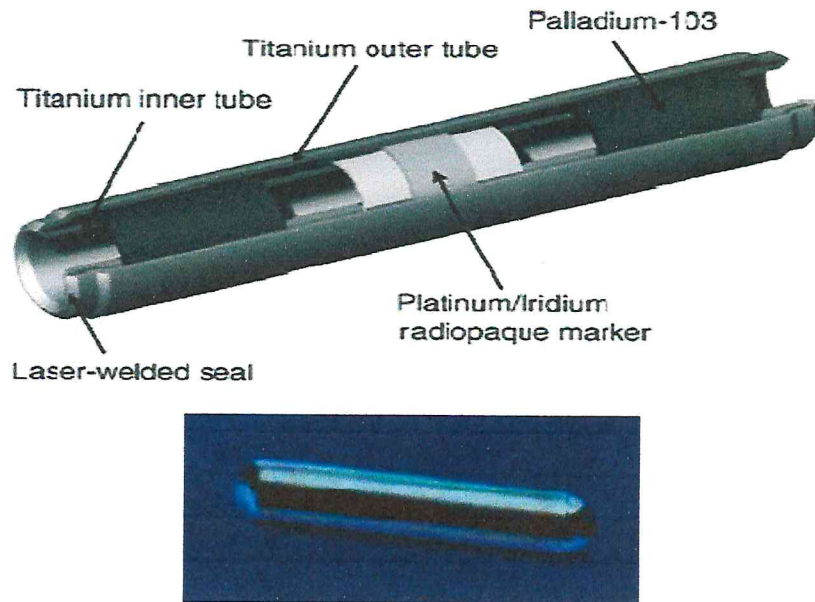


Figure 2.6: Grains de Palladium103 utilisés en curiethérapie HDR.

2.2.1.8. Source Xoft Axxent a rayon X

La source Xoft Axxent est la source du future. C'est une source miniature qui délivre un faisceau de rayons X pour des tensions entre 25 et 50 kV (Figure 2.7).

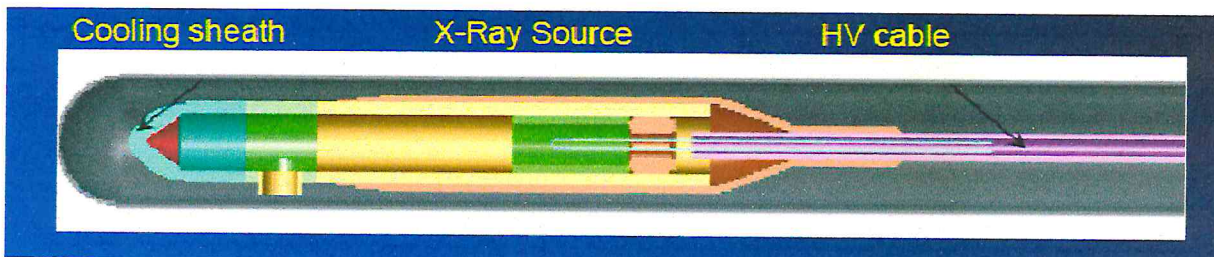
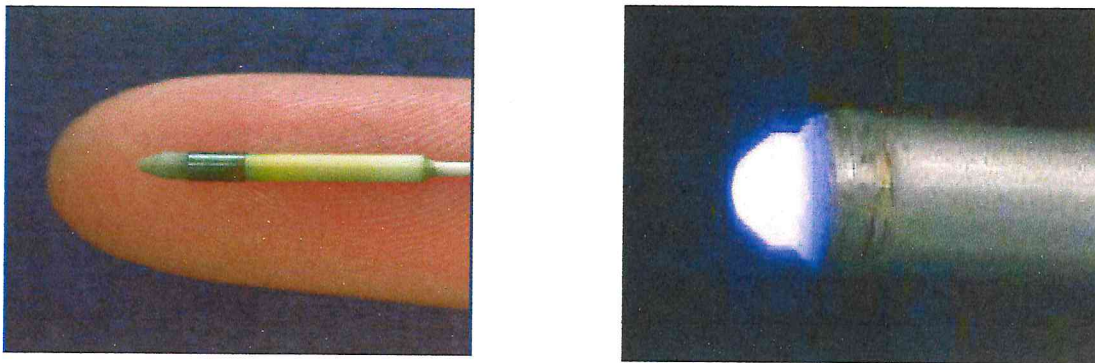


Figure 2.7 : Le grain Xoft Axxent a rayon X.

## 2.2.2. Sources émettrices bêta

### 2.2.2.1. Phosphore 32

Le phosphore-32 ( $^{32}\text{P}$ ) est une substance radioactive artificielle obtenue par bombardement neutronique de phosphore stable [ $^{31}\text{P} (n,\gamma) ^{32}\text{P}$ ]; il se désintègre vers le soufre-32, c'est un émetteur  $\beta^-$  pur de haute énergie, dont le spectre continu a pour énergie maximale 1,7 MeV et pour énergie moyenne 0,7 MeV; sa période radioactive est de 14,3 jours; il est utilisée en bas débit sous forme de fils flexible, le radioélément est inclus dans une gaine en alliage de nickel et de titane avec une longueur active de 27 mm [INRS/IRSN, 2009].

### 2.2.2.2. Strontium 90 et Yttrium 90

Le Strontium-90 ( $^{90}\text{Sr}$ ) résulte de la chaîne de fission du brome-90. Il conduit par désintégration  $\beta^-$  à l'yttrium-90 ( $^{90}\text{Y}$ ), lui-même émetteur  $\beta^-$  de courte période radioactive (64h). Le  $^{90}\text{Sr}$  a une demi-vie de 28,5 années, une activité massique de  $5,16 \cdot 10^{12} \text{ Bq g}^{-1}$  et une énergie maximale de 546 keV. Pour le  $^{90}\text{Y}$ , l'énergie maximale est de 2,28 MeV. Les sources de  $^{90}\text{Sr}$  utilisées en curiethérapie bas débit sont des sources scellées constituées de grains de  $^{90}\text{Sr}$  enfermés dans une capsule en acier inoxydable. La longueur de la capsule est de 2,5 mm et la largeur active des grains est 2,3 mm. Les grains de  $^{90}\text{Sr}$  sont utilisés pour le traitement de lésions superficielles de l'œil comme le ptérygion [INRS/IRSN, 2008].

Sur le tableau 2.1, nous avons regroupé les caractéristiques des radionucléides utilisés en curiethérapie.

Tableau 2.1: Caractéristiques des radionucléides utilisés en curiethérapie.

Radionucléides	Symboles	A	Périodes	$E\gamma_{\text{moy}}$ (MeV)	$E\beta_{\text{moy}}$ (keV)	Types d'implantation
Radium	Ra	226	1600 années	0,83	/	Temporaire
Iridium	Ir	192	73,8 jours	0,38	/	Temporaire
Césium	Cs	137	30 années	0,662	/	Temporaire
Cobalt	Co	60	5,26 années	1,25	0,031	Temporaire
Or	Au	198	2,7 jours	0,412	/	Permanent
Iode	I	125	59,4 jours	0,028	/	Permanent
Palladium	Pd	103	17 jours	0,0209	/	Permanent
Phosphore	P	32	14,3 jours	/	700	Permanent
Strontium	Sr	90	28,5 années	/	546	Temporaire
Yttrium	Y	90	64 heures	/	2280	Temporaire

### 2.3. Modes de spécifications des sources

La section suivante donne les quantités recommandées pour la spécification des sources de curiethérapie. Les anciennes quantités sont encore utilisées par les fabricants et, dans certains systèmes plus anciens de planification de traitement. Lorsque la conversion d'une quantité à une autre est faite, le plus grand soin doit être apporté à la sélection des facteurs appropriés.

### 2.3.1. Spécification des sources de rayonnements gamma

#### 2.3.1.1. Activité réelle

Dès le début de l'ère du Radium ; vers les années 1900, jusqu'au années 50, il était habituel de spécifier l'intensité des sources de radium disponibles en termes de la masse en mg du Radium. En 1911, l'unité du milligramme de radium (mg Ra) a été incluse lorsque Marie Curie a introduit une norme internationale à l'aide d'une masse connue de chlorure du Radium dans un tube en verre de Thüringian.

La définition originale de la curie (Ci) est que l'unité d'activité était le Ci et 1 Ci est égale à l'activité produite par 1 g de Radium ( $3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ). Des mesures raffinées ont évaluées l'activité de 1 g de Radium par  $3,655 \times 0,988 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$  ou 1 Ci.

La mesure de l'activité de la matière radioactive (source active), en particulier pour des sources scellées, présente des problèmes, à cause de la présence de la gaine ; matériau de filtration entourant la source active, ce qui génère des phénomènes d'atténuation et de diffusion. C'est pourquoi autres quantités de rechange ont été introduites entre autres : masse équivalente de Radium, activité apparente où équivalente, débit d'exposition $\dot{X}$ , débit de kerma de référence et plus récemment l'intensité du débit de kerma [Baltas, 2007].

#### 2.3.1.2. Masse équivalente de Radium

Juste après l'introduction des radionucléides artificiels et puisque la majorité des expériences dans le domaine de la curiethérapie a été acquise en utilisant des sources de Radium, il était commode de changer les sources en conservant le dosage et les techniques existants à cette époque. Ainsi, pour les sources contenant des radionucléides sont considérés comme des substituts du Radium, leur spécification était réalisée en milligramme de Radium-équivalente permettant ainsi une comparaison directe avec le Radium.

À ce moment-là, dès le début des années 1970, les tables utilisées pour des sources de Radium pourrait encore être utilisés pour les nouvelles sources de radionucléides, tels que le  $^{60}\text{Co}$  et le  $^{137}\text{Cs}$ .

La masse équivalente du Radium d'une source est définie comme étant la masse en mg de Radium filtrée par 0,5 mm de platine qui mène au même débit d'exposition que celle résultant de la source en cours d'examen à la même distance de 1 m dans l'air [Baltas, 2007].

### 2.3.1.3. Activité apparente ou équivalente

Pour une source de curiethérapie est définie comme l'activité d'une source ponctuelle hypothétique non filtrée du même radionucléide qui donnerait le même débit de kerma de référence dans l'air à l'air, à une distance de référence (généralement de 1 m) le long de la médiatrice de la source. L'unité SI d'activité apparente est le becquerel ( $1\text{Bq}=1\text{s}^{-1}$ ), l'ancienne unité est le curie Ci, ( $1\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10}\text{Bq}$ ). L'activité apparente est parfois appelée *activité équivalente*.

### 2.3.1.4. Débit d'exposition $\dot{X}$

Autrefois, le débit d'exposition selon une distance donnée de la source a été utilisé en tant que mesure de l'intensité de la source. Il était le paramètre d'origine d'intérêt en curiethérapie.

Au point P dans l'air à une distance  $d$  de la source le débit d'exposition est exprimé comme suit :

$$\dot{X} = \frac{A \Gamma_x}{d^2} \quad 2.1$$

Où :

$A$  : activité apparente de la source en [Ci].

$\Gamma_x$  : constant du débit d'exposition [ $\text{R m}^2 \text{ Ci}^{-1} \text{ h}^{-1}$ ].

$d$  : distance radiale.

### 2.3.1.5. Débit de kerma de référence

La quantité recommandée, actuellement pour la spécification des sources de rayonnement gamma est le débit de kerma de référence  $K_{ref}$  définie par l'ICRU 38 et 58 comme étant le débit de kerma dans l'air à l'air, à une distance de référence d'un mètre, corrigé pour l'atténuation et de diffusion dans l'air.

L'unité SI du débit de kerma de référence est le  $\text{Gy s}^{-1}$ , mais pour des fins de spécification de la source, il est plus commode d'utiliser : le  $\mu\text{Gy h}^{-1}$  pour les sources de curiethérapie LDR, progresse à  $\mu\text{Gy s}^{-1}$  et  $\text{mGy h}^{-1}$  pour des applications HDR.

### 2.3.1.6. Intensité du débit de kerma

L'Association Américaine des Physiciens en Médecine (AAPM TG43) recommande que les sources émettrices des photons soient spécifiées en termes d'intensité de débit de kerma  $S_K$ , qui est défini comme le produit de débit de kerma dans l'air dans l'espace libre à une distance de mesure 'd' à partir du centre de la source le long de la bissectrice perpendiculaire, et le carré de la distance  $d$ .

La relation entre le débit de kerma de référence et l'intensité de débit de kerma est donné par:

$$S_K = \dot{K}_{ref}(d) d^2 \quad 2.2$$

Où :

La distance  $d$  doit être choisie pour être suffisamment grand pour que la source puisse être traitée comme une source ponctuelle et de telle sorte que les dimensions finies du détecteur n'influent pas sur le résultat.

Il ressort de l'équation (2.2) ci-dessus que les valeurs numériques de l'intensité de la source, qu'elle soit exprimée en intensité de débit de kerma ou en débit de kerma de référence, sont identiques. La seule différence entre ces deux quantités est l'unité avec laquelle l'intensité de la source est exprimée.

➤ Si le débit de kerma de référence d'une source est  $1 \mu Gy h^{-1}$ , puis son intensité, exprimée en intensité de débit de kerma est de  $1 \mu Gy m^2 h^{-1}$ . Le rapport AAPM TG43 recommande une notation de  $IU = 1 \mu Gy m^2 h^{-1} = 1 cGy cm^2 h^{-1}$ .

Comme des mesures précises de l'intensité d'une source en un point d'intérêt sont possibles, [Ervin, 2003] le débit de kerma de référence et l'intensité de débit de kerma sont maintenant les quantités recommandées pour spécifier les sources scellées utilisées en curiethérapie LDR, PDR et HDR [Baltas, 2007].

## 2.3.2. Spécification des sources de rayonnement bêta

### 2.3.2.1. Débit de dose de référence

La quantité recommandée pour la spécification des sources de rayonnement bêta est le débit de dose absorbée dans l'eau à une distance de référence de la source. La distance de référence dépend de la forme de la source (diffère d'un type de source à l'autre), généralement elle est comprise entre 0,5 et 2 mm [Ervin, 2006].

## 2.4. Moyen de contrôle et de spécification des sources gamma

Il est indispensable, avant toute utilisation de ou des sources radioactives, même si elles sont fournis avec un certificat d'étalonnage du fournisseur donnant le débit de kerma de référence ou l'activité, d'effectuer :

- un teste d'acceptance pour s'assurer qu'elle correspond effectivement à celle commandée et annoncée par le fournisseur ;
- un inventaire des sources ;
- un contrôle de qualité de la source, car le seul contrôle de débit de kerma de référence ne suffit pas ;
- et comme la distribution de la matière radioactive au sein d'une source influe sur le calcul des distributions de doses, il convient de déterminer soigneusement la répartition de celle-ci :
  - S'il s'agit d'une source discontinue, on contrôle la longueur active, l'espacement des grains, les dimensions des sources... etc.
  - S'il s'agit d'une source continue, on s'intéresse à la variation du débit de kerma de référence le long de la source.

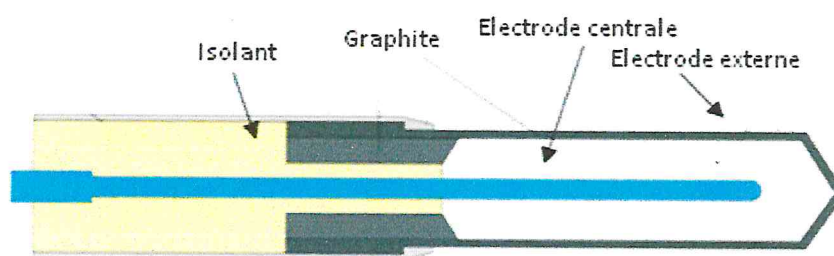
Pour se faire, différents détecteurs sont utilisés entre autres :

- La chambre d'ionisation.
- L'activimètres linéiques.
- Le film radiologique.
- Le film radiochromique.

### 2.4.1. Chambre d'ionisation

Une chambre d'ionisation est essentiellement une cavité entourée par une paroi externe conductrice et ayant une électrode collectrice centrale (voir Figure 2.8). La paroi et l'électrode de collecte sont séparées par un isolant de haute qualité pour réduire le courant de fuite quand une tension de polarisation est appliquée à la chambre.

Une électrode de garde (externe) est généralement prévue dans la chambre afin de réduire le courant de fuite de la chambre. L'électrode de garde intercepte le courant de fuite et lui permet de s'écouler à la terre en contournant l'électrode de collecte.



*Figure 2.8 : La conception de base d'une chambre d'ionisation cylindrique de type Farmer.*

L'air est généralement utilisé comme un gaz sensible dans une chambre d'ionisation. L'événement initial d'interaction d'un rayonnement indirectement ionisant avec la chambre est caractérisée par la libération des électrons de haute énergie dans le mur de la chambre ou le fantôme à travers l'effet photoélectrique, effet Compton, ou la production de paires. Certains de ces électrons entrent dans le volume sensible de la chambre et ionisent les molécules d'air produisant des ions positifs et électrons de faible énergie dans le volume sensible de détection de la chambre. Les électrons de faible énergie se joignent aux molécules électronégatives d'oxygène dans l'air formant des ions négatifs. Ainsi, dans une chambre d'ionisation à base de l'air, les particules chargées qui sont collectées sont des ions positifs et négatifs (paires d'ions), plutôt que des ions positifs et des électrons [Ervin, 2006].



### 2.4.1.1. Chambres d'ionisation utilisées en curiethérapie

#### a) Chambres d'ionisations à cavité d'air

Pour les mesures dans l'air, différents types de chambres d'ionisation à cavité d'air sont utilisées. La sélection d'une chambre d'ionisation dépend de l'activité de la source:

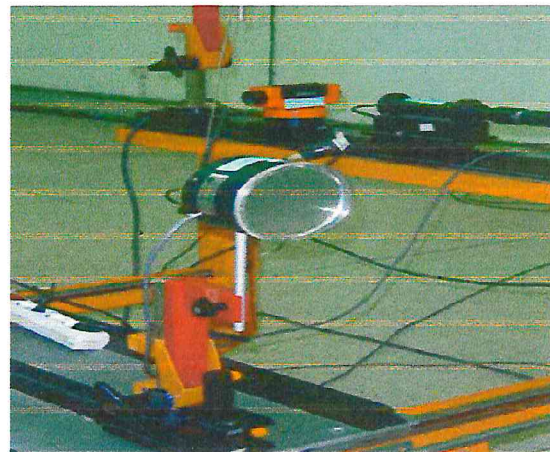
➤ Pour les sources d'activité très élevées (comme dans les applications de curiethérapie HDR et PDR), les chambres d'ionisation avec des volumes de 0,3 à 1,0 cm<sup>3</sup> peuvent être considérées comme adéquates (figure 2.9.a). Plus le volume est grand, plus le signal collecté est grand (courant ou charge) et donc la précision est meilleure pour une distance de mesure spécifique.

➤ Pour les sources d'activité basse, des chambres avec des volumes beaucoup plus élevés que 1 cm<sup>3</sup> sont nécessaires (jusqu'à 1000 cm<sup>3</sup>, voir figure 2.9.b) pour une collection d'un signal adéquat et ainsi, une distance de mesure très grande entre la source et la chambre est nécessaire [Baltas, 2007].



(a)

Chambre d'ionisation cylindrique de type Farmer avec capuchon d'équilibre électronique.



(b)

Chambre d'ionisation à cavité d'air.

**Figure 2.9 : Chambre d'ionisation.**

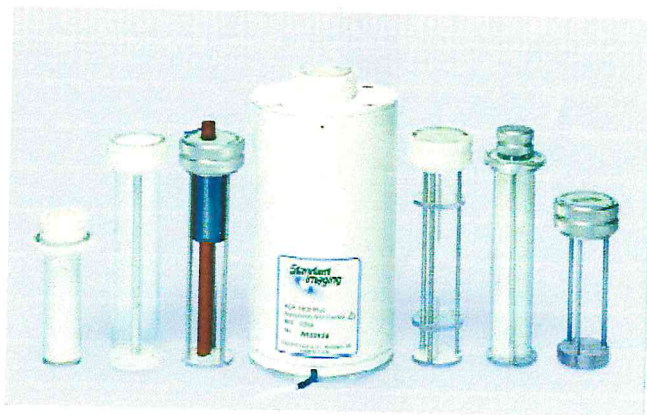
#### b) Chambres-Puits

Une chambre d'ionisation à puits (Figure 2.10), permet la mesure directe et instantanée du débit de kerma de référence des sources radioactives. Elle est constituée par deux électrodes cylindriques coaxiales maintenues sous une différence de potentiel de l'ordre de 200 à 300 V, entre lesquelles est emprisonné de l'air ou un gaz inerte sous pression (argon par exemple). L'électronique associée convertit le courant d'ionisation produit par les

rayonnements émis en une tension proportionnelle au débit de kerma de référence globale de la source.

Au moment de la mise en service et durant toute la période de l'utilisation d'une chambre-puits, il convient de :

- ✓ Vérifier sa précision et sa reproductibilité.
- ✓ Déterminer son volume d'isoreponse.
- ✓ Déterminer sa réponse en fonction de l'énergie.
- ✓ Vérifier la linéarité de la réponse en fonction du débit de kerma de référence dans la gamme des activités habituellement employées.
- ✓ S'assurer que la chambre est sensible aux variations des températures et de pression si elle est dite « étanche », ou effectuer les corrections correspondantes dans le cas contraire [Bernard, 1992].
- ✓ Etalonner la chambre puits en utilisant une source étalon fournie par un laboratoire national de métrologie, accompagnée d'un certificat d'étalonnage. Cet étalonnage doit se faire non seulement à la mise en service de la chambre-puits mais aussi périodiquement (en moyen tous les 2 ans) [Baltas, 2007].

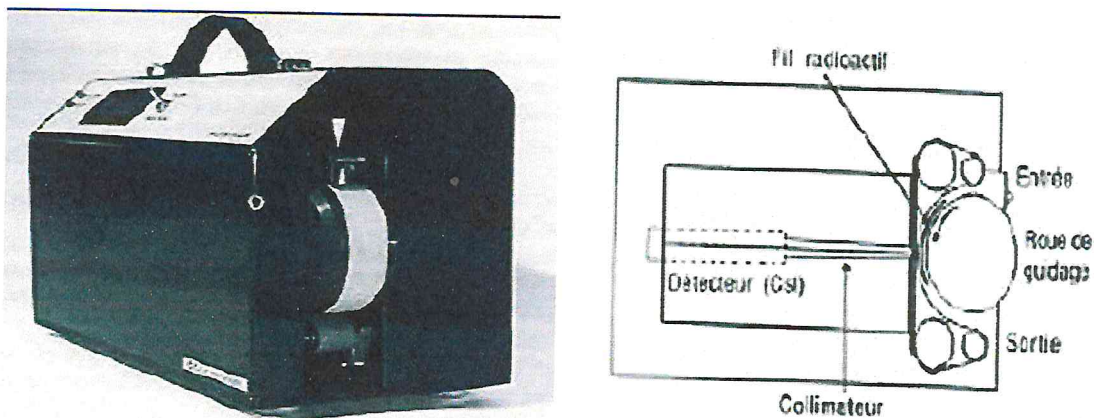


*La chambre d'ionisation HDR-1000 d'imagerie standard (Standard Imaging Inc, Middleton, Wisconsin, Etats-Unis) Ceci est la version commerciale disponible d'une chambre à l'origine conçue par Attix. 65 le modèle actuelle HDR-1000 avec plusieurs inserts ou des adaptateurs pour les différentes sources ou radionucléides.*

**Figure 2.10: Différents types de chambres Puits.**

### 2.4.2. Activimètre linéique

Cette appareil permet de mesurer directement le débit de kerma de référence linéique des sources continues ou le débit de kerma grain par grain des sources discontinues, et d'en déduire le débit de kerma de référence global. Ils consistent à déplacer la source radioactive devant un détecteur situé à l'extrémité d'un collimateur de faible section et à ne prendre en compte que le rayonnement provenant d'un petit élément de longueur de source. Leur électronique permet de traiter le signal reçu, et de traduire la réponse du détecteur en termes de débit de kerma de référence par unité de longueur; Certains appareils récents sont associés à un micro-ordinateur. Les données relatives à la mesure d'une source sont alors transmises point par point à celui-ci et stockées dans un fichier, une fois l'acquisition terminée l'exploitation des résultats (débit de kerma de référence linéique moyen, longueur maximal, minimal, global, hétérogénéité, longueur active...) est rapide. Un enregistrement graphique permet de visualiser la variation du débit de kerma le long de la source, d'en déterminer la longueur active et vérifier l'hétérogénéité de la source.



*Figure 2.11 : L'activimètre linéique « Kerma scan de Cis-Bio international » et son schéma de principe.*

Tout comme la chambre puits l'activimètre linéique doit faire l'objet d'un certain nombre de vérifications avant et pendant sa mise en service [Bernard, 1992].

### 2.4.3. Films radiologiques

D'un point de vue historique, l'émulsion photographique a été le premier détecteur utilisé dès la découverte des rayons X. Le film radiographique est constitué de grains de bromure d'argent (AgBr), enrobés d'une émulsion de gélatine, qui sera réduits en atomes d'argent lors de l'irradiation. Ce processus forme une image latente qu'il sera nécessaire de révéler ultérieurement au moyen d'un développement physico-chimique. A l'issue de cette étape, le film présente un noircissement, exprimé en densité optique et mesuré au moyen d'un photodensitomètre, d'autant plus important que la dose absorbée est grande.

Une méthode dite 'Autoradiographie' faite par un Autoradiographe ; Elle consiste à placer la source radioactive bien étirée en contact direct avec une émulsion photographique de façon à éviter l'introduction d'erreurs dues à la variation de distance entre la source et le film, un très bon contact doit être assuré entre les deux, par exemple en plaçant une plaque de polystyrène sur l'ensemble "source-film" ; Le temps d'exposition des films est fonction de leurs sensibilité, du mode de développement ainsi que de l'activité des sources ; elle est valable quelque soit le type de source utilisée. Le but de cette méthode est de la vérification quantitative et géométrique (longueur active, espacement, nombre des grains).



*Figure 2.12: Un Autoradiographie.*

Les films présentent une résolution spatiale élevée qui peut atteindre en théorie la finesse du grain (1–3  $\mu\text{m}$ ) et une sensibilité importante à différents types de rayonnements. Enfin, leur coût d'achat reste faible et ils offrent la possibilité de conserver les informations sur une très longue période. Ils ont néanmoins l'inconvénient de ne pas être équivalent tissu et présentent une sur-réponse aux photons de basse énergie.

La densité optique dépend donc de l'énergie des photons, de la taille de champ et de la profondeur de mesure. Ils présentent une réponse non linéaire (courbe en "S") et sont

sensibles à la lumière. Certains auteurs ont montré une variation de la densité optique avec le débit de dose.

Le développement chimique constitue l'un des inconvénients majeurs car les conditions de développement influent grandement sur la réponse des films. Il est également nécessaire de tenir compte des différences de sensibilité intra-lot et des performances du photodensitomètre [Benoit, 2008].

Enfin, les films radiographiques sont fréquemment utilisés. Ceci peut s'expliquer par la facilité d'utilisation de ces dispositifs et les habitudes des physiciens. A ce jour, un groupe de travail de l'AAPM a émis des recommandations sur la sélection des films, l'irradiation, le développement, la lecture. [Benoit, 2008]

### 2.4.5. Films radiochromiques

Les films radiochromiques sont constitués d'une ou plusieurs couches actives de monomère radiosensible (di acétylène) protégées par une enveloppe en polyester; L'irradiation de ces films entraîne une réaction de polymérisation qui conduit à un changement de couleur du film, l'intensité de la couleur obtenue est proportionnelle à la dose absorbée par le film, l'évaluation de la dose s'effectue en mesurant la transmission lumineuse du film au moyen d'un photodensitomètre, ces films ne nécessitent aucun développement; L'ensemble des films propose une large plage d'utilisation allant de 0,5 à 2500 Gy, ils sont équivalents tissu et sont largement utilisés en dosimétrie médicale.

Plusieurs travaux de caractérisation dosimétrique de films radiochromiques ont permis de mettre en évidence que la réponse :

- Des films et peu dépendante de l'énergie des photons dans la gamme utilisée en radiothérapie.
- Des films est en général non dépendante du débit de dose dans la gamme utilisée en radiothérapie.

Néanmoins, la majorité des films radiochromiques sont sensibles à la température pendant et après l'irradiation; Ils sont également sensibles à l'humidité et aux UV, lors d'une exposition aux UV, une coloration du film peut apparaître dont l'importance dépend à la fois de la longueur d'onde et de l'intensité de la source UV. De plus, la densité optique augmente continuellement avec le temps d'attente après irradiation [Benoit, 2008].

## *CHAPITRE 3*

### *CALCUL DE DOSE EN CURIETHERAPIE*

## Chapitre 3

### Calcul de dose en curiethérapie

Les modèles de calcul de dose en curiethérapie, pour les sources radioactives scellées sont divisés en trois catégories :

- La première catégorie est basée sur l'hypothèse de la source ponctuelle et peut être utilisée pour des contrôles rapides et la vérification des plans de traitement.
- La deuxième catégorie est représentée par le formalisme de l'AAPM le TG43 [Ravinder, 1995] qui est considéré comme le formalisme le plus réaliste disponible aujourd'hui. Cette approche est utilisée dans les systèmes modernes de planification de traitement.
- La troisième est la simulation Monte Carlo (MC) qui peut être considérée comme la méthode la plus précise actuellement.

Dans ce chapitre, nous allons présenter seulement ceux qui sont directement liés à la réalisation du présent travail, les modèles classés dans la première et troisième catégorie : le formalisme classique et la méthode Monte Carlo.

### 3.1. Modèle classique

#### 3.1.1. Sources ponctuelles

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les méthodes de calcul de dose pour les sources ponctuelles basées sur la connaissance du kerma dans l'air à l'air. Ces méthodes, telles que présentées ici, sont les plus utilisées dans les systèmes de planification de traitement (TPS).

Avec la connaissance du débit de kerma dans l'air à l'air à une distance ' $d$ ' par rapport à la source et la constante du débit de kerma dans l'air, le calcul de l'activité apparente,  $A_{app}$  de la source radioactive est possible en utilisant la constante du débit de kerma. De même, connaissant le débit de kerma dans l'air à l'air, il est possible de calculer le débit de kerma dans l'air à l'eau  $(\dot{K}_{air})_{eau}$ , à la même distance ' $d$ ' entre la source et le point d'intérêt en tenant compte de l'absorption et la diffusion dans l'eau.

Pour les sources émettrices de photons avec des énergies de l'ordre de grandeur où supérieures à celles de l' $^{192}\text{Ir}$ , le rapport  $(\dot{K}_{air})_{eau} / (\dot{K}_{air})_{air}$  est une fonction lentement

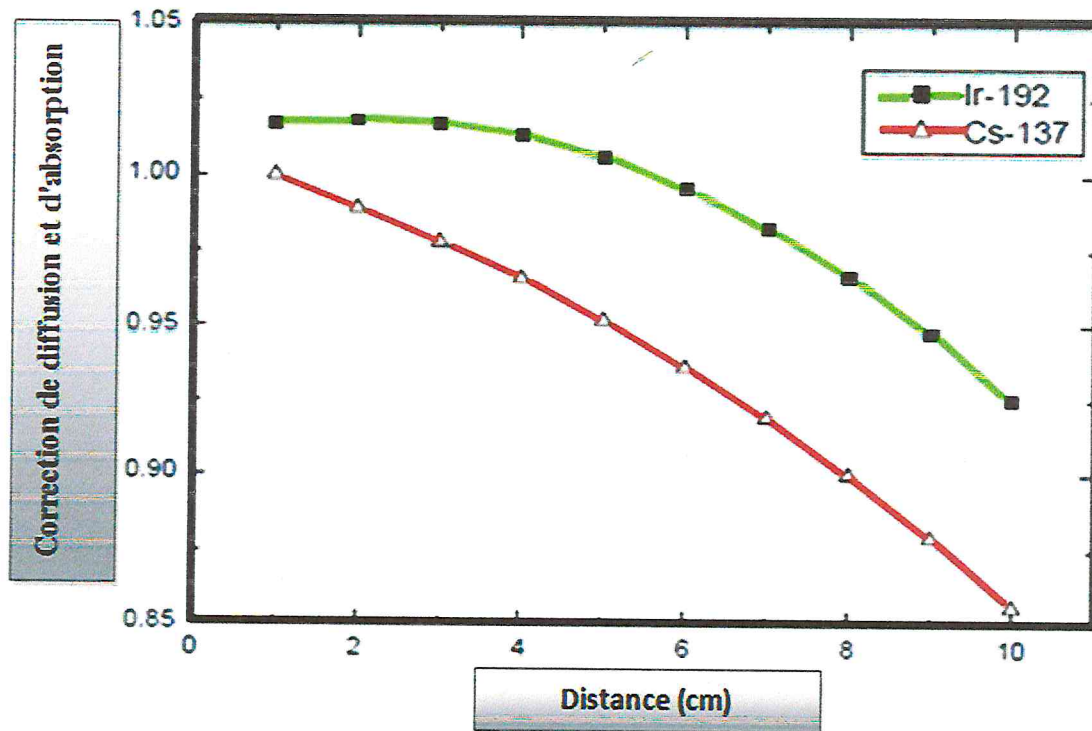
variable de la distance et peut être représentée assez exactement par une fonction de transmission,  $F(d)$  Ainsi,

$$\left(\dot{K}_{air}(d)\right)_{eau} = \left(\dot{K}_{air}(d)\right)_{air} \cdot F(d) \quad 3.1$$

En général cette fonction est donnée par un polynôme de troisième ou quatrième degré.

✓ **Facteur de Meisberger,  $\varphi_M$**

La plus part des modèles utilisent pour la fonction de transmission le polynôme de Meisberger. La figure 3.1, montre la correction de l'absorption et la diffusion donnée par Meisberger, pour les deux sources couramment utilisés en curiethérapie, la source d' $^{192}\text{Ir}$  et la source du  $^{137}\text{Cs}$  [Ervin, 2006].



Polynôme de Meisberger

Figure 3.1 : Corrections de diffusion et d'absorption pour l' $^{192}\text{Ir}$  et le  $^{137}\text{Cs}$ .

Pour la fonction de transmission, Meisberger et al. (1968), ont proposé d'approcher  $\varphi_M(d)$  par un polynôme du 3<sup>ème</sup> degré donné comme suit:

$$\varphi_M(d) = C_0 + C_1 d + C_2 d^2 + C_3 d^3 \quad 3.2$$



Les coefficients  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$  sont des constantes spécifiques pour chaque radioélément, ils sont donnés dans le tableau 3.1 :

**Tableau 3.1 : Valeurs des coefficients du polynôme de Meisberger pour la source de  $^{137}\text{Cs}$  utilisée en curiethérapie.**

$C_0$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
1.0128	$5.019 \cdot 10^{-3}$	$1.178 \cdot 10^{-3}$	$2.008 \cdot 10^{-5}$

✓ **Facteur de build up,  $\varphi_B$**

La fonction de Meisberger n'est valable que pour des distances radiales entre 1 et 10 cm, pour des distances supérieures nous utilisons le facteur de build up qui décrit l'accroissement de dose, ainsi la fonction de Meisberger sera remplacée par le facteur suivant:

$$\varphi_B(d) = B \exp(-\mu d) \quad 3.3$$

Avec :

$\mu$  : Coefficient d'atténuation.

$d$  : Distance radiale délimitant la position du point d'intérêt.

$B$  : Facteur de build up.

La méthode du facteur de build up tient compte de la contribution des rayonnements diffusés mais néglige l'auto absorption (l'atténuation des rayonnements dans la source et dans la gaine), la source est considérée comme étant un fil radioactif de diamètre nul.

L'intégration de l'équation (3.3) sur toute la longueur de la source peut être calculée facilement car elle ne fait pas appel à des méthodes numériques. En 1971 Van Kleffens et Star ont proposé une relation valable jusqu'à 20 cm, elle est donnée par l'expression suivante :

$$\varphi_B(d) = \frac{1 + ad^2}{1 + bd^2} \quad 3.4$$

Les valeurs des constantes  $a$  et  $b$  sont spécifiques pour chaque radioélément, ils sont donnés dans le tableau 3.2:

**Tableau 3.2 : Valeurs des coefficients a et b pour la source de  $^{137}\text{Cs}$  utilisée en curiethérapie.**

a	b
0.0083	0.0108

Le problème fondamental du protocole classique c'est, qu'il est basé sur la mesure de la fluence des photons autour de la source dans l'air libre en supposant la source isotropique, tandis que les applications cliniques nécessitent des distributions de dose dans un milieu diffusant comme le patient en tenant en considération la forme réelle de la source. Une source réelle présente une anisotropie. Avec une telle source, il est pratiquement impossible de déterminer avec précision la répartition des doses dans un milieu diffusant à partir de la distribution de fluence des photons dans l'air libre d'une source isotropique.

Le débit de kerma dans l'eau à l'eau est lié au débit de kerma dans l'air à l'eau par l'intermédiaire du rapport des coefficients de transfert massiques en énergie comme le montre l'équation suivante:

$$\left(\dot{K}_{eau}(d)\right)_{eau} = \left(\dot{K}_{air}(d)\right)_{eau} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{air}^{eau} \quad 3.5$$

Pour la plupart des radionucléides utilisés en curiethérapie, le rapport des coefficients de transfert massique en énergie est constant il est égal à 1,11 dans l'eau et 1,10 dans les tissus sauf pour l' $^{125}\text{I}$  et le  $^{103}\text{P}$ , il est de l'ordre de 1,02.

Enfin, le débit de dose absorbée dans l'eau à une distance 'd' entre la source et le point d'intérêt est donnée par :

$$\dot{D}_{eau}(d) = \left(\dot{K}_{eau}(d)\right)_{eau} (1 - g) \quad 3.6$$

Où ; g est la fraction bremsstrahlung. En curiethérapie, ce facteur est toujours ignoré car il est très faible (de l'ordre de 0,16%) pour tous les radionucléides utilisés.

L'équation (3.6) peut maintenant être écrite comme suit:

$$\dot{D}_{eau}(d) = \left(\dot{K}_{air}(d)\right)_{air} F(d) \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{air}^{eau} (1 - g) \quad 3.7$$

Si la source est calibrée en terme de débit de kerma de référence dans l'air à l'air, le débit de kerma dans l'air à l'air à la distance 'd' est donnée par:

$$\left(\dot{K}_{air}(d)\right)_{air} = \left(\dot{K}_{air}(d_{ref})\right)_{air} \left(\frac{d_{ref}}{d}\right)^2 \quad 3.8$$

Donc, Le débit de dose peut être calculé en utilisant l'expression suivante:

$$\dot{D}_{eau}(d) = \left(\dot{K}_{air}(d_{ref})\right)_{air} \times \left(\frac{d_{ref}}{d}\right)^2 \times C \quad 3.9$$

$$\text{Avec } C = F(d) \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{air}^{eau} (1 - g)$$

Pour un contrôle aisé et rapide de la dose à courte distance, par exemple, 1 cm, à partir d'une source unique, on peut faire les approximations  $g = 0$  et  $F(d) = 1$ . Le débit de dose à 1 cm peut alors être approché avec :

$$\dot{D}(1 \text{ cm}) \approx 1,11 \cdot 10^4 \times \left(\dot{K}_{air}(d_{ref})\right)_{air} \quad 3.10$$

On note que si la source est spécifiée en terme de débit de kerma de référence, alors la connaissance de la constante du débit de kerma dans l'air n'est pas nécessaire (sauf si on veut calculer l'activité de la source radioactive), en raison de l'incertitude, ainsi, la spécification des sources de curiethérapie en terme de débit de kerma réduit l'incertitude sur la dose calculée [Ervin, 2006].

### 3.1.2. Sources linéaires

Pour des fins de calcul de la répartition de la dose autour des sources linéaire, ces dernières sont supposées être constituées d'un certain nombre d'élément infinitésimal (source ponctuelles), et chacune contribue à la dose totale au point 'P' d'intérêts. Deux configurations doivent être envisagées: la plus simple «*source linéaire non filtrée*» et la plus compliquée «*source linéaire filtrée*» [Ervin, 2006].

#### 3.1.2.1. Source linéaire non filtrée dans l'air

Le débit de kerma dans l'air, à l'air pour une source linéaire non filtrée, est donné par la relation suivante :

$$(\dot{K}_{air})_{air,L} = \frac{\dot{K}_{air,P}}{L h} (\theta_2 - \theta_1) \quad 3.11$$

Où :

$\dot{K}_{air,P}$  : Débit de kerma d'un élément de la source ( $\equiv$  source ponctuelle).

$L$  : La longueur de la source linéaire.

$h$  : La distance perpendiculaire entre le point  $P$  et la source linéaire, et les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , comme le montre la figure 3.2, sont les limites d'intégration [Ervin, 2006].

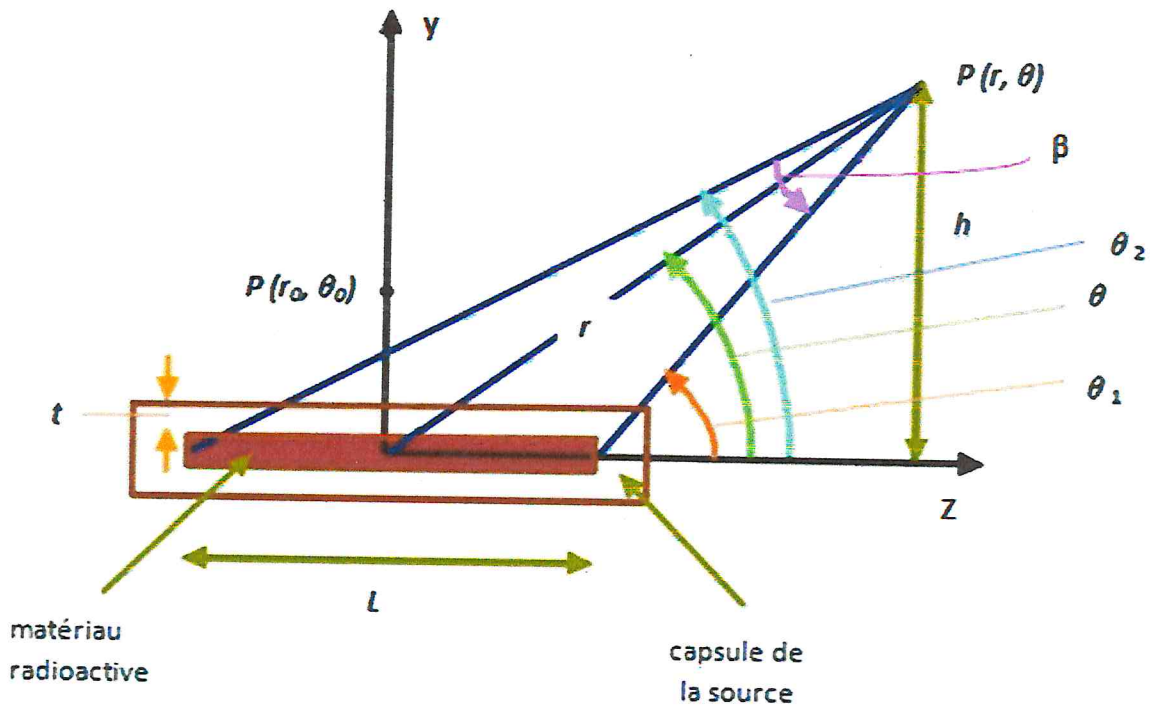


Figure 3.2 : Géométrie utilisée dans le calcul de la répartition de la dose autour d'une source linéaire.

### 3.1.2.2. Source linéaire filtrée dans l'air

Le débit de kerma dans l'air à l'air, et le débit de dose dans l'air d'une source linéaire filtrée sont données comme suit :

$$(\dot{K}_{air})_{air,L} = \frac{\dot{K}_{air,P}}{L h} \left\{ \int_0^{\theta_2} e^{-\mu t / \cos \theta} d\theta - \int_0^{\theta_1} e^{-\mu t / \cos \theta} d\theta \right\} \quad 3.12$$

$$\dot{D}_{air,L} = \frac{\dot{K}_{air,P}}{L h} \left\{ \int_0^{\theta_2} e^{-\mu t / \cos \theta} d\theta - \int_0^{\theta_1} e^{-\mu t / \cos \theta} d\theta \right\} \times C$$

(1-g)

Où :

$\int_0^\theta e^{-\mu t / \cos\theta} d\theta$  : Est la comptabilisation de l'intégrale de Sievert pour l'atténuation des photons dans la gaine de la source.

$t$  : L'épaisseur de la gaine de la source.

$\mu$  : Le coefficient d'atténuation pour les photons dans le matériau de la gaine de la source, comme illustré sur la figure 3.2.

Les intégrales de Sievert [Ervin, 2006] sont disponibles en formes tabulées. Ils peuvent également être résolus en utilisant des méthodes numériques. Pour  $\theta < 0,35$  radian ( $20^\circ$ ), l'approximation suivante peut être utilisée:

$$\int_0^\theta e^{-\mu t / \cos\theta} d\theta \approx \theta e^{-\mu t} \quad 3.13$$

### 3.1.2.3. Source linéaire filtrée dans l'eau

Le débit de dose au point 'P' dans l'eau  $\dot{D}_{eau}(d, \theta)$  pour une source linéaire filtrée peut maintenant être définie comme suit:

$$\dot{D}_{eau,L}(d, \theta) = \frac{\dot{K}_{air,P}}{l \cdot h} \left\{ \int_0^{\theta_2} e^{-\mu t / \cos\theta} F(d) d\theta - \int_0^{\theta_1} e^{-\mu t / \cos\theta} F(d) d\theta \right\} \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{air}^{eau} (1 - g) \quad 3.14$$

Les intégrales de l'équation (3.14) peuvent être facilement calculées avec des algorithmes informatiques qui effectuent les calculs par sommation sur un grand nombre de segments de source [Ervin, 2006].

## 3.2. Modèle Monte Carlo

### 3.2.1. Historique

La méthode de Monte Carlo (MC) est une méthode statistique basée sur le tirage de nombres pseudo-aléatoires suivant des lois de probabilité ou de fonctions de densité des probabilités qui décrivent des processus naturels, biologiques ou bien physiques.

La première référence aux méthodes MC remonte en 1777, c'est la référence du Comte de Buffon, où il lança les premières applications de la méthode MC en évaluant la probabilité qu'une aiguille de longueur  $L$  [Rogers, 2008], jetée au hasard sur une feuille quadrillée de lignes parallèles équidistantes de  $L$  coupe une de ces lignes. Cette probabilité vaut  $(2/\pi)$ . Il faut attendre le milieu du 20<sup>ème</sup> siècle et la seconde guerre mondiale pour voir apparaître la méthode MC telle qu'elle est utilisée aujourd'hui [Bialajew, 2000]. L'essentiel de ce développement ainsi que l'appellation "Monte Carlo" sont réalisés par John Von Neumann, Stanislaw Ulam et le mathématicien Metropolis.

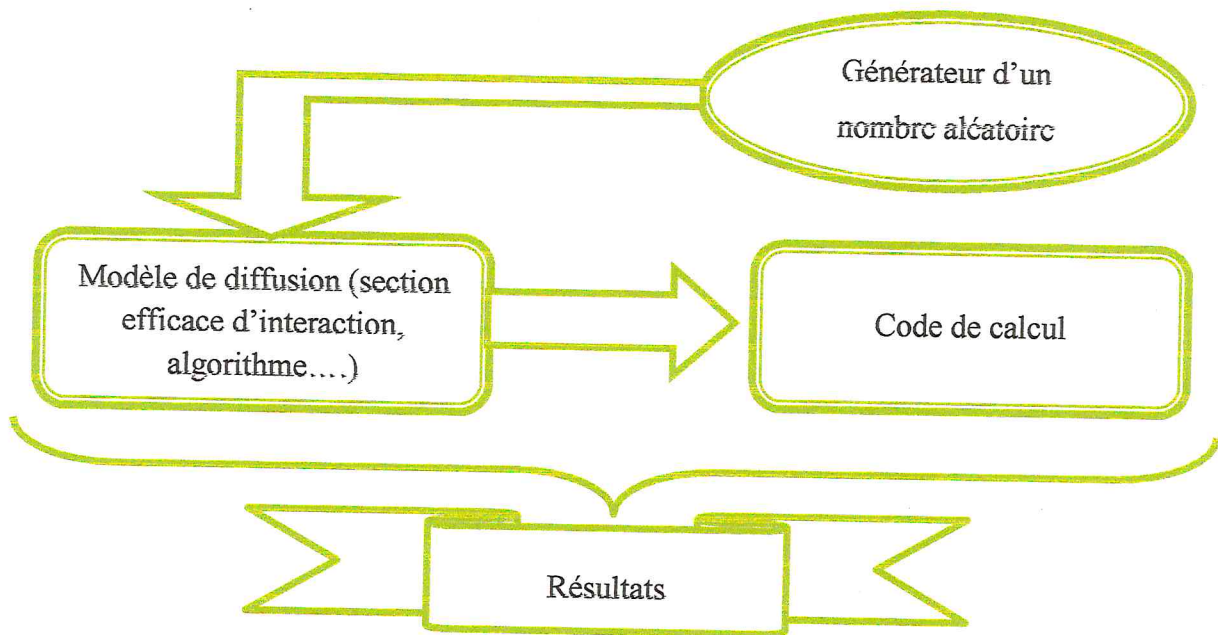
Ce n'est qu'en 1963 que Zerby publia un article sur l'utilité de la méthode MC pour simuler le transport des particules en physique médicale et présenta les premières applications à travers l'étude de la réponse d'un compteur à scintillation. Actuellement, la méthode MC est reconnue pour être la plus efficace pour estimer les distributions spatiales des particules et des dépôts d'énergie. En milieu médical, elle est utilisée dans la totalité des disciplines du diagnostic et de la thérapie par rayonnements, mais également pour la radioprotection des patients [Zerby, 1963].

### 3.2.2. Principe de la méthode Monte Carlo

La trajectoire de chaque particule est simulée, individuellement, en tirant au hasard les paramètres physiques des interactions (position de l'interaction, nature de l'interaction, type de la particule secondaire créée, l'énergie transférée, l'angle de diffusion,...), selon les distributions de probabilité qui décrivent les processus physiques mis en jeu en utilisant un échantillonnage [Biazyn, 2007]. Ces distributions de probabilités sont déterminées à partir des différentes sections efficaces des interactions qui sont propres au type et à l'énergie de la particule incidente ainsi qu'aux matériaux impliqués.

Il existe plusieurs méthodes d'échantillonnage, entre autres : la méthode directe, la méthode de rejet, la méthode des distributions discrètes, etc. Celles-ci sont utilisées dans les algorithmes de calcul des codes pour être appliquées pendant la simulation pour la plupart des

fonctions décrivant les processus physiques gérant les interactions entre les rayonnements et la matière (voir figure 3.3). Cependant, à cause du nombre important de phénomènes physiques intervenant, l'application de la méthode MC nécessite de disposer d'une grande population de nombres aléatoires pour simuler l'histoire de chaque particule depuis sa création jusqu'à sa disparition ou sortie dans ou du milieu. Ces nombres, compris entre 0 et 1, proviennent généralement de suites mathématiques intégrées dans des algorithmes appelés «*générateurs de nombres aléatoires*». Ce mode d'obtention fait que l'on qualifie ces nombres de «*pseudo aléatoires*».



*Figure 3.3 : Schéma de principe de la méthode Monte Carlo.*

### 3.2.3. Classification des codes de calcul basés sur la méthode Monte Carlo

Conformément à la classification de Berger [Berger, 1963], on distingue différentes classes de codes :

- Les codes de classe I.
- Et les codes de classe II.

Les codes de classe I utilisent exclusivement une méthode condensée alors que les codes de classe II, également appelés codes mixtes, associent la méthode condensée et la méthode détaillée. Ces deux classes de codes sont destinées à simuler la trajectoire d'électrons de haute énergie cinétique. Toutefois, il existe d'autres codes de simulation purement détaillée capables de suivre des particules de faible énergie incidente ( $< 100$  keV), jusqu'à ce qu'elles

atteignent une énergie de quelques eV. Ces codes, peu nombreux, sont mis au point et développés pour des applications très spécifiques comme la micro et la nano-dosimétries, ou la radiobiologie. Parmi eux, on compte les codes *OREC* (Oak Ridge Electron transport Code), *MOCA* (Monte-Carlo Simulator code). Ce type de code nécessite une bonne connaissance des sections efficace aux basses énergies, ce qui n'est pas toujours possible pour tous les phénomènes physiques mis en jeu lors des interactions, en particulier pour les excitations. De plus, dans la plupart des cas, ces codes ont été mis au point pour des milieux bien particuliers (eau ou ADN, par exemple) selon l'application visée. Très performants pour ce type de problèmes spécifiques, ils sont en revanche rarement transposables à des géométries ou des milieux différents.

- Dans les codes de classe I, toutes les collisions inélastiques sont regroupées et l'émission d'une particule secondaire n'affecte pas directement la trajectoire de l'électron primaire. Dans cette catégorie on regroupe, le code *ETRAN* (Electron TRANsport), des séries de codes *ITS* (Integrated Tiger Series). Cet ensemble de trois codes dérivés traite différentes natures de géométries : *TIGER* pour des surfaces planes et infinies, *CYLTRAN* pour les géométries à symétrie cylindrique et *ACCEPT*, pour des géométries combinatoires tridimensionnelles. Le code *MCNP* (Monte-Carlo N-Particles), également de classe I, a été initialement élaboré pour simuler le transport des particules non chargées. Par la suite, il a subi une extension (*MCNP4*), par incorporation des algorithmes d'*ITS*, pour intégrer les électrons et les positons. Plus récemment, une autre version de ce code *MCNPX*, a été développée, pour simuler le transport de certaines particules lourdes chargées.
- Dans les codes de classe II, les événements engendrant une perte d'énergie et/ou déflexion angulaire inférieures à des valeurs seuils préétablies (qualifiés d'évènements faibles) sont traités par méthode condensée, tandis que les collisions fortes, dites « catastrophiques » de part la perte d'énergie et/ou la déflexion angulaire élevées qu'ils produisent, sont simulées par la méthode détaillée. Parmi les codes de cette catégorie, on distingue les codes *EGS* (Electron Gamma Shower), le code *GEANT* (GEometry ANd Tracking) et le code *PENELOPE* (PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons).

#### 3.2.4. Le code PENELOPE

Pour notre étude nous avons choisi le code *PENELOPE* (PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons) c'est le plus récent. Il a été développé au début des années 90 par une équipe de physiciens de l'Université de Barcelone. Comme le code *ETRAN* et ses



dérivés, son modèle de diffusion est basé sur la théorie de Goudsmit and Saunderson. Initialement conçu pour les électrons et les positons, PENELOPE a été adaptée pour permettre la simulation de la trajectoire de photons incidents à partir de 2001. L'intégration de ce code en tant qu'outil de simulation pour les calculs de grandeurs physiques (fractions d'énergie transmise, absorbée, rétrodiffusée,...) est bien établie, cependant à notre connaissance, son utilisation se limite jusqu'à présent aux études dosimétriques en radiothérapie externe ou en curiethérapie [Salvat, 2006].

#### 3.2.4.1. Pour quoi PENELOPE ?

Les codes Monte-Carlo se différencient par les sections efficaces qu'ils intègrent, leurs modèles physiques d'interaction, ainsi que leur générateur de nombres aléatoires. Toutes ces caractéristiques influent sur les résultats des calculs et conditionnent la qualité des simulations. Le choix d'un code dépend : du problème dosimétrique posé et des priorités établies par l'utilisateur. Pour notre application, nous avons choisi le code PENELOPE pour plusieurs raisons, sa flexibilité, sa nouveauté et sa précision :

##### a) Flexibilité du code

Sa structure relativement simple, écrite en langage FORTRAN 77, permet à l'utilisateur d'adapter le programme principal à ses propres besoins, sans intervenir dans la partie traitant du transport des particules. Les fichiers auxiliaires qui sont indépendants du programme principal et qui gèrent la géométrie, les matériaux et les paramètres d'entrée de la simulation favorisent une «prise en main» rapide du code.

##### b) Nouveauté du code

A permis de corriger le traitement partiel de certains phénomènes dans d'autres codes plus anciens, tels que : l'absence de l'effet '*straggling*' sur la distribution des pertes d'énergie dans la première version du code ETRAN, [Meynard, 2009] ou encore, les erreurs systématiques observées au voisinage d'interfaces liées à l'utilisation de la théorie de Molière dans le code EGS4. En plus des concepts physiques plus modernes et plus précis sont introduits, comme par exemple les sections efficaces extraites d'études les plus récentes.

##### c) Précision des simulations

La précision des simulations a été prouvée à partir de comparaisons avec des résultats expérimentaux ou provenant d'autres codes. Parmi les publications nous citerons :

Le «Benchmark» de Sempau *et al.* dans lequel le modèle de diffusion utilisé pour les électrons dans PENELOPE est largement discuté au travers de comparaisons avec des coefficients de rétrodiffusion mesurés à différentes énergies (de quelques keV à 1 GeV).

Les «Benchmarks» réalisés par Das *et al.* (2001, 2002). Ces derniers ont comparés, pour des faisceaux de photons, les calculs de dose réalisés par les codes PENELOPE, EGS4 et MCNP, dans des configurations hétérogènes composées de matériaux de numéros atomiques très variés (eau, plomb, ...). Ces benchmarks ont montré que les résultats, au niveau des zones d'interfaces, issus des simulations PENELOPE étaient plus proches des mesures que ne l'étaient les résultats issus des simulations EGS4 et MCNP.

### 3.2.4.2. Modèle de diffusion du code PENELOPE

L'histoire d'une particule est segmentée en une suite aléatoire de pas discontinue. A la fin de chaque déplacement, la particule subit une interaction au cours de laquelle elle pourra perdre de l'énergie, changer de direction ou créer des particules secondaires. Nous décrivons brièvement les différentes interactions telles qu'elles sont implémentées dans le code PENELOPE [Salvat, 2006], [Salvat, 2008].

#### a) Interaction photon-matière

Lorsque les photons pénètrent dans un milieu, ils ont une certaine probabilité d'interagir avec les électrons atomiques ou pénètre dans le noyau. Dans le domaine d'énergie couvert par le code PENELOPE, les interactions dominantes pour les photons sont la diffusion cohérente (Rayleigh), la diffusion incohérente (Compton), l'effet photoélectrique et la production de paire.

#### ✓ Diffusion cohérente (Rayleigh)

Le modèle utilisé s'inspire de celui proposé par Born pour la section efficace différentielle, pour donner une fonction de densité de probabilité (où PDF), telle que :

$$P_{\text{Ray}}(\cos \theta) = \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} [F(x, Z)]^2 \quad 3.15$$

Avec  $F(x, Z)$  le facteur de forme atomique et  $\theta$  l'angle de déviation. Cette expression est facilement séparable en deux fonctions, la première étant fonction de l'angle de déviation et la deuxième du facteur de forme atomique, dépendant du matériau. La PDF peut s'écrire sous la forme :

$$P_{Ray}(\cos \theta) = g(\cos \theta)\pi(x^2) \quad 3.16$$

Cette forme permet un échantillonnage direct selon les méthodes explicitées, Le facteur de forme a été déterminé analytiquement par Baro et al d'après les valeurs tabulées par Hubbell. La formule analytique obtenue permet ainsi d'archiver, dans le code PENELOPE, uniquement les coefficients d'ajustage au lieu de l'ensemble massif des tabulations initiales ; De plus, la fonction SUMGA implémentée dans PENELOPE permet un calcul rapide et précis de l'intégrale de ce type de fonctions; cette intégrale est notamment nécessaire dans l'échantillonnage par  $\pi(x^2)$ . Il est donc relativement simple d'obtenir  $x$  et d'en déduire  $\theta$  afin d'établir la réjection sur  $g(\cos\theta)$ .

#### ✓ Diffusion incohérente (Compton)

La section efficace différentielle de la diffusion Compton pour un électron libre est obtenue à partir de l'équation de Klein et Nishina suivante:

$$\frac{d\sigma_{Co}^{KN}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_c}{E}\right)^2 \left(\frac{E_c}{E} + \frac{E}{E_c} - \sin^2 \theta\right) \quad 3.17$$

Telle que :

$r_e$  est le rayon classique de l'électron,  $E_c$  et  $\theta$  l'énergie et l'angle de déviation du photon Compton et  $E$  l'énergie du photon incident.

Pour un électron lié de la  $i^{\text{ème}}$  couche atomique, l'expression de la section efficace de la diffusion.

Compton précédente doit être corrigée et devient :

$$\frac{d\sigma_{Co}}{d\Omega} \simeq \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_c}{E}\right)^2 \left(\frac{E_c}{E} + \frac{E}{E_c} - \sin^2(E, \theta)\right) S(E, \theta) \quad 3.18$$

Où :

$S(E, \theta)$  est la fonction de correction de l'énergie de liaison de l'électron, Suite à une réécriture judicieuse, on obtient une distribution propre à l'échantillonnage sous la forme suivante :

$$P_\tau(\tau) = [a_1 P_1(\tau) + a_2 P_2(\tau)] T(\cos \theta) \quad 3.19$$

Avec :

$$\tau = \frac{E_c}{E} = \frac{1}{1 + k(1 - \cos \theta)} \quad 3.20$$

et où  $P_i(\tau) \leq 1$  sur  $(\tau_{\min}, 1)$  et  $T(\cos \theta) < 1$  sur  $(\tau_{\min}, 1)$ . Il est alors simple d'obtenir  $\tau$  par la méthode inverse sur les fonctions  $P_i(\tau)$ , de calculer  $\cos \theta$  d'après  $\tau$ , et enfin de faire une réjection sur  $P(\cos \theta)$  pour valider cette valeur de l'angle de re-émission.

#### ✓ L'effet photoélectrique

Les sections efficaces de l'effet photoélectriques utilisées dans PENELOPE sont obtenues par interpolation de tableau numérique qui a été extrait à partir de la bibliothèque de données évaluée par LLNL de photon. Cette bibliothèque contient des sections efficaces photoélectriques pour toutes les couches des éléments  $Z$  entre 1 et 100 et des énergies de photon de 1 eV à 1000 GeV, dérivées des calculs théoriques de Scofield des sections efficaces de couche et des sections efficaces totales de Hubbell. La base de données de PENELOPE pour l'absorption photoélectrique (un sous-programme de l'EPDL) se compose des tableaux de toutes les sections efficaces atomiques  $\sigma_{ph}(E)$ , et les sections efficaces pour les couches K, L et M, pour les éléments  $Z$  entre 1 et 99.

#### ✓ Création de paires

La section efficace est déterminée selon le modèle de Bethe - Heitler, exprimé en fonction de l'énergie réduite  $\varepsilon = \frac{E}{E_\gamma}$  (où  $E$  est l'énergie totale de l'électron créé et  $E_\gamma$  celle du photon incident). Ce modèle fonctionne aux hautes énergies, grâce à une correction analytique dépendant du nombre atomique  $Z$  de l'élément. Cette dernière correction nécessite en outre de prendre en compte l'écrantage électronique autour de l'atome. Une représentation approximative du champ électronique par un potentiel de Wenzel est aisée à mettre en œuvre mais nécessite d'ajouter un terme correctif relatif aux basses énergies. L'expression définitive de la section efficace utilisée est donc :

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\varepsilon} = \alpha r_e^2 z [z + \eta(z)] C_r \frac{2}{3} \left[ 2 \left( \frac{1}{2} - \varepsilon \right)^2 \Phi_1(z, \varepsilon) + \Phi_2(z, \varepsilon) \right] \quad 3.21$$

Avec  $C_r$  une correction nécessaire aux hautes énergies et  $\alpha$  la constante de structure fine. Dans cette relation, les fonctions  $\Phi_1(z, \varepsilon)$  et  $\Phi_2(z, \varepsilon)$  tiennent compte du rayon

d'écrantage électronique  $R$  autour de l'atome et le terme  $\eta$  est introduit pour tenir compte de la production de triplette en son sein.

Après une réécriture judicieuse, on obtient une équation susceptible d'être échantillonnée aisément sous la forme :

$$P_{pp}(\varepsilon) = u_1 U_1(\varepsilon) \pi_1(\varepsilon) + u_2 U_2(\varepsilon) \pi_2(\varepsilon) \quad 3.22$$

Où  $\pi_i$  est normalisée et  $0 < U_i(\varepsilon) < 1$  sur l'intervalle  $(\varepsilon_{\min}, \varepsilon_{\max})$ . Ainsi d'après les méthodes d'échantillonnage, on obtient la valeur  $e$  représentant la fraction d'énergie prise au photon incident par l'électron créé. L'énergie du positron correspondant est alors égale au reste de l'énergie, étant donné l'approximation faite sur la prise en compte de la seule production de paire cohérente (la mise en mouvement de l'électron cible dans la triplette n'est pas prise en compte car son parcours résiduel est relativement faible). Les angles polaires relatifs à la direction d'incidence sont obtenus par le terme dominant de l'expression obtenue grâce à la théorie des hautes énergies. Pour les angles azimutaux, on a précisé que les deux particules n'étaient pas forcément coplanaires, on tire donc ceux-ci de manière indépendante. De plus, étant donné le faible libre parcours moyen de ces particules, elles subissent rapidement une diffusion importante rendant quasi-inutile la connaissance exacte de l'angle azimutal. Ils peuvent donc être échantillonnés de manière uniforme sur l'intervalle  $(0, 2\pi)$ .

### ***b) Interaction électron / positron –matière***

#### ***✓ Collision élastique***

La section efficace différentielle de la collision élastique, est utilisée dans PENELOPE grâce à un code auxiliaire créé par [Salvat, 2008].

#### ***✓ Collision inélastique***

Le modèle utilisé par PENELOPE s'appuie sur une formule de Bethe qui traduit l'interaction de particules chargées avec des atomes isolés. Celle-ci a été reprise pour les électrons par Fano qui a ainsi exprimé la section efficace en fonction de  $W$  et de  $Q$ , respectivement la perte d'énergie de la particule incidente et l'énergie de recul de la particule cible, telle que :

$$\frac{d^2\sigma_{in}}{dWdQ} = \frac{2\pi z_0^2 e^4}{m_e V^2} \left[ \frac{2m_e C^2}{WQ(Q + m_e C^2)} + \frac{\beta^2 \sin^2\theta_r W 2m_e C^2}{[Q(Q + 2m_e C^2) - W^2]^2} \right] \frac{df(Q, W)}{dW} \quad 3.23$$

Avec :  $V = bc$  la vitesse du projectile,  $\theta_r$  : l'angle de déviation du projectile par rapport à sa direction d'incidence et  $e$  puis  $m_e$  respectivement la charge et la masse de l'électron. Dans cette formule, les deux termes entre parenthèses représentent la contribution de l'interaction des champs électriques et magnétiques vus par la particule. Le facteur contributif  $\frac{df(Q,W)}{dW}$ , appelé force d'oscillateur, est dû à l'assimilation du milieu traversé à un diélectrique agissant sur la particule par l'intermédiaire d'un champ induit par celle-ci. La simulation commence par la détermination probabiliste de la couche électronique qui jouera le rôle d'oscillateur pour l'électron incident. A partir de celle-ci, on détermine ensuite le type d'interaction, distante ou directe qui nous permettra ainsi de choisir la fonction de probabilité associée. Si le type d'interaction est distant, l'énergie cédée  $\bar{W}$  est directement reliée à celle de l'oscillateur, fonction de l'énergie d'excitation de la couche considérée. L'énergie de recul  $Q$  est déduite à partir de sa fonction de densité de probabilité, issue de l'équation précédente. Dans le cas où le type d'interaction est proche, on ne considérera que  $Q = \bar{W}$ .

#### ✓ Emission de photons par « Bremsstrahlung »

La section efficace différentielle liée à ce phénomène est donnée par la formule de Bethe et Heitler qui tient compte de l'écrantage électronique dans le champ du noyau. Celle-ci peut s'exprimer de manière simplifiée telle que :

$$\frac{d\sigma_{br}}{dW} = \frac{Z^2}{\beta^2} \frac{1}{W} \chi(Z, E, k) \quad 3.24$$

Où  $k$  représente l'énergie réduite du photon émis. Le paramètre  $\chi(Z, E, k)$  a été tabulé par Seltzer et Berger, tant pour les émissions ayant lieu dans le champ d'un électron que dans celui d'un atome. Ce sont ces données qui ont été reprises et adaptées à l'échelle d'énergie utilisée par le code PENELOPE.

#### ✓ Annihilation des positrons

Celle-ci se fait de manière analytique grâce à une formule d'Heitler, modifiée par Nelson et al, donnée par :

$$\frac{d\sigma_{an}}{d\xi} = \frac{\pi r_e^2}{(\gamma + 1)(\gamma^2 - 1)} [S(\xi) + S(1 - \xi)] \quad 3.25$$

$$\text{Avec : } \xi = \frac{E}{E + 2meC^2} \quad \text{et} \quad \gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}$$

## *CHAPITRE 4*

### *MATERIEL ET METHODES*

## Chapitre 4

### Matériel et Méthodes

#### A. Partie expérimentale

##### 4.1. Introduction

Les sources de rayonnement utilisées en curiethérapie bas et haut débit de dose doivent être contrôlées régulièrement ou avant chaque utilisation selon la demi-vie du radioélément. Comme il est recommandé de spécifier la source en termes de débit de kerma de référence, la chambre Puits est l'instrument recommandé pour cette tâche spécialement pour la curiethérapie bas débit.

Dans le présent travail, nous allons mesurer le débit de kerma de référence d'une source miniature de  $^{137}\text{Cs}$  utilisée en curiethérapie. Ces mesures sont réalisées au laboratoire de curiethérapie au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA).

##### 4.2. Matériel utilisé

###### 4.2.1. Chambre d'ionisation Puits

Pour la réalisation de ce travail, nous avons utilisé une chambre d'ionisation Puits de type Well la «HDD 1000 PLUS Standard Imaging», à savoir la A001012 de référence 90008 (Figure 4.1).

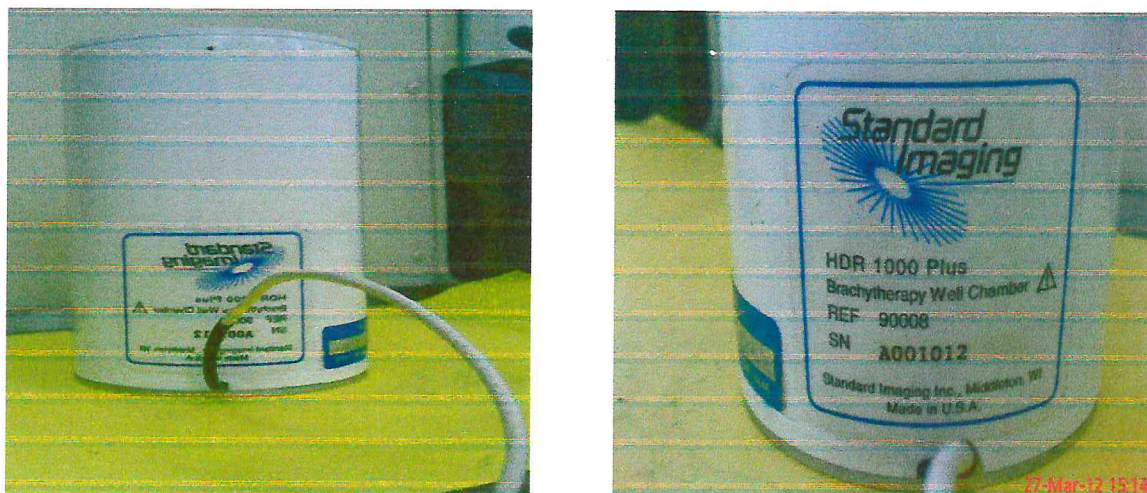


Figure 4.1 : Chambre Puits la HDR1000 PLUS.



Afin de maintenir la source à l'intérieur de la cavité de la chambre Puits, un porte source spéciale de modèle 70003 (Figure 4.2) d'un diamètre interne de 7,1 mm a été utilisé pour s'adapter au type et diamètre de la source utilisée. Pour fixer la position de la source le long de l'axe de la chambre, des spacers en PMMA sont utilisés de 1 ; 3 et 10 millimètre d'épaisseur.

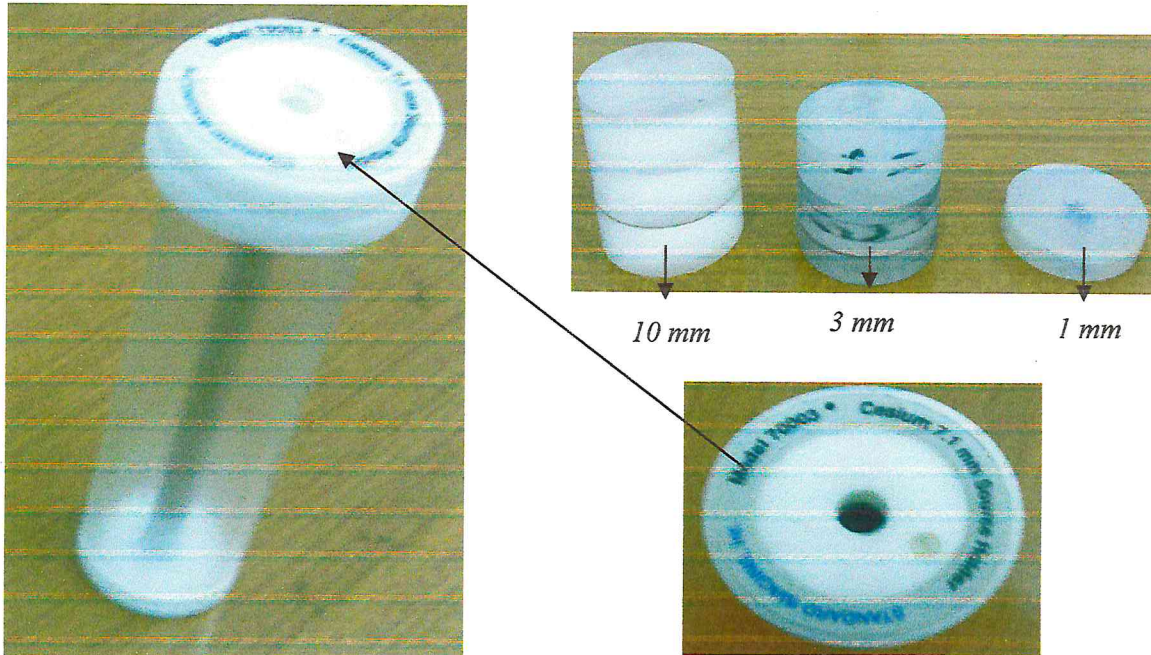


Figure 4.2 : porte-source avec spacers.

#### 4.2.2. Électromètre

La charge ou le courant produit dans une chambre d'ionisation est extrêmement faible, sa mesure exige un dispositif sensible dont l'impédance d'entrée est très élevée; supérieure à  $10^{14}\Omega$ ; ce dispositif est l'électromètre. Un électromètre idéal devrait posséder un affichage numérique et avoir un pouvoir de résolution de quatre chiffres ou de 0,1%. La mesure de toutes les sources de curiethérapie exige un électromètre qui permettra la mesure des courants et alternativement une mesure de la charge collectée sur des périodes établies.

L'électromètre associé à la chambre d'ionisation Puits, utilisé dans notre travail, est le PTW UNIDOS (Figure 4.3) qui permet d'effectuer des lectures en mode charge et/ou en mode courant.



*Figure 4.3 : L'électromètre PTW UNIDOS.*

#### 4.2.3. Source

Pour effectuer la mesure, un grain de source de  $^{137}\text{Cs}$  de type CDC-1100 d'un diamètre de 32 mm et une longueur de 8 mm est utilisée; cette source contient une bille de 2mm de matière radioactive localisée au centre d'un cylindre en acier inoxydable. Cette source est stockée dans un conteneur en plomb (Figure 4.4).



*Grain de  $^{137}\text{Cs}$  de type CDC-1100 de le SSDL.*



*Conteneur en plomb.*

*Figure 4.4: Source de Césium utilisée.*

#### 4.2.4. Hygromètre et Baromètre

Pour la vérification des variations de la température, de l'humidité et de la pression pendant la mesure, un hygromètre (N°S: H 1007) et un baromètre (N°S: 98244) sont utilisés (Figure 4.5).

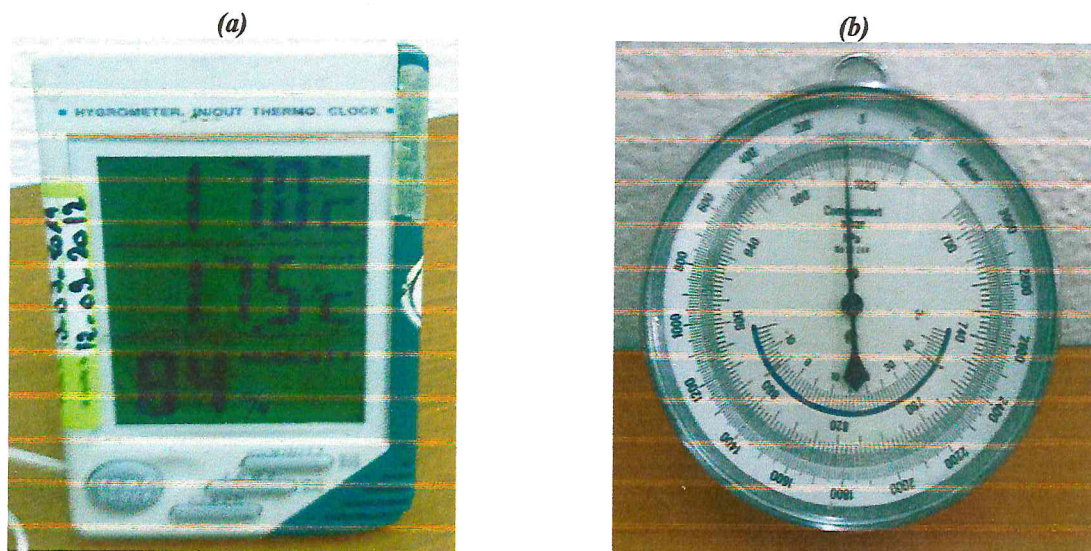


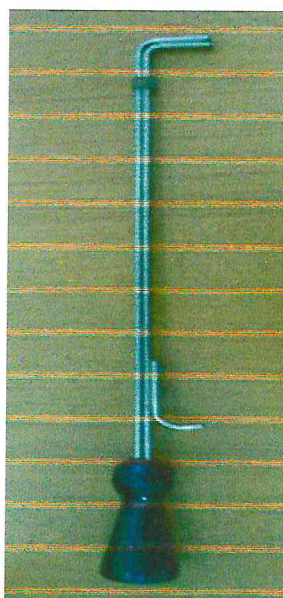
Figure 4.5: (a) Hygromètre, (b) Baromètre.

#### 4.2.5. Moyens de radioprotection

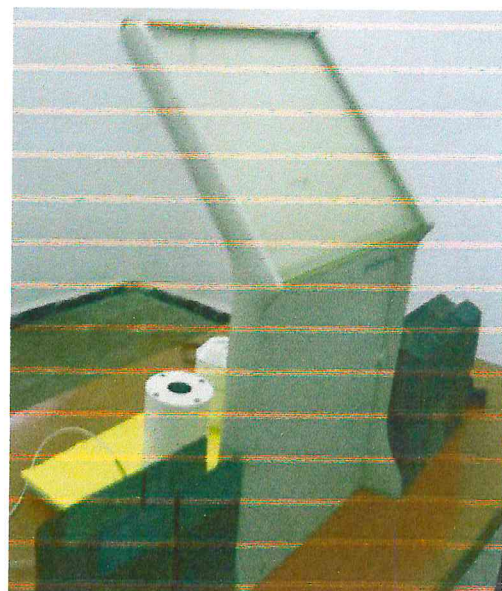
Pour des raisons de radioprotection, nous avons utilisé des gants plombés et une pince longue pour transporter et manipuler la source radioactive. Pour plus de protection nous avons ajouté des blocs en plomb et un paravent plombé dont la vitre sert à voir et assurer que la source est dans la position souhaitable de la mesure (Figure 4.6).



Gants plombés.



Pince longue.



Paravent plombé.

Moyens de radioprotection.



*Figure 4.6: Dispositif expérimental.*

### 4.3. Contrôle de qualité de la chaîne de mesure

#### 4.3.1. Mesure du courant de fuite

Avant de déterminer la valeur du débit de kerma de notre source, on doit effectuer un contrôle de qualité de la chaîne de mesure (électromètre et chambre d'ionisation). Le premier contrôle concerne l'évaluation du courant de fuite de l'électromètre seule ensuite de l'ensemble c.à.d. électromètre plus chambre d'ionisation.

Pour la réalisation de ces mesures, on place la chambre d'ionisation au centre de la salle de mesure à 1,5 mètre du mur et à une hauteur de 1 mètre, au moins 30 minutes avant le début des mesures. On allume l'électromètre, sans connexion avec la chambre d'ionisation, on doit attendre au moins 30 minutes, on fait l'ajustement du zéro, puis on vérifie le courant de fuite de l'électromètre.

Après avoir vérifié les câbles, on connecte l'électromètre à la chambre-Puits, puis, on applique une tension de polarisation de 300V et on attend au moins 30 mn pour la stabilité de l'ensemble (chambre, électromètre).

La mesure du courant de fuite se fait sans exposition de la chambre aux rayonnements, et le temps de mesure doit être assez élevé. Ici, nous avons fixé un temps d'acquisition de 4 minutes.

#### **Tolérance :**

- Inférieur à  $10^{-14}$  A pour l'électromètre seul.
- Inférieur à 0,1% par rapport au signal final pour l'ensemble.

### 4.3.2. Détermination du point chaud (point optimal)

Un aspect important dans la standardisation des mesures avec la chambre Puits est la détermination de la position optimale de la source dans la chambre.

On introduit le porte source appropriée dans la cavité de la chambre d'ionisation, en alignant le point noir du porte source avec la marque de trous sur la chambre d'ionisation et on relève la température et la pression atmosphérique. Puis, On introduit la source de rayonnements dans la chambre, en respectant les procédures appropriées de radioprotection pour les sources de curiethérapie. Les mesures de la charge sont effectuées en changeant la position de la source le long de l'axe de la chambre, en insérant des spacers d'épaisseur connue au fond de la cavité de la chambre, et on trace la courbe représentant la variation de la réponse relative de la chambre, normalisée à la valeur maximale, le point où le plateau pour lequel la réponse de la chambre est maximal, représente le point le plus sensible c'est le point chaud.

Généralement trois mesures sont suffisantes, car les lectures ne doivent pas continuer à chuter ou augmenter, par conséquent si c'est le cas, il faut attendre encore, car le système n'est pas encore stable.

**Remarque :**

Le porte source utilisé a un diamètre de 7,1 mm hors que la longueur de la source est de 8 mm ; pour l'évaluation de la position du centre de la source dans le porte source on doit tenir en compte de l'inclinaison de la source dans le porte source ce qui nous conduit à ajouter une épaisseur de 1,84 mm; La base de porte source a une épaisseur de 1 mm d'où l'épaisseur total est de 2,84 mm, (Figure 4.7).

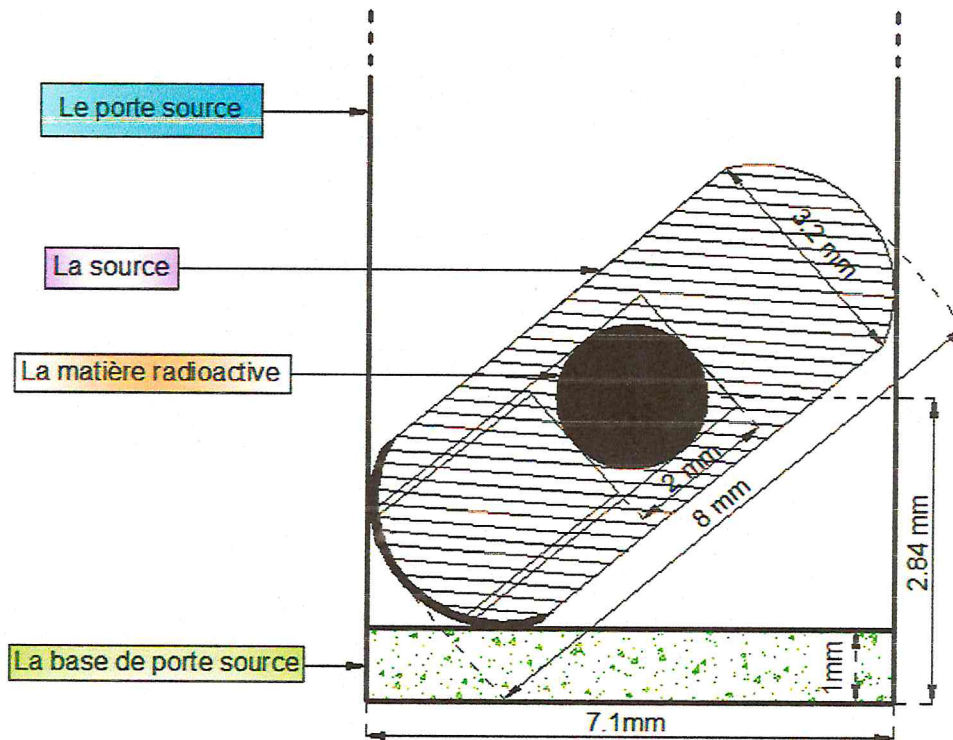


Figure 4.7 : Position du grain de  $^{137}\text{Cs}$  dans la cavité de la chambre Puits.

### 4.3.3. Mesure des facteurs de corrections

Afin de tenir compte des effets influents sur la réponse de chambre d'ionisation, il est nécessaire de calculer les facteurs de correction à apporter pour chaque effet dans le but de minimiser l'incertitude sur la valeur de la grandeur mesurée. Plusieurs facteurs influencent la réponse de la chambre Puits entre autres: la variation de la densité d'air à l'intérieur de la cavité de la chambre, le rayonnement diffusé et la variation de polarité et de la tension.

#### a) Influence de la variation de la densité d'air à l'intérieur de la cavité de la chambre d'ionisation

La chambre Puits utilisée en curiethérapie est ouverte à l'air ambiant, la masse d'air dans le volume de la cavité subit des variations. Pour effectuer des mesures précises, il est nécessaire de corriger toute différence entre la densité de l'air dans la chambre, au moment de la mesure. Un facteur de correction, qui tient compte de l'influence de la température de l'air et de sa pression sur la densité de l'air dans le volume ouvert de la cavité, doit être appliqué. Il est donné par la loi de MARIOTTE:

$$K_{TP} = \frac{(273.15+T) P_0}{(273.15+T_0) P} \quad 4.1$$

Ce facteur devrait être appliqué sur la réponse de l'instrument de mesure pour rapporter la masse d'air à l'intérieur de la cavité de la chambre aux conditions de référence de la mesure,  $T$  est la température de l'air dans la cavité de la chambre, et  $P$  la pression ambiante de l'air au moment des mesures.  $P_0$  et  $T_0$  sont les valeurs de référence (généralement 101,325 kPa et 22°C).

On Prélève la température et la pression avant et après chaque série de mesure à l'aide d'hygromètre

Comme il nous est impossible de mesurer la température à l'intérieur de la cavité d'air de la chambre il faut placer la chambre Puits dans la salle de mesure au moins 7 heures avant de commencer les mesures, temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique entre la chambre d'ionisation et l'air ambiant.

#### **b) Influence de la variation d'Humidité**

L'influence de l'effet de variation d'humidité est négligeable, si le facteur d'étalonnage était rapporté à l'humidité relative entre 20% et 80% et des températures entre 15 et 25°C. Dans ce cas l'influence sur la réponse de la chambre est inférieure à 0,1%. Ainsi, le facteur de correction est égal à 1 ( $K_h=1$ ). Mais s'il était rapporté à l'air sec (c.-à-d. <20% ou > 80%) un facteur de correction  $K_h=0,997$  devrait être appliqué.

On prélève le taux d'humidité de la salle de mesure à l'aide de l'hygromètre.

#### **C) Influence du rayonnement diffusé**

La contribution du rayonnement diffusé sur la réponse de la chambre d'ionisation est inférieure à 0,1% pour des distances chambre-mur supérieur à 20 cm (figure 4.8). Si la chambre est placée au contact de mur, la contribution relative du diffusé est de 1%. Pour minimiser la contribution du rayonnement diffusé sur la réponse de la chambre d'ionisation, celle ci est placée loin des murs et du plancher de la salle de mesure (au centre de la salle, au minimum à un mètre des murs et à un mètre du plancher), dans ce cas, la contribution du rayonnement diffusé peut être considéré comme négligeable et le facteur de correction de l'effet de rayonnement diffusé est prit égal à 1. Le rayonnement diffusé de faible énergie à l'intérieur du Puits est atténué par la paroi de la chambre.

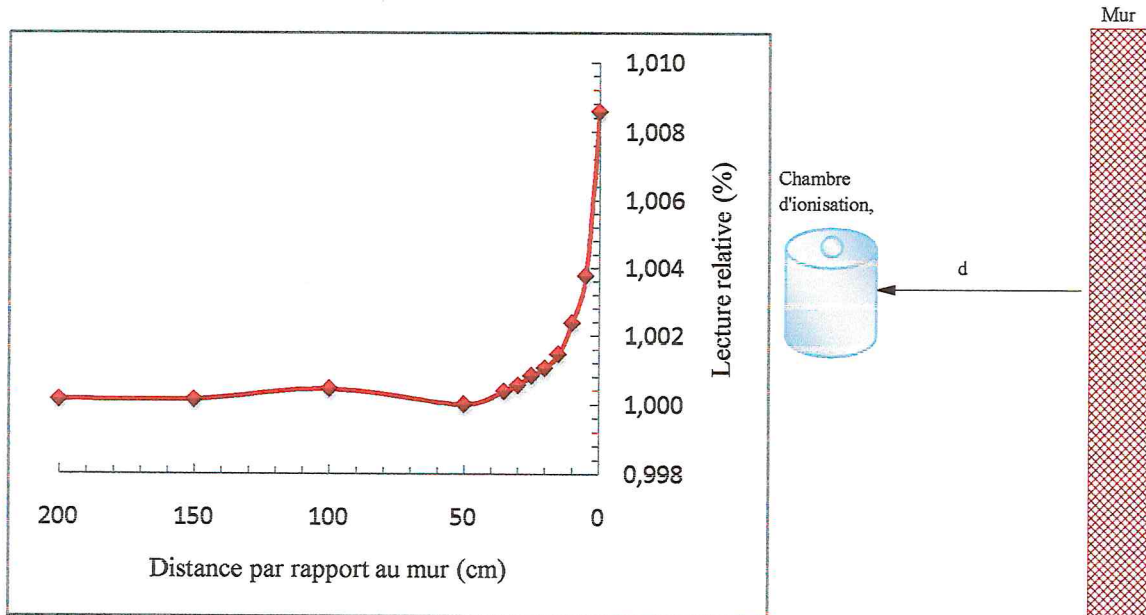


Figure 4.8: Contribution du rayonnement diffusé par les murs de la salle de mesure sur la lecture de la chambre d'ionisation Puits (6mx4mx4m).

#### 4.4. Détermination expérimentale du débit de kerma de référence

Dans cette partie, on place le centre de la source de rayonnements au point chaud de la chambre et on enregistre la charge collectée pour une durée de 30s. Ainsi, le débit de kerma de référence peut être calculé à partir de l'expression suivante :

$$\dot{K}_{r,air} = L_{\acute{e}le} \times \pi F_c \times N_{\acute{e}le} \times N_{K_{air}} \quad 4.2$$

Avec :

$\dot{K}_{r,air}$  : Le débit de kerma de référence de la source.

$L_{\acute{e}le}$  : La lecture de l'électromètre.

$N_{\acute{e}le}$  : Le facteur d'étalonnage de l'électromètre.

$N_{K_{air}}$  : Le facteur d'étalonnage de la chambre d'ionisation.

$\pi F_c$  : Le produit des facteurs de correction.

Une comparaison entre le débit donné sur le certificat d'étalonnage de la source et le débit mesuré est effectuée.

Noter que l'équation (4.2) donne le débit de kerma de référence à la date de mesure. Si on veut utiliser ce débit un autre jour, il est nécessaire d'introduire un facteur de correction de la décroissance radioactive de la source.



Le premier rapport technique de l'AIEA le TEC DOC-1079 intitulé « *Etalonnage des sources de curiethérapie* » qui décrit les directives sur des procédures standard d'étalonnage, dans les Laboratoires Secondaires d'Etalonnage en Dosimétrie (LSED) et au niveau des unités de curiethérapie dans les services de radiothérapie (hôpitaux), pour des sources scellées en curiethérapie bas et haut débit de dose, a été publié en 1999 [AIEA, 1999] et en 2004 la première campagne d'étalonnage a été lancée.

## Problématique

Le cancer constitue l'un des problèmes de santé publique à l'échelle mondiale et l'une des préoccupations majeures en matière de recherche dans tous les pays du monde: il représente la deuxième cause de mortalité dans les pays développés.

La complexité de la géométrie étudiée et la physiologie des patients rendent la mesure de la distribution des doses à l'intérieur du patient pratiquement impossible ; C'est pourquoi, les données utilisées, pour le calcul des doses, dans les systèmes de planning de traitement sont des données déterminées dans des fantômes.

Une détermination précise et la vérification périodique de ces données sont essentielles pour l'optimisation du gain thérapeutique ; C'est pourquoi un certain nombre d'articles sont apparus dans la littérature relative à la mise à jour des procédures et des normes concernant:

- L'étalonnage des détecteurs et des sources utilisées en curiethérapie.
- La caractérisation et la spécification des sources.
- L'amélioration des méthodes et des formalismes de calcul de dose.

Le présent travail, représente une première tentative pour la mise au point d'une procédure pour l'automatisation du contrôle pour la spécification des sources utilisées en curiethérapie, dans le but de déterminer leurs débits de *kerma* et leurs *activités apparentes*. Il a été réalisé au sein du laboratoire de curiethérapie, au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA).

Le *kerma* est une grandeur très essentielle en dosimétrie. Il quantifié la quantité d'énergie cinétique libérée par unité de masse, sa détermination est recommandée pour toutes les sources radioactives utilisées en curiethérapie. Elle peut être déterminée en utilisant différentes approches: la mesure expérimentale, le calcul et la simulation Monte Carlo.

## B. Partie simulation

### 4.5. Structure générale du code PENELOPE

Le code PENELOPE simule le transport des électrons, des positrons et des photons ayant une énergie comprise entre 100 eV et 1 GeV, dans des matériaux simples (de  $Z=1$  à  $Z=92$ ) ainsi que dans des matériaux composites. Il combine la simulation détaillée du transport des photons avec la simulation mixte du transport des électrons et des positrons. Ainsi le nom PENELOPE désigne-t-il l'activité du code en étant l'acronyme de PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons (l'étude des photons ayant été introduite par la suite). Le code PENELOPE est composé d'un ensemble de programmes, écrit en FORTRAN 77, dédié à la gestion de la partie physique de la simulation. Pour gérer cela, le code repose, principalement, sur trois grands modules (Figure 4.9):

- Le programme utilisateur PENMAIN qui va gérer les appels aux différents sous programmes.
- Le module PENGEOm dont le rôle est d'initier le programme PENMAIN à la géométrie entrée par l'utilisateur.
- Le programme PENELOPE qui contient les sous programmes permettant de décrire l'intégralité des phénomènes physiques.

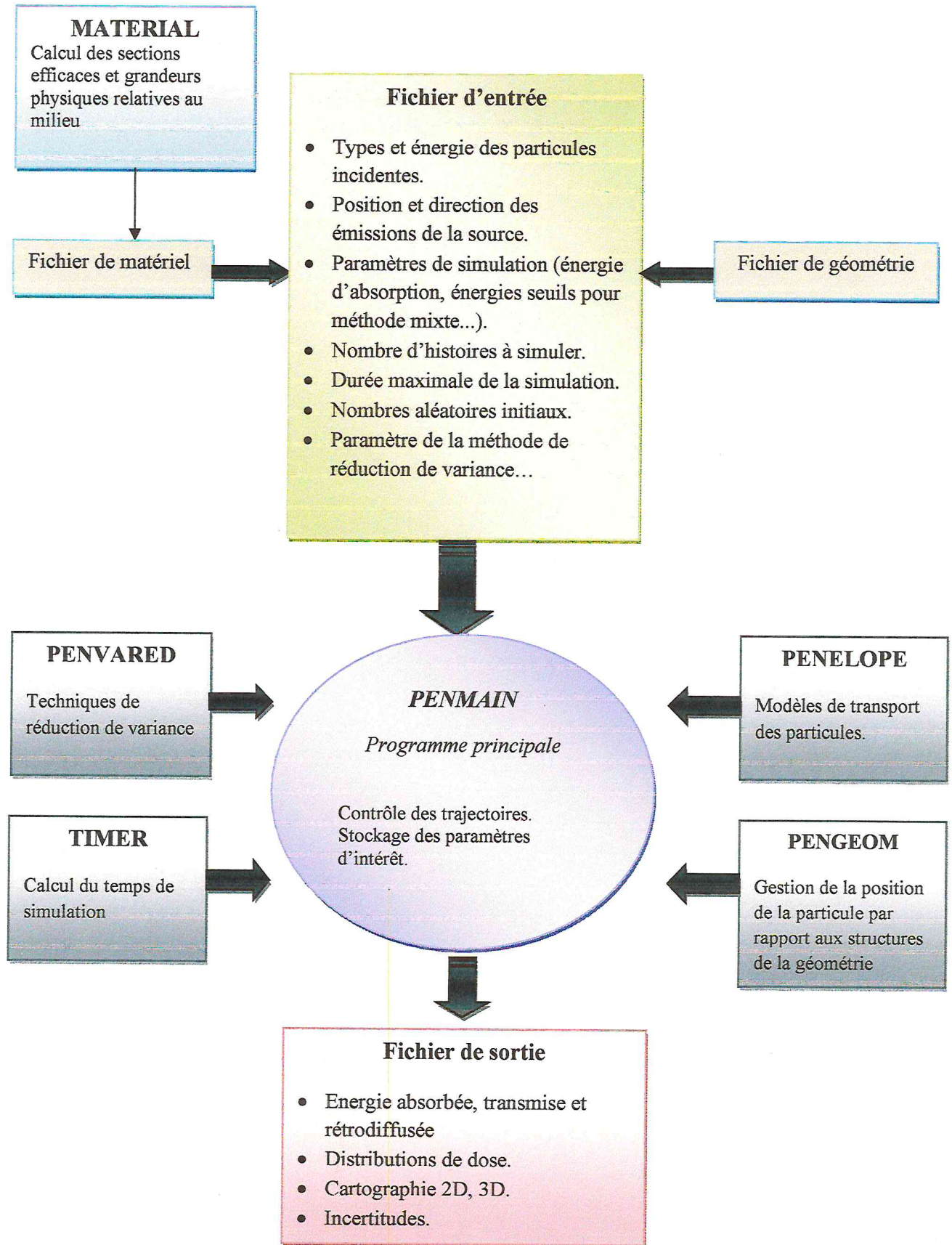


Figure 4.9: Organigramme du code PENELOPE.

## 4.5.1. Génération des fichiers d'entrée

### 4.5.1.1. Fichier d'entrée de la géométrie

Le système matériel se compose d'un certain nombre de corps homogènes, définies par leurs compositions (matériaux) et les surfaces de limitation. Pour des raisons pratiques, toutes les surfaces de limitation sont supposés quadriques donnés par l'équation implicite :

$$F(x, y, z) = A_{xx}x^2 + A_{xy}xy + A_{xz}yz + A_{yy}y^2 + A_{yz}yz + A_{zz}z^2 + A_x x + A_y y + A_z z + A_0 = 0 \quad 4.3$$

Cette équation comprend des plans, des paires de plans, des sphères, des cylindres, des cônes, des ellipsoïdes, des paraboloides, des hyperboloides, etc. Dans la pratique, les surfaces de limitation sont souvent connues sous forme graphique et il peut être très difficile d'obtenir les paramètres quadriques correspondants. [Salvat, 2008].

Dans ce code, la configuration de la géométrie est réalisée à partir des équations réduites de surfaces  $F_r(x, y, z)$  élémentaires. L'expression générale quadratique réduite de ces équations s'écrit comme suit:

$$F_r(x, y, z) = I_1 X^2 + I_2 Y^2 + I_3 Z^2 + I_4 Z + I_5 \quad 4.4$$

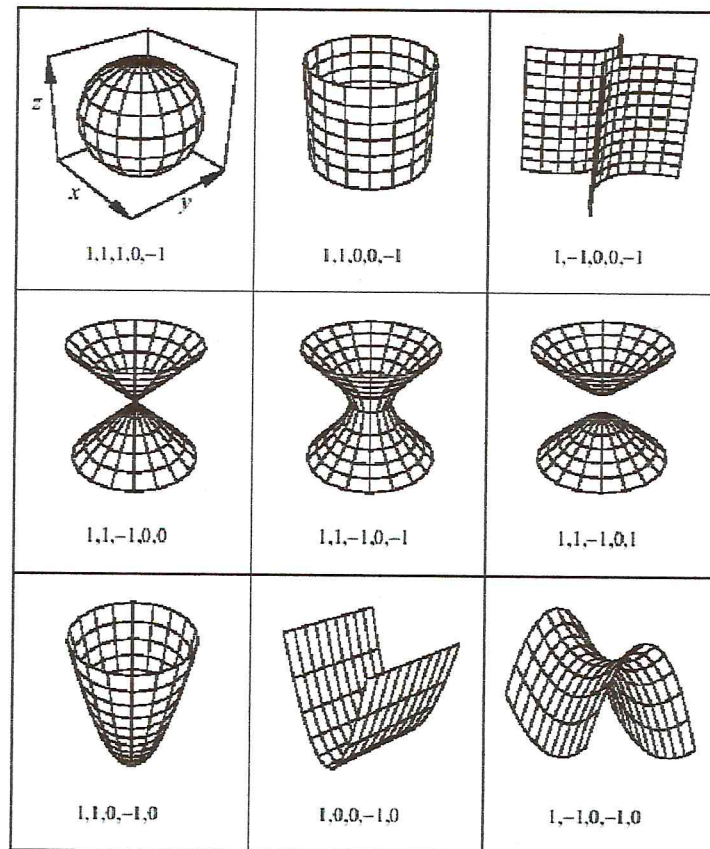
Où  $I_i$  (avec  $i = 1, 2, \dots, 5$ ) sont les indices caractérisant l'équation réduite et leurs valeurs peuvent être de -1, 0 ou 1, selon les formes géométriques voulues. Les indices des principales surfaces disponibles dans PENELOPE sont résumés sur la figure (4.10).

Pour des géométries faisant intervenir plusieurs corps (volume), la délimitation des structures est effectuée à l'aide de plans et de surfaces. Chaque volume est associé à un milieu localisé à l'intérieur ou à l'extérieur, en utilisant des pointeurs de valeur +1 ou -1, respectivement. L'assemblage de ces volumes (par des unions ou/et des intersections) permet de modéliser des géométries de forme plus ou moins complexes, tels que la tête d'un accélérateur, un fantôme anthropomorphique, une source scellée ou encore un compteur proportionnel.

Pour adapter la géométrie aux dimensions réelles de l'élément à modéliser, il est possible de dilater (SCAL) ou de translater (SHIFT) les surfaces. Ces surfaces peuvent également subir, si cela est nécessaire, des rotations définies à l'aide des angles d'Euler ( $\Omega$ ,  $\theta$ ,  $\Phi$ ).

Il est possible également de cloner (CLON) plusieurs corps pour faciliter à l'utilisateur la réalisation de la géométrie recherchée.

Afin de vérifier la géométrie étudiée, il est possible de la valider à l'aide des programmes, GVIEW2D et GVIEW3D. Ces programmes de visualisation permettent de vérifier la description de la géométrie, en deux et trois dimensions respectivement, avant d'exécuter une simulation.



**Figure 4.10 : Exemples des surfaces réalisables avec le module PENGINE de PENELOPE.**

La figure (4.11) montre la géométrie de la source du  $^{137}\text{Cs}$  type CDC-1100 que nous allons utiliser dans la simulation, visualisée à l'aide du programme GVIEW2D, cela permet de valider cette géométrie.

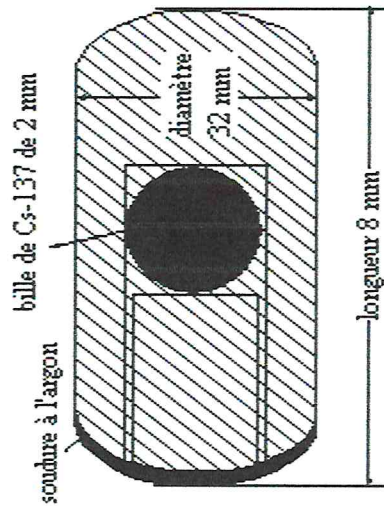


Schéma de la source réelle.

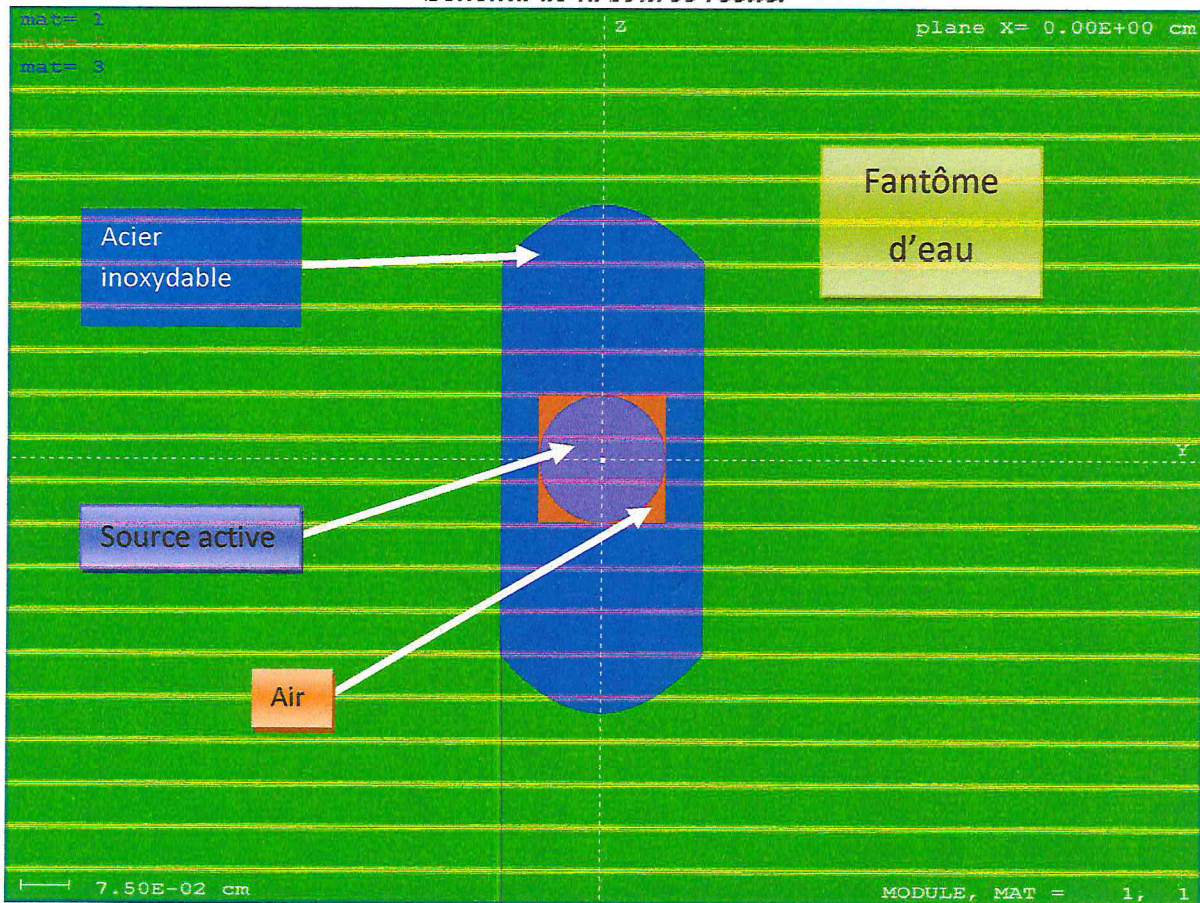


Figure 4.11 : Source du  $^{137}\text{Cs}$  visualisée par GVIEW2D.

#### 4.5.1.2. Fichiers d'entrées des matériaux

Un programme MATERIAL utilise toutes les données concernant les interactions des électrons, des photons et des positrons, dans les différents matériaux étudiés, sous la forme d'une base de données numériques pour la création des fichiers d'entrées matériaux '*MatF<sub>i</sub>.MAT*'; un fichier pour chaque matériau composant la géométrie. Ce dernier contient tous les paramètres physiques d'interaction utilisés par le programme PENELOPE, à savoir, les sections efficaces, les coefficients d'atténuation, les pouvoirs d'arrêt, la densité, l'énergie moyenne d'excitation, etc.

Le programme MATERIAL permet de générer une base de données des matériaux simples dont le numéro atomique Z compris entre 1 et 99 ainsi que les matériaux composés.

Le fichier '*MatF<sub>i</sub>.MAT*' généré pour le *i<sup>ème</sup>* matériau composant la structure, peut être traité par un programme auxiliaire nommé TABLEAU. Le programme TABLEAU permet de visualiser les courbes de variation des sections efficaces, des coefficients d'atténuation et des pouvoirs d'arrêt en fonction de l'énergie des électrons, des positrons et des photons.

De ce fait, nous avons créé nos fichiers «MATERIAUX», nécessaires à la simulation. Le tableau suivant contient les différents matériaux qui composent la géométrie de notre simulation.

**Tableau 4.1 : Composition atomique des matériaux constituant la géométrie de simulation.**

Elément	Matériau	Composition
Source	Source active	Si, Ti, Al, B, Mg, Ca, Na, Cs, O.
	Air	Be, C, N, O, Ar.
	Gaine (acier inoxydable)	C, Mn, Si, P, S, Cr, Mo, Ni, Fe.
Fantôme	Eau	He, H, O.

### 4.5.1.3. Fichier d'entrée de la simulation (Fichier input)

Dans ce fichier, tous les paramètres nécessaires pour la simulation sont rassemblés entre autres :

#### a) Paramètres caractérisant la particule primaire

- ✓ *KPAR* définit le type de particule. Il est égal à 1 pour les électrons, à 2 pour les photons et à 3 pour les positrons.
- ✓ *ENERG* est l'énergie de la particule en eV.
- ✓ *(X, Y, Z)* sont les coordonnées de la position initiale de la source en cm.
- ✓ *(THETA, PHI)* sont les angles donnant la direction initiale du faisceau, en degrés.
- ✓ *OMEGA* est l'ouverture du faisceau initial en degrés.

Pour notre simulation, les paramètres caractérisant la particule primaire fixés sont donnés dans le tableau 4.2 suivant.

**Tableau 4.2 : Paramètres Caractérisant la Particule Primaire.**

Paramètre	Valeur associée
<i>KPAR</i>	2
<i>ENERG</i>	6.62e5
<i>(X, Y, Z)</i>	0.0, 0.0, 0.0
<i>(THETA, PHI)</i>	(0, 0)
<i>OMEGA</i>	180

#### b) Données concernant les Matériaux et la Géométrie

- ✓ *NMAT* est le nombre de différents matériaux dans l'ensemble du système modélisé.
- ✓ *PFNAME* est le nom du fichier matériaux créé par le programme MATERIAL.
- ✓ *GFILE* est le fichier concernant la géométrie.

Pour notre simulation, les paramètres caractérisant les matériaux et la géométrie fixés sont donnés dans le tableau (4.3) suivant.



Tableau 4.3 : Paramètres Caractérisant les matériaux et la géométrie.

Paramètre	Valeur associée
<i>NMAT</i>	4
<i>PFNAME</i>	Source.active.mat, Gaine.mat, Air.mat, H2O.mat
<i>GFII.F</i>	Source.geo

## c) Paramètres physiques de simulation

- ✓ *DSMAX* libre parcours moyen maximum en cm entre deux événements catastrophiques.
- ✓ *E<sub>abs</sub>* énergie de coupure pour les 3 types de particules électron, photon et positron. Lorsque l'énergie *E* d'une particule est inférieure à *E<sub>abs</sub>*, elle est absorbée dans ce milieu et une autre particule est alors simulée.
- ✓ *C1* est un paramètre lié à la déflexion angulaire moyenne produite par la diffusion élastique multiple le long d'un parcours égal au libre parcours moyen entre deux événements élastiques durs consécutifs.
- ✓ *C2* est la fraction moyenne maximale d'énergie perdue entre deux événements élastiques durs.
- ✓ *W<sub>ec</sub>* est la perte d'énergie seuil pour les collisions inélastiques dures
- ✓ *W<sub>cr</sub>* est la perte d'énergie seuil pour l'émission de Bremsstrahlung.

Pour notre simulation, les paramètres physiques de simulation choisis sont donnés dans le tableau (4.4) suivant.

Tableau 4.4 : Paramètres de simulation [Belounis, 2011].

	Valeur			
	source active.mat	gaine.mat	air.mat	H2O.mat
<i>E<sub>abs</sub>(e<sup>-</sup>, e<sup>+</sup>) (eV)</i>	1e5	1e5	1e5	1e5
<i>E<sub>abs</sub>(hν) (eV)</i>	1e4	1e4	1e4	1e4
<i>C1</i>	0.2	0.2	0.2	0.1
<i>C2</i>	0.2	0.2	0.2	0.1
<i>W<sub>ec</sub> (eV)</i>	5e3	5e3	5e3	5e3
<i>W<sub>cr</sub> (eV)</i>	1e4	1e4	1e4	1e4

#### d) Paramètres d'arrêt de la simulation

- ✓ **NTOTAL** est le nombre de particules primaires choisi et nécessaire à la simulation.
- ✓ **ITIME** est le temps maximum alloué à la simulation.

Pour notre simulation, le nombre d'histoires et le temps fixé à la simulation choisis sont donnés dans le tableau (4.5) suivant.

**Tableau 4.5 : autres paramètres.**

paramètre	Valeur
<i>NTOTAL</i> (particules)	$10^9$
<i>ITIME</i> (s)	$10^9$

Nous avons choisi comme critère d'arrêt de la simulation une précision de 1% à une distance radiale de 5cm de la source.

#### 4.5.2. Génération des fichiers de sorties

Toutes les simulations sont réalisées en utilisant le code de calcul PENELOPE, sur un système d'exploitation 32 bits Microsoft Windows 7 Professionnel avec un micro ordinateur HP Compaq (Pentium®Dual-Core CPU 2,10GHz, 2,00 Go de Ram). Les calculs sont effectués dans un repère cartésien entre -15 et 15 cm. L'incrément des pas sur les trois axes est constant et est égal à 3 mm. Les résultats de simulation sont enregistrés dans des fichiers sortis. Le fichier sortie de la distribution de dose à 3D est constitué d'une matrice de  $i$  lignes ( $i$  est la dimension du vecteur résultat, elle est égale au  $Bin\ x \times Bin\ y \times Bin\ z$  ou  $Bin$  est le nombre de canal sur un axe) et constitué de 8 colonnes (les coordonnées de point de calcul  $x_i$ ,  $y_i$ ,  $z_i$ , la valeur de la dose au point de calcul  $D_i$ , l'incertitude statistique sur la dose  $\sigma_i$ , et les indices du point de calcul  $I_x$ ,  $I_y$ ,  $I_z$ ). La valeur de la grandeur dose enregistrées au point  $x_i$ ,  $y_i$ ,  $z_i$  représente la dose moyenne calculée dans un voxel cubique de  $0,3 \times 0,3 \times 0,3\text{ cm}^3$  autour de chaque point de calcul.

Un exemple du fichier des résultats de la simulation de la distribution de dose à 3 dimensions est représentée dans la figure (4.12). Pour le traitement et l'analyse de ces données nous avons utilisé le langage Matlab R2007b et Microsoft Office Excel 2007.



## 4.6. Méthodes de comparaison des distributions de dose

Les méthodes de comparaison des distributions de dose utilisées dans ce travail sont: la méthode de l'écart relatif, et la méthode de l'indice gamma.

### 4.6.1. L'écart relatif

Pour gagner plus de perspicacité, il est utile de calculer l'écart relatif ( $\Delta$ ) entre deux distributions de dose, une de référence,  $D_{réf}(r)$ , et l'autre étant la distribution à évaluer  $D_{éval}(r)$ . L'écart relatif en pourcentage est alors calculé algébriquement à partir de l'expression suivante :

$$\Delta_{\%}(D_{éval}, D_{réf}) = \frac{D_{éval}(r) - D_{réf}(r)}{D_{réf}(r)} \times 100 \quad 4.5$$

### 4.6.2. Indice gamma

L'indice gamma est une méthode qui a été introduite par Low et al en 1998 [Low, 1998] pour la comparaison de deux distributions de dose. L'une étant considérée comme la distribution de référence et l'autre étant celle à évaluer. Le critère de référence est défini par deux critères d'acceptabilité propres à l'indice gamma ( $\gamma$ ). Il s'agit respectivement de  $\Delta r_{\max}$  et  $\Delta D_{\max}$ .

- $\Delta r_{\max}$  définit l'écart de distance maximal acceptable dans les régions présentant un gradient de dose élevé.
- $\Delta D_{\max}$  décrit la différence de dose maximale acceptable dans les régions à faible gradient de dose (voir figure 4.13).

La valeur de la tolérance est déterminée par le point qui a la plus petite déviation par rapport au point de référence. Cette valeur minimale est considérée comme l'indice de qualité (où l'indice  $\gamma$ ).

Sur la figure (4.13), une ellipse est définie autour de chaque point ( $r_{réf}$ ,  $D_{réf}$ ), appartenant à la distribution de référence, le demi-grand axe et le demi-petit axe de cette ellipse correspondent aux deux critères d'acceptabilité propres à l'indice gamma ( $\gamma$ ) :  $\Delta r_{\max}$  en mm et de  $\Delta D_{\max}$  en %.

L'ellipse d'acceptabilité est définie par l'équation (4.6) suivante:

$$l = \sqrt{\left(\frac{\Delta D}{\Delta D_{max}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta r}{\Delta r_{max}}\right)^2} \quad 4.6$$

Avec :

$$\Delta r = |r_{éval} - r_{réf}| \text{ et } \Delta D = |D_{éval} - D_{réf}| \quad 4.7$$

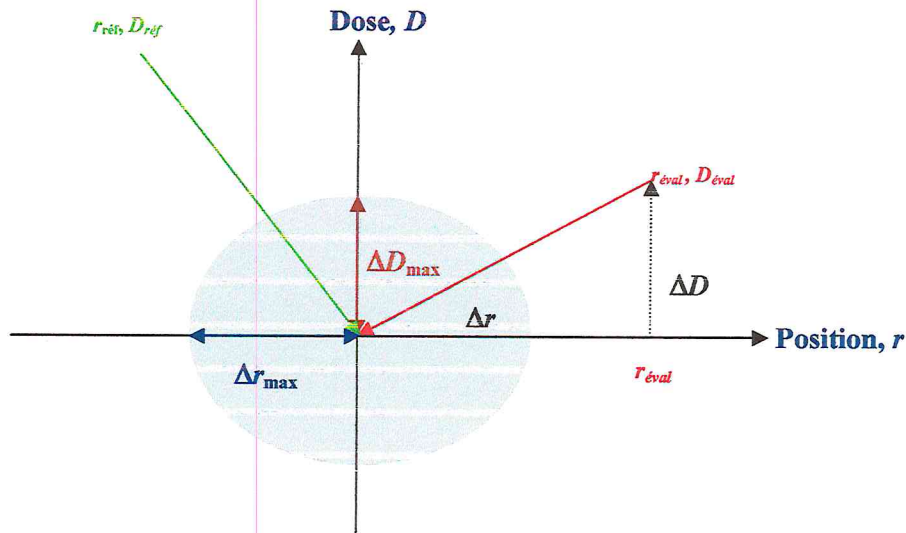


Figure 4.13 : Représentation géométrique du concept de l'indice gamma.

Pour que la distribution de dose à évaluer  $D_{éval}(r_{éval})$  concorde avec la distribution de référence  $D_{réf}$  au point  $r_{réf}$ , il est nécessaire qu'au moins un point de la distribution  $D_{éval}(r_{éval})$  soit dans l'ellipse d'acceptabilité, c'est-à-dire qu'au moins un point  $(r_{éval}, D_{éval})$  réponde au critère suivant:

$$\Gamma(r_{éval}, D_{éval}) = \sqrt{\left(\frac{\Delta D}{\Delta D_{max}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta r}{\Delta r_{max}}\right)^2} \leq 1 \quad 4.8$$

$\Gamma(r_{éval}, D_{éval})$  est calculé à chaque position  $r_{éval}$  pour l'ensemble des points de la distribution à évaluer  $D_{éval}(r_{éval})$ . Pour chaque position  $r_{réf}$ , la valeur minimale de  $\Gamma(r_{éval}, D_{éval})$  correspond au point de la distribution à évaluer  $D_{éval}(r_{éval})$  qui a le plus petit écart avec le point de référence  $(r_{réf}, D_{réf})$ . Cette valeur minimale, nommée indice gamma ( $\gamma$ ), est égale à:

$$\gamma(r_{réf}) = \min[\Gamma(r_{éval}, D_{éval})] \quad \forall r_{éval} \quad 4.9$$

Alors deux cas sont possibles [Franchisseur, 2007], [Blazy, 2007].

- Si  $\gamma (r_{réf}) < 1$ , le point  $(r_{éval}, D_{éval})$  répond aux critères d'acceptabilité.
- Si  $\gamma (r_{réf}) > 1$ , le point  $(r_{éval}, D_{éval})$  est situé en dehors de l'ellipse d'acceptabilité.

## 4.7. Calcul des incertitudes

En générale l'*incertitude de mesure*  $\Delta M$  est un paramètre, associé au résultat du mesurage, qui caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande ; Ce paramètre peut être, par exemple, la demi-largeur d'un intervalle de niveau de confiance déterminé.

Le résultat d'une mesure n'est jamais une valeur : il sera donné sous la forme d'un intervalle des valeurs probables du mesurande  $M = m \pm \Delta M$  associé à un niveau de confiance.

L'évaluation des incertitudes par des méthodes statistiques est dite de *type A*. Quand la détermination statistique n'est pas possible, on dit que l'évaluation est de *type B*. C'est le cas d'une mesure unique  $m$  réalisée avec un appareil de classe connue.

On appelle *incertitude-type* une incertitude de mesure exprimée sous la forme d'un *écart-type*.

Lorsque les sources de variabilité de la mesure sont multiples, on estime l'incertitude-type pour chacune d'entre elles et l'on fait un bilan global pour construire une *incertitude-type composée*, qui peut mélanger des évaluations de type A et de type B [JCGM, 2008], [IGEN].

Pour l'évaluation de l'incertitude sur la lecture de l'électromètre par exemple on procède comme suit :

### 4.7.1. Evaluation de l'incertitude type A sur la lecture de l'électromètre

L'évaluation de type A de l'incertitude-type est réalisée par l'analyse statistique de séries de lecture. Si on suppose les  $n$  lectures  $L_{éle,i}$  indépendantes, la meilleure estimation de la lecture mesurée est donnée par la *moyenne arithmétique* :

$$\overline{L_{éle}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n L_i \quad 4.10$$

- **L'écart-type expérimental** a pour expression :

$$S_{L,exp} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (L_i - \bar{L})^2} \quad 4.11$$

- **L'incertitude-type** est définie comme étant l'écart-type sur la valeur moyenne. Le meilleur estimateur de cet écart-type est :

$$S_{L\acute{e}le} = \sqrt{\frac{1}{n}} S_{L,exp} \quad 4.12$$

#### 4.7.2. Evaluation de l'incertitude type B sur la lecture de l'électromètre

L'évaluation de l'incertitude type B est effectuée par des moyens autres que l'analyse statistique de série d'observations ; Pour une estimation d'une grandeur d'entrée qui n'a pas été obtenue à partir d'observations répétées, l'incertitude-type est évaluée par un jugement scientifique fondé sur toutes les informations disponibles au sujet de la variabilité possible de la grandeur d'entrée; L'ensemble d'informations accumulées peut comprendre :

- Des mesures antérieures.
- L'expérience ou la connaissance générale du comportement et des propriétés des matériaux et des instruments utilisés.
- Les spécifications du fabricant.
- Les données fournies par les certificats d'étalonnages ou autres certificats.
- L'incertitude assignée à des valeurs de référence provenant d'ouvrage ou de manuel.



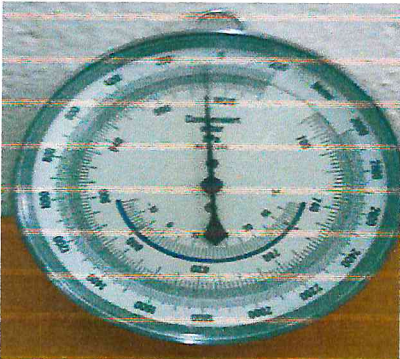
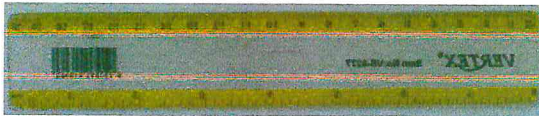
Différents cas peuvent se présenter :

- Le constructeur fournit l'incertitude-type (cas très rare). Dans ce cas, on utilise directement son incertitude.
- Pour un appareil de mesure analogique (appareil à cadran, lecture d'un régllet...), l'incertitude de lecture est estimée à partir de la valeur d'une graduation. On peut montrer que :  $S_{lecture} = 1 \text{ graduation} / \sqrt{12}$
- Le constructeur fournit une indication de type  $\Delta_c$  sans autre information. Dans ce cas, on prendra pour incertitude-type:  $S = \Delta_c / \sqrt{3}$  (on considère que l'indication

donnée par le constructeur correspond à une distribution rectangulaire de largeur  $2\Delta_c$  ; à partir de cette hypothèse, on peut trouver que  $S = \Delta_c/\sqrt{3}$ ).

Pour ce qui concerne la lecture de l'électromètre nous avons pris une résolution de 0,05 (voir tableau 4.6).

**Tableau 4.6 : La résolution des instruments de mesure.**

Instruments et Résolutions.	
	
0,05 nC	0,1 °C
	
10 hPa	1 mm

Pour les autres paramètres T, P,... On procède de la même façon.

### 4.7.3. Incertitude-type composée sur le débit de kerma

C'est l'incertitude-type d'un mesurage lorsque le résultat y est obtenu à partir des valeurs  $X_k$  d'autres grandeurs :  $K_{réf} = f(f_1, f_2, f_3, \dots, f_m) = f(L, T, P, \dots)$ .

Si toutes les grandeurs sont indépendantes :

$$S_{K_{réf}} = \sqrt{\sum_{m=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial X_m} S_m\right)^2} \tag{4.13}$$



Où  $S_m$  est l'incertitude-type de chacune des grandeurs  $f_m$ .

Exemples :

1. Si  $y = x_1 + x_2$

$$S_m^2 = S_{f_1}^2 + S_{f_2}^2$$

2. Si  $y = x_1 * x_2$

$$S_m^2(\%) = S_{f_1}^2(\%) + S_{f_2}^2(\%)$$

#### 4.7.4. Incertitude-type élargie et intervalle de confiance

L'incertitude-type élargie (qui constituera l'incertitude de la mesure  $\Delta K$ ) est une grandeur définissant un intervalle, autour du résultat du mesurage dont on puisse s'attendre à ce qu'il comprenne une fraction élevée de la distribution de valeurs pouvant être attribuées au mesurande. Elle est associée à un niveau de confiance. Elle s'exprime sous la forme

$$\Delta K = \sigma \cdot S_{Kréf} \quad 4.14$$

Où  $S$  est l'incertitude-type et  $\sigma$  le facteur d'élargissement. Dans la majorité des cas, on conduit une estimation de type B et la forme de la loi de distribution est souvent assimilée à une gaussienne. On peut montrer que le coefficient à retenir pour un niveau de confiance de 95 % est alors  $\sigma = 2$ , et pour un niveau de confiance de 99% est égal à  $\sigma=3$ .

## *CHAPITRE 5*

### *RESULTATS ET DISCUSSIONS*

## Chapitre 5

### Résultats et Discussions

Pour la mise au point des procédures fiables pour le contrôle et la spécification des sources scellées, nous avons confronté les résultats issus de nombreuses tentatives de modélisation de sources par le code PENELOPE à ceux déterminés par l'expérimentation et le calcul analytique. Dans ce chapitre nous allons présenter nos résultats et les discussions.

#### A. Partie expérimentale

##### 5.1. Contrôle de qualité de la chaîne de mesure

La chaîne de contrôle et d'étalonnage utilisée dans le présent travail est constituée d'un électromètre PTW et d'une chambre d'ionisation Puits la HDR 1000 Plus de type Well. La fiabilité de cette chaîne est vérifiée et les résultats sont donnés ci-dessous.

##### 5.1.1. Courant de fuite

Les deux tableaux 5.1 et 5.2 ci dessous représentent les valeurs du courant de fuite obtenues pour l'électromètre seul et pour l'ensemble chambre Puits et électromètre, pour une durée d'acquisition de 260 secondes ( $\approx 4$  min). Cette durée est suffisante pour collecter un signal significatif.

*Tableau 5.1: Courant de fuite de l'électromètre seul.*

N°	Lecture (pC)	Lecture moyenne (pC)	E.T. (%)	Courant de fuite (A)
1	26,215	26,342	1,06	$1,013 \cdot 10^{-13}$
2	26,011			
3	26,764			
4	26,415			
5	26,302			

D'après les résultats du tableau 5.1, on remarque que la valeur obtenue, du courant de fuite, pour l'électromètre seul est de  $1,01 \cdot 10^{-13}$  A, donc elle est inférieure à la tolérance recommandée qui est de  $10^{-14}$  A.

**Tableau 5.2: Courant de fuite de l'ensemble électromètre et chambre d'ionisation.**

N°	Lecture (pC)	Lecture moyenne (pC)	E.T. (%)	Courant de fuite (A)
1	32,339	32,898	1,97	$1,27 \cdot 10^{-13}$
2	32,482			
3	33,534			
4	32,462			
5	33,670			

Les valeurs affichées dans le tableau 5.2, donnent une valeur moyenne du courant de fuite, pour l'ensemble électromètre chambre égale à  $1,27 \cdot 10^{-13}$  A. Cette valeur est estimée à  $3,1 \cdot 10^{-5}$  % du signal final, donc inférieur à 0,1%.

En conclusion, on peut dire que les équipements qui constituent notre chaîne de mesure sont fiables pour l'étalonnage des sources scellées utilisées en curiethérapie bas débit de dose.

On note que notre chambre est étalonnée en terme de débit de kerma de référence (c.-à-d. à 1 mètre dans l'air).

### 5.1.2. Détermination du point chaud

Les valeurs obtenues de la charge collectée en fonction de la profondeur dans la cavité de la chambre Puits permettent de tracer la courbe représentée sur la figure 5.1.

A partir de cette courbe, nous avons généré l'équation d'interpolation, elle est donnée par un polynôme de deuxième degré, avec un facteur de corrélation de 0,996 :

$$L = 0,661 x^2 + 6,511 x + 83,9$$

La dérivée de cette fonction permet d'obtenir la profondeur où la réponse est maximale, elle est estimée à 4,95 cm, c'est le point de réponse optimale (point chaud) de la chambre Puits.

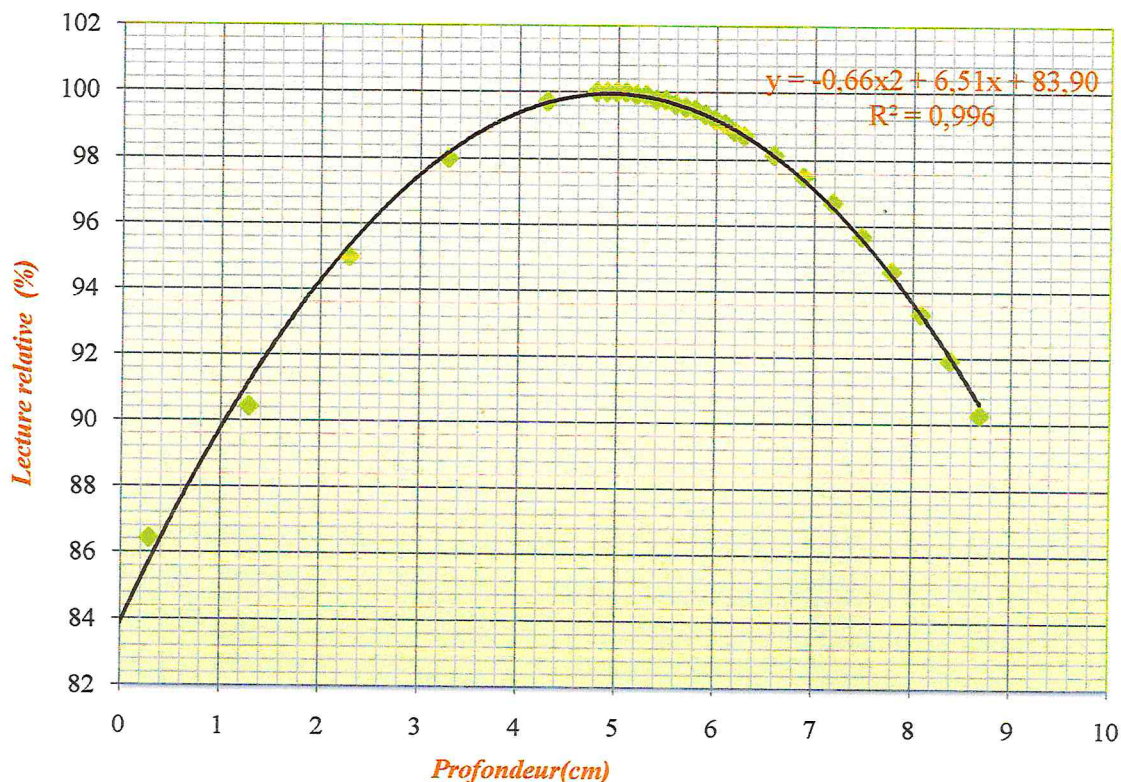


Figure 5.1 : Variation de la réponse de la chambre Puits en fonction de la profondeur dans la cavité.

### 5.1.3. Facteurs de correction

Tous les facteurs de correction liés aux paramètres physiques qui influent sur la réponse de la chambre d'ionisation Puits sont quantifiés. Pour l'influence du rayonnement diffusé et l'humidité, les facteurs de corrections  $K_d$  et  $K_h$  sont pris égaux à 1.

Pour l'influence de la température et la pression, ces dernières sont prélevées au début et à la fin de chaque mesure. Le facteur de correction de la variation de la température et la pression est calculé en utilisant l'équation (4.1). Le résultat donne un facteur  $K_{TP}$  de 1,0003.

Ces facteurs vont servir donc à corriger la lecture de la chambre d'ionisation afin de passer des conditions de mesure aux conditions de référence.

## 5.2. Détermination expérimentale du débit de kerma de référence

D'après l'équation (4.2), le débit de kerma de référence, déterminé pour la source de  $^{137}\text{Cs}$  est égal à  $64,72 \text{ nGy s}^{-1}$  à la date de mesure; effectuée le 27/03/2012.

Le débit de kerma donné par le fournisseur sur le certificat d'étalonnage de la source est de  $89,25 \text{ nGy s}^{-1}$  le 23/02/1999. En utilisant le facteur de correction de la décroissance radioactive donné par l'équation (1.3); après 13 ans, ce débit devient  $66,098 \text{ nGy s}^{-1}$ . Une comparaison est effectuée entre le débit de kerma de référence mesuré et celui donné sur le certificat, on trouve un écart ou une erreur de 2,13%, inférieur à la tolérance recommandée de 3%.

En utilisant la loi de l'inverse carré des distances, les débits de kerma à 1, 5, 10, 15 et 20 cm de la source à la date de mesure sont donnés dans le tableau 5.3 suivant.

**Tableau 5.3: Débits de kerma mesurés.**

Distance (cm)	1	5	10	15	20	100
Débit de kerma (nGy s <sup>-1</sup> )	$64,72 \cdot 10^4$	$25,89 \cdot 10^3$	$64,72 \cdot 10^2$	$28,76 \cdot 10^2$	$16,18 \cdot 10^2$	64.72

## 5.3. Calcul des incertitudes sur le débit de kerma de référence

En utilisant les données de mesure et les résolutions des instruments de mesure, nous avons calculé les incertitudes relatives à chaque paramètre qui influe sur la mesure du débit de kerma de référence (voir chapitre 4) Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.4.

**Tableau 5.4 : Tableau récapitulatif des incertitudes relatives sur les paramètres influant sur la mesure du débit de kerma de référence.**

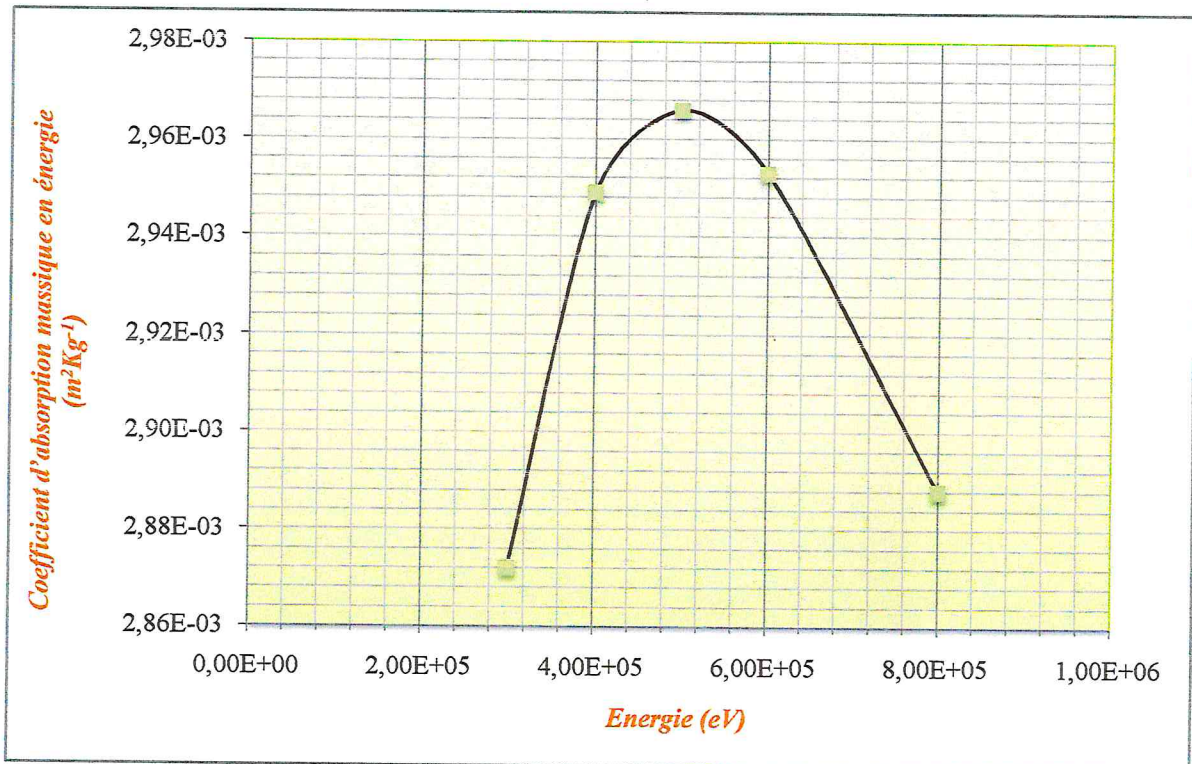
Incertitudes	Type A(%)	Type B(%)
Température	0,050	0,175
Pression	0,500	0,030
La lecture	/	0,103
Positionnement	/	2,040
Courant de fuite	/	0,045
Temps	/	0,960
Stabilité de la chambre		0,058
<b>Somme des variances</b>	0,253	5,130
<b>Incertitude combiné type (A+B)</b>		2,320
Facteur d'étalonnage de la chambre de référence	/	0,700
Facteur d'étalonnage de l'électromètre	/	0,400
<b>Somme des variances</b>	/	0,650
<b>Incertitude combiné</b>		0,806
<b>Incertitude global (pour <math>\sigma = 3</math>)</b>		7,368

Donc :

$$\dot{K}_{\text{réf}} = 64,72 \text{ nGy s}^{-1} (\pm 7,4\% \text{ pour } \sigma = 3)$$

## 5.4. Détermination analytique du débit de kerma

Pour la détermination du coefficient d'absorption massique en énergie pour la qualité  $^{137}\text{Cs}$ , nous avons tracé la variation de ce dernier en fonction de l'énergie, la courbe est donnée sur la figure 5.2.



$$Y = 0,002 + (1,211 \times 10^{-11}) X^{1,5} + (1,732 \times 10^{-14}) X^2 + (5,939 \times 10^{-21}) X^3$$

$$R^2 = 0,990$$

**Figure 5.2 :** Variation du coefficient d'absorption massique en énergie en fonction de l'énergie.

A partir de cette courbe, nous avons généré l'équation d'interpolation, elle est donnée par un polynôme de troisième degré, avec un facteur de corrélation de 0,990 :

$$(\mu_{\text{en}}/\rho) = 0,002 + (1,211 \cdot 10^{-11}) E^{1,5} + (1,732 \cdot 10^{-14}) E^2 + (5,939 \cdot 10^{-21}) E^3$$

Ainsi le coefficient d'absorption massique en énergie pour la qualité  $^{137}\text{Cs}$  est déterminé, il est égal à  $2,95 \cdot 10^{-2} \text{ (m}^2 \text{ Kg}^{-1}\text{)}$ .

En utilisant l'équation (1.22), nous avons calculé le débit de kerma par unité de photon pour des distances radiales de 1, 5, 10, 15 et 20 cm par rapport au centre de la source. Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.5 ci-dessous :



Tableau 5.5 : Débits de kerma calculé.

Distance (cm)	1	5	10	15	20
Débit de kerma (nGy s <sup>-1</sup> )	$7,25 \cdot 10^5$	$2,90 \cdot 10^4$	$7,25 \cdot 10^3$	$3,22 \cdot 10^3$	$1,81 \cdot 10^3$

Sur la figure 5.3, nous avons représenté la variation du débit de kerma mesuré et calculé en fonction de la distance radiale. Les résultats ont donné un écart relatif constant en fonction de la distance, il est estimé à 12% entre les valeurs calculées et celles mesurées.

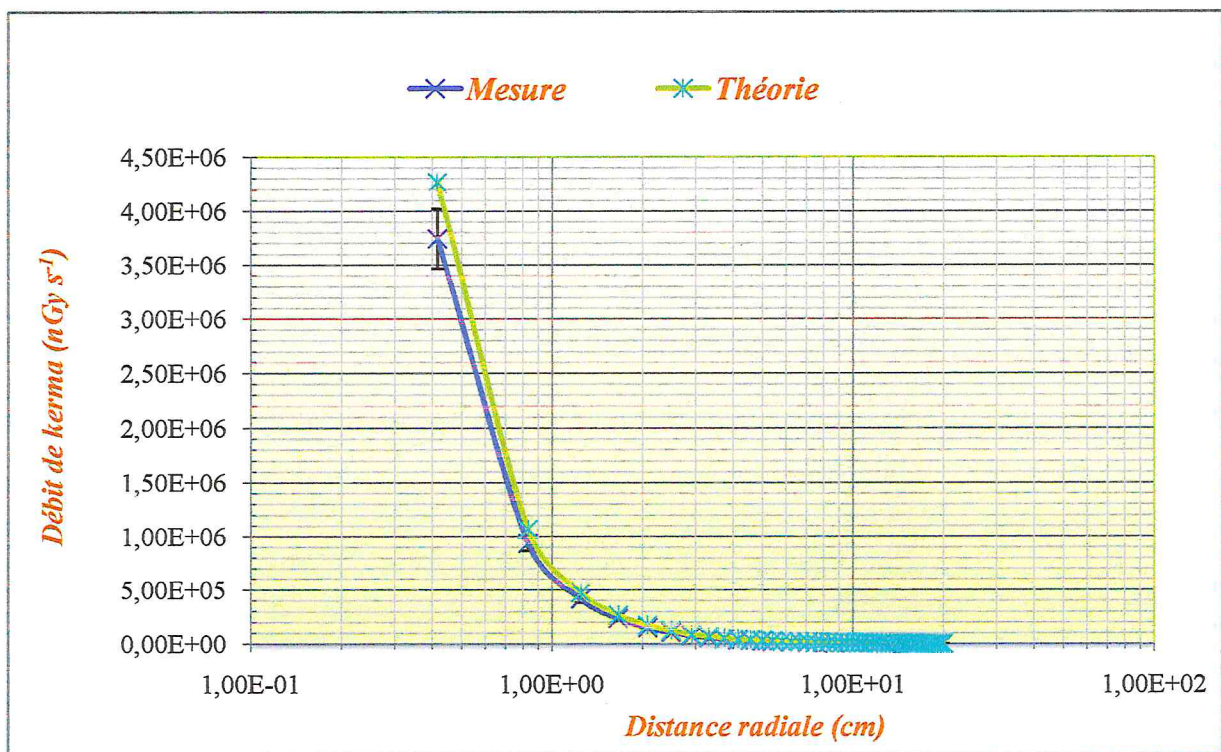


Figure 5.3 : Variation du débit de kerma mesuré et calculé en fonction de la distance radiale.

La constante du débit de kerma est déterminée à partir de l'équation (1.23) donnée dans le chapitre 1, elle est égale à  $87,8 \mu\text{Gy h}^{-1} \text{m}^2 \text{MBq}^{-1}$ . Dans le tableau 5.6, nous avons regroupé les valeurs de la constante du débit de kerma publié dans la littérature. On remarque que notre valeur est en bon accord avec les données de la littérature.

Tableau 5.6: Constantes du débit de kerma pour la qualité  $^{137}\text{Cs}$ .

$\Gamma$ ( $\mu\text{Gy li}^{-1} \text{m}^2 \text{MBq}^{-1}$ )						
Ce travail	NCRP41 1974	Dutrex 1982	Trott 1987	ICRU58 1997	Hai 2002	Ervin 2006
	87,9	77,7	79,0	78,0	77,2	79,0
						77,3

En utilisant les débits de kerma mesuré et calculé et la constante du débit de kerma calculé, nous avons déterminé les activités apparentes de notre source de  $^{137}\text{Cs}$  la CDC1100, les résultats sont regroupés dans le tableau 5.7 ci-dessous. L'écart relatif entre les deux activités ; mesurée et calculée est de 0,76%.

Tableau 5.7: Activités apparentes de la source de  $^{137}\text{Cs}$  à la date de mesure.

	$A_{ap}$ (mCi)
$A_{ap, mes}$	82,50
$A_{ap, cal}$	81,87
Ecart (%)	0,76

Sur le tableau 5.8, nous avons regroupé les résultats de calcul de l'incertitude sur l'activité apparente mesurée.

Tableau 5.8: Tableau récapitulatif de l'incertitude relative sur l'activité apparente mesurée.

Incertitudes	Type A (%)	Type B (%)
Débit de kerma de référence	/	7,368
Constante du débit de kerma	/	4,784
Somme des variances	/	8,784
Incertitude combiné type (A+B)		8,784
Incertitude global (pour $\sigma = 3$ )		26,35

Donc :

$$A_{ap} = 82,5 \text{ mCi} (\pm 26\% \text{ pour } \sigma = 3)$$

## B. Partie simulation

### 5.5 Influence des paramètres de simulation

#### 5.5.1. Influence du nombre d'histoires simulées

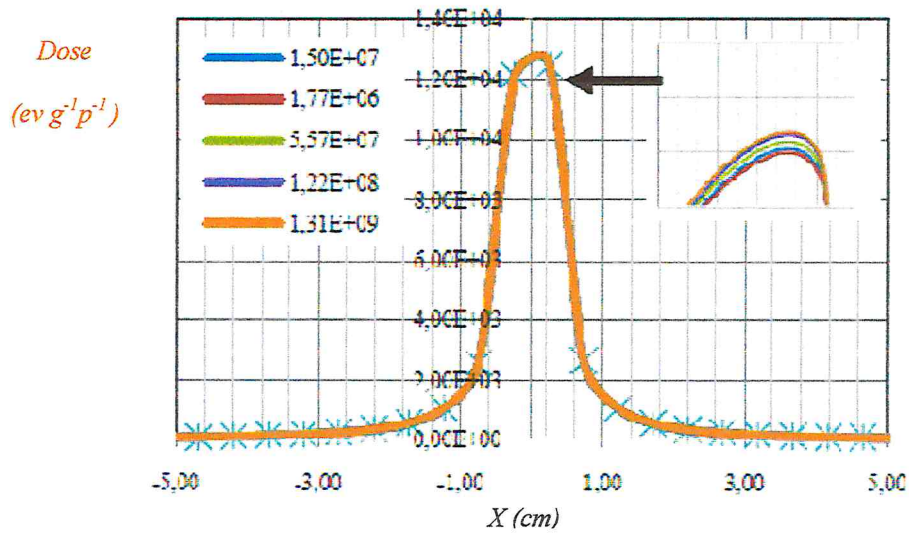
Pour l'étude de l'influence du nombre d'histoires sur les résultats de simulation : la distribution de dose, la précision et le temps de calcul, nous avons effectué plusieurs simulations, en faisant varier le nombre de particules incidentes entre  $10^6$  et  $10^9$  avec un pas de  $10^1$  et en utilisant les paramètres physiques de simulation suivants.

- $C1 = C2 = 0,2$  (source active, gaine, air)
  - $C1=C2=0,1$  (eau).
  - $W_{cc} (eV) = 5.10^3$
  - $W_{cr} (eV) = 10^4$
  - $E_{abs} (e^-, e^+) (eV) = 10^5$
  - $E_{abs} (h\nu) (eV) = 10^4$
- $$\left[ \begin{array}{l} \text{Source active, gaine, air, eau} \end{array} \right]$$

Ici nous avons utilisé une source ponctuelle isotropique. La figure 5.4 montre la variation de la dose radiale dans l'eau pour une source réelle de  $^{137}\text{Cs}$  en fonction du nombre de photons simulés.

D'après les résultats de la figure 5.4, nous avons constaté que :

- Les écarts observés entre les profils des doses ne sont pas significatifs, lorsque le nombre d'histoires simulées augmente (figure 5.4.a).
- Malgré que la dose reste constante avec l'augmentation du nombre d'histoires simulées, lorsque ce nombre est faible, le résultat ne reproduit pas une source ponctuelle isotropique parfaite, (voir figure 5.4.b) par contre, on tend vers une source isotropique lorsque ce nombre est suffisant; ici il supérieur à  $10^8$ .

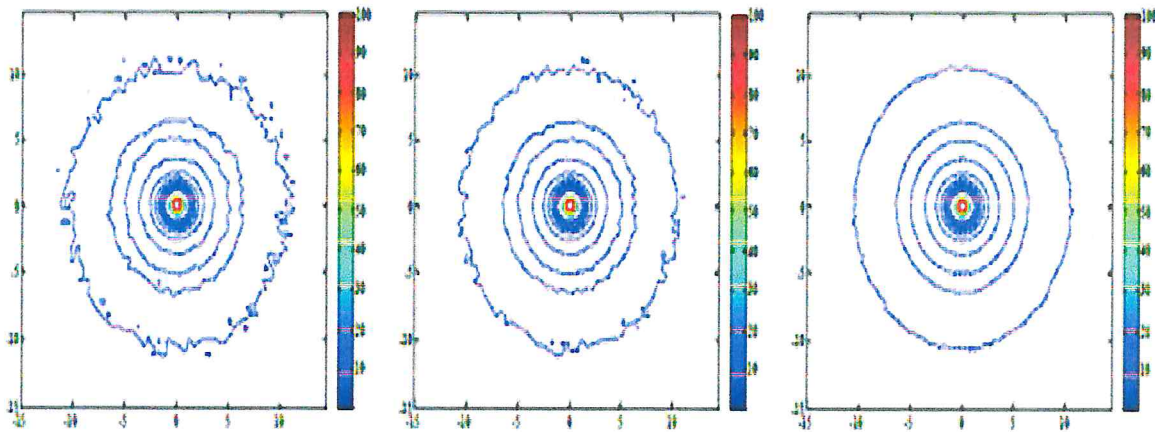


(a)

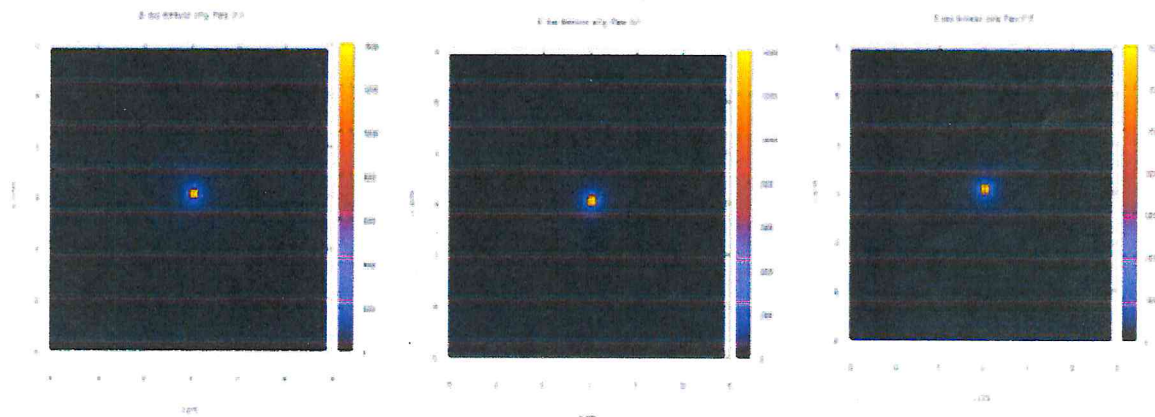
$10^6$  histoires

$10^7$  histoires

$10^9$  histoires



(b)



(c)

Figure 5.4 : Distribution de dose simulée pour différents nombres d'histoires (a) Représentation 1D, (b) Courbes isodoses et (c) Représentation 2D planaire.

Comme le nombre d'histoires n'influe pas sur la valeur de la dose et influe sur la précision avec laquelle la dose est calculée, nous avons étudié l'influence du nombre d'histoires sur l'incertitude et le temps de simulation. Sur la figure 5.5, nous avons représenté la variation de l'incertitude de calcul en fonction du nombre d'histoires simulées pour une distance radiale de 10 cm. Les résultats confirment ce que nous avons dit plus haut, car l'incertitude de calcul diminue et se stabilise autour d'une valeur de l'ordre de 1% pour un nombre de particules simulées supérieur à  $6 \cdot 10^7$ . Donc la précision s'améliore au fur et à mesure que le nombre d'histoires augmente. L'incertitude diminue car la valeur de la grandeur dose enregistrée en chaque point de notre géométrie représente la dose moyenne calculée au centre de chaque petit voxel cubique entourant chaque point de calcul.

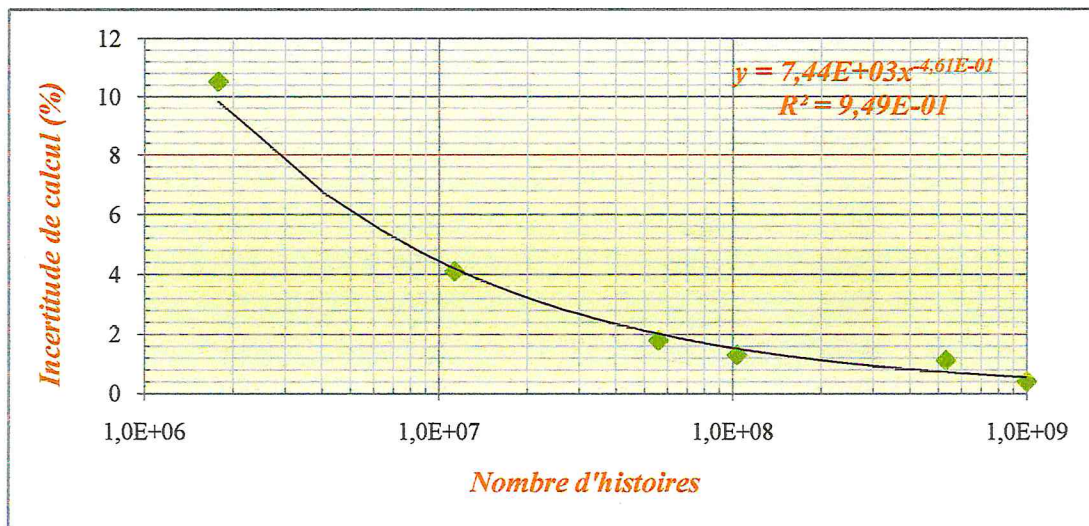


Figure 5.5: Variation de l'incertitude de calcul en fonction du nombre d'histoires simulées.

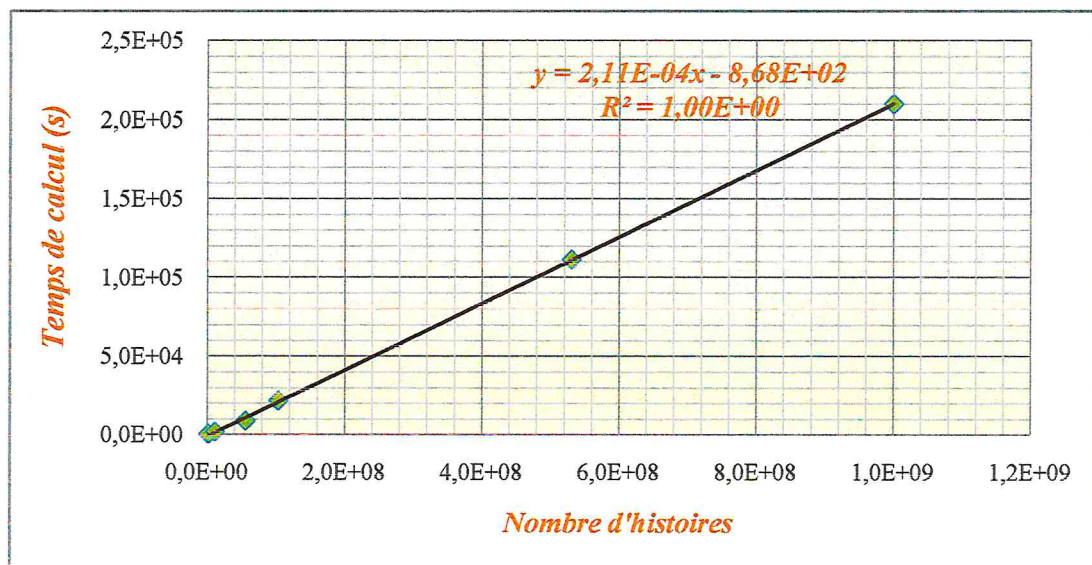


Figure 5.6: Variation du temps de calcul en fonction du nombre d'histoires simulées.

La figure 5.6 représente la variation du temps de calcul en fonction du nombre d'histoires simulées. D'après cette courbe, nous remarquons que le temps de calcul augmente avec l'augmentation du nombre des histoires simulées.

### 5.5.2. Influence de la taille du voxel

Pour étudier l'influence de la taille du voxel sur les résultats de simulation de la distribution de dose, nous avons effectué cinq simulations différentes en utilisant des voxel de:  $5 \cdot 10^{-3}$ ,  $10^{-2}$ , 1, 2 et 3 mm de côté respectivement. Sur la figure 5.7 nous avons représenté la variation de la dose maximale en fonction de la taille du voxel.

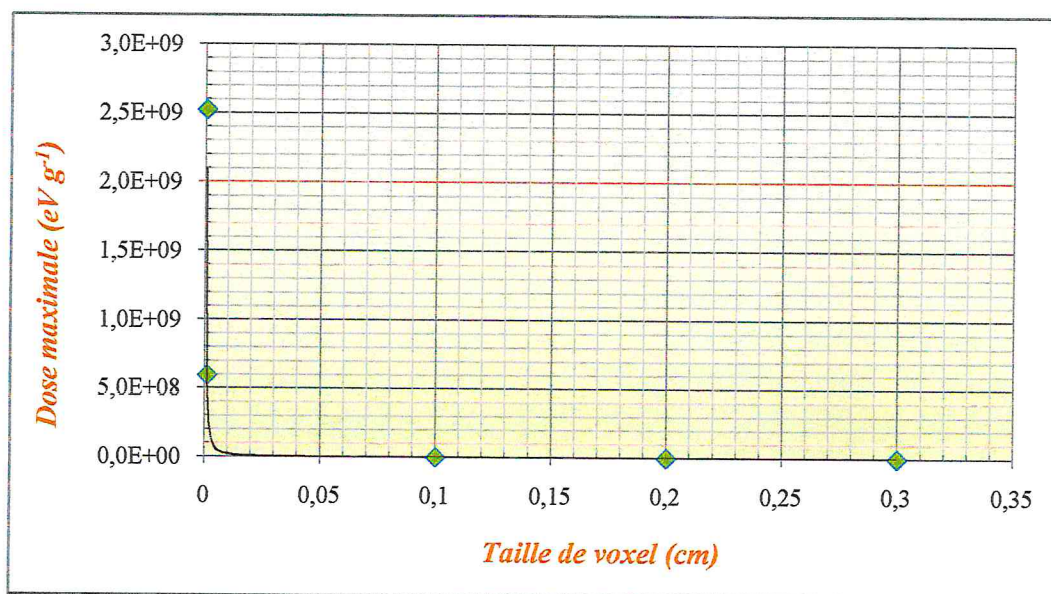


Figure 5.7 : Variation de la dose maximale en fonction de la taille de voxel.

D'après cette figure, on constate que la dose maximale décroît rapidement avec l'augmentation de la taille du voxel et se stabilise autour de la valeur 0,1 cm.

## 5.6. Forme des distributions de dose

### 5.6.1. Distribution de dose autour d'une source isotropique

La figure 5.8 montre les courbes isodoses ainsi que des représentations 2D planaire et 3D de la distribution des doses simulées dans l'eau, en coordonnées cartésiennes, pour une source ponctuelle isotropique de  $^{137}\text{Cs}$  de 662 KV.

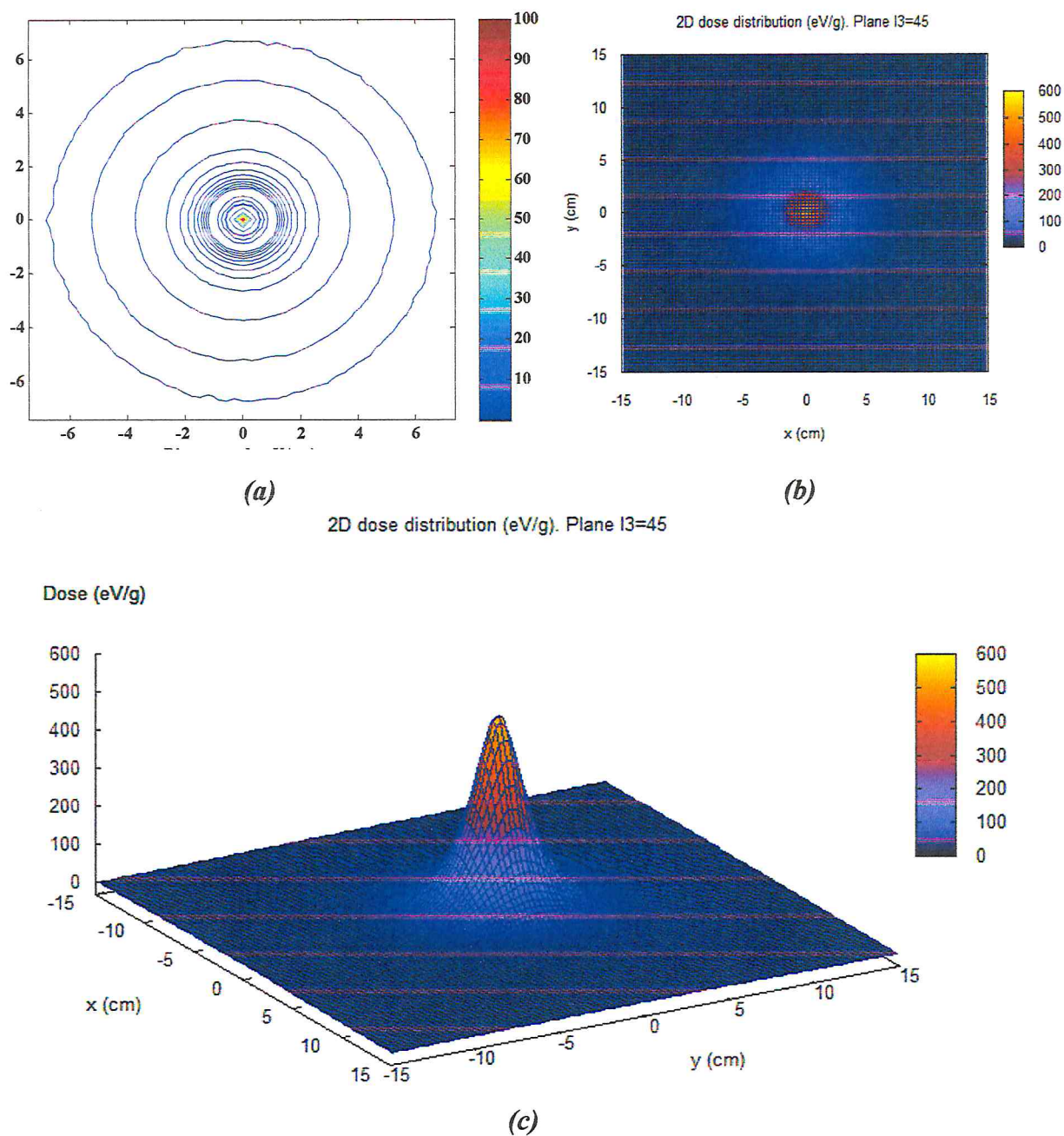
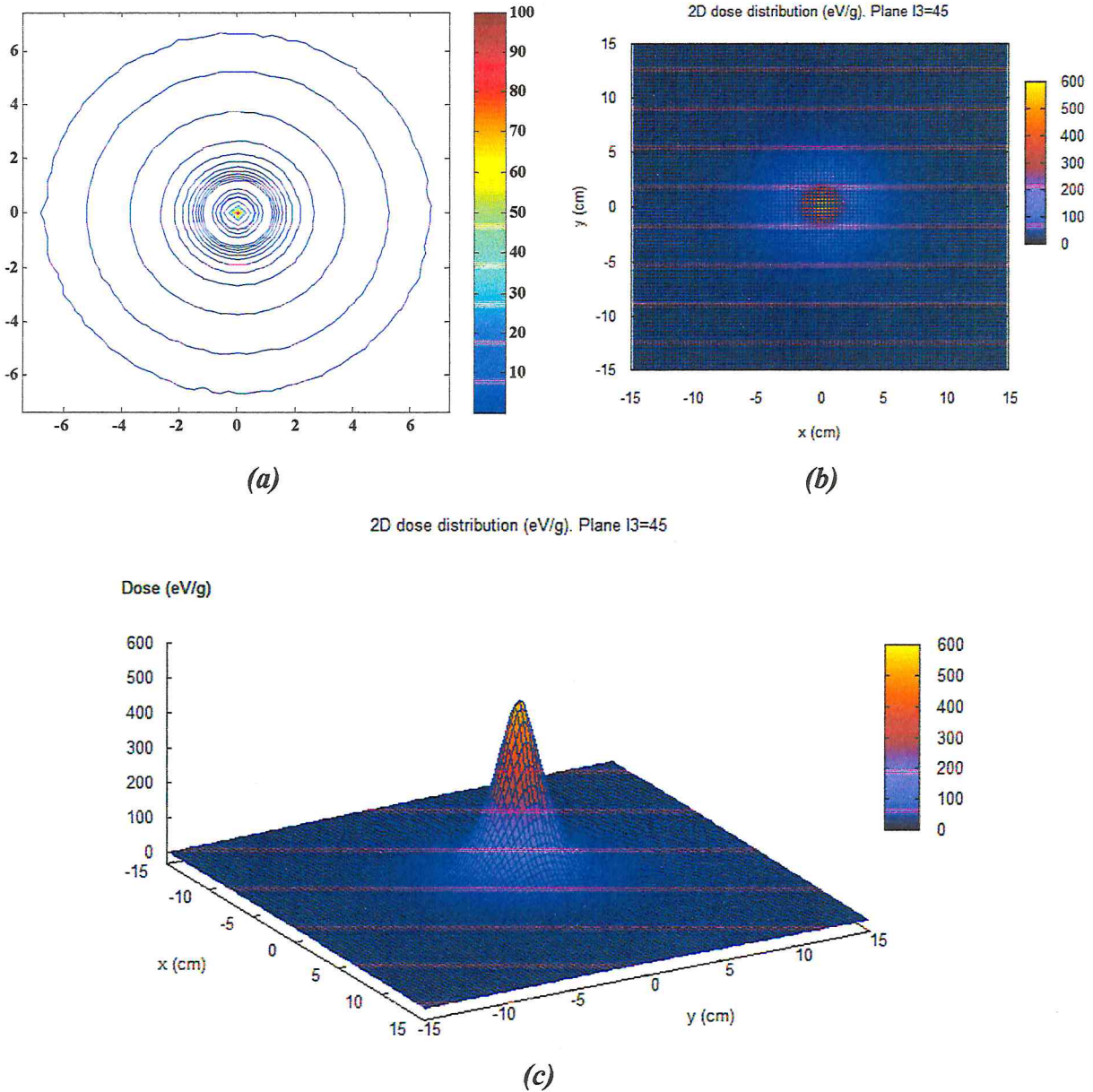


Figure 5.8 : Distribution de doses pour une source de  $^{137}\text{Cs}$  ponctuelle isotropique :  
 (a) Courbes isodoses, (b) Représentation 2D planaire, (c) Représentation 3D.

Nous remarquons que les courbes isodoses sont parfaitement circulaires autour d'un point central qui représente la source ponctuelle, ce qui conforme l'isotropie de la source.

### 5.6.2. Distribution de dose autour d'une source ponctuelle non filtrée

La figure 5.9 montre les courbes isodoses pour une source ponctuelle non filtrée de  $^{137}\text{Cs}$  simulée dans l'eau.



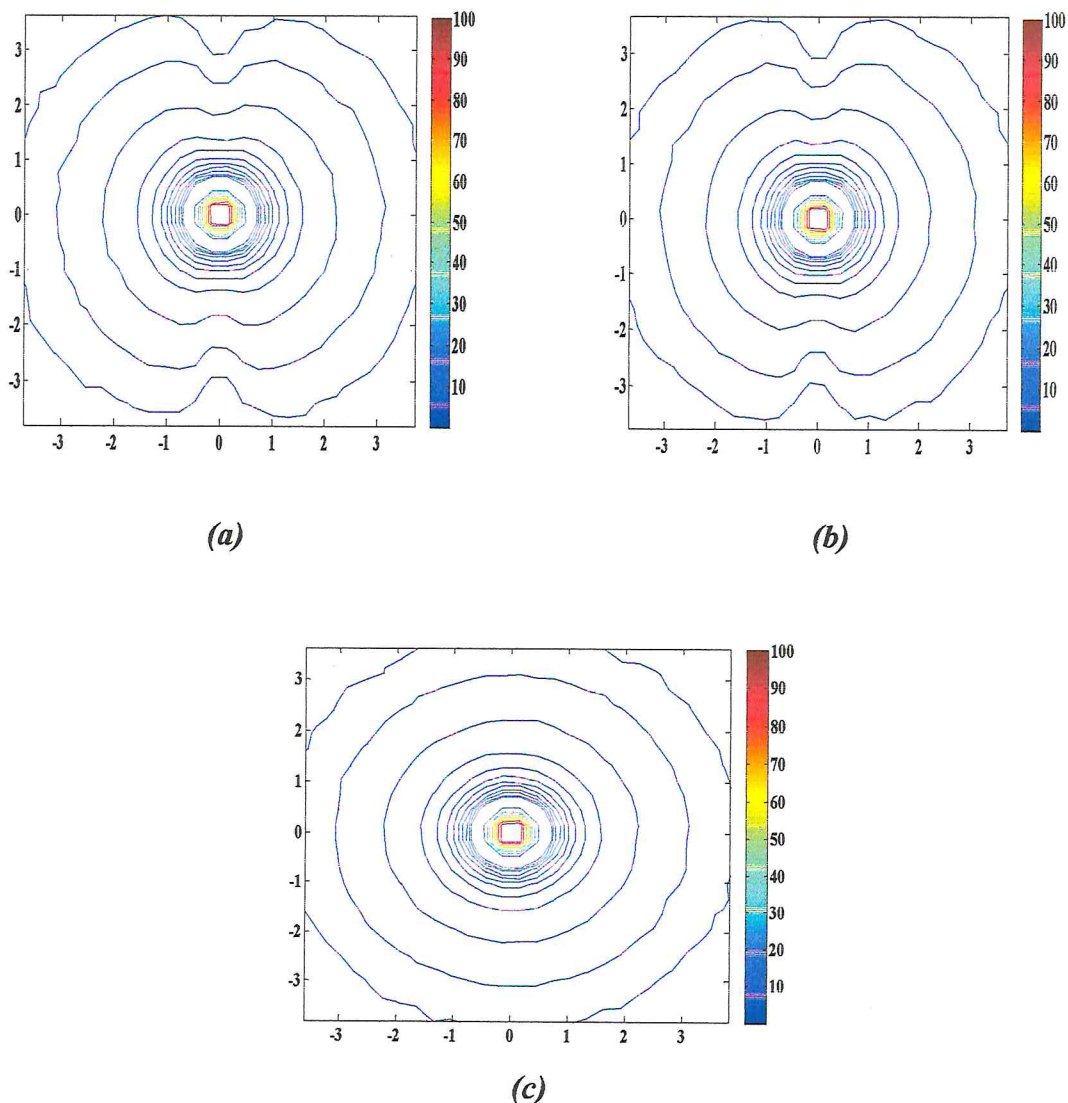
**Figure 5.9 : Distribution de doses pour une source ponctuelle non filtrée de  $^{137}\text{Cs}$  :**  
**(a) Courbes isodoses, (b) Représentation 2D planaire, (c) Représentation 3D.**

D'après cette courbe, nous remarquons que les courbes isodoses sont aussi parfaitement circulaires autour d'un point central qui représente le centre de la source ponctuelle ce qui conforme l'isotropie de la source.



### 5.6.3. Distribution de dose autour d'une source réelle

La figure 5.10 montre les courbes isodoses pour une source de  $^{137}\text{Cs}$  réelle, la CDC1100 dans trois plans : le plan XZ, le plan YZ et le plan XY respectivement. La source CDC1100 est une source de dimension finis de 8mm de longueur et 3,2mm de diamètre, filtrée par 3 mm d'acier inoxydable selon son axe longitudinal et par 0,6 mm d'acier inoxydable selon son axe transversale.



*Figure 5.10 : Courbes isodoses simulées dans l'eau pour une source réelle de  $^{137}\text{Cs}$  la CDC1100 dans les plans (a) XZ, (b) YZ et (c) XY.*

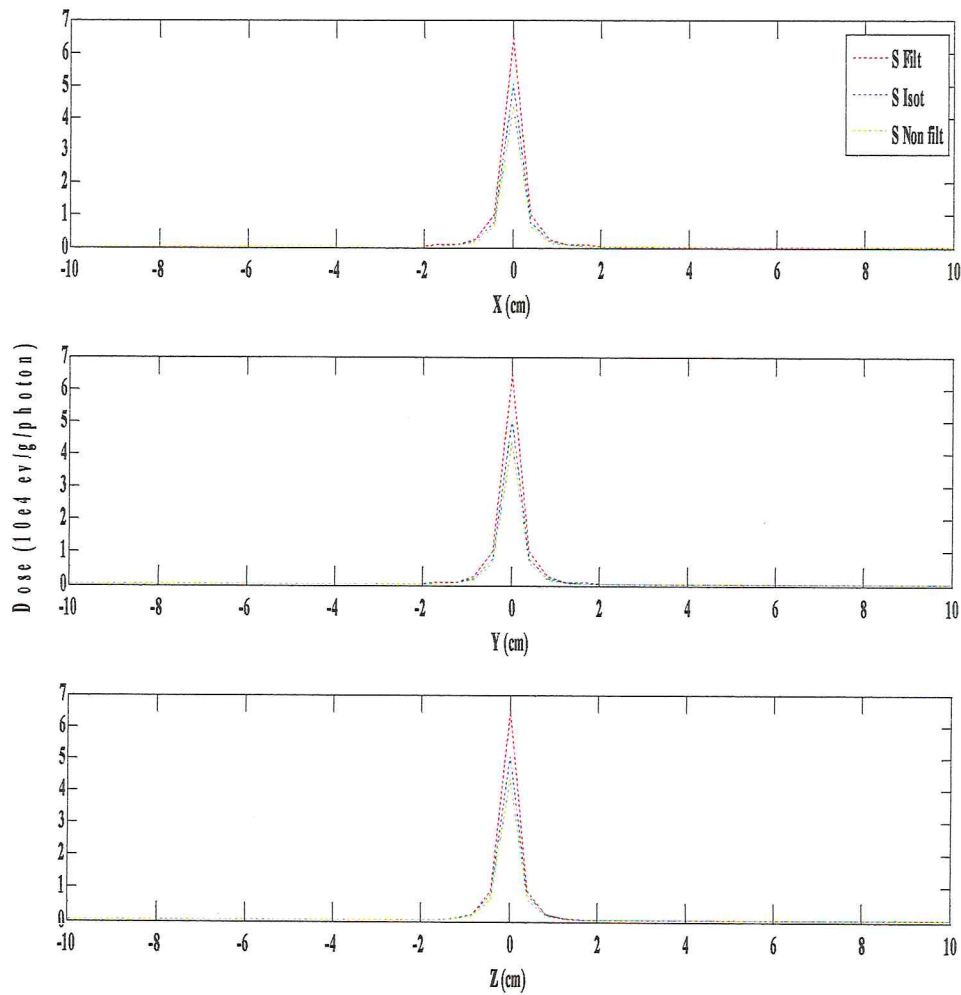
Nous remarquons que les courbes isodoses représentées sur les figures 5.10.a et 5.10.b sont similaires à cause de la symétrie cylindrique de la source. Ces courbes sont circulaires

au voisinage de la source sur une distance radiale de l'ordre de 1 cm, mais au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la source et en se rapprochant de ces extrémités supérieure et inférieure, nous observons des différences importantes comparant aux isodoses des sources isotropiques représentées sur les figures 5.8 et 5.9, en raison de l'atténuation oblique du rayonnement émis.

## 5.7. Étude de l'influence de la présence de la gaine

Les distributions de dose calculées par le code PENELOPE pour les trois configurations de sources : la source isotropique, la source non filtrée et la source réelle (source filtrée) sont représentés sur la figure 5.11. Visiblement, nous avons remarqué des écarts entre ces trois profils pour des distances inférieures à 2cm, ces écarts sont estimés à :

- +33% entre la source réelle et la source non filtrée ;
- +22% entre la source réelle et la source isotropique, cela est dû à la présence du rayonnement diffusé dans la gaine d'acier ;
- et -11% entre la source non filtrée et la source isotropique, à cause de l'atténuation et l'auto absorption à l'intérieur de la source non filtrée (source isotropique avec une petite dimension).



**Figure 5.11 : Profils de dose selon les directions  $X$ ,  $Y$  et  $Z$**

Ces profils ont été comparés entre eux en utilisant la méthode de l'indice gamma. Ce mécanisme de comparaison est un excellent moyen pour voir la correspondance entre les formes de deux distributions de dose. L'indice gamma a été calculé en appliquant l'équation (4.8) donnée dans le chapitre 4 §4.6.2, le critère de référence  $\Delta D_{max}$  pour la différence de dose pris dans le présent travail est de 2%, et l'écart de distance maximale  $\Delta r_{max}$  est pris égal à 1 mm.

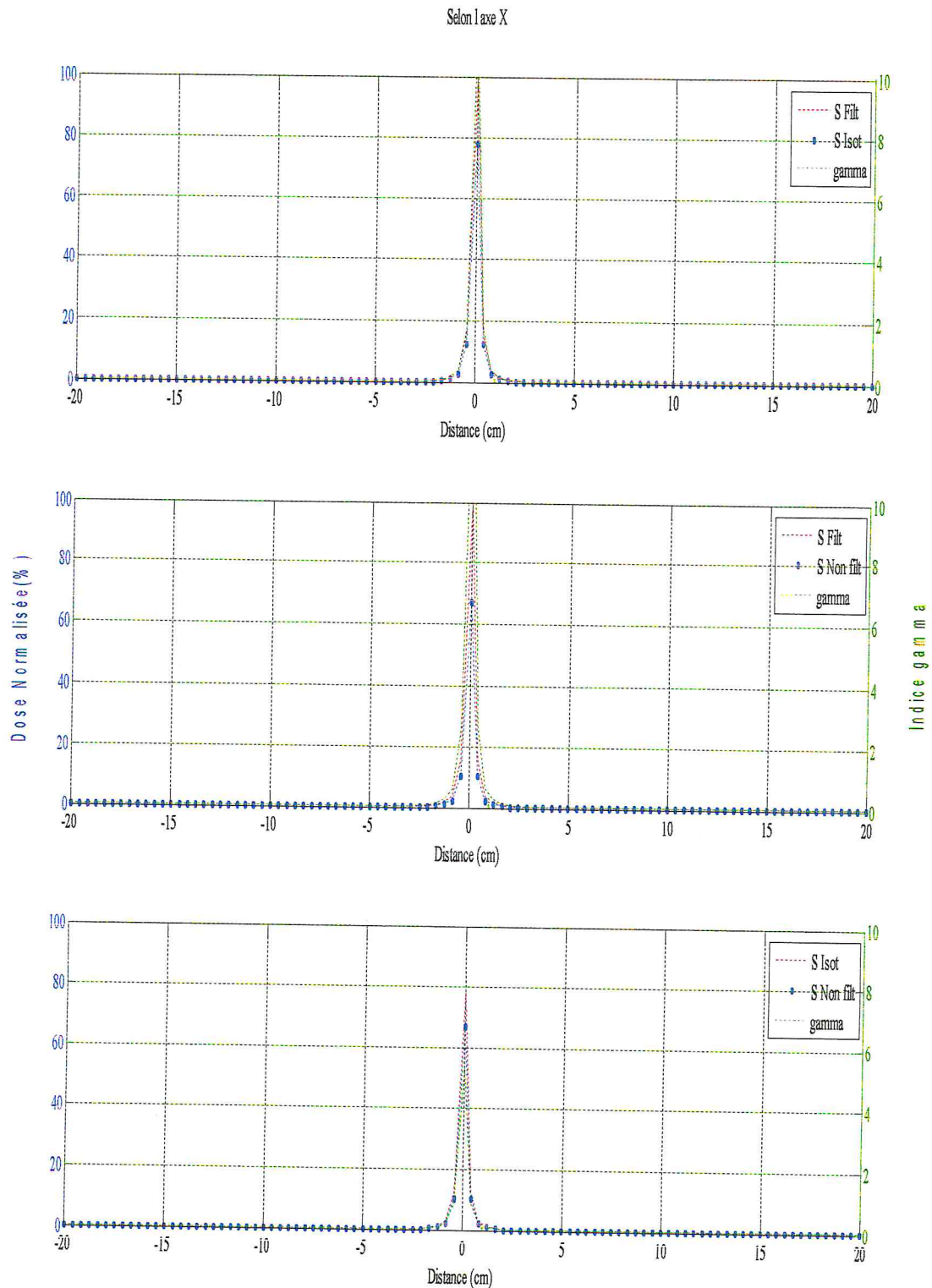
Les résultats obtenus pour chaque dispositif sont donnés sur les figures 5.12, 5.13 et 5.14 selon les trois axes  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  entre -15 et 15 cm respectivement, où  $S_{Isot}$  représente la distribution de dose simulée pour une source isotropique,  $S_{Filt}$  représente la distribution de dose simulée pour la source réelle,  $S_{Non\ filt}$  représente la distribution de dose calculée pour la source réelle sans présence de la gaine et  $\gamma$  est l'indice gamma.

Une synthèse des résultats de comparaison des profils de dose en utilisant la méthode de l'indice gamma à une dimension est représentée dans le tableau 5.9 ci-dessous. Cette étude des formes des distributions des doses nous a permis de conclure que :

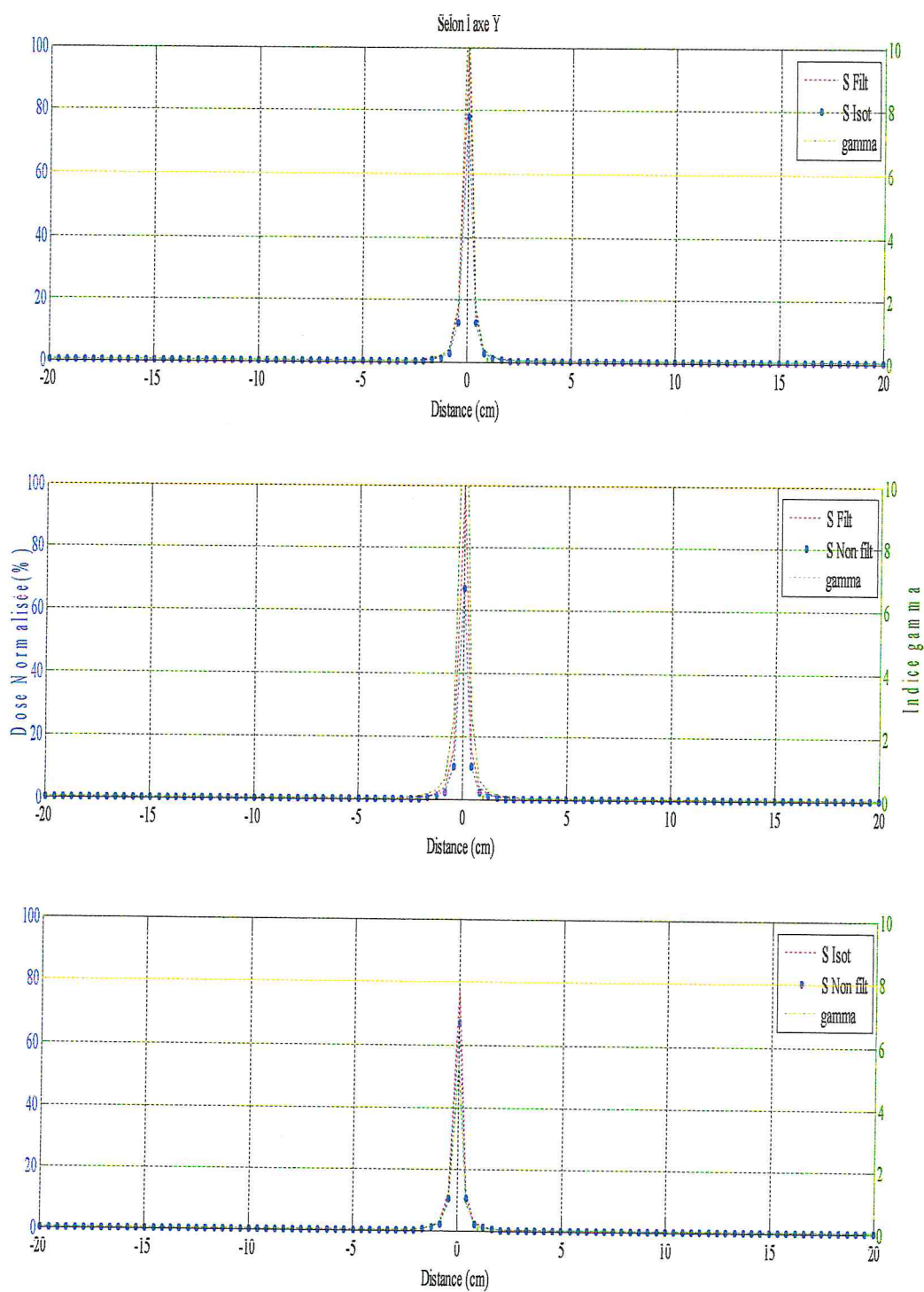
- Une très bonne corrélation a été trouvée entre les trois profils de dose, car la plupart des valeurs de l'indice gamma sont inférieures à 1 selon les trois axes. Donc nous pouvons dire que la source CDC1100 est équivalente à une source ponctuelle isotropique.
- Le même résultat est observé en comparant les trois sources entre elles selon les directions X et Y à cause de la symétrie cylindrique de la source.

**Tableau 5.9: Comparaison des profils de dose en utilisant l'indice gamma.**

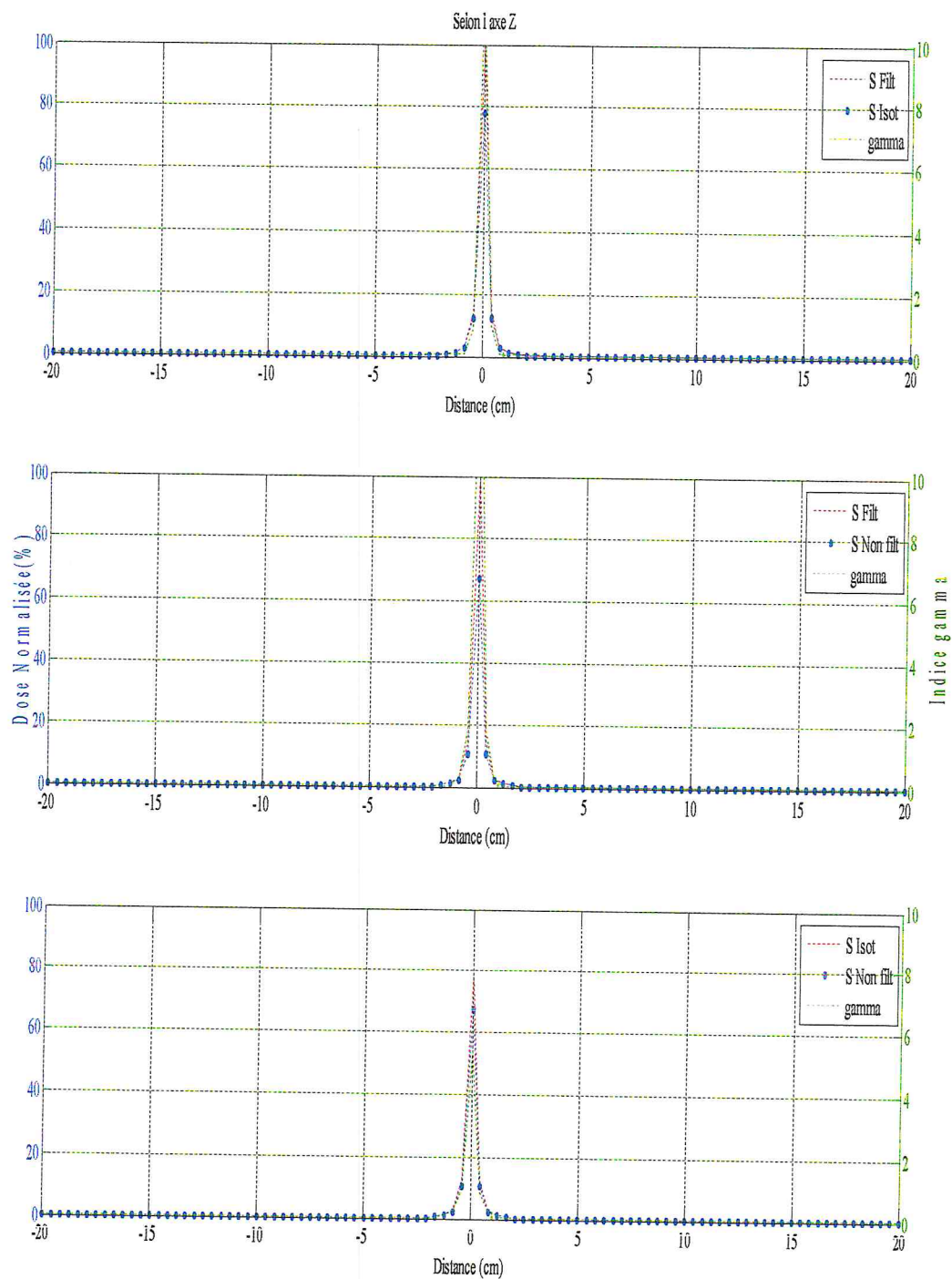
	Axe	Nombre de points (%)		Valeur de Indice gamma		
				Minimale	Maximale	Moyenne
		$\gamma \leq 1$	$\gamma > 1$			
$S_{Isot} / S_{Filt}$	X	97	3	$1,83.10^{-5}$	11,02	0,17
	Y	97	3	$6,23.10^{-5}$	11,02	0,17
	Z	99	1	$2,20.10^{-4}$	11,02	0,15
$S_{Non.filt} / S_{Filt}$	X	97	3	$3,64.10^{-4}$	16,39	0,25
	Y	97	3	$1,42.10^{-4}$	16,39	0,25
	Z	99	1	$7,29.10^{-5}$	16,39	0,22
$S_{Isot} / S_{Non.filt}$	X	99	1	$2,35.10^{-5}$	5,37	0,09
	Y	99	1	$2,09.10^{-5}$	5,37	0,08
	Z	99	1	$6,85.10^{-6}$	5,37	0,09



**Figure 5.12 :** Résultats de calcul de l'indice gamma pour la comparaison des profils des doses simulées pour une source isotropique ( $S_{Isot}$ ), source filtrée ( $S_{Filt}$ ) et source non filtrée ( $S_{Non\ filt}$ ) le long de l'axe X.



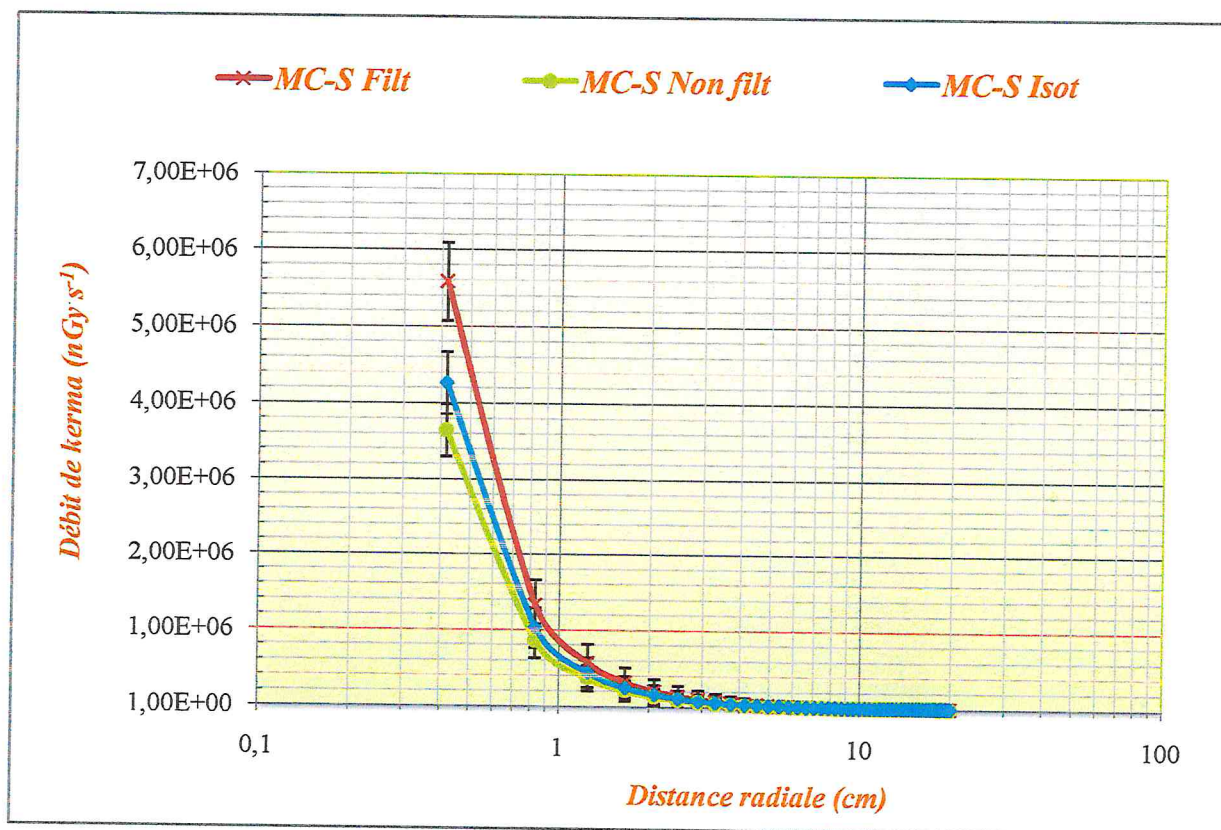
**Figure 5.13 : Résultats de calcul de l'indice gamma pour la comparaison des profils des doses simulées pour une source isotropique ( $S_{Isot}$ ), source filtrée ( $S_{Filt}$ ) et source non filtrée ( $S_{Non\ filt}$ ) le long de l'axe Y.**



**Figure 5.14:** Résultats de calcul de l'indice gamma pour la comparaison des profils des doses simulées pour une source isotropique ( $S_{Isot}$ ), source filtrée ( $S_{Filt}$ ) et source non filtrée ( $S_{Non\ filt}$ ) le long de l'axe Z.

## 5.8. Débit de kerma simulé

A partir des résultats de simulation des trois géométries de sources: la source isotropique ( $S_{Isot}$ ), la source non filtrée ( $S_{Non. filt}$ ) et la source filtrée ( $S_{Filt}$ ), nous avons tracé la variation des débits de kerma simulés pour ces trois sources et pour des distances radiales allant de 0,1 à 20 cm. Les résultats sont représentés sur la figure 5.15 ci dessous.



*Figure 5.15 : Variation du débit de kerma simulé pour les trois configurations des sources : filtrée, non filtrée et isotropique en fonction de la distance radiale.*

On remarque que le débit de kerma de la source réelle est toujours supérieur au débit de kerma de la source isotropique et de la source non filtrée.



## 5.9. Comparaison

### 5.9.1. Comparaison des débits de kerma simulés

Une comparaison entre les trois débits de kerma simulés en utilisant la méthode MC nous a permis de calculer les écarts relatifs entre les débits simulés de :

1. la source isotropique par rapport à la source réelle ;
2. la source non filtrée par rapport à la source réelle ;
3. et entre le débit de la source non filtrée par rapport à celui de la source isotropique.

Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.10. Les écarts relatifs moyens sont estimés à 21%, 35 % et 19% respectivement.

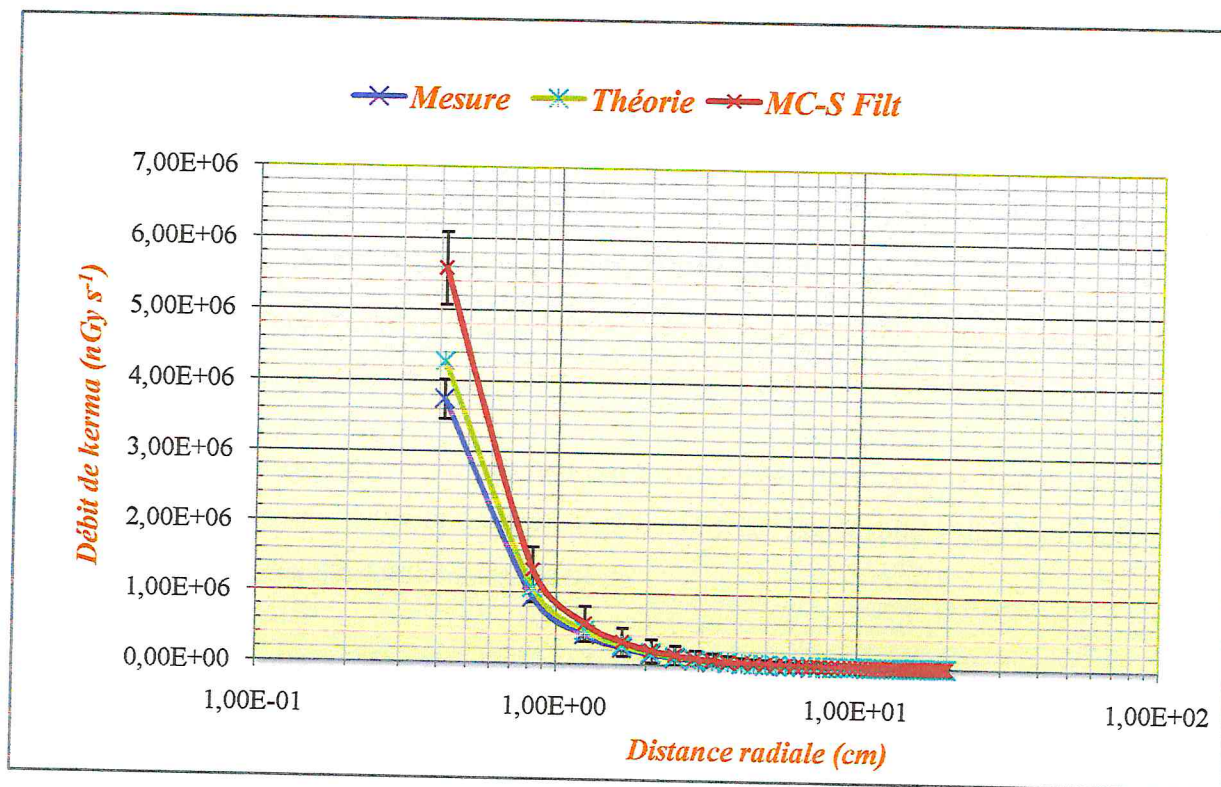
**Tableau 5.10: Comparaison des débits de kerma simulés.**

Distance (cm)		1	5	10	15	20
Débit de kerma (nGy s <sup>-1</sup> )	$S_{Isot}$	$7,05 \cdot 10^5$	$2,60 \cdot 10^4$	$6,28 \cdot 10^3$	$2,773 \cdot 10^3$	$1,51 \cdot 10^3$
	$S_{Non.filt}$	$5,87 \cdot 10^5$	$2,07 \cdot 10^4$	$4,89 \cdot 10^3$	$2,10 \cdot 10^3$	$1,15 \cdot 10^3$
	$S_{Filt}$	$9,09 \cdot 10^5$	$3,26 \cdot 10^4$	$7,76 \cdot 10^3$	$3,35 \cdot 10^3$	$1,85 \cdot 10^3$
Ecart (%)	$S_{Isot} / S_{Filt}$	22	22	21	24	33
	$S_{Non.filt} / S_{Filt}$	35	37	30	30	46
	$S_{Non.filt} / S_{Isot}$	17	20	24	26	35

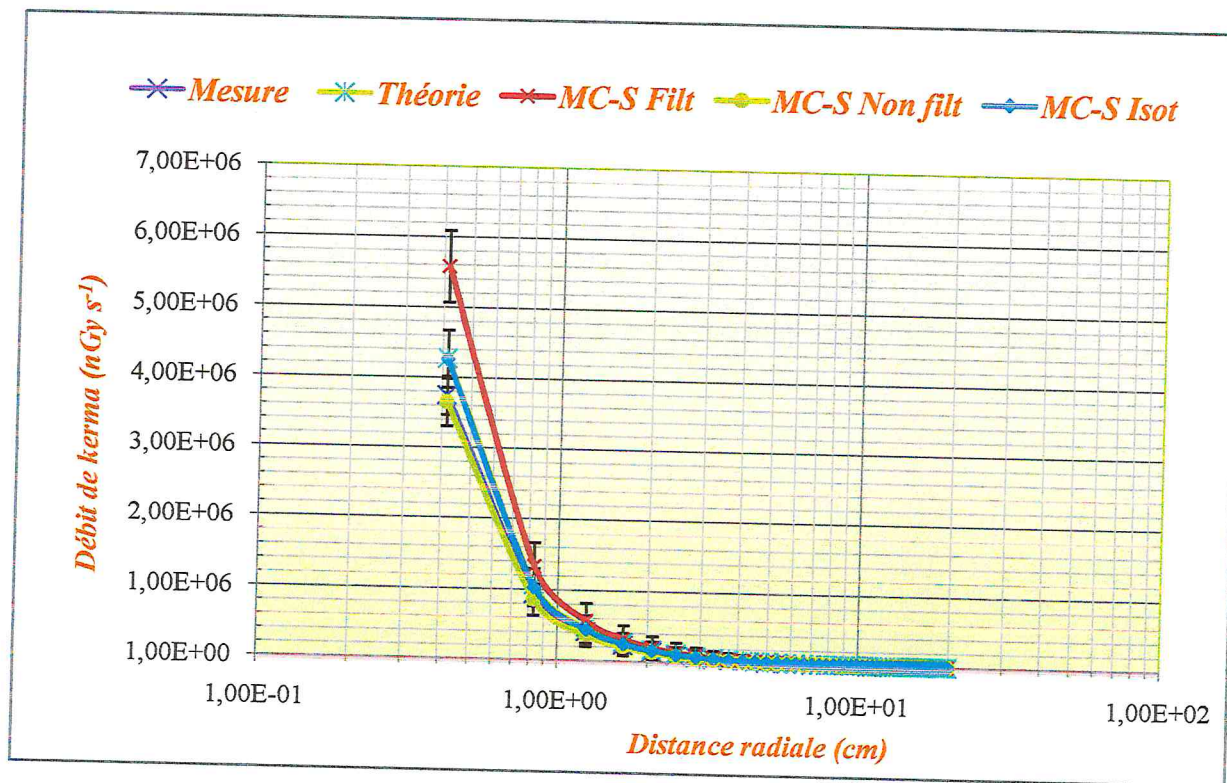
Nous avons remarqué, d'après ce tableau, que les écarts relatifs augmentent au fur et à mesure que la distance radiale augmente, cela est dû à la perte de la précision en fonction de la distance.

### 5.9.2. Comparaison des débits de kerma mesurés calculés et simulés

Sur la figure 5.16, nous avons représenté la variation des débits de kerma mesurés calculés et simulés en fonction de la distance radiale. Nous avons remarqué que :



(a)



(b)

Figure 5.16 : Variation du débit de kerma (a) mesuré calculé et simulé pour la source réelle (b) mesuré calculé et simulé pour les trois sources, en fonction de la distance radiale.

Tableau 5.11: Comparaison des débits de kerma mesurés calculés et simulés.

(a) Source isotropique.

Distance (cm)		1	5	10	15	20	Ecart moy. (%)
Débit de kerma (nGy s <sup>-1</sup> )	Mes.	6,47.10 <sup>5</sup>	2,59.10 <sup>4</sup>	6,47.10 <sup>3</sup>	2,88.10 <sup>3</sup>	1,62.10 <sup>3</sup>	
	Thé.	7,25.10 <sup>5</sup>	2,90.10 <sup>4</sup>	7,25.10 <sup>3</sup>	3,22.10 <sup>3</sup>	1,81.10 <sup>3</sup>	
	Sim.S Isot	7,05.10 <sup>5</sup>	2,60.10 <sup>4</sup>	6,28.10 <sup>3</sup>	2,77.10 <sup>3</sup>	1,51.10 <sup>3</sup>	
Ecart (%)	Thé./Mes.	12	12	12	12	12	12
	Sim./Mes.	9	0	-3	-3	9	1
	Thé./Sim.	3	12	15	16	3	11

(b) Source non filtrée.

Distance (cm)		1	5	10	15	20	Ecart moy. (%)
Débit de kerma (nGy s <sup>-1</sup> )	Mes.	6,472.10 <sup>5</sup>	2,589.10 <sup>4</sup>	6,472.10 <sup>3</sup>	2,876.10 <sup>3</sup>	1,618.10 <sup>3</sup>	
	Thé.	7,25.10 <sup>5</sup>	2,90.10 <sup>4</sup>	7,25.10 <sup>3</sup>	3,22.10 <sup>3</sup>	1,81.10 <sup>3</sup>	
	Sim. S Non Filt	5,87.10 <sup>5</sup>	2,07.10 <sup>4</sup>	4,89.10 <sup>3</sup>	2,10.10 <sup>3</sup>	1,15.10 <sup>3</sup>	
Ecart (%)	Thé./Mes.	12	12	12	12	12	12
	Sim./Mes.	-9	-18	22	24	5	-9
	Thé./Sim.	24	40	48	53	41	24

(c) Source réelle.

Distance (cm)		1	5	10	15	20	Ecart moy. (%)
Débit de kerma (nGy s <sup>-1</sup> )	Mes.	6,47.10 <sup>5</sup>	2,59.10 <sup>4</sup>	6,47.10 <sup>3</sup>	2,88.10 <sup>3</sup>	1,62.10 <sup>3</sup>	
	Thé.	7,25.10 <sup>5</sup>	2,90.10 <sup>4</sup>	7,25.10 <sup>3</sup>	3,22.10 <sup>3</sup>	1,81.10 <sup>3</sup>	
	Sim.S Filt	9,09.10 <sup>5</sup>	3,26.10 <sup>4</sup>	7,76.10 <sup>3</sup>	3,35.10 <sup>3</sup>	1,85.10 <sup>3</sup>	
Ecart (%)	Thé / Mes.	12	12	12	12	12	12
	Sim. / Mes.	40	23	18	15	24	24
	Thé. /Sim.	-20	-11	-7	-4	-10	-10

*CONCLUSION*  
*GENERALE*

## Conclusion générale

La radiothérapie est une technique thérapeutique, qui consiste à utiliser les rayonnements ionisants dans le but de traiter les cancers d'une façon curative ou bien palliative. Ces rayonnements ionisants sont soit produits par un générateur électrique (comme les accélérateurs linéaires), soit émis par des radioéléments artificiels (sources radioactives).

La curiethérapie est une technique toujours en évolution. Ce développement technique, de la curiethérapie doit être poursuivi, à la faveur de la mise au point d'un programme complet d'assurance de qualité, afin, de garantir la cohérence de la prescription médicale, ainsi que son exécution en toute sécurité. Le contrôle régulier des dispositifs constitue une des composantes essentielles de ce programme. Il nécessite l'implémentation permanente de procédures de tests sans cesse renouvelées au rythme de cette évolution de la technologie, des techniques de traitement et des exigences de la sécurité des patients et du personnel.

Le code PENELOPE est un code de calcul basé sur l'utilisation de la méthode Monte Carlo qui est une méthode probabiliste qui permet la résolution de l'équation de transport des particules par un tirage de nombres pseudo-aléatoire. Chaque particule émise aura une histoire propre à elle. Chacune des particules émise est suivie depuis sa naissance jusqu'à sa disparition ou sortie dans/du milieu où elle subira plusieurs interactions et cela en tenant compte des probabilités d'interactions avec les différents matériaux constituant le milieu traversé, représentées par les sections efficaces stockées dans les bibliothèques du code.

Le présent travail, représente une première tentative pour la mise au point d'une procédure simple et rapide pour l'automatisation du contrôle et la caractérisation des sources utilisées en curiethérapie, dans le but de déterminer leurs débits de *kerma* et leurs *activités apparentes*.

La première partie de ce travail est consacrée à la détermination expérimentale et au calcul analytique du débit de kerma de référence pour une source de  $^{137}\text{Cs}$  utilisée en curiethérapie bas débit de dose, la CDC1100. Cette étude nous a permis de déterminer le débit de kerma de référence et l'activité apparente selon les recommandations et les protocoles de l'AIEA, ainsi nous avons pu effectuer une comparaison entre le débit mesuré, le débit calculé et celui donné sur le certificat du fournisseur.

Le contrôle des sources requiert le contrôle de la chaîne de mesure. Les valeurs de courant de fuite pour l'électromètre seul et l'ensemble sont dans la gamme de tolérance recommandée d'où la confirmation de la fiabilité des équipements constituant notre chaîne de mesure (pour l'étalonnage de notre source, la CDC1100).

La courbe de variation de la réponse de la chambre Puits normalisée en fonction de la profondeur de la source dans la cavité, nous a permis de fixer le point chaud à une profondeur de 4,95 cm dans la cavité de la chambre Puits. Cette valeur est en très bon accord avec les données du constructeur (5 cm)

Une erreur de 2% est calculée entre le débit mesuré et certifié, inférieure à la tolérance recommandée de 3%. Par contre, entre le calcul et la mesure l'écart relatif moyen est estimé à 12%.

En utilisant les données de mesure et les résolutions des instruments de mesure, nous avons calculé les incertitudes relatives à chaque paramètre qui influe sur la mesure du débit de kerma de référence. Les résultats de calcul ont donné une incertitude sur la valeur du débit de kerma de référence de l'ordre de 7% pour  $\sigma$  égal 3.

En utilisant le débit de kerma mesuré et calculé et la constante du débit de kerma calculée, nous avons déterminé les activités apparentes de notre source de  $^{137}\text{Cs}$ . L'écart relatif entre les deux activités, mesurée et calculée est inférieur à 1% (0.76%).

Les résultats de la variation du débit de kerma mesuré et calculé en fonction de la distance radiale ont donné un écart relatif constant en fonction de la distance, estimé à 12% entre les valeurs calculées et celle mesurées.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous nous sommes intéressés à la modélisation de notre dispositif expérimental en utilisant un code de calcul Monte Carlo, le code PENELOPE pour la détermination du débit de kerma de référence pour des sources de  $^{137}\text{Cs}$ . Trois configurations ou formes de source sont modélisés dans ce travail, une source isotropique, la source réelle la CDC110 fabriquée par Amersham et une source réelle sans gaine.

En utilisant une source isotropique, nous avons étudié l'effet du nombre d'histoires et de la taille du voxel sur la distribution de dose, la précision de calcul et le temps de simulation. Les résultats ont montré que :

- Les écarts observés entre les profils des doses ne sont pas significatifs, lorsque le nombre d'histoires simulées augmente, mais la précision s'améliore au fur et à mesure que ce nombre augmente.
- Lorsque ce nombre est faible, le résultat ne reproduit pas une source ponctuelle isotropique parfaite ; par contre lorsque ce nombre est suffisant, on tend vers une source isotropique; ici supérieur à  $10^8$  particules.
- L'incertitude diminue avec l'augmentation du nombre d'histoires simulées car la valeur de la grandeur dose enregistrée en chaque point de notre géométrie représente la dose moyenne calculée au centre de chaque petit voxel cubique entourant chaque point de calcul.
- Le temps de calcul augmente avec l'augmentation du nombre d'histoires simulées.
- La dose maximale décroît rapidement avec l'augmentation de la taille du voxel et se stabilise autour de la valeur 0,1 cm.

La représentation des courbes isodoses des trois sources nous a permis de conclure :

- Les courbes isodoses de la source isotropique et la source non filtrée sont parfaitement circulaires autour d'un point central qui représente le centre de la source ponctuelle, ce qui confirme l'isotropie de la source dans les trois plans: XY, XZ, et YZ.
- Pour ce qui concerne la source réelle, nous avons observé la même chose dans le plan transversal au centre de la source. Par contre, dans les plans XZ et YZ les courbes sont similaires à cause de la symétrie cylindrique de la source, ils sont circulaires au voisinage de la source sur une distance de l'ordre de 1 cm, mais au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la source et en se rapprochant de ses extrémités supérieure et inférieure, nous observons des différences importantes comparant aux isodoses des sources isotropiques en raison de l'atténuation oblique du rayonnement émis.

L'étude de l'influence de la présence de la gaine en utilisant des profils de dose à une dimension, nous a permis de calculer les écarts relatifs entre ces trois profils pour des distances inférieures à 2cm, ces écarts sont estimés à :

- +33% entre la source réelle et la source non filtrée ;
- +22% entre la source réelle et la source isotropique, cela est dû à la présence du rayonnement diffusé dans la gaine d'acier;

- et -11% entre la source non filtrée et la source isotropique, à cause de l'atténuation et l'auto absorption à l'intérieur de la source non filtrée (source isotropique avec une petite dimension).

Ces profiles ont été comparés entre eux en utilisant la méthode de l'indice gamma. Ce mécanisme de comparaison est un excellent moyen pour voir la correspondance entre les formes de deux distributions de dose. L'indice gamma a été calculé avec un critère de référence  $\Delta D_{max}$  pour la différence de dose prise égal à 2%, et l'écart de distance maximale  $\Delta r_{max}$  est pris égal à 1 mm.

Cette étude des formes des distributions des doses, nous a permis de conclure que :

- Une très bonne corrélation a été trouvée entre les trois profils de dose, car la plupart des valeurs de l'index gamma sont inférieures à 1 selon les trois axes. Donc, nous pouvons dire que la source CDC1100 est équivalente à une source ponctuelle isotropique.
- Le même résultat est observé en comparant les trois sources entre elles selon les directions X et Y à cause de la symétrie cylindrique de la source.

A partir des résultats de simulation des trois géométries de sources, nous avons tracé la variation des débits de kerma simulés pour ces trois sources et pour des distances radiales allant jusqu'à 20 cm. Les résultats ont montrés que le débit de kerma de la source réelle est toujours supérieur au débit de kerma de la source isotropique et de la source non filtrée.

Une comparaison entre les trois débits de kerma simulés en utilisant la méthode MC nous a permis de calculer les écarts relatifs moyens entre les débits simulés de la source isotropique et la source non filtrée par rapport à la source réelle, ils sont estimés à 21%, 35 % respectivement. L'écart entre les débits simulés de la source isotropique et la source non filtrée est estimé à 19%. On note que les écarts relatifs augmentent au fur et à mesure que la distance radiale augmente, cela est dû à la perte de la précision en fonction de la distance.

La comparaison des débits de kerma simulés calculés et mesurés nous a permis de conclure que:

- Le débit de kerma théorique est en très bonne corrélation avec le débit de kerma simulé en utilisant une source isotropique.



- Le débit de kerma mesuré est en très bonne corrélation avec le débit de kerma simulé en utilisant une source ponctuelle de petite dimension.
- La mesure sous estime le débit de kerma à cause des erreurs expérimentales et à l'utilisation de l'approximation de la source isotropique.
- La simulation donne une meilleure estimation du débit de kerma réel.

La présente étude a démontré que l'utilisation de la méthode MC pour la caractérisation des sources est très pratique, car elle permet de donner une distribution continue de la dose dans un volume d'intérêt; faire gagner du temps au physicien et elle assure une protection du personnel car elle évite la manipulation de la source, les seuls inconvénients de cette méthode sont le temps de simulation et la dépendance de la précision du nombre d'histoires simulées, de plus cette méthode nécessite une bonne maîtrise du code utilisé, c'est pourquoi cette technique tarde à être utilisée en routine.

## *REFERENCES*

## Références

- [Baltas, 2007] Baltas D, Sakelliou L and Zamboglou N. *The Physics of Modern Brachytherapy for Oncology*. Series in Medical Physics and Biomedical Engineering, 2007.
- [Belounis, 2011] Belounis F Z. *Modélisation Monte Carlo des sources scellées utilisées en curiethérapie Intra-cavitaire*. Mémoire de magister, Université des sciences et de la technologie, Houari Boumediene, décembre 2011.
- [Benoit, 2008] Benoit D. *Mise au point et évaluation d'un système fibré de dosimétrie en ligne utilisant des matériaux phosphorescents stimulables optiquement Application à la mesure de dose en radiothérapie et au monitoring de faisceaux*, 26 septembre 2008.
- [Berger] Berger M J. *Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. Methods in computational physics 1*, Ed, Alder B, Rotenberg M. Academic press, N4, 135-125.
- [Pierquin, 1992] Pierquin B et Marinello G. *Manuel pratique de curiethérapie*. Science et pratique médicales. Hermann, éditeurs des sciences et des arts, 1992.
- [Bialajew, 2000] Bialajew A F. *Fundamentals of the Monte Carlo, methods for neutral and charged particle transport*. University of MICHIGAN, 11 Février 2000.
- [Bidmead, 2004] Bidmead M, Edith Briot, Janez Burger, Ivaldo Ferreira, Erik Grusell, Christian Kirisits, Peter Kneschaurek, Maryla Malgorzata Kawczynska, Cristina Marchetti, Taran Paulsen Hellebust, Jose Petez-Calatayud, Alex Rijnders, Amélie Roué, Nuno Teisceira, Heikki Tölli, Jack Venselaar. *A Practical Guide to Quality Control of Brachytherapy Equipment*. Estro Booklet N° 8, 2004.
- [Blazy, 2007] Blazy A L. *Contrôle qualité des systèmes de planification dosimétrique des traitements en radiothérapie externe au moyen de code Monte Carlo PENELOPE*. Thèse, Université Toulouse III-Paul Sabatier. UFR Sciences, Septembre 2007.
- [Dutreix, 1982] Dutreix A, Marinello G et Wambersie A. *Dosimétrie en curiethérapie*. Edition MASSON, Paris, New York, Barcelone, Milan, Mexico et Rio de Janeiro, 1982.

- [Ervin, 2003] Ervin B P. *Radiation physics for Medical Physicists*, Biological and medical physics, Biomedical Engineering, 2003.
- [Ervin, 2006] Ervin B P. *Syllabus, Review of Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. EDUCATIONAL REPORTS SERIES, May 1, 2006.
- [Franchisseur, 2007] Franchisseur E. *Modélisation et validation de l'accélérateur PRIMUS de SIEMENS par le code Monte Carlo PENELOPE dans le cadre de la Radiothérapie du cancer*. These Doctorat : UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis, 2007.
- [Hank, 2010] Hank M. *Dosimétrie en curi-thérapie basée sur les Kernels du dépôt d'énergie*, mémoire magister 2010.
- [IAEA, 1999] International Atomic Energy Agency. *Calibration of Brachytherapy sources*. IAEA-TECDOC-1079. IAEA, VIENNA, February 1999.
- [IAEA, 2002] International Atomic Energy Agency. *Calibration of photon and beta ray sources used in brachytherapy, Guidelines on standardized procedures at Secondary Standards Dosimetry Laboratories (SSDLs) and hospitals*. IAEA-TECDOC-1274. IAEA, VIENNA, March 2002.
- [ICRU 58, 1997] International Commission on Radiation Units and measurements. *Dose and Volume Specification for Reporting Intertitial Therapy*, 1997.
- [IGEN] **Incertitude 2**, *Nombres, mesures et incertitudes en sciences physiques et chimiques*. Groupe des Sciences physiques et chimiques de l'IGEN.
- [INRS/IRSN, 2009] Institut National de Recherche et de Sécurité/Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, *Radioprotection : radionucléides Phosphore-32*, édition 4305, Octobre 2009.
- [INRS/IRSN, 2008] Institut National de Recherche et de Sécurité/Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, *Radioprotection médicale: Curiothérapie bas débit non pulsé*, édition 4248, Juin 2008.

- [ISO, 2012] Norme International Standard Organisation. *Radioprotection – Sources radioactives scellées – Prescriptions générales et classification*. ISO 2919. Première édition, 1999 et révisée par ISO 2919 : 2012.
- [JCGM, 2008] Incertitude 1, *Évaluation des données de mesure — Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure*, Document produit par le Groupe de travail 1 du Comité commun pour les guides en métrologie (JCGM/WG 1). Première édition, septembre 2008.
- [Jallu, 2008-2009] Jallu L. *La Radioactivité naturelle*, TS 2008-2009.
- [James, 1988] James T W, Thomas P L, Robert L. *NBS Measurement Services : Calibration of Gamma- Ray Emitting Brachytherapy sources*. December 1988.
- [Kloug, 2010] Kloug, *Initiation à la Dosimétrie*, Version 1, 7 Décembre 2010.
- [Khan, 2003] Khan F M. *The Physics of Radiation Therapy*, Third edition, 2003.
- [Larry, 2004] Larry A D, Saiful M Huq, Indra J Das, Geoffrey S Ibbott, William F Hanson, Thomas W Slowey, Jeffrey F Williamson, Bert M Coursey. *Procedures for establishing and maintaining consistent air-kerma strength standards for low-energy, photon-emitting brachytherapy sources: Recommendations of the Calibration Laboratory Accreditation Subcommittee of the American Association of physicists in Medicine*. Medical physics, Vol 31, N° 3, March 2004.
- [Low, 1998] Low D A, Harms W B, Mutic S and Purdy J A. *A technique for the quantitative evaluation of dose distributions*. Medical Physics, Vol. 25, No. 5, May 1998.
- [Meynard, 2009] Meynard K. *Polymérisation radio induite calcul de dose et modélisation dans la cas d'irradiations prolongées de sources non-scellées*. Mémoire Doctorat Université de Toulouse III-Paul Sabatier, spécialité Radio physique et imagerie médicale, Juin 2009.
- [NCRP 41, 1974] National Council on Radiation Protection and Measurements. Thomas E J et Brian K B. *Health Physics and Radiological Health 4<sup>th</sup> Edition, report N°41: Specification of gamma-ray brachytherapy sources*. Washington DC 1974.

- [**Ravinder, 1995**] Ravinder N, Anderson L L, Luxton G, Keith A W, Jeffrey F W et Ali S Meigooni. *Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group N°43*. Am. Assoc. Phys. Med. 22 (2), February 1995.
- [**Rogers, 2008**] Rogers M. *Méthodes de Monte Carlo*. Service de l'état condense. CEA Saclay, Octobre 2008.
- [**Salvat, 2006**] Salvat F, Fernandez-Varea J M, Sempau J. *PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Facultat de Fisica (ECM), Universitat de Barcelona, Spain, 4-6 July 2006.
- [**Salvat, 2008**] Salvat F, Fernandez-Varea J M, Sempau J. *PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Facultat de Fisica (ECM), Universitat de Barcelona, Spain, 4-6 July 2008.
- [**Salvat, 2011**] Salvat F, Fernandez-Varea J M, Sempau J. *PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Facultat de Fisica (ECM), Universitat de Barcelona, Spain, 4-7 July 2011.
- [**Trott, 1987**] Trott N.G. *Radionuclides in Brachytherapy: radium and after*. Br.J.Radiol.(suppl): 21, 1987.
- [**Zerby, 1963**] Zerby C D. *A Monte Carlo calculation of the response of gamma ray scintillatio counters*, 1963.