

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université A.MIRA-BEJAIA



Département de PHYSIQUE

## Mémoire de Master

Spécialité : Biophysique et Imagerie

Thème

**ASSURANCE QUALITE EN METROLOGIE DES RAYONNEMENTS  
IONISANTS**

Présentée par :

**Mr. ARAB Rahim**  
**Mr. FERRADJ Wahid**

Soutenu le : 17 Juin 2015

Devant le Jury composé de :

Mme. Oulebsir Nadia	M. C. B	Université de Bejaia	Président
Mr. Mestfaoui Toufik	M. C. A	Université de Bejaia	Examineur
Mr. Aitziane Mounir	Chercheur Confirmé	C.R.N.A	Examineur
Mr. Arib Mehenna	Directeur de Recherche	C.R.N.A	Rapporteur



## Table des matières

CHAPITRE I : PHYSIQUE DES RAYONEMENTS .....	1
I.1. INTRODUCTION.....	1
I.2. CLASSIFICATION DES RAYONNEMENTS.....	1
I.2.1. Selon leur nature .....	1
I.2.2. Selon leurs effets sur le milieu : .....	1
I.3. ORIGINE DES RAYONNEMENTS IONISANTS.....	1
I.3.1. Rayonnements provenant du cortège électronique.....	2
I.3.1.1. Photon X de fluorescence.....	2
I.3.1.2. Électron Auger .....	2
I.3.1.3. Rayonnement de freinage.....	2
I.3.2. Rayonnements provenant du noyau .....	2
I.3.2.1. Modes de désintégration : .....	2
I.3.2.2. Constante radioactive .....	2
I.3.2.3. Période radioactive.....	2
I.3.2.4. Activité.....	3
I.4. INTERACTION DES RAYONNEMENTS IONISANTS AVEC LA MATIERE .....	3
I.4.1. Caractéristiques et types d'interaction .....	3
I.4.2. Rayonnements directement ionisants .....	4
I.4.2.1. Transfert d'énergie linéique .....	4
I.4.2.2. Parcours.....	5
I.4.2.3. Rayonnements indirectement ionisants .....	5
I.4.3. Processus de perte d'énergie .....	5
I.4.4. Loi d'atténuation.....	8
I.5. DOSIMETRIE.....	9
I.5.1. Dosimétrie des faisceaux .....	9
I.5.1.1. Caractéristiques physiques d'un faisceau de photons dans le vide.....	9
I.5.1.2. Caractéristiques dans la matière .....	10
I.5.1.3. Transfert d'énergie entre un faisceau de photons et la matière .....	10
I.5.2. Principe de Bragg Gray :.....	14
I.5.3. Distribution spatiale de la dose en radiothérapie externe.....	15
I.5.3.1. Rendement en profondeur .....	16
I.5.3.2. Rendement autour de l'axe du faisceau :.....	17
I.5.3.3. Optimisation du rendement en profondeur.....	17
I.5.3.4. Notion de dose équivalente .....	17
I.6. BUT DU TRAITEMENT EN RADIOTHERAPIE : .....	18
I.7. EFFETS BIOLOGIQUES DES PHOTONS SUR L'ORGANISME.....	19
CHAPITRE II : THEORIE DE LA DOSIMETRIE .....	21
II.1. INTRODUCTION.....	21
II.2. CLASSIFICATION DES INSTRUMENTS DE MESURES : .....	21
II.3. CHAINE DE MESURE INTERNATIONALE : .....	22
II.4. PROPRIETES DOSIMETRIQUES DES FAISCEAUX DE PHOTONS UTILISEES EN RADIOTHERAPIE :.....	22
II.5. PROTOCOLE DOSIMETRIQUE BASE SUR LA DOSE ABSORBEE (TRS398).....	23

II.5.1.	Introduction.....	23
II.5.2.	Détermination de la dose absorbée dans l'eau .....	23
II.5.3.	Effet de température et de pression.....	25
II.5.4.	Effet de la polarité.....	25
II.5.5.	Effet de recombinaison .....	25
II.5.6.	Spécification de la qualité des faisceaux.....	26
II.6.	ETALONNAGE DES CHAMBRES D'IONISATION.....	28
II.7.	DOSIMETRIE RELATIVE .....	29
II.7.1.	Le rendement de dose en profondeur .....	29
II.7.2.	Le profil de dose .....	29
CHAPITRE III : MATERIEL D'IRRADIATION & DE DOSIMETRIE.....		32
III.1.	HISTORIQUE.....	32
III.2.	TELE THERAPIE AVEC SOURCE RADIOACTIVE DE $^{60}\text{Co}$ .....	33
III.3.	CHAMBRES D'IONISATION : .....	34
III.4.	LE MILIEU DE REFERENCE (LES FANTOMES) : .....	38
III.5.	ELECTROMETRE, BAROMETRE & THERMOMETRE : .....	39
III.6.	FILMS GAFCHROMIC: .....	40
III.7.	SCANNER POUR LA NUMERISATION DES FILMS GAFCHROMIC : .....	41
CHAPITRE IV : ASSURANCE QUALITE EN METROLOGIE.....		32
PARAMETRES METROLOGIQUE LIES A LA MESURE DE LA DOSE ABSORBEE :		
..... <b>ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.</b>		
IV.1.	CONTROLE DE QUALITE DE L'UNITE D'IRRADIATION .....	43
IV.1.1.	Détermination de la position de la source de l'unité de $^{60}\text{Co}$ .....	43
IV.1.2.	Détermination du temps de course de la source : .....	46
IV.1.2.1.	: Méthode graphique.....	47
IV.1.2.2.	Méthode analytique.....	48
IV.1.2.3.	Conclusion .....	49
IV.1.3.	Coïncidence du champ lumineux avec le champ d'irradiation .....	49
IV.2.	PARAMETRES LIES A LA MESURE DE LA DOSE .....	50
IV.2.1.	Stabilité de système dosimétrique (chambre + électromètre).....	50
IV.2.2.	Conclusion .....	51
IV.2.2.	Effet de température et de pression.....	51
IV.2.2.1.	Méthodologie .....	51
IV.2.2.2.	Résultats et interprétation.....	52
IV.2.3.	Effet de la polarité et de recombinaison.....	53
IV.2.4.	Étalonnage de l'électromètre : .....	53
IV.2.5.	Étalonnage de baromètre et thermomètre.....	54
IV.2.6.	Étalonnage en termes de dose absorbée dans l'eau dans un faisceau de référence de photons $\gamma$ de $^{60}\text{Co}$ .....	55
IV.2.6.1.	Détermination du coefficient d'étalonnage $N_{D,w,Q_0}$ .....	56
IV.2.6.2.	Procédures d'étalonnage des chambres cylindriques en termes de dose absorbée dans l'eau.....	56
IV.2.6.3.	Dispositif expérimental .....	57

---

IV.2.6.4.	Résultats et interprétations .....	58
IV.2.6.5.	Conclusion : .....	58
IV.3.	DOSIMETRE RELATIVE DES FAISCEAUX DU $^{60}\text{CO}$ .....	60
IV.3.1.	Étude de la distribution de dose (profil du faisceau).....	60
IV.3.1.1.	Méthode .....	60
IV.3.1.2.	Résultats, interprétation et conclusion.....	60
IV.3.1.3.	Conclusion : .....	61
IV.3.2.	Étude de la distribution de dose (rendement en profondeur) .....	61
IV.3.2.1.	Détermination des rendements en profondeur avec chambre d'ionisation.....	61
IV.3.2.2.	Détermination des rendements en profondeur avec des films Gafchromic .....	62
IV.3.2.1.	Variations du Rendement en profondeur.....	63
IV.3.3.	Influence de l'ouverture du collimateur et détermination du facteur de collimation (F.O.C) :.....	64
IV.3.4.	Épaisseur minimale de rétrodiffusion : .....	65
IV.4.	DOSIMETRIE ABSOLUE DE FAISCEAU DE $^{60}\text{CO}$ .....	66
IV.4.1.	Profondeur équivalente dans les fantômes solides : .....	66
IV.4.2.	Indice de qualité de l'appareil $^{60}\text{co}$ :.....	67
IV.4.3.	Mesure de la dose absorbée dans l'eau : .....	69



## INTRODUCTION GENERALE

De nos jours, plus de la moitié des patients cancéreux, sont traités par radiothérapie dans le monde, soit seule ou en association avec une autre technique de traitement. Il a été démontré que le succès d'un traitement par rayonnements ionisants dépend fortement de la distribution de la dose au niveau des cellules tumorales et de l'exactitude sur la dose délivrée à la tumeur.

L'ICRU (International Commission of Radiological Units and measurement), recommande que l'écart par rapport à la dose prescrite soit inférieur à  $\pm 5\%$ . Afin de maintenir cette exactitude à un niveau convenable, il est nécessaire de mettre en place un programme d'assurance qualité qui englobe la métrologie (étalonnage des instruments de mesure), la dosimétrie et le planning de traitement. Une évaluation de l'ensemble des paramètres rencontrés dans la chaîne de mesures et de calculs allant de l'étalonnage des instruments de dosimétrie à la dosimétrie des faisceaux utilisés en radiothérapie permet de limiter les incertitudes de mesure et d'augmenter la précision de la dose délivrée aux patients.

Pour l'étalonnage des faisceaux utilisés en radiothérapie, des protocoles dosimétriques ont vu le jour suite aux travaux de recherche engagés de par le monde. Ces derniers ont permis de mieux cerner les différents paramètres rencontrés lors de la détermination de la dose absorbée dans les différents faisceaux utilisés en radiothérapie. On retrouve les anciens protocoles (TG 21 de l'AAPM, TRS 277 de l'AIEA...) qui sont toujours utilisés, mais qui présentent l'inconvénient d'augmenter considérablement l'incertitude sur la dose absorbée. Par contre, les nouveaux protocoles (TG 51 de l'AAPM et le TRS 398 de l'AIEA), basés sur l'étalonnage des chambres d'ionisation en termes de dose absorbée dans l'eau, permettent d'atteindre un degré de précision assez élevé.

Toutefois, pour l'application de ces protocoles dosimétriques, il est nécessaire d'évaluer la contribution à l'incertitude globale liée à l'utilisation d'instruments annexes tels que les fantômes, les gaines d'étanchéité, et les instruments de positionnement des chambres d'ionisation. De plus, la précision des résultats de mesure dépend fortement de la stabilité des électromètres, des sources de polarisation et des conditions d'irradiation... etc.

Le travail qui a été réalisé dans le cadre de ce mémoire de Master a permis de déterminer les paramètres métrologiques rencontrés au niveau du Laboratoire Secondaire d'Etalonnage pour la Dosimétrie (LED) relevant du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA) lors de la mesure de la dose absorbée dans l'eau et de proposer des recommandations pour leur optimisation.

CHAPITRE I  
PHYSIQUE DES RAYONEMENTS

# CHAPITRE I

## PHYSIQUE DES RAYONEMENTS

### I.1. INTRODUCTION

D'une manière générale, on peut définir un rayonnement comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, sous forme d'ondes électromagnétiques ou de particules. Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu qu'ils traversent la totalité ou une partie de leur énergie au cours de ces interactions. Le milieu absorbant, subit des modifications dues au passage des rayonnements.

### I.2. CLASSIFICATION DES RAYONNEMENTS

#### I.2.1. Selon leur nature

On peut les classer en deux catégories :

1. *Les rayonnements particuliers formés d'un flux de particules matérielles douées de masse au repos*
2. *Les rayonnements électromagnétiques constitués par un flux de photons. Ils peuvent être considérés comme de l'énergie à l'état pur.*

Lors de la traversée de la matière, les rayonnements incidents interagissent avec les noyaux et les électrons des atomes constituant le milieu. Ces deux cibles différentes conduisent à distinguer :

- Les rayonnements particuliers chargés, dont les interactions sont de type coulombiennes, beaucoup plus fréquents avec les électrons qu'avec les noyaux,
- Les rayonnements particuliers neutres (flux de neutrons) qui, eux, ne dissipent leur énergie cinétique de façon significative que lors de leurs collisions avec les noyaux.
- Les rayonnements électromagnétiques qui produisent des effets différents sur la matière selon qu'elles rencontrent les noyaux ou les électrons.

#### I.2.2. Selon leurs effets sur le milieu :

Une autre classification utilisée essentiellement par les biologistes et radio protectionnistes, est fondée sur les effets des interactions des rayonnements avec la matière. On distingue :

- *Les rayonnements ionisants dont l'énergie est suffisante pour arracher un électron aux atomes du milieu rencontré et les transformer ainsi en ions positifs.*
- *Les rayonnements non ionisants dont l'énergie est insuffisante pour déclencher cet arrachement.*

Dans ce qui suit, nous nous intéresseront qu'aux rayonnements ionisants.

### I.3. ORIGINE DES RAYONNEMENTS IONISANTS

Un rayonnement est dit "ionisant" lorsqu'il est susceptible d'arracher des électrons à la matière. Pour cela il est nécessaire que son énergie soit supérieure à l'énergie de liaison des électrons (de l'ordre de 11 à 14 eV pour les principaux atomes constitutifs de la matière vivante). Les rayonnements ont pour provenance soit le cortège électronique de l'atome, soit le noyau.[1]

### 1.3.1. Rayonnements provenant du cortège électronique

#### 1.3.1.1. Photon X de fluorescence

L'absorption ou l'émission d'énergie par un atome se fait par sauts discrets, égaux à la différence entre les niveaux d'énergie électroniques. Ainsi, après une excitation, si, par exemple un électron passe d'une couche externe de numéro  $L$  à une couche plus interne de numéro  $K$ , il y a émission d'un quantum d'énergie électromagnétique de fluorescence  $W$  :

$$W = W_K - W_L \quad (\text{I.1})$$

#### 1.3.1.2. Électron Auger

Il existe un autre mode de désexcitation électronique par émission d'un électron, assimilable à un effet photoélectrique entre un photon de fluorescence et un électron du cortège du même atome : l'effet Auger. Ces électrons ont une énergie bien définie, il s'agit d'un spectre de raies. Dans tous les cas où il y a ionisation ou excitation d'un atome, il y a compétition entre l'effet Auger et l'émission de fluorescence.

#### 1.3.1.3. Rayonnement de freinage

Un électron dévié dans le champ d'un noyau atomique rayonne de l'énergie sous forme d'un rayonnement X de freinage.[1]

### 1.3.2. Rayonnements provenant du noyau

#### 1.3.2.1. Modes de désintégration :

Un radioisotope a une structure instable au niveau de son noyau, (nombre excédentaire ou déficitaire de neutrons par rapport à une forme stable) ; il va donc revenir à une telle forme par un réarrangement à l'intérieur de ce noyau, en expulsant des particules emportant une énergie (différence de masse entre les deux structures) donc dotées d'une vitesse.

Plusieurs processus existent : émission de particules alpha ; Capture électronique ; Radioactivité  $\beta^-$  et Radioactivité  $\beta^+$ .

Le plus souvent, après ces désintégrations, le noyau subit un réarrangement des nucléons le constituant et il libère alors un excès d'énergie sous forme d'onde électromagnétique : c'est **l'émission gamma** qui peut donc accompagner les quatre types de désintégration cités ci-dessus (photons gamma). Cet excès d'énergie peut également être communiqué à un électron du cortège qui est expulsé avec une énergie bien définie. C'est le phénomène de **conversion interne**. [1],[2]  
Constante radioactive

La désintégration d'un noyau d'isotope radioactif obéit dans le temps à une loi de probabilité caractérisée par la constante radioactive. En d'autres termes, les noyaux d'atomes formant une masse d'élément radioactif ne se désintègrent pas tous au même moment, mais le nombre de ceux qui se désintègrent à un instant donné est proportionnel au nombre de noyaux existants.

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (\text{I.2})$$

$\lambda$  est la constante radioactive ou probabilité de désintégration, caractéristique du radionucléide considéré.

#### 1.3.2.2. Période radioactive

La période  $T$  est le temps au bout duquel le nombre de noyaux existant à l'instant  $t=0$  a diminué de moitié. En intégrant (1), on obtient :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{I.3})$$

Au temps  $t = T$  
$$N(T) = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T} \quad (I.4)$$

On trouve  $\lambda T = \ln 2$  ou  $\lambda = 0.693 / T$

$\lambda$  (et donc  $T$ ) est une caractéristique spécifique et immuable d'un radioisotope considéré ;  $T$  est exprimé en unités de temps (seconde, heure, an ...). Les périodes varient de quelques microsecondes à plusieurs milliers d'années suivant les éléments radioactifs : par exemple, Cobalt  $^{60}\text{Co}$  : 5,3 ans ; Phosphore  $^{32}\text{P}$  : 14 jours ; Tritium : 12,5 années.[3]

### I.3.2.3. Activité

Elle exprime le nombre de désintégrations par unité de temps qui se produisent dans une masse d'un radioisotope. L'unité dans le système normalisé est le Becquerel correspondant à une activité d'une désintégration par seconde : une unité ancienne hors système était le Curie qui correspond à  $3,7 \cdot 10^{10}$  désintégrations par seconde (origine : nombre de désintégrations par seconde se produisant dans une masse de 1 gramme de Radium 226) La correspondance entre ces deux unités :

$$1 \text{ Ci} = 37 \text{ GBq} = 10^9 \text{ Bq} ; 1 \text{ mCi} = 37 \text{ MBq} ; 1 \mu\text{Ci} = 37 \text{ kBq} ; 1 \text{ nCi} = 37 \text{ Bq} ; 1 \text{ pCi} = 37 \text{ mBq}$$

La relation (I.2) montre que l'activité  $A = dN/dt$  est proportionnelle au nombre de noyaux existant à l'instant considéré. La relation avec la masse de l'élément est donc facilement établie :

si en effet le radioisotope a une masse atomique  $M$  grammes donc composée de  $6,02 \cdot 10^{23}$  atomes, la masse  $m$  correspondant à une activité  $A = \lambda N$ , est donnée par :

$$m = \frac{M}{6,02 \cdot 10^{23}} \cdot \frac{A}{\lambda} \quad (I.5)$$

$m$  et  $M$  par exemple en grammes.

Ainsi, pour  $A = 3,7 \cdot 10^{10}$  désintégrations seconde $^{-1}$  (1 Curie) S'il s'agit de :

Uranium 238	(période $4,5 \cdot 10^9$ ans soit $\lambda = 4,87 \cdot 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$ )	$\rightarrow m = 3 \cdot 10^6 \text{ g}$
Cobalt 60	(période 5,3 ans soit $\lambda = 4,15 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$ ),	$\rightarrow m = 9 \cdot 10^4 \text{ g}$
Iode 131	(période 8 jours soit $\lambda = 9,6 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ )	$\rightarrow m = 8,4 \cdot 10^{-6} \text{ g}$

## I.4. INTERACTION DES RAYONNEMENTS IONISANTS AVEC LA MATIERE

### I.4.1. Caractéristiques et types d'interaction

Parmi les rayonnements ionisants, on distingue ceux qui sont *directement ionisants*, *particules chargées* (*alpha*, *bêta*), de ceux qui sont dits *indirectement ionisants* car n'étant pas chargés (*photons*, *neutrons*) ; ils n'ionisent la matière que par l'intermédiaire de particules chargées ionisantes qu'ils créent dans le milieu.

Les rayonnements ionisants de même nature émis par un radioélément ou un appareil, peuvent tous avoir une énergie identique (spectre de raies) ou des énergies réparties entre zéro et une énergie maximale (spectre continu).[1]

	Spectres de raies	Spectres continus
<b>Rayonnements indirectement ionisants</b>	$\alpha$ , Electrons Auger	Electrons, $\beta^-$ , $\beta^+$

**Rayonnements directement ionisants** $\gamma$ , X de fluorescence

X de freinage, Neutrons

Pour les particules chargées, la matière agit donc comme un ralentisseur caractérisé par un *pouvoir d'arrêt* : un écran d'une épaisseur convenablement calculée, arrêtera donc toutes les particules chargées incidentes. Lors de leur traversée dans la matière, elles subissent deux sortes d'interaction :

- avec les électrons du milieu : la force Coulombienne, qui est proportionnelle aux charges respectives, et inversement proportionnelle au carré de la distance, conduit à une "collision" au cours de laquelle une partie de l'énergie de la particule incidente est transférée à la cible.
- Avec les noyaux du milieu : la force d'attraction ou de répulsion entraîne une déviation par rapport à la direction initiale et ce changement (correspondant à une accélération) conduit à l'émission d'un rayonnement électromagnétique (X) dont l'énergie est prélevée sur celle de la particule chargée. Celui-ci est appelé *rayonnement de freinage*.

A l'inverse des particules chargées, les rayonnements indirectement ionisants ne sont pas soumis à des interactions de caractère obligatoire : l'interaction d'un photon, par exemple, avec des particules matérielles, obéit au hasard et donc, de telles particules auront une probabilité non nulle de traverser sans interaction une épaisseur de matière aussi grande soit-elle. Il s'agira plus de pouvoir d'arrêt, mais de *section efficace* pour une particule ou de *coefficient d'atténuation* pour un faisceau.

**I.4.2. Rayonnements directement ionisants****I.4.2.1. Transfert d'énergie linéique**

Pour étudier le ralentissement des particules chargées, on introduit la notion de Transfert Linéique d'Énergie (TLE) qui représente la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire des particules incidentes consécutivement à leurs chocs avec les électrons. Son expression en mécanique relativiste, est donnée par la formule de **Bethe Bloch** :

$$TLE = \left| \frac{dE}{dx} \right| = nZ \frac{z^2 e^4}{8\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (\text{I.6})$$

$n$  : nombre des noyaux cibles par unité de volume de numéro atomique  $Z$ ,

$z$  et  $\beta$  sont respectivement la charge et la vitesse réduite du projectile,

$m_0$  et  $e$  : masse au repos et charge de l'électron,

$\epsilon_0$  : permittivité du vide :  $8,854 \cdot 10^{-10} \text{ F.cm}^{-1}$ ,

$\gamma$  : correction relativiste :  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

$T_{\max}$  : énergie cinétique maximale transférée à un électron libre,

$\delta$  : correction due à l'effet de densité,

$I$  : valeur moyenne du potentiel tenant compte de l'ionisation et de l'excitation des atomes ralentisseurs.  $I$  est donné par la formule semi empirique (en eV) :

$$I = 9,1 Z (1 + 1,9 Z^{2/3}) \quad (\text{I.7})$$

Notons que la particule chargée peut s'approprier un ou deux électrons au cours de son ralentissement. Dans la formule de Bethe la charge est alors remplacée par la charge effective  $Z^*$ . Cette charge effective est calculée par la relation empirique :

$$Z^* = Z \left[ 1 - \exp\left(-\frac{125\beta}{Z^{2/3}}\right) \right] \quad (\text{I.8})$$

Pour un milieu composé de  $N$  éléments, la loi de Bragg permet de calculer le TLE dans ces milieux :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{composé}} = \sum_{i=1}^n m_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad (\text{I.9})$$

$\left(\frac{dE}{dx}\right)_i$  est le pouvoir d'arrêt de l'élément  $i$  de fraction massique  $m_i$

#### I.4.2.2. Parcours

La portée  $R$  (range) est la distance maximale parcourue par une particule chargée d'énergie  $E_0$  dans un matériau donné. La relation entre le parcours et le pouvoir d'arrêt est donnée par :

$$R = \int_{E_0}^0 dx = \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE \quad (\text{I.10})$$

La perte d'énergie dans la traversée d'une épaisseur  $x$  calculée à partir de l'expression de Bethe, simplifiée dans le cas non relativiste, est une valeur moyenne. Pour chaque particule prise individuellement, on observe des fluctuations autour de cette valeur moyenne, car statistiquement ces particules n'auront pas subi le même nombre de collisions durant leur parcours. Il en résulte que pour une perte d'énergie donnée, le parcours fluctue lui aussi autour d'une valeur moyenne. Ces fluctuations sont habituellement appelées « straggling » énergétique.

#### I.4.2.3. Rayonnements indirectement ionisants

Dans cette étude, il ne sera tenu compte que des rayonnements électromagnétiques.

#### I.4.3. Processus de perte d'énergie

Le comportement des rayonnements électromagnétiques dans la matière est fondamentalement différent de celui des particules chargées. Un photon est susceptible de traverser des quantités importantes de matière, par exemple un centimètre d'épaisseur de plomb, sans interagir du tout, ce qui est exclu pour les particules chargées qui, en pénétrant dans un milieu, cèdent immédiatement de l'énergie à un grand nombre d'électrons du milieu. Essentiellement, les photons rencontrant la matière subissent trois types d'interaction dont la probabilité varie en fonction de leur énergie ; il s'agit de :

- l'effet photoélectrique;
- l'effet Compton
- l'effet de production de paire;

A énergie égale, et compte tenu des valeurs des sections efficaces des processus élémentaires mis en jeu, les photons ont dans la matière un pouvoir de pénétration bien supérieur à celui des particules chargées. A chacun de ces modes est associé une section efficace d'interaction, qui dépend essentiellement de l'énergie  $h\nu$  des photons incidents et du numéro atomique  $Z$  du matériau traversé.[1][2]

**a. Effet photoélectrique**

Un photon peut éjecter un électron lié à un atome du milieu, Figure.I.1. Cet effet ne peut se produire que si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron  $E_{liaison}$  qui se trouve alors éjecté avec une énergie cinétique  $E_{cin,é}$  :



Figure I.1. Effet photoélectrique : (a) Ejection d'un électron ; (b) Réarrangement électronique et émission de rayons X.

$$E_{cin,é} = h\nu - E_{liaison} \tag{I. 11}$$

On notera que l'absorption photoélectrique conduit souvent à une configuration qui correspond à un état fortement excité de l'atome, puis une émission des rayons X caractéristiques (ou de *fluorescence*) ou encore un autre mode compétitif qui est *l'effet Auger*.

La section efficace de l'effet photoélectrique

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^{4,35}}{(h\nu)^3} \tag{I.12}$$

**b. Effet Compton**

On parle d'*effet Compton* lorsqu'un photon est diffusé par un électron d'une couche externe de l'atome (électron quasi-libre) auquel il cède une partie de son énergie (Figure.I.2). La résultante est un photon diffusé et un électron de recul. S'explique simplement en appliquant les lois de la conservation de l'énergie et du moment cinétique au choc du photon avec un électron libre.

$$h\nu = h\nu' + E_e \tag{I.13}$$

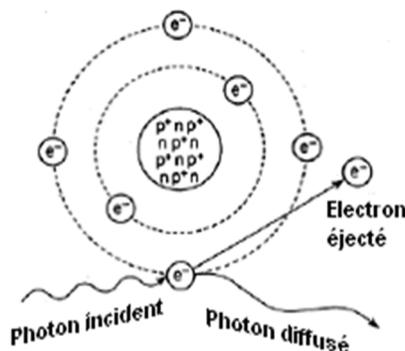


Figure 1.2. Effet compton.

La diffusion Compton est presque indépendante du nombre atomique du milieu en interaction, et elle est dominante pour les photons de moyenne énergie (0.2 MeV à 10 MeV).[3]

La section efficace de l'effet Compton est proportionnelle au numéro atomique Z du milieu et elle est donnée par :

$$\sigma_c \propto \frac{Z}{h\nu} \tag{I.14}$$

**c. Création de paires**

Dans le champ électrique intense qui règne au voisinage du noyau, le photon peut se matérialiser sous forme d'un électron et d'un positron. Une énergie de  $2 \times 0,51$  MeV, correspondante à leurs masses, est dépensée pour créer l'électron et le positron. L'excès d'énergie se répartit, sous forme d'énergie cinétique, entre les deux particules par le bilan énergétique suivant :

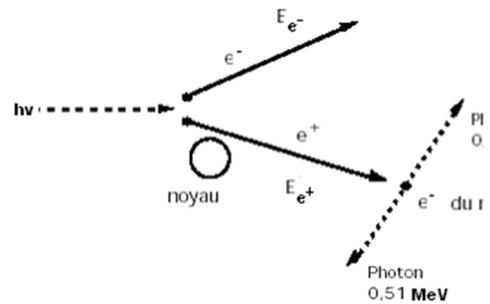


Figure I.3. Création de pair ( $e^-$ ,  $e^+$ ) et l'annihilation du positron avec

$$h\nu = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_0c^2 \tag{I.15}$$

L'énergie minimum du photon est de  $2m_0c^2$  (1,02 MeV). L'électron et le positron sont ensuite ralentis dans la matière par suite de collisions. Lorsqu'il est suffisamment lent, le positron rencontre un électron du milieu et les deux particules s'annihilent en émettant deux photons de 0,51 MeV (figure.I.3).

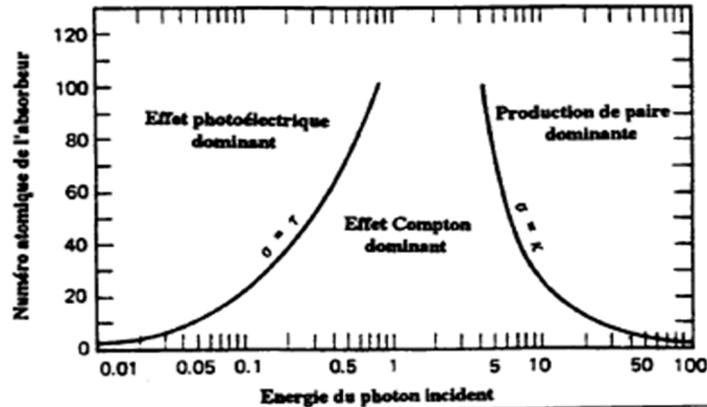
La section efficace de production de pair (électron, positron) est donné par :

Où  $h\nu$  est l'énergie des photons incidents, Z numéro atomique du matériau traversé ;  $E_0 = 0.511$

$$\sigma_{pair} \begin{cases} \propto r_0^2 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \text{Log} \left( \frac{2h\nu}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right] & \text{Si } 2E_0 < h\nu < \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \\ \propto r_0^2 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \text{Log} \left( 183Z^{-1/3} \right) - \frac{2}{27} \right] & \text{Si } h\nu > \frac{E_0}{\alpha} Z^{-1/3} \end{cases} \tag{I.16}$$

MeV,  $r_0 = 2.8$  Fm, énergie et rayon classique de l'électron et  $\alpha = 1/137$  constante

**Importance relativiste des trois effets**



**Figure.I.4.** : Importance relative des trois effets en fonction de l'énergie du photon incident  $h\nu$  (eV) et du numéro atomique du milieu  $Z$ .

L'importance relative des trois effets en fonction de l'énergie du photon  $h\nu$  et du numéro atomique du milieu  $Z$ , se détermine par les valeurs des sections efficaces de chaque mode d'interaction. Ceci permet de définir trois zones :

- L'effet photoélectrique est dominant à basse énergie. Dans les matériaux lourds, il cesse de l'être à partir de 500 keV.
- Aux énergies élevées, c'est l'effet de production de paire qui est prédominant : il commence à le devenir à partir de 5 MeV dans les matériaux de  $Z$  élevé.
- Entre les deux, se situe un domaine où c'est l'effet Compton qui domine. Pour les milieux de faible  $Z$  (carbone, air, eau, tissus humains), ce domaine est extrêmement large (de  $h\nu \approx 20$  keV à  $h\nu \approx 30$  MeV).[5]

#### I.4.4. Loi d'atténuation

Les photons ne sont pas arrêtés dans la matière, mais leur faisceau y est simplement atténué. Cette atténuation dépend de l'épaisseur et la nature du milieu ainsi que de l'énergie et du nombre de photons incidents. Cependant, tout photon ayant subi une interaction dans le matériau est éliminé : soit parce qu'il a été absorbé par effet photoélectrique ou production de paire soit parce qu'il a été diffusé par effet Compton.

Dans une tranche d'épaisseur  $dx$ , la variation du flux  $d\phi$  de photons mono énergétique dans un milieu homogène est :

$$d\phi = -\phi \cdot \sigma_T \cdot N \cdot dx \quad (\text{I.17})$$

Où  $\sigma_T = \sigma_\phi + \sigma_c + \sigma_p$

$\sigma_\phi$  : section efficace photoélectrique

$\sigma_c$  : section efficace Compton

$\sigma_p$  : section efficace de production de paire

En intégrant l'équation (I.17) sur l'épaisseur de l'écran, on obtient :

$$\phi(x) = \phi_0 \exp(-\mu x) \quad (\text{I.18})$$

$\phi_0$  : flux de photons du faisceau incident,

$\varphi(x)$  : flux de photons sortant à une distance  $x$ ,

$\mu$  : est le coefficient d'atténuation linéaire des photons  $h\nu$  dans l'écran, qui est proportionnel à la section efficace totale des trois modes d'interaction.

Le libre parcours moyen  $R$  des photons dans un milieu est la distance moyenne parcourue dans l'écran avant que ne se produise une interaction est défini par:

$$R = \frac{1}{\mu} \text{ (cm)} \quad (\text{I.19})$$

L'inconvénient du coefficient d'atténuation linéaire est qu'il dépend de la densité du milieu. Pour s'en affranchir, on introduit le coefficient d'atténuation massique  $\mu/\rho$ , où  $\rho$  est la masse volumique du milieu. La loi d'atténuation s'écrit alors :

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho x\right) \quad (\text{I.20})$$

$\rho x$  est la masse surfacique de l'écran et s'exprime en  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

## I.5. DOSIMETRIE

Nous avons vu que la traversée de la matière par un faisceau de particules aboutit à un dépôt d'énergie dans cette matière. Le but de la dosimétrie est d'évaluer quantitativement cette énergie absorbée afin :

- 1- de prévoir les effets des traitements en radiothérapie aussi bien sur les tissus sains que les tissus tumoraux
- 2- de mesurer l'énergie déposée dans les tissus lorsque les rayonnements ionisants (directs ou indirects) sont utilisés à des fins diagnostiques
- 3- de définir des normes de protection vis-à-vis de ces rayonnements (radioprotection) soit individuellement (sur le plan personnel ou professionnel), soit collectivement.

Nous avons caractérisé les échanges énergétiques au niveau particulaire unitaire, maintenant nous allons nous situer au niveau macroscopique de la matière qui absorbe cette énergie. Pour débiter, nous allons définir un certain nombre de grandeurs qui nous permettent de passer de la particule au faisceau de particules.

### I.5.1. Dosimétrie des faisceaux

#### I.5.1.1. Caractéristiques physiques d'un faisceau de photons dans le vide

Un faisceau de photons issu d'une source de rayonnements sera caractérisé par 3 types de grandeur :

##### I.5.1.1.1. Distribution spectrale

C'est-à-dire les proportions relatives des énergies qui sont représentées dans le faisceau Par exemple : Source radioactive → spectre de raies

Tube de Coolidge → spectre continu

Pour tous les autres paramètres, on raisonnera sur un faisceau monoénergétique. Pour les faisceaux polyénergétiques, on procède par addition (spectre de raies) ou par intégration (spectre continu).

### I.5.1.1.2. Paramètres énergétiques

- Flux énergétique : énergie totale transportée par le faisceau par unité de temps.
- Intensité énergétique dans une direction donnée
- L'énergie totale transportée par le faisceau pendant un temps  $t$  est :

### I.5.1.1.3. Distribution spatiale

Elle est fournie par l'indicatrice d'intensité énergétique qui est la courbe  $I = f(\text{direction})$  que nous avons vu pour les RX. On rappellera que, dans le cas d'une émission isotrope, on a  $I = \Phi/4\pi$ .

Enfin, on retrouvera facilement que, dans une direction donnée, la relation entre intensité et éclairement est :

$$E = \frac{I}{R^2} \quad (\text{I.21})$$

### I.5.1.2. Caractéristiques dans la matière

Dans ce cas, un élément de matière, situé autour d'un point P va recevoir des photons directs et des photons diffusés.

Dans l'élément de sphère de rayon  $dr$ , la surface de section qui est perpendiculaire au rayonnement diffusé est toujours  $\pi \cdot (dr)^2$ , quelle que soit la direction du rayonnement diffusé. Il convient donc d'adapter les définitions qui font intervenir une surface fixée  $dS$ , donc on aura [7],[8]:

$$\text{- l'éclairement énergétique} \quad E = \frac{dF}{\pi \cdot (dr)^2} \quad (\text{I.22})$$

$$\text{- et la fluence énergétique} \quad F = \frac{dW}{\pi \cdot (dr)^2} \quad (\text{I.23})$$

### I.5.1.3. Transfert d'énergie entre un faisceau de photons et la matière

#### a. Le KERMA

Le matériau sera considéré homogène et nous allons nous intéresser à une sphère élémentaire de la cible, située au sein du matériau. Pendant l'irradiation, des photons entrent dans la sphère avec une certaine énergie :  $dW_e$ . Ils ont, ou non, des interactions (PE, diffusion...) et, dans le même temps, un certain nombre de photons sortent de  $dm$  avec une énergie globale  $dW_s$ .

La différence a été cédée à la matière sous forme d'énergie cinétique communiquée à des électrons, soit  $dW_d = dW_e - dW_s$ . Il s'agit de l'**Energie Cinétique Déposée par Unité de Masse** (Kinetic Energy Released per Mass unit) ou **KERMA**.

$$K = \frac{dW_d}{dm} \text{ Exprimé en Gray (Gy)} \quad (\text{I.24})$$

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J.kg}^{-1} = 100 \text{ rad ou } 1 \text{ Rad} = 100 \text{ erg/g (CGS)} = 10^{-2} \text{ Gy}$$

### b. La dose absorbée

L'énergie cinétique cédée aux électrons à l'intérieur de la sphère est absorbée à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère mais des ionisations réalisées en dehors de cette sphère peuvent aboutir à un dépôt d'énergie dans la sphère. Au total, on parle de dose absorbée telle que :

$$D = \frac{dW_a}{dm} \quad (\text{Gray ou Rad}) \quad (\text{I.25})$$

Dans le cas où l'élément de sphère est loin des faces du matériau par rapport au libre parcours des e- secondaires et si l'atténuation du faisceau de photons est négligeable dans l'élément de volume, on atteint un équilibre électronique : il y a compensation entre l'énergie transférée dans la sphère et absorbée en dehors avec l'énergie transférée en dehors de la sphère et absorbée dedans. On a alors égalité entre Kerma et Dose absorbée. On supposera cette condition toujours réalisée.[9]

### c. Relation kerma – dose absorbée

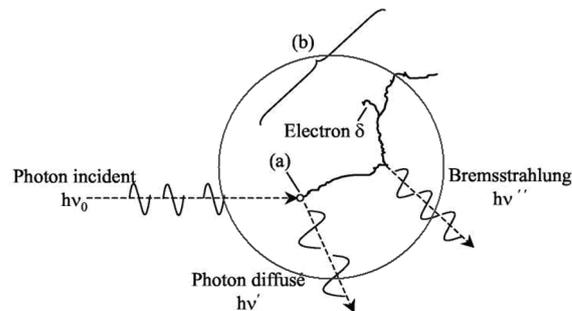


Figure I.5. Représentation schématique du transfert d'énergie d'un photon au milieu traversé

L'interaction a lieu en (a) avec gain d'énergie cinétique pour un électron du milieu. Celui-ci va la perdre progressivement le long de son parcours (b) constitué de petites collisions. Du rayonnement de freinage est émis suite à une interaction entre l'électron et un noyau du milieu. L'électron  $\delta$  résulte d'une interaction relativement Violente avec un autre électron.

Généralement, le transfert d'énergie (kerma) du faisceau de photons aux électrons du milieu dans un emplacement particulier ne mène pas à l'absorption d'énergie (dose absorbée) au même emplacement. Ce ci est dû au parcours non nul des électrons secondaires qui vont déposer leurs énergie petit à petit dans le milieu en ionisant celui ci, jusqu'à une profondeur égale au parcours des électrons d'énergie maximale : c'est la profondeur de l'équilibre électronique. Lorsque l'électron perd son énergie par radiation de freinage, cette énergie ne contribue pas à la dose absorbée. La radiation de freinage est composée de photons qui iront interagir ailleurs dans le milieu. On relie la dose absorbée habituelle au Kerma de collision. Cependant, généralement, le rapport de la dose et le Kerma de collision est noté par :

$$\beta = \frac{D}{K_{col}} \quad (\text{I.26})$$

Ceci implique que l'énergie transférée à un endroit dans le milieu est absorbée ailleurs dans ce même milieu. Ceci influencera la déposition de la dose dans le milieu. Supposons un faisceau de photons incidents sur un milieu. La première région de la Fig.10 est appelée la région de recouvrement électronique (build-up) et la deuxième région est une région où l'équilibre électronique. On considère les deux cas: cas de non atténuation du faisceau Fig. (2.a) et le cas réel où le faisceau sera atténué dans la matière Fig. (2.b). Le kerma diminue avec la profondeur car le faisceau est atténué avec celle-ci. Plus l'énergie des photons incidents est grande plus la région de recouvrement électronique sera importante

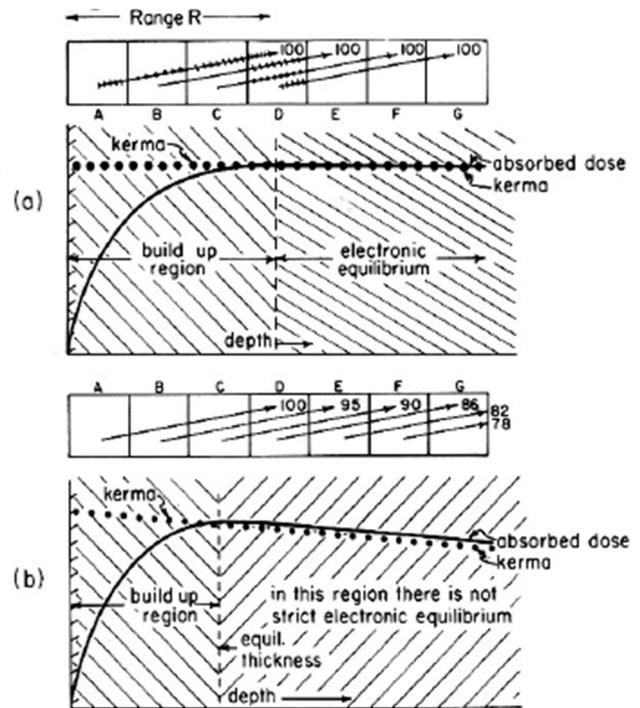


Figure 1.6 : Relation entre la dose absorbée et le Kerma

Dans le cas où le vrai équilibre électronique existe à la profondeur de la dose maximale dans le milieu,

la relation entre la dose absorbée  $D$  et le Kerma total  $K$  est donnée par :

$$D = K_{col} = K(1 - \bar{g}) \quad (1.27)$$

Où  $g$  est la fraction de l'énergie perdue en radiation de freinage, qui dépend de l'énergie cinétique de l'électron; et aussi avec le numéro atomique effectif  $Z$  de la matière.

**d. Relation entre le KERMA et la fluence énergétique**

Puisque le KERMA n'est pas directement mesurable, nous allons tenter de l'estimer en raisonnant sur une portion du faisceau qui se comportera de façon idéale. Nous allons donc faire l'hypothèse d'un faisceau monoénergétique unidirectionnel qui traverse perpendiculairement une surface  $dS$  dans un matériau de coefficient d'absorption massique  $\mu_a$  et de masse volumique  $\rho$ .

Si  $W_i$  est l'énergie incidente des photons pendant le temps  $T$ , l'énergie transférée est :

$$dW_t = W_i \cdot \mu_a \cdot dx \quad (\text{formule de l'atténuation}) \quad (1.28)$$

$$K = \frac{dW_t}{dm} = \frac{W_i \cdot \mu_a \cdot dx}{\rho \cdot dS \cdot dx} = \frac{\mu_a}{\rho} \cdot \frac{W_i}{dS} \quad (1.29)$$

Par définition,  $W_i/dS$  est la fluence énergétique du faisceau, donc

$$K = \frac{\mu_a}{\rho} \cdot F \quad (1.30)$$

Cette relation peut s'étendre au cas où des faisceaux de directions différentes traversent l'élément de matière. Elle lie une grandeur propre à l'énergie transférée à la matière ( $K$ ) et l'énergie ( $F$ ) transporté par le faisceau, indépendamment de la matière, par un coefficient caractéristique de cette matière.[3]

**En biologie**, seule la notion de dose absorbée a un intérêt mais sa mesure est délicate et imprécise. Le KERMA fournit une approche dès lors qu'on a su le mesurer dans un milieu de référence. On aura alors :

$$K = K_0 \cdot \frac{\mu_a / \rho}{\left(\mu_a / \rho\right)_0} \quad (\text{I.31})$$

La fluence énergétique est l'énergie totale portée par le faisceau en lui-même. Elle est donc indépendante du milieu et se simplifie.

### e. L'exposition (X)

C'est le rapport de la valeur absolue de la charge totale des ions (un signe) produits dans une petite masse d'air. Ces ions proviennent lors du passage des électrons et positrons libérés ou créés par des photons et complètement arrêtés dans la petite masse d'air. L'exposition est une mesure du potentiel d'ionisation pour l'air de la radiation photonique.

$$X = \frac{dQ}{dm_{air}} \quad (\text{I.32})$$

Unité: C/kg (1 R =  $2.58 \times 10^{-4}$  C/kg R: Röntgen)

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

$$W_{air} = \frac{E}{N} \quad (\text{I.33})$$

### f. Relation KERMA exposition

L'énergie déposée par unité de masse correspond à un nombre d'ionisations créées dans l'air mesurable par un électroscope. C'est l'exposition du faisceau. L'unité est le coulomb par kilogramme (1 Bragg) (ou en CGS le Röntgen soit 1 u. charge CGS/cm<sup>3</sup> d'air).

1 Röntgen création de  $1,6 \cdot 10^{12}$  paires d'ions

Soit  $2,56 \cdot 10^{-4}$  Cb/kg =  $(1,6 \cdot 10^{12} \times 10^3 \times 96500) / 6,02 \cdot 10^{23}$

Or, la création d'une paire d'ions requiert environ 34 eV dans l'air (soit  $5,44 \cdot 10^{-18}$  J), donc une exposition de 1 Röntgen correspond à un KERMA de :  $1,6 \cdot 10^{12} \times 5,44 \cdot 10^{-18} \times 10^3$  Gray.

Soit un coefficient  $f = 87 \cdot 10^{-4}$  Gray/R = 0,87 rad/R dans l'air dans la formule de l'énergie transférée :

$$K_A = f \cdot X_A \quad (\text{I.34})$$

$K_A$  en Gray et  $X_A$  en Röntgen

Donc, dans le cas d'un matériau quelconque M parcouru par un faisceau de photons, il sera nécessaire de mesurer les ionisations créées par le même faisceau dans l'air, donc l'exposition.

Ensuite, le KERMA sera mesuré par[6] :

$$K_M = X_A \cdot f \cdot \frac{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_M}{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_A} \quad (\text{I.35})$$

et si l'on admet l'équilibre électronique, on aura :  $DM = KM$

Pour un matériau donné, on voit apparaître une constante

$$h = f \cdot \frac{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_M}{\left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)_A} \quad (\text{I.36})$$

qui ne dépend que de l'énergie des photons, qui s'exprime en Gray/Röntgen.

En outre, le facteur temps va intervenir dans la façon de délivrer la dose.

### g. Débit de dose absorbée. Débit d'exposition

Le débit de dose absorbée est la fraction de dose absorbée par unité de temps.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad \text{en Gy/h (ou Rad/h)} \quad (\text{I.37})$$

Le débit d'exposition est la fraction d'exposition par unité de temps.

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad \text{en R/h} \quad (\text{I.38})$$

### I.5.2. Principe de Bragg Gray :

Au cours d'une irradiation d'un milieu  $m$  avec un faisceau de particules chargés ayant une énergie moyenne  $W$  nécessaire pour créer une paire d'ion, un courant  $J$  va être créé, et la dose absorbée dans ce milieu sera alors définie comme suit:

$$D = \frac{JW}{m} \quad (\text{I.39})$$

En fait,  $w$  ne peut être connu et  $J$  mesuré facilement que dans des gaz. Pour déterminer la dose absorbée dans un milieu solide, il est cependant possible de se rattacher à une mesure dans un gaz, grâce au principe de Bragg Gray. Ce principe est très ancien puisqu'il a été évoqué pour la première fois par Bragg en 1910, puis repris par Gray en 1928 et 1936. Ce principe peut s'énoncer de la façon suivante:

Soit un milieu  $m_1$  dans lequel se trouve une cavité d'air  $a$  (figure I.7):

Si on suppose que les conditions suivantes, appelée conditions de Bragg Gray sont réunies :

- L'atténuation du faisceau est négligeable dans la cavité.
- La présence de la cavité ne perturbe pas le flux des particules secondaires.

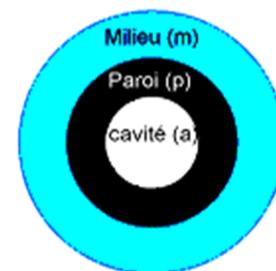


Figure. I.7. Illustration du principe de Bragg-Gray

Alors la dose absorbée dans le milieu  $m_1$  est reliée à la dose absorbée dans la cavité par la relation suivante :

$$D = J_G \cdot S_{p,a} \cdot W \tag{I.40}$$

Dans cette relation :

$J_G$  : est le nombre de paires d'ions formées par unité de masse du gaz de la cavité.

$W$  : est l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire d'ions.

$D$  : est la dose absorbée.

$S_{p,a}$  est le rapport des pouvoirs d'arrêt massiques pour les électrons secondaires dans le milieu et dans le gaz constituant la cavité.

La formule de Bragg Gray va nous permettre de mesurer la dose absorbée dans le milieu  $m$ , à l'aide d'une cavité d'air (figure I.8). Les appareils permettant ce type de mesure sont appelés "chambres d'ionisation".

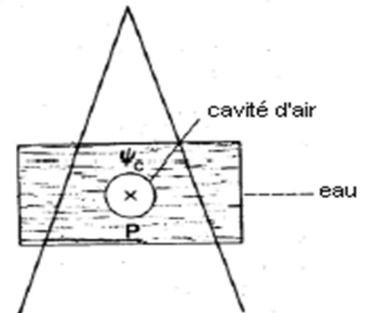


Figure I.8. Détermination de la dose dans l'eau à l'aide d'une cavité

- la dose dans une petite cavité d'air dans de l'eau est relié à la dose dans l'eau par :

$$D_{eau} = D_{air} \cdot \frac{\left(\frac{L_{\Delta}}{\rho}\right)_{eau}}{\left(\frac{L_{\Delta}}{\rho}\right)_{air}} \tag{I.41}$$

Théorie de Bragg Gray et Spencer-Attix

- pour un faisceau de photons, pour passer d'un milieu à l'autre:

$$D_{milieu} = D_{eau} \cdot \frac{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{milieu}}{\left(\frac{\mu_{ab}}{\rho}\right)_{eau}} \tag{I.42}$$

- pour un faisceau d'électrons, pour passer d'un milieu à l'autre:

$$D_{milieu} = D_{eau} \cdot \frac{\left(\frac{S}{\rho}\right)_{milieu}}{\left(\frac{S}{\rho}\right)_{eau}} \tag{I.43}$$

### I.5.3. Distribution spatiale de la dose en radiothérapie externe.

Le but de la radiothérapie externe est d'utiliser les rayonnements ionisants afin de traiter une lésion (tumorale) sans avoir nécessairement recours à la chirurgie. Les paramètres permettant de calculer l'énergie absorbée viennent d'être vus mais, dans la réalité, le faisceau se modifie au cours de sa progression dans la matière ; il est donc nécessaire de déterminer la dose déposée en surface par rapport à celle déposée en profondeur en fonction du volume utile pour l'irradiation.

Il faudra donc évaluer :

- le rendement de dépôt d'énergie selon l'axe du faisceau
- le rendement de dépôt d'énergie dans un plan passant par l'axe du faisceau afin d'apprécier sa diffusion

- le rendement en volume qui découle du précédent par symétrie de révolution.

Fort de ces connaissances, il conviendra d'optimiser le rendement en profondeur pour traiter la tumeur plutôt que les tissus sains autour[8][9].

### I.5.3.1. Rendement en profondeur

Il s'agit du rapport de la dose en un point à une profondeur  $x$  à celle prise comme référence en un point A. Ce point de référence sera pris là où la dose absorbée est maximum sur le trajet : en surface par des rayonnements  $< 1$  MeV, en profondeur pour des énergies élevées.

Ce rendement peut varier en raison de facteurs géométriques :

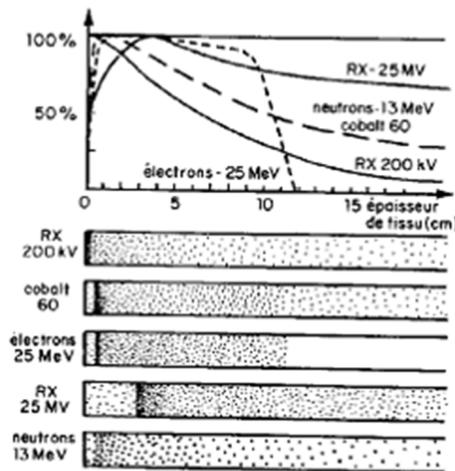


Figure. 1.9. Courbes de transmission de la dose en profondeur et ionisations correspondantes

- si le faisceau est divergent, l'irradiation varie comme  $1/d^2$ , il sera intéressant dans le cas des tumeurs superficielles en plaçant la source près de la peau,
- si le faisceau est parallèle, par collimation, on pourra irradier les tumeurs profondes en plaçant la source à grande distance de la peau.

D'après ce que nous savons dans le cadre des interactions, le rendement en profondeur va surtout varier avec la nature des rayonnements.

On constate que :

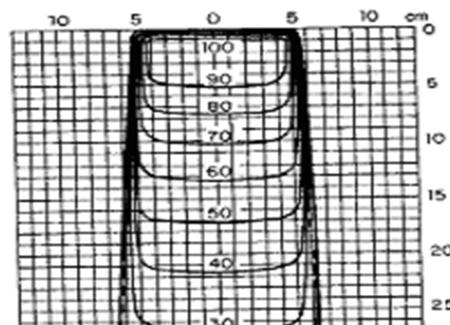
- les X de faible énergie sont très atténués dès les premiers centimètres,
- lorsque l'énergie de l'onde électromagnétique  $X$  ou  $\gamma$  augmente, les tissus superficiels sont de moins en moins exposés au maximum d'énergie et une dose élevée peut être délivrée à des profondeurs importantes,
- les e<sup>-</sup> déposent leur énergie à proximité de la peau, avec un rendement sensiblement constant jusqu'à épuisement de l'énergie.

**I.5.3.2. Rendement autour de l'axe du faisceau :**

**- Les isodoses**

Une courbe isodoses est, dans un plan passant par l'axe du faisceau, le lieu des points recevant la même dose d'irradiation dans des conditions fixées d'irradiation (Figure I.10).

Les isodoses s'éloignent de plus en plus de la trajectoire théorique quand on progresse dans la profondeur du tissu mais s'en écartent de moins en moins au fur et à mesure que l'énergie augmente.



**Figure I.10. Courbes isodoses (profils) d'un faisceau de photons d'énergie 9 MV, champ 10x 10 cm<sup>2</sup> et DSP 100 cm**  
 d'un faisceau de photons d'énergie de 9 MeV, champ 10 x 10 cm<sup>2</sup> et DSP de 100 cm

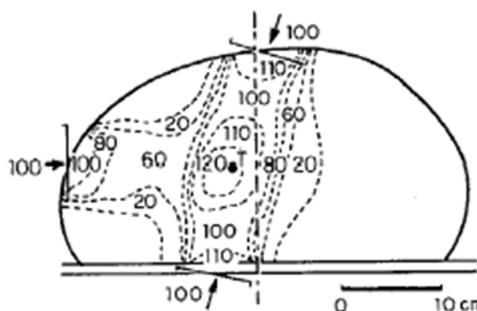
Ce qui vient d'être dit dans un plan, est valide dans tous les plans qui tournent autour de l'axe de symétrie. Donc l'ensemble des courbes isodoses va envelopper une surface isodoses qui sera le lieu géométrique de tous les points qui ont le même rendement en profondeur. Le volume à irradier sera donc inclus dans les courbes isodoses qui détermineront le calcul des doses à délivrer aux tissus.

**I.5.3.3. Optimisation du rendement en profondeur**

Les courbes de rendement en profondeur montrent la difficulté d'adapter la dosimétrie à la région tumorale. Si la tumeur est profonde, il faudrait faire appel à des valeurs d'énergie difficiles à utiliser (problèmes de production et de protection). Si la tumeur est volumineuse, le rendement change selon les points considérés et rend le traitement inhomogène.

Il faut donc trouver une stratégie de traitement qui permette d'augmenter la dose dans la tumeur sans augmenter la dose dans les tissus sains : la technique consiste à utiliser plusieurs trajectoires. De cette façon, les tissus sains traversés ne sont jamais les mêmes et les doses partielles à la tumeur s'accumulent.

Par exemple, dans le cas d'une irradiation avec du Cobalt-60 avec 3 portes d'entrée, la dose à la tumeur est 1,2 fois celle des doses d'entrée individuelles : La limite essentielle de la dosimétrie à la tumeur est donc celle des tissus sains alentour.[7]



**Figure I.11. Distribution de dose dans un traitement avec différentes irradiations.**

**I.5.3.4. Notion de dose équivalente**

Tous les tissus ne sont pas également sensibles à une radiation donnée. Pour obtenir des grandeurs comparables d'une irradiation à l'autre ou d'un tissu à l'autre, il est donc nécessaire de pondérer les grandeurs exposées plus haut, par exemple la dose délivrée à un tissu, par un facteur tenant compte de cet effet.

On parle de **dose équivalente** délivrée à un organe soit :

$$H_t = w_t \cdot D_t \tag{I.44}$$

Où t réfère à un tissu donné,

$w$  est un nombre sans dimension tenant compte du rayonnement et de la sensibilité du tissu et tel que  $\sum_t w_t = 1$  et  $D$  est la dose absorbée par le tissu.

En théorie  $H$  devrait être exprimé en Gray, mais on préférera utiliser une unité intitulée autrement pour tenir compte de la notion d' "efficacité" vis à vis d'un tissu donné : on parlera de **Sievert**.

Donc  $1 \text{ Sv} = 1 \text{ Gy}$  si  $w = 1$ . L'ancienne unité était le Rem et on a l'équivalence  $1 \text{ Sv} = 100 \text{ Rem}$   
Pour l'ensemble de l'organisme, on parlera de **Dose efficace E** :

$$E = \sum_t w_t \cdot D_t \quad (\text{I.45})$$

C'est donc la grandeur que l'on prendra en compte pour avoir une information synthétique au niveau d'un individu donné. Dans un certain nombre de cas, on pourra considérer la dose équivalente au tissu le plus sensible.[10]

## I.6. BUT DU TRAITEMENT EN RADIOTHERAPIE :

Les traitements en radiothérapie ont pour but d'endommager la cellule tumorale dans le but de l'empêcher de se reproduire. L'étude des effets de la radiation sur les cellules s'appelle la radiobiologie. La radiobiologie tente de déterminer quel est le meilleur régime de traitement pour obtenir les effets désirés soit l'élimination des cellules tumorales et la protection des cellules saines entourant la tumeur.

Les caractéristiques d'un régime de traitement sont

### 1) Type de radiation

- Photon (60kV à 25 MV), électron (4-22 MeV)
- Neutron, proton,  $\beta^+$ ,  $\beta^-$ ...

### 2) La dose totale prescrite

- type de tumeur
- tolérance des tissus
- taille du volume a traité
- type de radiation

Les photons sont classés comme radiation indirectement ionisante. Lors de leurs interactions avec le tissu, des électrons de haute énergie sont produits et vont causer les dommages biologiques.

Les électrons sont classés comme radiation directement ionisante. Les électrons de hautes énergies endommagent l'ADN (acide désoxyribonucléique) de la cellule. Ils l'endommagent directement (30%) ou indirectement (70%) en interagissant avec l'eau et en créant des radicaux libres qui vont eux endommager l'ADN (Voir Figure I.12).

Les photons peuvent être les rayons X produits par des appareils tels l'orthovoltage (60-300 kV), les accélérateurs linéaires (4-25 MV). Les photons peuvent aussi provenir de la désintégration d'isotope radioactif (rayons  $\gamma$ ) tels que le cobalt 60, le césium 137, l'iridium 192, le palladium 103, l'iode 125, ...

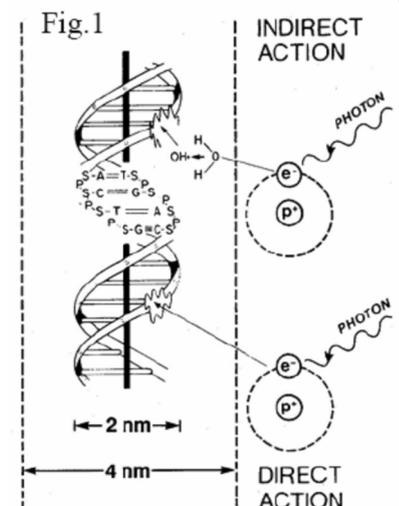


Figure I.12. Effets des rayonnements ionisants sur l'ADN.

Les électrons peuvent être produits par les accélérateurs linéaires (4-22 MeV). Ils peuvent aussi provenir de la désintégration d'isotope radioactif (rayons  $\beta$ ) tels que l'iode 132...

*Photon incident*  $\rightarrow$  électrons de haute énergie ( $10^{-15}$  s)  $\rightarrow$  ion radical ( $10^{-10}$  s)  
*Radical libre ( $10^{-5}$  s)*  $\rightarrow$  changement chimique (ADN)  $\rightarrow$  effet biologique (heure-année)

Dans le cadre de notre travail, nous intéresserons qu'aux faisceaux de photons et d'électrons de hautes énergies utilisés en radiothérapie externe.

## I.7. EFFETS BIOLOGIQUES DES PHOTONS SUR L'ORGANISME

Les effets des rayonnements sur les tissus humains sont le résultat d'une chaîne de phénomènes tout d'abord physiques (interactions entre les photons et les atomes ou les molécules des cellules du tissu) puis physico-chimiques pour aboutir à des dommages biologiques cellulaires tels que l'aberration chromosomique, l'altération de fonction, ou la mort cellulaire.

Les effets biologiques des radiations résultent principalement des dommages causés sur l'ADN (acide d'oxyribonucléique), laquelle est la cible la plus critique dans la cellule. Lorsqu'un rayonnement ionisant est directement absorbé par la cellule, les effets peuvent se présenter sous l'un des deux schémas : direct ou indirect.

### Effet direct :

Dans l'effet direct, le rayonnement interagit directement avec une cible critique dans la cellule : molécule ou structure intra-cellulaire de faibles dimensions (gènes, chromosomes, etc.). Les atomes de ces structures ou de ces molécules critiques peuvent s'ioniser ou être excités à partir d'une interaction coulombienne, conduisant à une chaîne d'événements physiques et chimiques qui aboutissent à un dommage biologique.

### Effet indirect :

Dans l'effet indirect, le rayonnement interagit avec d'autres molécules et atomes (principalement l'eau, compte tenu de la richesse en eau des organismes vivants environ 80%) de la cellule pour produire des radicaux libres, lesquels peuvent en diffusant créer des dommages sur les cibles critiques à l'intérieur de la cellule.

L'interaction du rayonnement avec les électrons des molécules d'eau produit les radicaux libres  $H^\circ$  et  $OH^\circ$ , chimiquement très actifs. Ceux-ci peuvent causer des dommages aux structures critiques de la cellule notamment sur l'ADN par l'altération des bases comme la thymine qui peut être hydroxylée par le radical  $OH^\circ$ .

Dans le cas particuliers des faisceaux de photons, les deux tiers des dommages biologiques sont produits par effets indirects. Lesquels peuvent se décliner en quatre étapes [11]:

- **Première étape** : le photon primaire interagit avec un atome de la cellule (par effet photo-électrique, effet Compton, matérialisation 1.2.3) et produit un électron secondaire de haute énergie.
- **Deuxième étape** : l'électron de haute énergie mis en mouvement à travers le tissu produit des radicaux libres dans l'eau.
- **Troisième étape** : les radicaux libres formés altèrent les bases puriques (adénine,

guanine) ou pyrimidique (cytosine, thymine) de l'ADN.

- **Quatrième étape** : l'altération des bases de l'ADN entraîne des dommages biologiques.

CHAPITRE II  
THEORIE DE LA DOSIMETRIE

## CHAPITRE II

### THEORIE DE LA DOSIMETRIE

#### II.1. INTRODUCTION

L'évaluation précise d'une dose de rayonnement ionisant est effectuée en appliquant l'un des protocoles dosimétriques existant TG 21 (AAPM, 1983), TRS 277 (AIEA, 1987, 1997), TRS 398 (AIEA, 2000), TG 51 (AAPM, 2000). Tous ces protocoles sont basés sur le calcul de la dose à travers l'utilisation d'une chambre d'ionisation cylindrique ou plate, et mettent en œuvre des formalismes plus ou moins complexes.

Toutefois, l'évaluation de la dose absorbée ne peut être effectuée à l'aide d'une chambre non étalonnée. En effet, les unités de lecture enregistrées sur un électromètre relié à une chambre sont souvent exprimées en terme de grandeurs physiques connues (exposition, kerma, dose absorbée, courant, charge, tension,...). Afin d'établir une relation précise entre la lecture enregistrée sur l'appareil et la valeur de la grandeur réelle recherchée, il y a lieu de tenir compte, d'une part du facteur d'étalonnage et d'autre part d'un certain nombre de facteurs correctifs qui tiennent compte des paramètres physiques de la chambre, des paramètres dosimétriques du faisceau, du milieu de mesure etc.....

Le facteur d'étalonnage est déterminé auprès d'un laboratoire de référence et les facteurs correctifs sont déterminés expérimentalement ou publiés en littérature.

#### II.2. CLASSIFICATION DES INSTRUMENTS DE MESURES :

Les instruments de mesures utilisés dans les laboratoires de dosimétrie peuvent être classés comme suit :

##### **Les standards :**

Un standard est un instrument de mesure destiné à définir, à représenter physiquement, à conserver ou à reproduire l'unité d'une quantité (son multiple ou sous multiple) dans le but de la transmettre à d'autres instruments par comparaison.

##### **Les standards primaires :**

Ce sont des instruments de haute qualité métrologique, mis en œuvre dans un laboratoire primaire. Il sont utilisés pour la détermination d'une quantité à partir de sa définition (calorimètre, chambre absolues ;...). La précision des standards primaires est vérifiée avec les autres standards appartenant à la chaîne internationale de mesure.

##### **Les standards secondaires :**

Ce sont les instruments étalonnés par comparaison avec un standard primaire, aussi bien directement ou indirectement à l'aide d'instruments de routine. Ces instruments sont utilisés dans les laboratoires secondaires.

## Les standards tertiaires :

Ce sont des instruments étalonnés directement avec un standard secondaire. Ils sont mis en œuvre au niveau des utilisateurs (hôpital, industrie, ...).

### II.3. CHAINE DE MESURE INTERNATIONALE :

Les besoins en matière d'étalonnage des instruments destinés à la mesure des rayonnements ionisants ont conduit le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), à mettre en place des Laboratoires Primaires des Etalons en Dosimétrie LPED (PSDL: Primary Standard Dosimetry Laboratories). Ces laboratoires ont pour mission de développer, de maintenir et de transférer aux différents utilisateurs, des références primaires pour la dosimétrie. Ils disposent pour cela d'instruments absolus (Calorimètres en graphite et à eau, chambre absolues, dosimètres de Fricke,...etc.). Ces laboratoires, répartis dans les pays développés (BMN/LNHB en France, NPL en Angleterre, NRC au Canada, NBS au USA,...) ne peuvent pas répondre à tout les besoins en matière d'étalonnage dans le monde. A cet effet, l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (AIEA) en collaboration avec l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS), a mis en place un réseau international de Laboratoires Secondaires des Etalons en Dosimétrie LSED (SSDL : Secondary Standard Dosimetry Laboratories) . Ces laboratoires, en nombre plus important, constituent un intermédiaire entre les laboratoires Primaires et les utilisateurs (centres de radiothérapie) [7].

La figure 3.1 illustre le schéma de la chaîne internationale de mesure en dosimétrie :

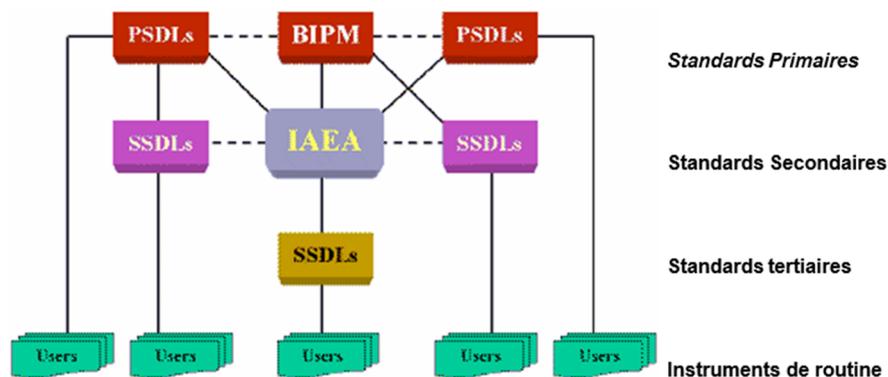


Figure II.1.

Chaîne internationale de mesure

### II.4. PROPRIETES DOSIMETRIQUES DES FAISCEAUX DE PHOTONS UTILISEES EN RADIOTHERAPIE :

La planification dosimétrique d'un traitement de radiothérapie et son exécution nécessitent au préalable la parfaite connaissance des propriétés dosimétriques du faisceau d'irradiation. Il convient alors de caractériser le faisceau de photons par la mesure de la distribution de la dose dans le milieu irradié.

Les paragraphes suivants vont traiter successivement la caractérisation d'un faisceau de photons, la mesure de la dose et la distribution de la dose dans un milieu irradié par un faisceau de photons.

En radiothérapie il est d'usage, pour caractériser un faisceau de photons, de spécifier son énergie nominale exprimée en Mega volt (MV) et son indice de qualité I (ou Q). Ce dernier est défini par le rapport des ionisations mesurées respectivement à 20 cm et 10cm de profondeur dans un milieu pour un champ d'irradiation de 10 cm x 10 cm à la distance du détecteur et pour une distance détecteur-source constante. En pratique, l'indice I est égal au rapport des doses absorbées dans l'eau à 20 cm et 10 cm respectivement.

L'indice de qualité I est toujours inférieur à 1 et tend vers 1 quand l'énergie du faisceau augmente. Cet indice permet de contrôler la stabilité de l'énergie du faisceau de photons en vérifiant la constance de sa valeur au cours du temps.

Dans un milieu, les faisceaux de photons sont caractérisés par leur distribution de dose dans ce milieu. La distribution de dose quant à elle est conditionnée par plusieurs paramètres tels que l'énergie des photons et la taille du champ d'irradiation. Dans cette partie nous détaillerons la distribution de la dose dans un milieu irradié par un faisceau de photons. Mais, il convient au préalable de rappeler comment s'effectue en pratique la mesure de la dose.

## **II.5. PROTOCOLE DOSIMETRIQUE BASE SUR LA DOSE ABSORBEE (TRS398)**

### **II.5.1. Introduction**

Durant les deux dernières décennies, l'AIEA et plusieurs organisations nationales comme l'AAPM (American Association of the Physicists in Medicine) et la JARP (Japanese Association of Radiological Physics), ont publié des protocoles dosimétriques pour la calibration des faisceaux d'électrons et de photons de haute énergie, les plus connus sont ceux de l'AIEA (le TRS277), et de l'AAPM (le TG21) . Ces protocoles sont basés sur l'étalonnage des chambres d'ionisation en terme de Kerma dans l'air dans un faisceau de Cobalt 60. La dose absorbée dans l'eau est déterminée en utilisant le facteur d'étalonnage  $N_{D,air}$ , et un certain nombre de facteurs. Par la suite, de nouveaux protocoles dosimétriques ont été publiés. Ces protocoles sont basés sur l'utilisation d'une chambre d'ionisation étalonnée en terme de dose absorbée dans l'eau. Les plus utilisés à l'échelle mondiale sont le protocole de l'AIEA (le TRS398) , le protocole de l'AAPM (le TG51)

Ces nouveaux protocoles ont établi des références métrologiques pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau, tout en apportant des formalismes beaucoup plus simples qui offrent l'avantage de diminuer l'incertitude sur la dose absorbée. Cette incertitude est plus faible, du moins, que celle obtenue avec les anciens protocoles. De plus, ils permettent d'englober d'une manière systématique les différentes approches mondiales pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau en dehors des conditions de références. En effet, au cours de ces dernières années, la majorité des laboratoires d'étalonnage de par le monde ont adopté ces nouveaux protocoles pour les nombreux avantages qu'ils apportent. Car, rappelons-le, le but recherché consiste à établir, le plus simplement possible, la relation permettant d'obtenir la dose absorbée à partir d'une lecture de courant.[7][14]

### **II.5.2. Détermination de la dose absorbée dans l'eau**

La détermination de la dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence  $Z_{réf}$  dans un faisceau de référence de qualité  $Q_0$  est déterminée en utilisant une chambre étalonnée en termes

de dose absorbée dans l'eau, placée dans un fantôme d'eau dans les conditions dite de références (Figure II.2.) :

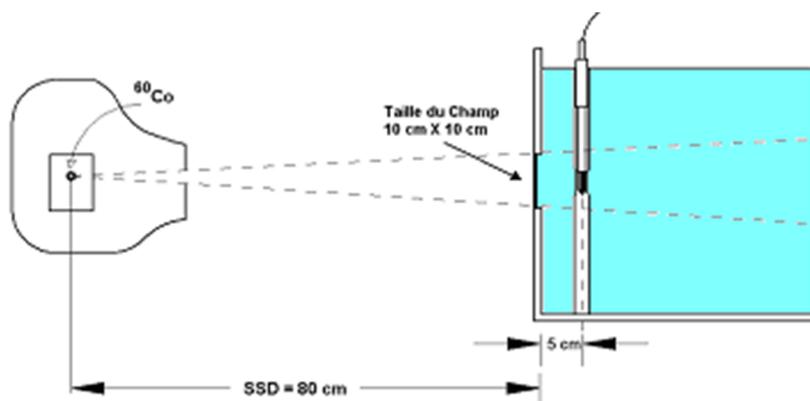


Figure II.2. Géométrie utilisée pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau

Le formalisme de calcul de la dose est donné par :

$$D_{W,Q_0} = M_{Q_0} N_{D,W,Q_0} \quad (\text{II.1.})$$

Dans laquelle  $M_{Q_0}$  représente la réponse de la chaîne de mesure (chambre d'ionisation et électromètre associé) corrigée des grandeurs d'influence (température, pression, polarité, recombinaison...) dans les conditions de références et  $N_{D,W,Q_0}$  est le coefficient d'étalonnage de la chambre d'ionisation donné par un laboratoire standard.

Dans le cas d'un faisceau de qualité  $Q$ , il est possible de déduire le coefficient d'étalonnage  $N_{D,W,Q}$  à partir de  $N_{D,W,Q_0}$ , et cela en appliquant une correction sous forme d'un facteur appelé "facteur de qualité"  $k_{Q,Q_0}$ . Ce dernier tient compte des différences entre les qualités du faisceau de l'utilisateur ( $Q$ ) et celui de l'étalonnage ( $Q_0$ ), on aura alors la relation suivante :

$$D_{W,Q} = M_Q N_{D,W,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad (\text{II.2.})$$

Le facteur de correction de la qualité du faisceau  $k_{Q,Q_0}$  est défini comme un rapport des coefficients d'étalonnage en terme de dose absorbée dans les deux faisceaux de qualités  $Q$  et  $Q_0$  de la chambre d'ionisation utilisée :

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_{D,W,Q}}{N_{D,W,Q_0}} = \frac{D_{W,Q} / M_Q}{D_{W,Q_0} / M_{Q_0}} \quad (\text{II.3.})$$

Le faisceau de référence de qualité  $Q_0$  le plus utilisé dans les laboratoires d'étalonnage est celui des photons  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ . Dans ce cas, le symbole  $k_Q$  est utilisé au lieu de  $k_{Q,Q_0}$  et Le coefficient d'étalonnage  $N_{D,W,Q_0}$  devient  $N_{D,W}$ . Les équations II.1. et II.2. deviennent alors :

$$D_w = M \cdot N_{D,W} \quad (\text{II.4.})$$

$$D_{W,Q} = M_Q \cdot N_{D,W} \cdot k_Q \quad (\text{II.5.})$$

### II.5.3. Effet de température et de pression

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 et celle pour laquelle le facteur de calibration s'applique. Le facteur  $k_{TP}$  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 :

$$k_{TP} = \frac{273.15 + T}{293.15} \times \frac{760}{P} \quad (\text{II.6.})$$

Où  $T$  et  $P$  représentent la température et la pression régnant à l'intérieur de la cavité de la chambre d'ionisation.

Pour des raisons techniques, la température  $T$  de l'air dans la chambre sera celle de l'eau du fantôme quand l'équilibre sera établi. Le point où la température est mesurée doit être le plus près possible du volume de la cavité. Le fantôme doit être proche de l'équilibre thermique avec son environnement afin d'éviter les dérives thermiques. Il est recommandé de remuer l'eau du fantôme avant de commencer les mesures, afin d'obtenir une répartition homogène de la température. Le thermomètre et le baromètre utilisés pour ces mesures doivent être traçables aux étalons nationaux.[7]

### II.5.4. Effet de la polarité

L'effet de polarité se traduit par une différence entre les valeurs absolues des courants d'ionisation mesurés, dans les mêmes conditions d'irradiation mais à des polarités différentes. L'effet de polarité est considéré comme étant négligeable pour des chambres d'ionisation cylindriques dans le cas d'utilisation des faisceaux de  $^{60}\text{Co}$ . Pour tenir compte de l'effet de polarité, on introduit dans les mesures de dose le facteur  $k_{pol}$ , qui s'exprime par l'équation :

$$k_{pol} = \frac{|Q^+| + |Q^-|}{2 \cdot |Q|} \quad (\text{II.7.})$$

Où  $|Q^+|$  et  $|Q^-|$  représentent les valeurs absolues des mesures de charge faites en polarité positive et négative respectivement, tandis que  $|Q|$  est la valeur absolue de la charge mesurée avec la polarité utilisée lors de l'étalonnage.[9]

### II.5.5. Effet de recombinaison

L'efficacité incomplète de collection des charges dans le volume de la cavité, due à la recombinaison ionique, implique l'utilisation d'un facteur de correction  $k_{rec}$ . Cette correction dépend de la géométrie de la chambre d'ionisation, de la tension appliquée à la chambre et du débit de dose ou de la dose par impulsion de l'accélérateur. Dans le cas d'un rayonnement pulsé, en particulier pour des faisceaux à balayage, le facteur de correction liée à la recombinaison peut être relativement important. Par contre, pour le rayonnement continu (comme le cas d'un faisceau de  $^{60}\text{Co}$ ) l'effet est en général minime. En général, pour déterminer le facteur de recombinaison on utilise la méthode dite des "2 Voltages", dont le principe se résume par la formule

$$k_{rec} = \frac{\frac{Q_1}{Q_2} - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2}{1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2} \quad (\text{II.8.})$$

Où  $Q_1$  et  $Q_2$  représentent les charges collectées (ou les courants) pour deux tensions  $V_1$  et  $V_2$  et pour les mêmes conditions d'irradiation, tel que  $V_1/V_2 \geq 2$

### II.5.6. Spécification de la qualité des faisceaux

La détermination de la dose absorbée, dans un milieu donné, dépend de l'énergie du faisceau de photons ou d'électrons utilisés. De plus, les méthodes d'étalonnage des dosimètres font appel à l'utilisation de valeurs numériques de certaines grandeurs, telles que les pouvoirs de ralentissement des électrons et les coefficients d'absorption en énergie des photons, ...etc qui dépendent de l'énergie des rayonnements au point où est effectuée la mesure. Afin de permettre et de faciliter les comparaisons entre traitements effectués à des moments différents dans des hôpitaux ou entre simples utilisateurs dans les laboratoires d'étalonnage, il est nécessaire de spécifier les paramètres caractéristiques du faisceau de façon simple et non ambiguë.

Les faisceaux RX issus des accélérateurs linéaires ont depuis longtemps été caractérisés en terme de Potentiel Nominal d'Accélération (PNA) en MV, qui n'est, en fait que l'énergie d'accélération des électrons destinés à créer les photons lors de leur ralentissement par une cible spéciale. Les faisceaux RX générés dépendent beaucoup des caractéristiques de la cible, et des matériaux rencontrés sur leurs chemins (cône égalisateur, filtres, etc...). De ce fait, deux faisceaux possédant le même PNA peuvent avoir des caractéristiques dosimétriques différents.

Pour cette raison, les différents auteurs et protocoles publiés s'accordent sur le choix d'une grandeur liée à l'atténuation du faisceau dans l'eau dans les conditions de références pour les faisceaux de photons de haute énergie issus d'accélérateurs linéaires. Cette grandeur, appelée indice de qualité, est caractérisée par le rapport tissu fantôme  $TPR_{20,10}$  (Tissue Phantom Ratio), c'est le rapport des doses absorbées dans les profondeurs de 20 et 10 g/cm<sup>2</sup> dans un fantôme d'eau, obtenu avec une distance source détecteur de 100 cm et une taille de champ de 10 cm x 10 cm au niveau du plan de la chambre.

La caractéristique la plus importante de l'indice de qualité du faisceau  $TPR_{20,10}$  est son indépendance de la contamination des électrons au faisceau incident. Il est aussi une mesure du coefficient d'atténuation effective décrivant approximativement la décroissance exponentielle de la courbe de rendement en profondeur autour de la profondeur de la dose maximum (Andreo et al, 1986).[13]

#### II.5.6.1. Détermination de l'indice de qualité $TPR_{20,10}$

La détermination expérimentale de l'indice de qualité  $TPR_{20,10}$ , consiste à mesurer l'ionisation produite par le rayonnement à 10 cm et à 20 cm dans l'eau, (Figure II.2), en gardant constante la Distance Source Détecteur (DSD = 100 cm) avec la taille de champ de 10 cm x 10

cm au plan de la chambre. En pratique, on utilise un faisceau vertical et on effectue deux séries de mesures :

La première série : avec la chambre à 10 cm de profondeur.

La deuxième série : en surélevant le fantôme de 10 cm et en déplaçant la chambre à 20 cm de profondeur.

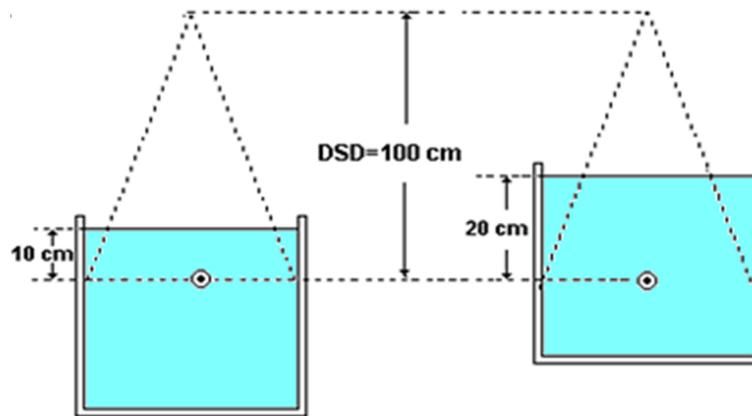


Figure II.3. Détermination de l'indice de qualité  $TPR_{20,10}$  : Méthode Direct

En pratique, il est difficile de garder la distance source détecteur constante quand on change de profondeur, et il n'est pas toujours facile de régler la taille de champ à 10 cm x 10 cm au plan du centre de la chambre. Pour éviter ces problèmes, il existe une autre méthode plus facile pour déterminer l'indice de qualité. Cette dernière, schématisée par la figure II.3, consiste à déterminer les doses absorbées aux deux profondeurs 10 et 20 cm en gardant cette fois ci, la DSS (Distance Source surface) constante et la taille de champ 10 cm x 10 cm à la surface du fantôme.

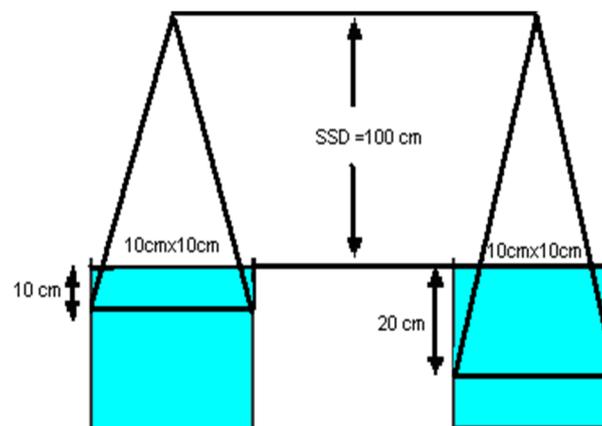


Figure II.4. Détermination de l'indice de qualité : Méthode indirecte ( $D_{20}/D_{10}$ ).

La seconde méthode ne mesure pas directement  $TPR_{20,10}$  mais le rapport  $D_{20}/D_{10}$ . Une correspondance entre ce rapport et le  $TPR_{20,10}$  est publiée sous forme de tableau dans le TRS398. A partir de ce tableau, on tire le graphe schématisé sur la figure II.4.

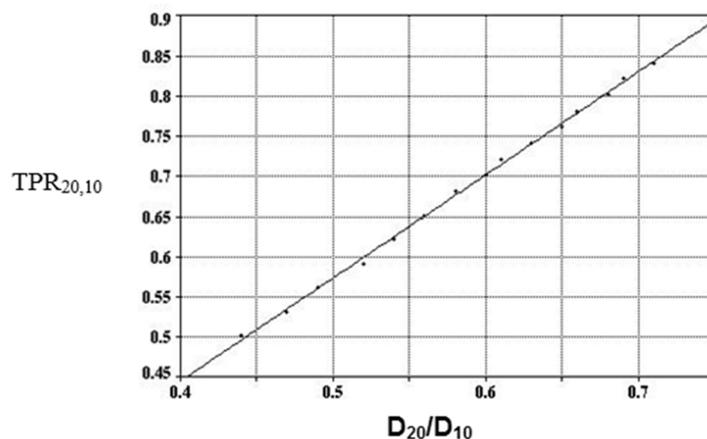


Figure II.5.  $TPR_{20,10}$  en fonction de  $D_{20}/D_{10}$ .

La droite de la figure II.5. a été modélisée par une équation de la forme :

$$TPR_{20,10} = 1.2661 PDD_{20,10} - 0.0595 \quad (\text{II.9.})$$

Où  $PDD_{20,10}$  est le rapport des rendements en profondeurs à 20 et 10 cm pour une taille de champ de 10 cm x 10 cm définie à la surface du fantôme avec une DSS de 100 cm.

Cette équation empirique a été obtenue à partir des rendements en profondeurs de plus de 700 accélérateurs.

## II.6. ETALONNAGE DES CHAMBRES D'IONISATION

La procédure la plus communément utilisée pour la détermination de la dose absorbée dans les faisceaux de photons et d'électrons de haute énergie utilisées en radiothérapie, est basée sur l'utilisation d'une chambre d'ionisation étalonnée en terme de dose absorbé dans l'eau dans un faisceau de référence de  $^{60}\text{Co}$ , d'un laboratoire d'étalonnage primaire ou secondaire.

L'opération d'étalonnage de la chambre consiste à déterminer son coefficient d'étalonnage qui est le rapport entre la valeur vraie de la quantité à mesurer et la valeur indiquée par la chambre, dans des conditions de référence.[12]

En prenant comme exemple le protocole TRS398 , La chambre étalon et la chambre à étalonner, sont placés successivement dans l'eau, dans les conditions suivantes (Voir Figure II.2.) .

- Point de référence de la chambre sur l'axe centrale du faisceau.
- Axe de la chambre perpendiculaire à l'axe du faisceau.
- Distance source – surface du fantôme égale à 80 cm.
- Le point de référence de la chambre se trouve à une profondeur de 5 g/cm<sup>2</sup> dans l'eau.
- Taille du champ au niveau de la surface du fantôme égale à 10 cm X 10 cm.

Le coefficient d'étalonnage de la chambre à étalonner est alors déterminé en appliquant l'équation II.4. une fois pour la chambre de référence et une autre fois pour la chambre à étalonner :

La dose absorbée mesurée par la chambre de référence et la chambre à étalonner est donnée par :

$$D_w^{ref} = Q_{ref} \cdot N_{D,w}^{ref} \quad (\text{II.10.})$$

$$D_w^u = Q_u \cdot N_{D,w}^u \quad (\text{II.11.})$$

Comme la dose absorbée est la même, en égalisant les deux équation II.10 et II.11, nous aurons :

$$N_{D,w}^u = N_{D,w}^{ref} \frac{Q_{ref}}{Q_u} \quad (\text{II.12.})$$

## II.7. DOSIMETRIE RELATIVE

### II.7.1. Le rendement de dose en profondeur

Le rendement de dose en profondeur  $R_z$  est le rapport exprimé en pourcentage de la dose absorbée  $D_z$ , mesurée à la profondeur  $z$  sur l'axe du faisceau, à la dose absorbée  $D_{max}$ , mesurée à la profondeur du maximum de dose. Le rendement en profondeur dépend de l'atténuation du faisceau dans le milieu et de l'éloignement à la source.[9]

La mesure du rendement de dose en profondeur permet de contrôler la stabilité de l'énergie d'un faisceau de photons par la détermination de l'indice de qualité I.

La variation de la dose en fonction de la profondeur comporte trois régions distinctes (Figure II.6.) :

Région 1 : accroissement de dose ou buildup.

Région 2 : maximum de dose.

Région 3 : atténuation exponentielle de la dose en fonction de la profondeur.

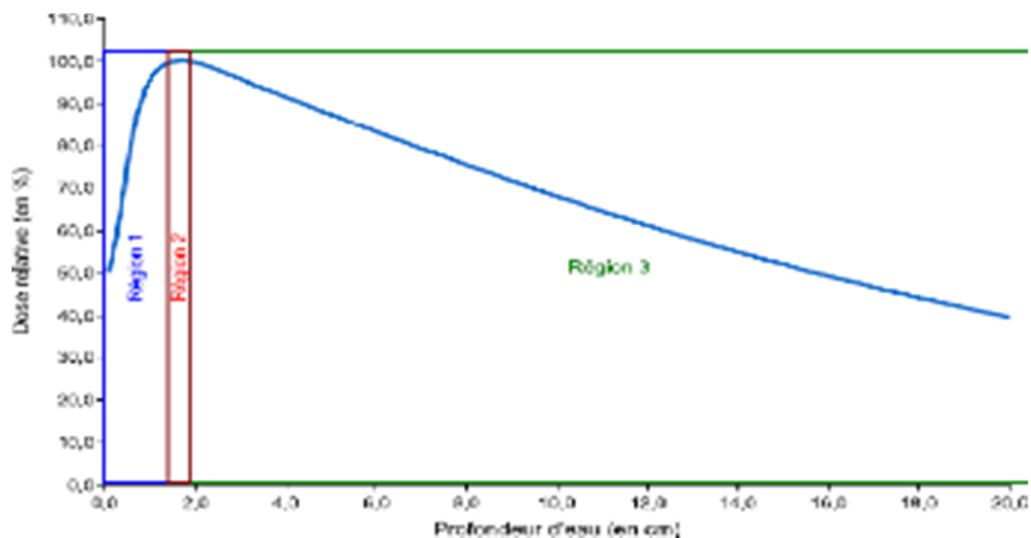


Figure II.6. Exemple de courbe de rendement en profondeur.

### II.7.2. Le profil de dose

Le profil de dose correspond à la variation de la dose le long d'un axe dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les valeurs de dose sont généralement normalisées par

rapport à la valeur de la dose à l'axe du faisceau. Le profil de dose est mesuré dans l'eau avec une chambre d'ionisation suivant les directions médianes du champ (appelées inplane et crossplane selon les mâchoires Y et X respectivement) et suivant les diagonales, à différentes profondeurs. Il dépend de l'énergie du faisceau de photons, de la taille du champ d'irradiation et de la profondeur de mesure.

Le profil de dose (Figure II.7.) permet de contrôler l'homogénéité, la symétrie ainsi que la pénombre des faisceaux de photons. Il se compose de trois régions distinctes : un plateau (zone homogène et symétrique). Une zone de décroissance (pénombre physique), puis une queue en dehors du champ d'irradiation correspondant à la transmission à travers le collimateur (zone d'ombre).

L'homogénéité est définie par la surface contenant des points distants de l'axe d'au plus 80% de la demi-longueur des axes médians du champ d'irradiation. La symétrie s'évalue par le rapport des doses pour chaque couple de points symétriques par rapport à l'axe à l'intérieur de la zone homogène du champ. La pénombre physique est caractérisée par la distance latérale entre le point à 80% et le point à 20% de la dose maximale sur l'axe du faisceau.

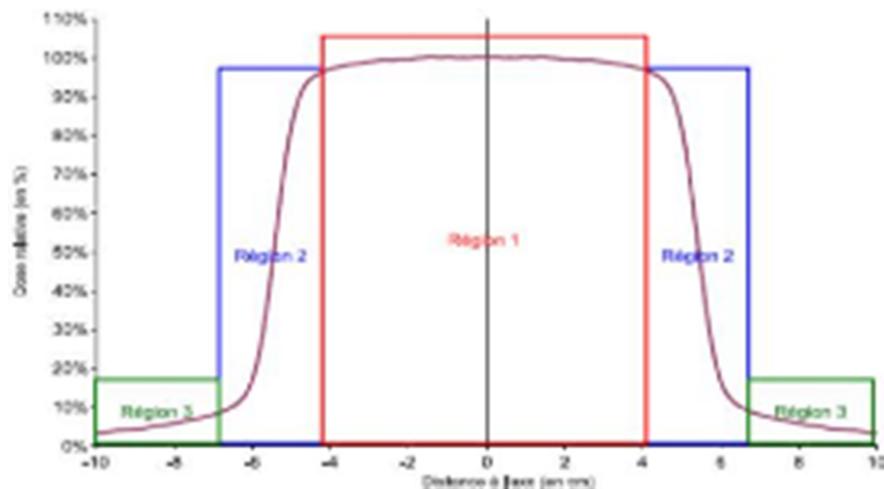


Figure II.7. Exemple de profondeur.

CHAPITRE III  
MATERIEL D'IRRADIATION  
& DE DOSIMETRIE

## CHAPITRE III

### MATERIEL D'IRRADIATION & DE DOSIMETRIE

#### III.1. HISTORIQUE

Depuis la découverte du radium par les CURIE, à l'aube du vingtième siècle, les radioéléments en sources scellées ont joué un rôle important en thérapie. Il s'agit essentiellement d'applications cancérologiques, particulièrement au niveau de localisations tumorales relativement superficielles. Avec les tubes et les aiguilles de sels de radium, les cancers de l'utérus, de la peau, et de la langue, pour prendre en exemple les localisations les plus fréquentes, ont été efficacement traités par ce radioélément naturel.

La découverte de la radioactivité artificielle par Julio Curie allait renouveler et développer dans la deuxième moitié du vingtième siècle les applications thérapeutiques des radioéléments. Le renouvellement s'est manifesté en endo- et plésio-curithérapie avec de nouvelles sources, l'Iridium-192 et le Césium-137, le développement est apparu de façon spectaculaire en télé radiothérapie avec le Cobalt-60. Ces trois radioéléments artificiels ont créé une révolution technique en radiothérapie à partir des années 50; ils ont transfiguré les indications des rayonnements ionisants dont le rôle thérapeutique est devenu dominant en cancérologie. Il s'agit des désormais classiques bombes au Cobalt qui sont devenues l'arme fondamentale de la radiothérapie moderne. L'intérêt du Cobalt-60 est lié à la possibilité d'obtenir une activité spécifique très élevée, donc d'obtenir des sources ponctuelles à des distances relativement importantes du volume cible, c'est-à-dire de la tumeur. On peut ainsi disposer de faisceau d'irradiation à plus ou moins grand débit et de dispersion très limitée.

Malgré les avantages qu'offrent les irradiateurs au Cobalt à savoir :

- Fiabilité
- Compacité
- Coût relativement peu élevé grâce aux réacteurs nucléaires,
- Rayonnement d'énergie 1.17 MeV et 1.33 MeV donc relativement monochromatiques
- Débit de dose immédiatement maximum dès que la source est hors de l'enveloppe protectrice
- Emission continue et isotrope de rayons  $\gamma$ .

Le besoin d'obtenir des faisceaux plus énergétiques a amené les physiciens et techniciens à concevoir des appareils produisant des rayonnements de haute énergie pour des applications thérapeutiques spéciales. Un moyen très fécond fut l'accélération de particules produisant des rayonnements X, dont la qualité fondamentale est la pénétration dans le corps humains permettant d'obtenir un rendement élevé à de grandes profondeurs tout en sous dosant les plans cutanés.

Le développement des accélérateurs linéaires d'électrons est né de celui des radars à micro-ondes durant la seconde guerre mondiale. Le Klystron, inventé à Standford, génère une source d'énergie micro-ondes selon le principe désormais utilisé. A la fin des années 40, le Klystron est utilisé dans la conception d'appareils de haute énergie pour la recherche et plus tard la radiographie industrielle. Au milieu des années 50, le premier accélérateur linéaire pour le traitement des tumeurs profondes est conçu au " Standford Microwave Laboratory " et installé à l'hôpital de Standford.

De 1951 à 1971, les bêta-trons ont pris une place importante en radiothérapie. Le débit relativement faible de ces appareils est toutefois remis en question et le développement des accélérateurs linéaires est apparu de façon spectaculaire. Les accélérateurs linéaires médicaux, bénéficiant de l'apport des technologies modernes, sont devenus la source de rayonnements la plus largement utilisée en radiothérapie. Avec sa conception compacte et efficace, l'accélérateur linéaire offre une excellente polyvalence pour l'utilisation en radiothérapie à travers son montage isocentrique et fournit des faisceaux de photons et/ou d'électrons avec un choix d'énergies.

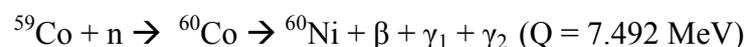
### III.2. TELE THERAPIE AVEC SOURCE RADIOACTIVE DE $^{60}\text{Co}$

Jusqu'en 1951, les appareils de gammathérapie utilisaient des sources de Radium de 4 à 10 g. Leur important volume rendait leur utilisation impraticable en raison du phénomène d'auto absorption du rayonnement.

En 1951, deux puissantes sources de Cobalt-60 sont produites au "Canada's high flux nuclear reactor" chaque source contenait environ 1000 Ci dans un volume de 5 cm<sup>3</sup> pour une masse d'environ 40 g et par conséquent une activité spécifique de 25 Ci/g. pour obtenir un tel débit avec une source de radium, sa masse aurait été de 1500 g (60 fois celle du Cobalt).

Les sources de Cobalt utilisées en gammathérapie sont constituées d'une multitude de sources ponctuelles assemblées dans une capsule en acier inoxydable. Un dispositif composé d'une gaine en acier coulé, revêtu d'un blindage de plomb contient la source radioactive.

La source de cobalt-60 est produite dans un réacteur nucléaire où le noyau de Co-59 est bombardé par des neutrons. La réaction nucléaire suivante a lieu:



Le Cobalt-60 a une demi-vie de 5.3 ans, et émet en cascade deux photons  $\gamma$  dont l'énergie est de 1.17 et 1.33 MeV, d'énergie moyenne de 1.25 MeV par désintégration et un rayonnement  $\beta$  ( $E_{\text{Max}} = 0.32 \text{ MeV}$ ). Ce dernier est arrêté par la capsule qui contient le  $^{60}\text{Co}$ .

Les sources de cobalt 60 ont une activité maximale de 10000 Ci lorsqu'elles sont neuves et installées à l'intérieur de la tête de l'appareil. Le débit à Dmax à l'isocentre est de l'ordre de 200 cGy /min. La source est à l'intérieur d'une capsule d'acier inoxydable soudée afin de la rendre étanche. La capsule la plus courante a un diamètre de 1.5 cm et une hauteur de 2.5 cm. Le diamètre de la capsule est relié directement à la pénombre observée. La source est montée dans un cylindre de plomb. A l'autre extrémité de ce cylindre est placée une lampe projetant un faisceau lumineux simulant le faisceau d'irradiation. La translation de ce cylindre permet

d'amener en face de l'orifice soit la source de cobalt, soit la source lumineuse. Un schéma d'une tête d'un appareil de cobalt est présenté par la (figure.III.1) En guise de sécurité, il y a deux minuteries. Le temps de traitement tient compte de la correction ouverture fermeture.

La tête de l'unité de  $^{60}\text{Co}$  contient aussi un collimateur ajustable manuellement pour contrôler les dimensions du champ qui peuvent varier de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  à  $35 \times 35 \text{ cm}^2$  à l'isocentre (80 cm ou 100 cm). L'unité possède plusieurs degrés de liberté [4]:



Figure II.8. Unité de  $^{60}\text{Co}$  "ELDORADO"

- Mouvement vertical et rotation sur  $360^\circ$  de la tête de l'unité.
- Rotation de collimateur sur  $180^\circ$ .

### III.3. Chambres d'ionisation :

Une propriété importante d'une chambre d'ionisation réside dans le matériau constituant sa paroi. Ceci est lié au fait que, dans le cas de la détection d'un rayonnement non directement ionisant (comme les photons), ce sont les particules chargées secondaires produites dans la paroi (principalement les électrons) qui sont mesurées dans le volume de la chambre. L'épaisseur et la nature de ce matériau sont à choisir selon les conditions spécifiques de la mesure. Dans le domaine de la physique médicale, l'application principale de la chambre d'ionisation est la dosimétrie des faisceaux de radiothérapie.

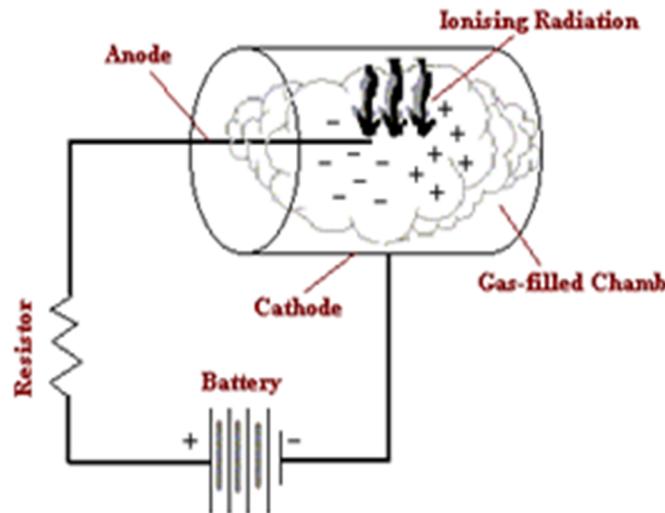


Figure II.9. Principe d'une chambre d'ionisation

### a) Principe de fonctionnement :

Une chambre d'ionisation est simplement constituée d'un volume utile de gaz qui est délimité par deux électrodes soumis à une différence de potentiel continue (figure. III.2) L'électrode centrale est portée à une haute tension positive ou négative, alors, que l'enceinte est en général mise à la masse. Ce qui va créer un champ électrique, entre la paroi de l'enceinte et l'électrode centrale.

Le rayonnement incident ionise le gaz et les ions créés dans le gaz remplissant l'enceinte sont donc, attirés par l'une des électrodes suivant leur signe de charge et collectés par cette électrode, d'où l'apparition d'un courant proportionnel à la dose de rayonnement reçue.

### b) Chambres cylindriques :

Le schéma de la figure III.3. représente une chambre d'ionisation cylindrique de type Farmer, la plus utilisée en radiothérapie. Elle mesure l'ionisation produite dans son petit volume d'air ( $0.6 \text{ cm}^3$ ) en collectant les charges entre la paroi, portée à la masse et l'électrode centrale portée à un potentiel positif ou négatif (environ 300V). La paroi de la chambre est réalisée dans un matériau qui est considéré comme équivalent à l'air (graphite) ou au tissu (PMMA). La figure II.9 illustre les chambres d'ionisation cylindriques utilisées dans le cadre de notre travail.

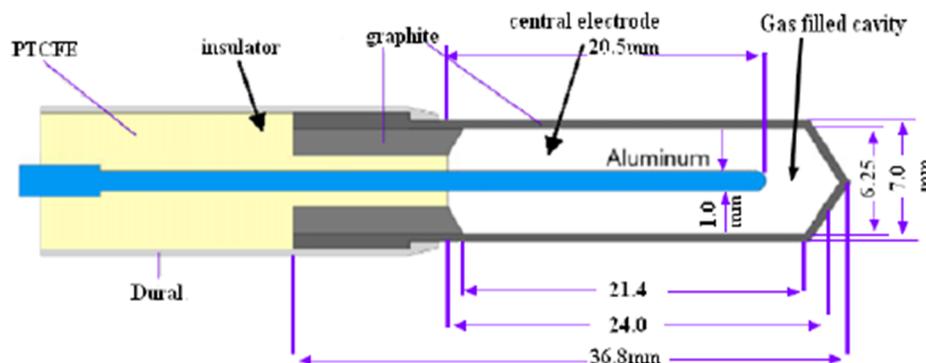


Figure II.10. Schéma d'une chambre de type «FARMER»

Le tableau III.1 illustre les caractéristiques des chambres d'ionisation cylindrique utilisées en dosimétrie cliniques :

Tableau III.1 : Caractéristiques des chambres d'ionisation cylindrique

		Type de la chambre d'ionisation (cylindrique)				
		PTW 30001	PTW 30004	NE 2571	NE 2581	WDIC 70
cavité	volume (cm <sup>3</sup> )	0.6	0.6	0.6	0.6	0.67
	longueur (mm)	23	23	24	24	23
	rayon (mm)	3.1	3.1	3.2	3.2	3.1
Parois	matériau	PMMA	graphite	graphite	A-150	graphite
	épaisseur (g/cm <sup>2</sup> )	0.045	0.079	0.065	0.041	0.068
Cad.	matériau	PMMA	PMMA	Derlin	PMMA	POM
Build-up	épaisseur (g/cm <sup>2</sup> )	0.541	0.541	0.551	0.584	0.56
Electrode centrale		Aluminium	Aluminium	Aluminium	A-150	Aluminium
étanchéité		N	N	N	N	oui
tension de polarisation (V)		-400 V	-400 V	-250 V	-250 V	-250 V

### c) Chambre Plates (à plaques parallèles) :

Les chambres plates sont principalement utilisées pour l'étalonnage des faisceaux d'électrons et les mesures dans la région du recouvrement électronique des faisceaux de photons. Ceci est dû à la facilité de situer la position de la mesure par rapport à celle d'une chambre cylindrique lorsque la mesure se fait dans une région de haut gradient. Le (Tableau III.2) donne les spécifications de quelques chambres plates les plus rencontrées en dosimétrie clinique. A titre d'exemple, une chambre plate de type Roos qui a été utilisée dans le cadre de notre travail, est illustrée par la (figure III.4).

Tableau III.2 : Spécification des chambres plates utilisées pour la dosimétrie des faisceaux d'électrons de hautes énergies.

Type de chambre (plaque parallèles)	Matériau	Epaisseur de la fenêtre	Dimension de l'électrode	Diamètre de l'électrode de collection
Roos (PPC35)	PMMA	118 mg/cm <sup>2</sup> 1 mm	2 mm	16 mm
MARKUS 23343	Graphite polyéthylène	102 mg/cm <sup>2</sup> 0,9 mm	2 mm	5,3 mm
NACP02	Mylar Graphit	104 mg/cm <sup>2</sup> 0,6 mm	2 mm	10 mm



Figure. III.4. Chambres plates



Figure. III.5. Chambres cylindriques

#### d) Les gaines d'étanchéité des chambres d'ionisation :

Si la chambre d'ionisation n'est pas étanche, on ne peut pas la placer directement dans l'eau, alors, elle doit être utilisée avec une gaine d'étanchéité. Il est recommandé que cette gaine soit en PMMA (Plexiglas), et l'épaisseur doit être suffisamment mince (préférentiellement moins de 1.0 mm) pour permettre à la chambre d'atteindre l'équilibre thermique avec le fantôme dans un intervalle de temps inférieur à dix (10) minutes. La gaine doit être aussi réalisée de manière à permettre à l'air de la cavité de la chambre d'atteindre la pression ambiante rapidement. On peut avoir plus de précision sur la mesure si la même gaine utilisée pour l'étalonnage des chambres dans les laboratoires standard est utilisée pour toutes les mesures subséquentes.

La gaine utilisée doit être la même lors de l'étalonnage par le laboratoire accrédité et lors de l'utilisation sur le site.

Un changement de gaine d'étanchéité pourrait induire une erreur sur la dose mesurée pouvant ne pas être négligeable.

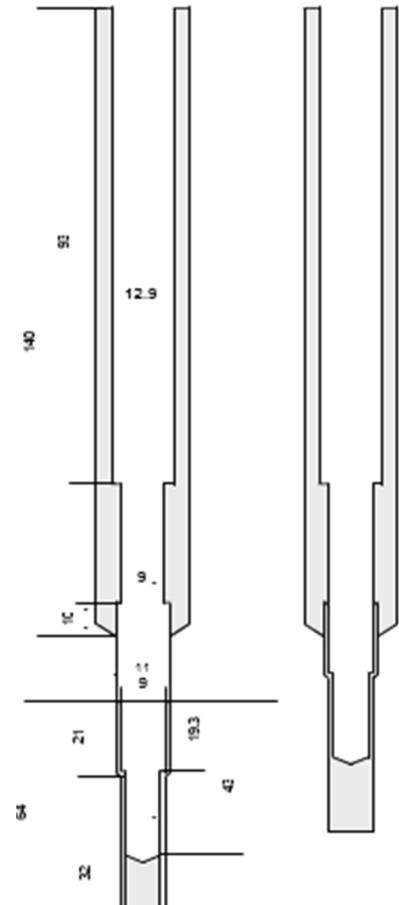


Figure.III.6. Schéma de la gaine d'étanchéité.

### III.4. Le milieu de référence (Les Fantômes) :

Le milieu de référence pour la dosimétrie en radiothérapie, est un fantôme de matériau pouvant absorber et diffuser les rayonnements ionisants de même façon que le tissu biologique. A cet effet, le fantôme doit avoir des densités électroniques et volumiques qui se rapprochent de celles des tissus. Cependant, se sont les fantômes d'eau qui ont ses particularités (les tissus biologiques sont constitué de plus de 80 % d'eau) et les plus fréquemment utilisés. Ces fantômes sont recommandés par les protocoles dosimétriques les plus récents, tels que les protocoles de l'AIEA (TRS 398) et celui de l'AAPM (TG 51), comme milieu de référence pour les mesures de la dose absorbée.

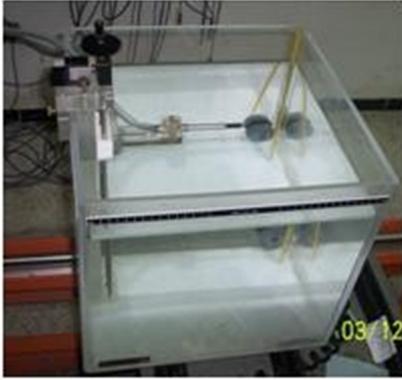
Les fantômes solides, tels que ceux en PMMA (Poly Méthyle Méth Acrylate), en polystyrène ainsi que réalisés dans d'autres matériaux équivalents tissu peuvent être aussi utilisés pour la mesure de la dose absorbée moyennant l'application de procédure de transfert. Mais la détermination de la dose absorbée doit toujours se référer à l'eau.

Par ailleurs, les dimensions du fantôme doivent être assez larges afin d'assurer des marges de 5 cm sur les cotés de la taille du champ maximale.

Les caractéristiques des fantômes utilisés dans le cadre du présent travail sont présentées dans le (Tableau.III.3) est illustrées par les Figures.III.7. (a), (b), (c) et (d).

Tableau.III.3. Caractéristiques des fantômes utilisés dans le présent travail

<b>Modèle du fantôme</b>	<b>Matériau</b>	<b>Densité massique (g/cm<sup>3</sup>)</b>	<b>Nombre d'électrons /g (Å—10<sup>23</sup>)</b>	<b>Dimensions L x l x H (cm<sup>3</sup>)</b>	<b>Epaisseur, matériau de la fenêtre</b>
<b>AIEA</b>	<b>Eau + PMMA</b>	<b>1</b>	<b>3.34</b>	<b>30 x 30 x 30</b>	<b>2.4 mm, PMMA</b>
<b>MEDTEC</b>	<b>Eau + PMMA</b>	<b>1</b>	<b>3.34</b>	<b>30x30x30</b>	<b>sans</b>
<b>POLYSTYREN E</b>	<b>POLYSTYREN E</b>	<b>1.03 à 1.05</b>	<b>3.24</b>	<b>40x40x40</b>	<b>sans</b>
<b>PMMA</b>	<b>PMMA</b>	<b>1.16 à 1.21</b>	<b>3.25</b>	<b>30 x 30 x 30</b>	<b>sans</b>



a) Fantôme MEDTEC



b) Fantôme AIEA



c) Fantôme POLYSTYRENE



d) Fantôme PMMA

*Figures.III.7. Fantômes utilisés dans le présent travail*

### III.5. Electromètre, Baromètre & Thermomètre :

La charge (ou courant) produite dans une chambre d'ionisation est extrêmement faible, sa mesure exige un dispositif très sensible appelé électromètre, dont l'impédance d'entrée est très élevée ( $> 10^{14} \Omega$ ). Un électromètre idéal devrait posséder un affichage numérique et avoir un pouvoir de résolution de quatre chiffres ou 0.01%. L'électromètre et la chambre d'ionisation peuvent être étalonnés séparément. Cependant, il arrive que l'électromètre fasse partie intégrante du système de dosimétrie, et il faut alors étalonner la chambre d'ionisation et l'électromètre comme étant un seul système de mesure. Les mesures effectuées avec une chambre d'ionisation doivent être corrigées pour la température et la pression. Cette correction, dont le formalisme est donné par tous les protocoles dosimétriques existants, est indispensable pour ramener la valeur de la lecture donnée par la chambre aux conditions standards pour lesquelles cette chambre a été étalonnée.

Les figures III.8, III.9, et III.10 représentent l'électromètre, baromètre & thermomètre utilisés en étalonnage des faisceaux en radiothérapie :



Figure.III.8. PTW UNIDOS



Figures.III.9. Thermomètre



Figure.III.10. Baromètre

### III.6. Films Gafchromic:

Au début, le film a été principalement utilisé dans le diagnostic de lésions osseuses, des formations denses telles que les calculs rénaux et les caries dentaires. Ces diagnostics s'appuient sur la capacité des irradiations à se pénétrer dans les tissus mous et d'interagir avec le film tandis que les tissus les plus denses tels que les os laissent le film inchangé [5]. Dans les applications de radiothérapie, le film est actuellement utilisé pour vérifier la position du patient avant le traitement ainsi que la vérification de la répartition des champs de traitement et de leur distribution de dose.

Dans ce chapitre, nous suivons l'ordre chronologique du développement des films utilisés dans le domaine médical. Nous commençons par donner quelques détails qui concernent les films radiologiques. Nous donnons ensuite des explications sur le passage aux films radiochromic en détaillant trois types (EBT, EBT2 et EBT3).

Un type de film radiochromic appelé "Gafchromic-EBT" [21] a été fabriqué pour être utilisé en radiothérapie [22]. Le nom de "Gafchromic" découle de "GAF Materials Corporation", qui est une société qui fabrique les produits chimiques spéciaux et qui sont utilisés dans la fabrication des films Gafchromic, cette société a été plus tard rebaptisé "International Specialty Products". Le film Gafchromic EBT a deux couches actives séparées par une couche superficielle, comme illustré dans la figure II.11. Les deux couches actives permettent au film EBT d'être plus sensible que les modèles précédents. Les couches actives sont constituées de polymères sous forme d'aiguilles, les polymères sont placés parallèles au plus court côté du film. Avant l'irradiation du film Gafchromic EBT, il semble être d'une couleur bleu clair, après l'exposition au rayonnement ionisant, sa couleur se transforme en bleu foncé. La valeur de la dose absorbée par le film est proportionnelle à la variation de densité optique du film irradié.

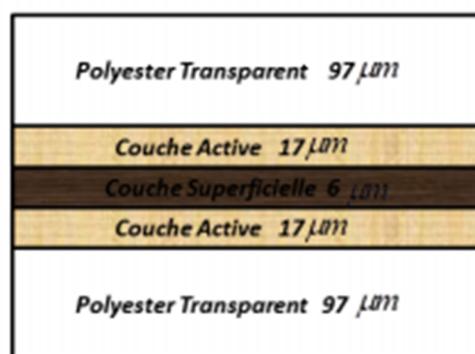


Figure III.11. Coupe transversale d'un film Gafchromic EBT



Figure III.12. Composant Actif du film Gafchromic EBT et EBT2

Le film Gafchromic EBT a une composition de H(39.7%), C(42.3%), O(16.2%), N(1.1%), Li(0.3%) et Cl(0.3%). Il a un numéro atomique effectif de 6.98 qui se trouve voisin de celui du tissu humain ; qui a une valeur de 7.3. L'interaction d'un rayonnement ionisant avec la matière dépend de la densité d'électrons et par conséquent de son numéro atomique effectif. L'utilisation d'un détecteur avec un numéro atomique proche de celui du tissu humain permettra une bonne estimation de la dose absorbée.

### III.7. Scanner pour la numérisation des films Gafchromic :

La numérisation des films permet d'analyser les images avec différents types de logiciels de traitement d'images. Le principe de la numérisation d'une image est basée sur la mesure de la quantité de lumière qui est transmise à travers le film. Un peu de lumière est positionnée sur un côté du film, une matrice de détecteurs couplés chargée (CCD) sur l'autre côté, mesure la

quantité de lumière transmise ; ce processus est illustré sur les (Figures. III.14. Cela donne lieu à une valeur de pixel. Il est clair qu'il existe des films transparents et non transparents. Pour les films qui ne sont pas transparent, le scanner peut fonctionner en mode de réflexion.

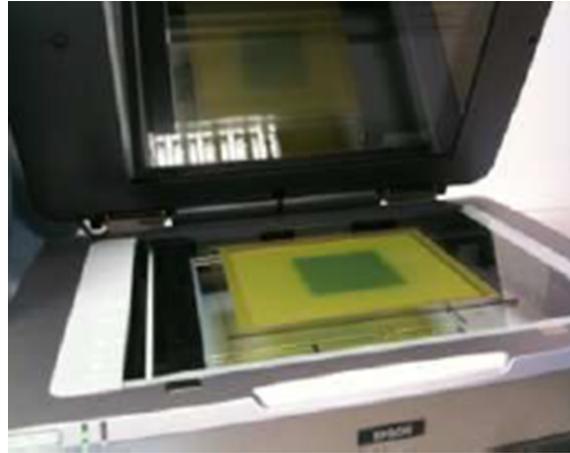
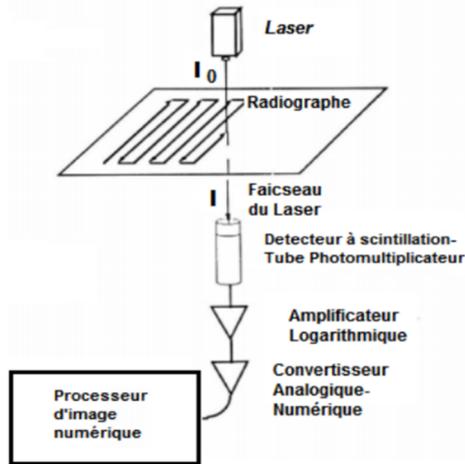


Figure III.13. Numérisation du film

CHAPITRE IV  
ASSURANCE QUALITE  
EN METROLOGIE

## CHAPITRE IV

### ASSURANCE QUALITE EN METROLOGIE

Dans ce chapitre, nous exposons l'étude et la vérification de quelques facteurs influents sur la mesure de la dose absorbée. En effet, la dose absorbée dans l'eau, dépend de différents types de paramètres métrologiques

#### 1. Paramètres physiques de l'unité de Cobalt :

- Positionnement dans les conditions de références :
  - Une DSS (Distance Source-Surface) égale à 80 cm ;
  - Point de référence de la chambre sur l'axe central du faisceau, et à 5 cm de profondeur dans l'eau ;
  - Taille du champ au niveau de la surface de référence égale à 10X10 cm<sup>2</sup>.
- Temps de course de la source ;
- Le champ d'irradiation.

#### 2. Paramètres liés à la mesure de la dose :

- Effet de stabilité des appareils de mesures ;
- Effet de température et de la pression ;
- Effet de polarité et de recombinaison ;

Certains de ces effets interviennent dans le formalisme de la dose absorbée dans l'eau

#### 3. Paramètres dosimétriques :

- Distribution de dose dans le champ d'irradiation, qui se traduit par le profil du faisceau ;
- Paramètres qui permettent de déduire la dose dans les conditions réelles de traitement, à partir de la dose de référence

### IV.1. Contrôle de qualité de l'unité d'irradiation

#### IV.1.1. Détermination de la position de la source de l'unité de <sup>60</sup>Co

La position de la source des appareils utilisés en radiothérapie est généralement indiquée par le constructeur. Avec le temps, cette position peut changer. En appliquant la loi de l'inverse carré de la distance, on peut déterminer cette grandeur. Puisque le faisceau primaire contient des photons diffusés, la loi de l'inverse carré ne peut lui être appliquée que si la proportion de la dose due aux rayonnements diffusés est indépendante de la distance. Il est préférable de faire les mesures aux différentes distances en laissant constante l'ouverture du collimateur afin de ne pas modifier les conditions de diffusion.

La dose absorbée  $D$  est proportionnelle à l'inverse carré de la distance  $d$  :

$$D = \frac{K}{d^2} \quad (\text{IV. 1})$$

Les mesures sont relevées à des faibles distances du collimateur afin de négliger l'atténuation du faisceau dans l'air.

Il existe deux procédures expérimentales qui permettent la vérification du positionnement de la source de l'unité de  $^{60}\text{Co}$  type ELDORADO 78 en utilisant la loi de l'inverse carré de la distance :

- Utilisation du télémètre de l'unité ;
- Utilisation de la règle murale.

Dans notre travail, nous avons suivi la seconde procédure. La position de la chambre est repérée par rapport à une règle collée au mur. Pour cela, nous utilisons un laser réticulaire placé perpendiculaire à l'axe du faisceau.

#### • Première Méthode

Pour effectuer cette expérience, nous relevons les mesures avec la chambre d'ionisation en la plaçant à différentes distances repérées par rapport à la règle murale. Pour chaque distance, 05 mesures de courant sont relevées et la moyenne et l'écart-type sont calculés pour chaque série de mesure. L'écart-type ne doit pas excéder 0,1%. Les conditions suivantes sont suivies (Figure IV.1.) :

- Champ 10 cm x 10 cm à la DSD 80 cm ;
- Distances variables de 60 cm à 100 cm à l'aide de la règle murale et laser latéral ;
- temps de collection de 30 secondes.

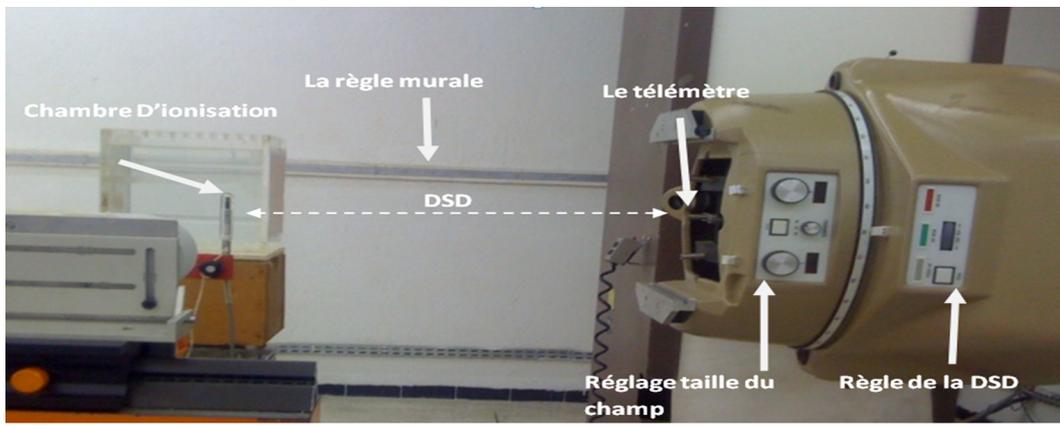


Figure IV.1 : Positionnement de la source à l'air libre

Les résultats de cette expérience sont résumés par le tableau IV.1. et illustrés par la figure IV.2.

Tableau IV.1 : Vérification de la position de la source en utilisant la règle murale de l'unité de  $^{60}\text{Co}$ 

Distance (cm)	Lecture (nA)	Écart type relatif (%)	$1/\sqrt{Q}$
55	0.5266	0.02	1.378
60	0.4427	0.01	1.503
65	0.3773	0.02	1.628
70	0.3254	0.01	1.753
75	0.2835	0.01	1.878
80	0.2492	0.01	2.003
85	0.2208	0.01	2.128
90	0.1970	0.01	2.253
95	0.1768	0.02	2.378
100	0.1596	0.01	2.503
105	0.1448	0.02	2.628
110	0.1319	0.01	2.753
115	0.1207	0.02	2.878
120	0.1109	0.02	3.003
125	0.1022	0.02	3.128
130	0.0945	0.02	3.253
135	0.0876	0.02	3.378
140	0.0815	0.02	3.503

La figure IV.2. montre que les variations de  $1/\sqrt{Q}$  en fonction de la distance mesurée par la règle murale suivent une relation linéaire :  $1/\sqrt{Q} = 0.025x + 0.03$

où x représente la distance et Q la charge mesuré et représenté aussi par L :

Un agrandissement de la figure IV.2 au voisinage de l'origine montre que la droite intercepte l'axe des abscisses à une valeur de 0.12 cm. Cette valeur correspond au décalage qui existe entre la source et l'origine de la règle.

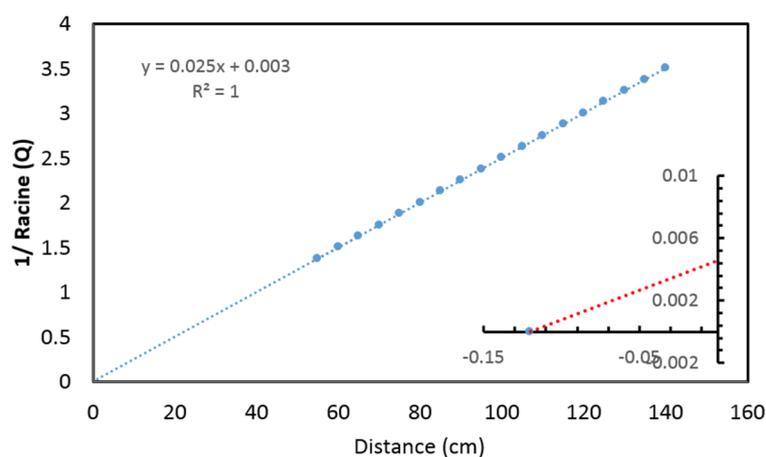


Figure IV.2 : variations d'Inverse carré de la lecture en fonction de la distance (mesurée avec la règle mural)

### • Deuxième Méthode

La seconde méthode consiste à déterminer la valeur de  $x$ . Cette valeur représente la distance entre le centre de la source et un point de référence "C" sur le collimateur (voir la figure IV.3. Pour se faire, on utilise la loi de l'inverse carrée de la distance pour déterminer  $x$  et on la compare à la valeur obtenue par la projection du point "C" sur la règle murale. L'écart de ces deux valeurs représente le décalage de la position de la source. Soient  $D_1$  et  $D_2$  les doses absorbées et mesurées lorsque la chambre est positionnée respectivement en  $d_1$  et  $d_2$  distances évaluées par rapport à la projection du point C (voir la figure IV.3). et  $X$  la distance source collimateur. La projection du point "C" sur la règle murale donne  $X' = 50.7$  cm

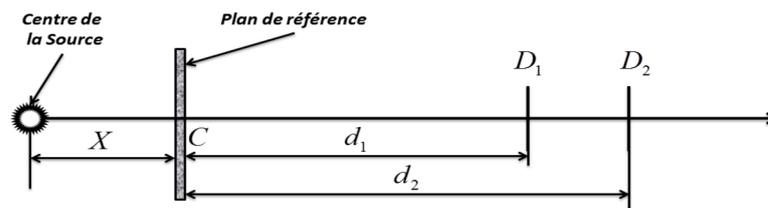


Figure IV.3 : Détermination du centre de la source

D'après la loi de l'inverse carrée de la distance nous avons :

$$\frac{D_1}{D_2} = \left(\frac{d_2+X}{d_1+X}\right)^2 \quad (\text{IV. 2})$$

D'où :

$$X = \frac{d_2 - d_1 \sqrt{\frac{D_1}{D_2}}}{\sqrt{\frac{D_1}{D_2}} - 1} \quad (\text{IV. 3})$$

Afin de déterminer expérimentalement  $X$  tout en utilisant l'équation IV.3., nous avons réalisé 5 séries de 10 mesures tout en faisant varier  $d_1$  et  $d_2$  et en mesurant  $D_1$  et  $D_2$ . Le calcul de la valeur moyenne de  $X$  des 5 séries de mesure a donné une valeur de :  $X = 50.54$

La comparaison des deux valeurs de  $X$ , celle mesurée par la règle murale et celle qui été calculée expérimentalement, a fait ressortir un écart de 0.165 cm. On constate que cette valeur est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec la première méthode.

### Conclusion :

Notre étude montre un léger décalage de la source par rapport à l'origine de la règle murale qui est néanmoins inférieur aux dimensions de la source (qui sont de l'ordre de 2 cm de diamètre). Nous pouvons conclure la source est bien positionnée.

### IV.1.2. Détermination du temps de course de la source :

En pratique, la source doit parcourir une certaine distance pour passer de la position de stockage en position d'irradiation est vice versa. Alors le temps affiché sur le pupitre de commande ne correspond pas exactement au temps d'irradiation (temps de course compris dans le temps affiché). Ceci produit une insuffisance sur la dose communiquée à la cible et particulièrement pour les irradiations à faibles doses qui nécessitent des temps très court. Il faut alors tenir compte du temps de course  $\tau$  de la source dans le calcul du temps effectif d'irradiation.

Soit le débit de dose absorbée  $\dot{D}$  est donnée par :

$$\dot{D} = N_{D,w} \times \frac{Q_{c o r r}}{t} \quad (\text{IV. 1})$$

$N_{D,w}$ : est le facteur d'étalonnage de la chambre utilisée.

$Q_{c o r r}$ : est la réponse de l'instrument du mesures, avec un temps d'irradiation  $t$ , corrigée par les paramètres d'influences (Température et Pression...).

$t$ : Le temps réel d'irradiation, peut être déterminé de la manière suivante :

$$t = t' - \tau \quad (\text{IV. 2})$$

$t'$ : est le temps d'irradiation affichée sur le pupitre de commande.

$\tau$ : est le temps de course de la source. Il est défini par la relation suivante :

$$\tau = \tau_{e n l e e} + \tau_{s o r t} \quad (\text{IV. 3})$$

La détermination du temps de course de la source permet de calculer le temps réel d'irradiation. Il est très important de déterminer ce temps à des irradiations de faibles doses qui nécessitent des temps très courts.

Pour la détermination du temps de course de la source de l'unité de Cobalt. on a utilisé deux méthodes :

#### IV.1.2.1. : Méthode graphique

Cette méthode consiste à relever des mesures de charges collectées pour différents intervalles de temps.

Le graphe illustrant les variations de la lecture corrigée en fonction du temps fait ressortir une droite dont l'intersection avec l'axe des abscisses permet de déduire le temps de course de la source. Dans cette méthode. il est important de conserver les mêmes conditions de mesures tout au long de l'expérience.

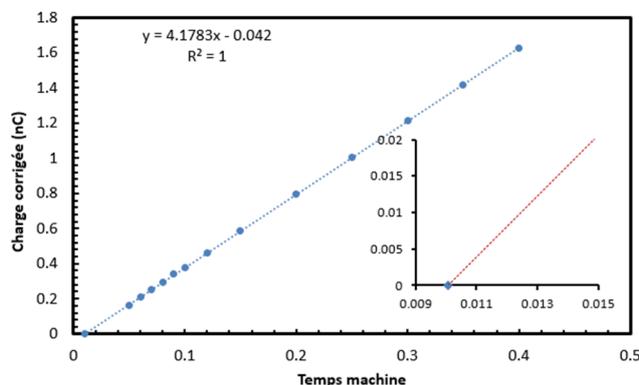


Figure IV.4 : Détermination du temps de course de la source par la méthode Graphique

L'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses (voir l'agrandissement au voisinage de l'origine) permet de déduire le temps de course de la source :

$$\tau = 0.01 \text{ min} = 0.60 \text{ sec}$$

### IV.1.2.2. Méthode analytique

On déduit le temps de course en effectuant deux mesures pour deux temps différents, lus sur la pupitre de commande de l'unité de Cobalt 60.

Pour appliquer cette méthode, il faut prendre deux temps d'irradiation  $t_1$  et  $t_2$  tels que :

1. On effectue une irradiation totale d'un temps  $t_1$  (un seul temps de course  $\tau$ ).
2. Le temps  $t_2$  est fractionné en  $\eta$  parties. afin de faire intervenir  $\eta$  fois  $\tau$ .

Soient  $M_1$  et  $M_2$  les lectures corrigées obtenues et  $t_1$ ,  $t_2$  les temps correspondants.

Sachant que le débit d'exposition est constant. Nous avons :

$$\dot{D} = \frac{D_1}{t_1} = \frac{D_2}{t_2} \tag{IV. 4}$$

$t'_1$  et  $t'_2$  sont les temps effectifs d'irradiation tel que :

$$t'_1 = t_1 - \tau \tag{IV. 5}$$

Et

$$t'_2 = t_2 - \eta\tau \tag{IV. 6}$$

Où  $\tau$ : est le temps de course de la source.

$\eta$ : est le nombre de fraction de  $t_2$ .

Cela permet d'écrire l'équation IV.4) comme suit :

$$\frac{N_{D.W.M_1}}{t_1 - \tau} = \frac{N_{D.W.M_2}}{t_2 - \eta\tau} \tag{IV. 7}$$

En reformulant l'équation (IV.7) on en déduit le temps de course qui est donné par la relation suivante :

$$\tau = \frac{M_1.t_2 - M_2.t_1}{\eta M_1 - M_2} \tag{IV. 8}$$

La détermination de  $\tau$  par cette méthode a été réalisée en effectuant des séries de mesures correspondant à des temps différents. Le tableau (IV.2) illustre les résultats obtenus

Tableau IV.2 : : Mesure du temps de course de la source.

Temps (s)		$\eta$	Lecture moyenne corrigée (nc)		Temps de course $\tau$ (s)
$t_1$	$t_2$		$M_1$	$M_2$	
60	60	4	4.1235	3.992	0.63
36	36	3	2.4545	2.37	0.61
18	18	3	1.206	1.12	0.62
18	24	4	1.205	1.494	0.61

La valeur moyenne de  $\tau$  obtenue est :  $\tau = (0.62 \pm 0.02) \text{ sec}$

### IV.1.2.3. Conclusion

Les deux méthodes donnent approximativement le même temps de course de la source avec une valeur moyenne de  $\tau$  des deux méthodes égale à 0.61 sec. En ajoutant cette valeur au temps d'irradiation programmé, nous obtenons une valeur plus appropriée et plus proche de la valeur réelle du temps d'irradiation.

Nous pouvons calculer l'erreur sur la dose absorbée pour des temps d'irradiation donnés assez courts. en prenant comme exemple un temps d'irradiation de 10 sec. L'erreur sur la dose. si on ne tient pas compte de  $\tau$  serait égale à:

$$e r r e (\%) = \frac{D_{a v e r} - D_{s a m e}}{D_{a v e r}} \times 100 \quad (IV. 9)$$

En remplaçant le terme de la dose (relation IV.4). la relation(IV.9) devient :

$$e r r e u (\%) = -\frac{\tau}{t} \times 100 \quad (IV. 10)$$

Donc. pour un temps de 10 sec. l'erreur est estimée à

$$e r r e (\%) = -\frac{0.61}{10} \times 100 = -6\% \quad (IV. 11)$$

Ce qui correspond à une surestimation de la dose. On peut aussi remarquer que l'erreur sur la dose est inversement proportionnelle au temps d'irradiation (l'erreur augmente pour des temps d'irradiation faibles).

### IV.1.3. Coïncidence du champ lumineux avec le champ d'irradiation

Une des premières caractéristiques que doit vérifier une unité  $^{60}\text{Co}$  est la coïncidence du champ lumineux et du champ d'irradiation. Cette coïncidence doit être vérifiée pour chaque unité de traitement en utilisant un film Gafchromic. Le faisceau de photons est matérialisé par un champ lumineux. projeté par une lampe puissante qui vient se mettre au même point que la source en position d'irradiation. Le film en question est exposé perpendiculairement à l'axe central du faisceau de radiation. une DSS de 80 cm et un champ de 10 cm x 10 cm à cette distance. avec les quatre sommets du champ lumineux marqués à l'aide d'un stylo. De plus. plaque en polystyrène ou autre matériaux équivalent tissu est placé sur le film pour assurer l'équilibre électronique.

Pour déterminer la zone où la densité optique est de 50% De celle du centre. Cette zone délimite un parallélogramme qui doit être confondu avec celui du champ lumineux avec une tolérance de 2 mm

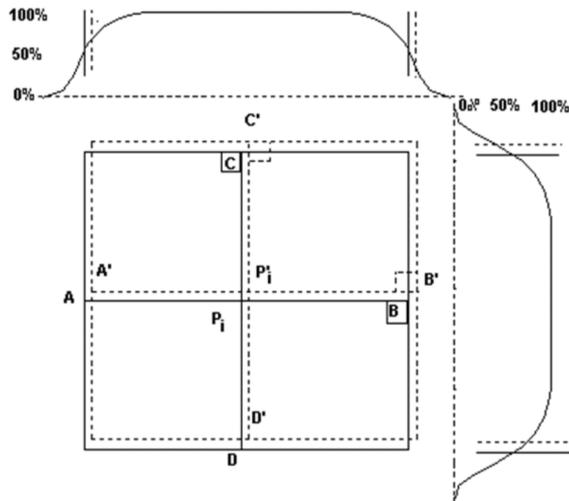


Figure IV.5 : Alignement du champ lumineux et du champ d'irradiation.

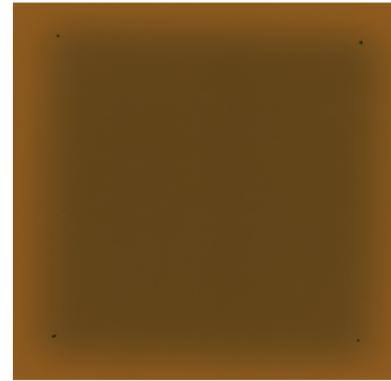


Figure IV.6 : Coïncidence du champ lumineux avec le champ d'irradiation

L'image scannée (Figure IV.6.) montre que les quatre points qui représentent le marquage du champ lumineux sont au centre de la pénombre. Ce qui démontre que le champs lumineux coïncide avec le champ d'irradiation.

## IV.2. Paramètres liés à la mesure de la dose

### IV.2.1. Stabilité de système dosimétrique (chambre + électromètre)

Il est connu que la réponse des instruments de mesure dépend de leur stabilité dans le temps. En dosimétrie et avant le début de chaque mesure, l'utilisateur doit laisser suffisamment de temps pour que le système dosimétrique atteigne une bonne stabilité.

En effet, dans la majorité des cas, on allume l'électromètre ; on place la chambre et on entame immédiatement leurs mesures. Ceci engendre des erreurs non négligeables sur la valeur mesurée. C'est pour cette raison et pour limiter cette erreur nous nous sommes intéressés à l'effet de la stabilité sur la réponse des systèmes de dosimétries.

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à l'étude de la stabilité du Système chambre d'ionisation (NE2581). Electromètre (UNIDOS 10002), et nous avons effectués des mesures de courant d'ionisation immédiatement après avoir mis en fonctionnement l'unité de Cobalt. La Figure (IV.7) illustre la variation de la réponse du système dosimétrique exprimée sous forme de courant en fonction du temps

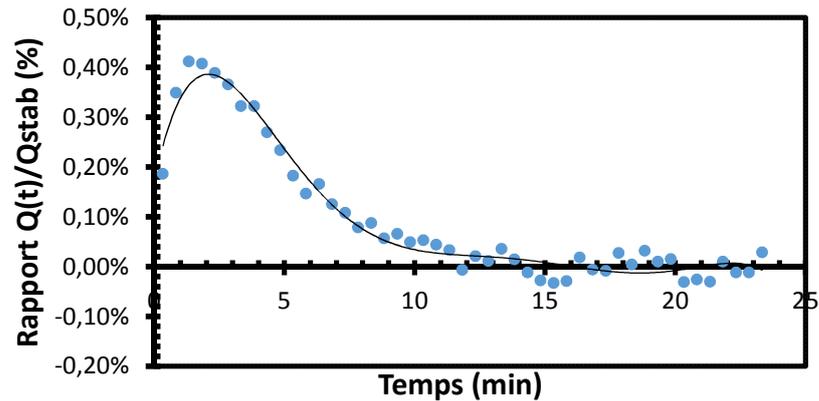


Figure IV.7 : Stabilité du système chambre + électromètre.

La figure IV.7 montre que stabilité du système dosimétrique est atteinte au bout de 12 minutes.

### 1.2.1 Conclusion

Pour une meilleure précision de mesure, le système dosimétrique (Chambre + électromètre) doit être laissé allumé pendant un temps d'environ 12 min avant d'entamer la collecte des mesures. Pour augmenter la précision de cette mesure, la chambre doit être mise sous faisceau pendant cette période.

## IV.2.2. Effet de température et de pression

### IV.2.2.1. Méthodologie

Dans cette partie. Nous nous proposons de vérifier la relation qui donne le facteur de correction pour température et pression donnée par l'équation II.6 du chapitre 2:

$$k_{T P} = (273.15 + T) / (293.2) * 760 / P$$

Pour ce faire, nous avons utilisé une cloche hermétique dans laquelle nous avons placé une chambre d'ionisation son scellée insérée dans une source de  $^{90}\text{Sr}$ , un thermomètre et un baromètre (Figure IV.8.). Cette cloche est reliée à une pompe qui permet de faire le vide variant ainsi la pression à l'intérieur, et par conséquent au niveau de la cavité de la chambre. Pour faire varier la température, nous avons utilisé un séchoir électrique.

L'expérience consiste à faire varier :

- La pression. à température quasi constante
- La température pour une pression constante

Pour chaque configuration, nous avons relevé la charge mesurée par la chambre d'ionisation et donnée par l'électromètre. Le tracé de cette charge en fonction de la pression, pour le premier cas, et en fonction de la température pour le second, permet de suivre les variations de l'ionisation en fonction de ces deux paramètres.

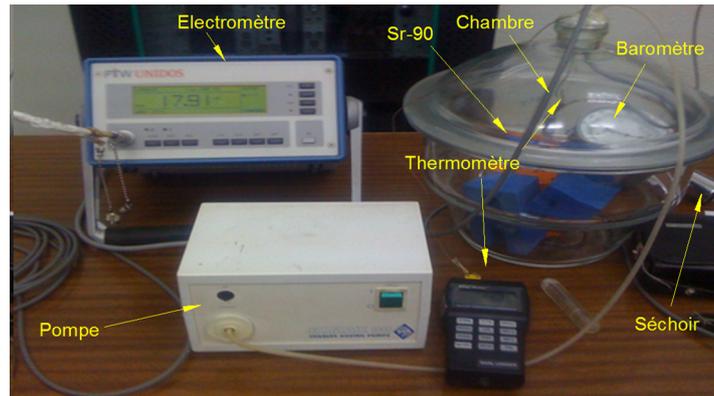


Figure IV.8 : Dispositif utilisé pour la vérification du  $k_{TP}$

#### IV.2.2.2. Résultats et interprétation

Les résultats sont présentés par la figure IV.9. Les résultats de gauche correspondent aux variations en fonction de la pression et ceux de droite pour les variations en fonction de la température. Les parties a et b des figures représentent les résultats avant et après application du facteur  $k_{TP}$  respectivement.

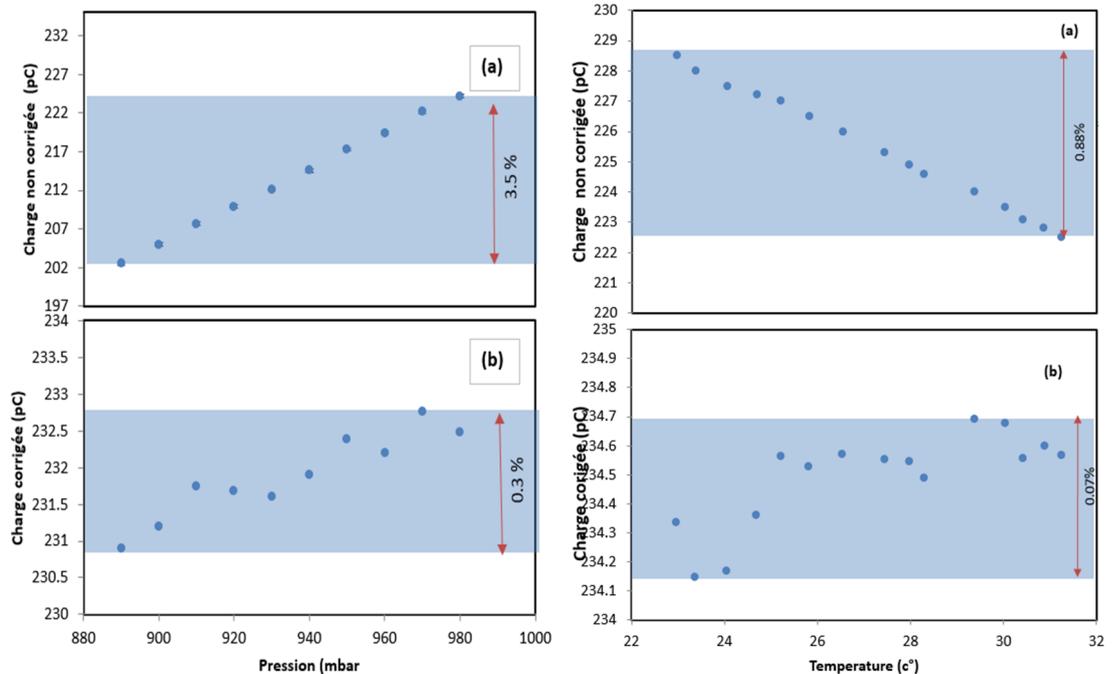


Figure IV.9 : Charge mesurée en fonction de la pression et de la température avant (a) et après (b) application du facteur  $k_{TP}$

Nous remarquons que la charge mesurée par la chambre d'ionisation varie en fonction de la température et de la pression. Pour des températures variant de 23°C à 32 °C, la charge varie de 0.9%. Pour des pressions variant de 880 mbar à 980 mbar, la charge varie de 3.5 %. Ces variations sont dues au fait que l'air à l'intérieur de la cavité change de densité.

En appliquant le facteur de correction  $k_{TP}$ , nous remarquons que les variations de la charge en fonction de la température, à pression quasi constante, chutent de 0.9% à 0.07 %. Pour les variations en fonction de la pression, à température constante, la chute est de 3.5% vers 0.3 %. Ce qui montre que l'application du facteur correctif réduit l'influence de la variation de la charge en fonction de la température et pression.

### IV.2.3. Effet de la polarité et de recombinaison

L'effet de polarité se traduit par une différence entre les valeurs absolues des courants d'ionisation mesurées, dans les mêmes conditions d'irradiation mais à des polarités différentes. L'effet de polarité est considéré comme étant négligeable pour des chambres d'ionisation cylindriques dans le cas d'utilisation des faisceaux de  $^{60}\text{Co}$ . Pour tenir compte de l'effet de polarité, on introduit dans les mesures de dose le facteur  $K_{p o l}$ , qui s'exprime par l'équation (IV.12)

$$K_{p o l} = \frac{|Q^+| + |Q^-|}{2|Q|} \quad (\text{IV. 12})$$

Où  $|Q^+|$  et  $|Q^-|$  représentent les valeurs absolues des mesures de charge faites en polarité positive et négative respectivement. Tandis que  $Q$  est la valeur absolue de la charge mesurée avec la polarité utilisée lors de l'étalonnage.

L'efficacité incomplète de collection des charges dans le volume de la cavité, due à la recombinaison ionique, implique l'utilisation d'un facteur de correction  $k_{r e c}$ . Cette correction dépend de la géométrie de la chambre d'ionisation, de la tension appliquée à la chambre et du débit de dose ou de la dose par impulsion de l'accélérateur. Dans le cas d'un rayonnement pulsé, en particulier pour des faisceaux à balayage, le facteur de correction liée à la recombinaison peut être relativement important.

Par contre, pour le rayonnement continu (comme le cas d'un faisceau de  $^{60}\text{Co}$ ) l'effet est en général minime. En général, pour déterminer le facteur de recombinaison on utilise la méthode dite des "2 Voltages", dont le principe se résume par la formule (IV.13)

$$k_{r e c} = \frac{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 - 1}{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 - \left(\frac{Q_1}{Q_2}\right)} \quad (\text{IV. 13})$$

Où  $Q_1$  et  $Q_2$  représentent les charges collectées (ou les courants) pour deux tensions  $V_1$  et  $V_2$  et pour les mêmes conditions d'irradiation, tel que  $\frac{V_1}{V_2} \geq 2$ .

Dans notre travail, nous avons évalué les deux effets en calculant les facteurs de polarité et de recombinaison pour la chambre étalon de routine. Les résultats sont résumés dans le tableau IV.4 :

Tableau IV.3 : Valeurs mesurées des facteurs de polarité et de recombinaison

Facteur	Valeur mesurée	Valeur en %
$k_{p o l}$	1.002	0.2%
$k_{r e c}$	1.000	0.00 %

#### Conclusion :

Les effets de polarisation et de recombinaison son négligeables pour le  $^{60}\text{Co}$

### IV.2.4. Étalonnage de l'électromètre :

L'étalonnage de l'électromètre UNIDOS utilisé dans le cadre de notre travail a pour but de vérifier qu'il mesure les charges/courants avec une bonne précision. Pour cela, nous avons utilisé une source de courant de type Keithley 263 qui fournit des courants/charges de haute précision.

Des charges connues sont injectées à l'électromètre et les valeurs mesurées sont notées. Le facteur d'étalonnage de l'électromètre est donnée par :

$$\text{Facteur d'étalonnage} = \frac{\text{charge injectée}}{\text{charge mesurée}} \quad (\text{IV. 14})$$

Les résultats sont résumés dans le tableau IV.5 Il est à noter que les charges mesurées correspondent à une valeur moyenne de trois mesures consécutives.

Tableau IV.4 : Résultats de l'étalonnage de l'électromètre

charge injectée (pC)	Charge mesurée (Pc)	facteur d'étalonnage	charge injectée (pC)	Charge mesurée (Pc)	facteur d'étalonnage
0.5	0.502	0.9963	20	20.1	0.9975
1.5	1.502	0.9984	30	30.1	0.9967
2	2.003	0.9987	40	40.1	0.9975
2.5	2.503	0.9988	50	50.2	0.9970
3	3.003	0.9990	60	60.2	0.9975
3.5	3.506	0.9984	70	70.2	0.9972
4	4.004	0.9990	80	80.2	0.9975
4.5	4.503	0.9993	90	89.9	1.0011
5	5.006	0.9988	100	100.0	1.0000
5.5	5.504	0.9993	150	150.2	0.9987
6	6.003	0.9995	200	200.6	0.9970
6.5	6.505	0.9992	300	300.8	0.9973
7	7.013	0.9981	400	401.2	0.9970
7.5	7.509	0.9988	500	501.5	0.9970
8	8.007	0.9991	600	601.8	0.9970
8.5	8.506	0.9993	700	702.3	0.9967
9	9.008	0.9991	800	802.5	0.9969
9.5	9.509	0.9991	900	903.0	0.9967
10	10.050	0.9950	1000	1003.0	0.9970

Ce qui donne comme valeur moyenne du facteur d'étalonnage  $k_{el} = 0.998$  qu'on peut approximer à 1 avec une incertitude de 0.2 %

### Conclusion :

Le facteur d'étalonnage de l'électromètre PTW UNIDOS étant voisin de 1, nous pouvons conclure qu'il est bien étalonné.

### IV.2.5. Étalonnage de baromètre et thermomètre

Dans notre travail, nous avons utilisé un système automatique d'acquisition de donnée qui consiste en une chambre connectée à un électromètre UNIDOS et une station d'acquisition de température et de pression (TL4). Tout ce système est relié à l'ordinateur par un câble RS232. L'acquisition des données est effectuée à l'aide d'un logiciel développé par l'équipe du laboratoire sous Labview. Ce logiciel récupère, à des intervalles de temps sélectionnés, la charge, la température et la pression.

Les thermomètres et baromètre du TL4 n'étant pas étalonnés, nous avons procédé à leur étalonnage en utilisant les instruments de référence du laboratoire. Pour ce faire, nous avons relevé la température et la pression du TL4 et de thermomètre et baromètre de référence à intervalles de temps arbitraires. L'étalonnage a porté sur trois jours. Les facteurs d'étalonnage sont calculés en utilisant les équations IV.15 et IV.6. Les résultats sont présentés par le tableau IV.5 et illustrés par les figures IV.10 et IV.11.

$$\text{Facteur d'étalonnage Baromètre} = \frac{\text{Baromètre de référence}}{\text{Baromètre TL}} \quad (\text{IV. 15})$$

$$\text{Facteur d'étalonnage Thermomètre} = \frac{\text{Thermomètre de référence}}{\text{Thermomètre TL}} \quad (\text{IV. 16})$$

Tableau IV.5 : les facteurs d'étalonnage calculé pour Baromètre et thermomètre

Facteur d'étalonnage	Résultats
Baromètre	0.9965
Thermomètre	1.0099

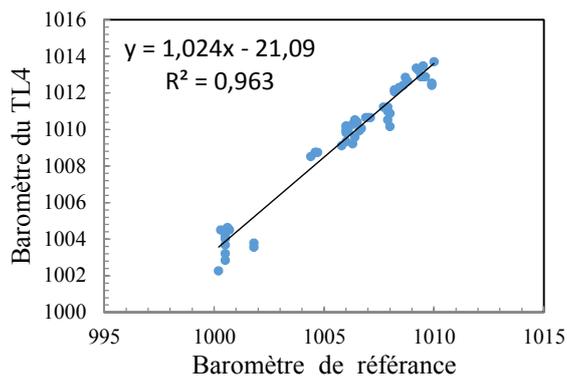


Figure IV.10 : Pression du TL4 en fonction de baromètre de référence

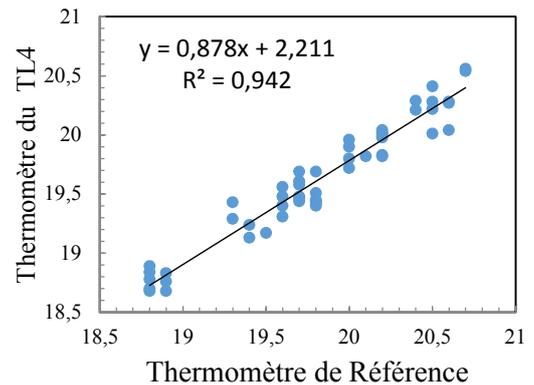


Figure IV.11 : Température du TL4 en fonction de la température de référence

## Conclusion :

Le TL4 mesure la température et la pression avec des écarts de 1 % et -0.35 % respectivement. Ce qui démontre qu'on doit appliquer les facteurs d'étalonnage déterminées expérimentalement. Ceci a été pour toutes les mesures que nous avons effectuées à l'aide du système d'acquisition de données.

### IV.2.6. Étalonnage en termes de dose absorbée dans l'eau dans un faisceau de référence de photons $\gamma$ de $^{60}\text{Co}$

C'est l'approche proposée par les protocoles dosimétriques les plus récents. et en particulier par le protocole TRS 398 de l'AIEA.

### IV.2.6.1. Détermination du coefficient d'étalonnage $N_{D,w,Q_0}$

D'après ces nouveaux protocoles dosimétriques. La dose absorbée  $D_{w,Q_0}$  à la profondeur de référence  $Z_{r,éf}$  dans l'eau, est obtenue en utilisant une chambre étalonnée en termes de cette grandeur dosimétrique. en appliquant la relation suivante:

$$D_{w,Q_0} = N_{D,w,Q_0} \cdot M_{Q_0} \text{ (cGy/U.L)} \quad (\text{IV. 17})$$

Où :

$N_{D,w,Q_0}$  : est le coefficient d'étalonnage de la chambre en termes de dose absorbée dans l'eau

$D_{w,Q_0}$  est la valeur de référence de la dose absorbée dans l'eau dans le faisceau de référence de gammas du  $^{60}\text{Co}$  ou de photons X (qualité  $Q_0$ ), au point de centrage de la chambre d'ionisation, en l'absence de celle-ci (cGy). Il s'agit de la valeur de la dose absorbée dans l'eau déterminée dans l'eau à la profondeur de référence  $Z_{r,éf}$  pour une irradiation durant à un temps donné.

$M_{Q_0}$  : est la lecture de la chambre (en unités de lecture) corrigée pour l'influence de la température et de la pression, de l'effet de polarité et des pertes de charges par recombinaison.

La profondeur de référence  $Z_{r,éf}$  telle que recommandée par le protocole dosimétrique TRS 398 est  $Z_{r,éf} = 5$  ou  $10$  cm. Si la chambre n'est pas étanche, elle doit être recouverte d'une gaine d'étanchéité qui sera ensuite utilisée pour les mesures dans le faisceau de l'utilisateur.

Le coefficient d'étalonnage  $N_{D,w}^U$  de la chambre de l'utilisateur, exprimé en termes de dose absorbée dans l'eau  $D_w$ . déterminé par la méthode par substitution décrite ci-après, et donné par la relation :

$$N_{D,w}^U = \frac{D_{w,ref}}{M_{corr}^U} = N_{D,w}^{ref} \frac{M_{corr}^{ref}}{M_{corr}^U} \quad (\text{IV. 18})$$

Où.

$D_{w,ref}$  est la valeur de référence de la dose absorbée dans l'eau, mesurée avec l'étalon de référence.

$N_{D,w}^{ref}$  est le facteur d'étalonnage de la chambre de référence ;  $M_{corr}^{ref}$  et  $M_{corr}^U$  sont respectivement les lectures corrigées pour effet de température et de pression de la chambre de référence et de la chambre à étalonner.

### IV.2.6.2. Procédures d'étalonnage des chambres cylindriques en termes de dose absorbée dans l'eau

L'étalonnage des chambres d'ionisation est en général effectué en utilisant la méthode par substitution qui consiste à réaliser deux mesures successives avec la chambre de référence et la chambre à étalonner, dans les mêmes conditions géométriques de référence décrites ci-dessous et illustrées par la figure IV.12.

➤ Point de référence de la chambre sur l'axe centrale du faisceau.

- Axe de la chambre perpendiculaire à l'axe du faisceau.
- Distance source – surface du fantôme égale à 80cm.
- Point de référence de la chambre à une profondeur de 5 g/cm<sup>2</sup> dans l'eau.
- Taille du champ au niveau de la surface du fantôme égale à 10cm x 10cm.

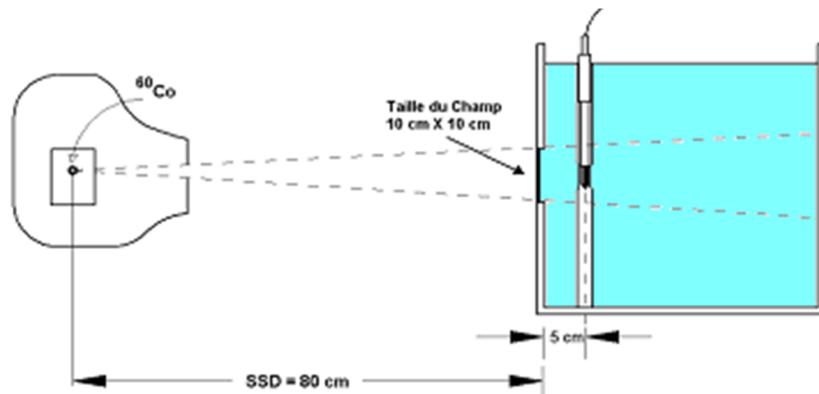


Figure IV.12 : Conditions géométriques de référence pour l'étalonnage des chambres cylindriques en termes de dose absorbée dans l'eau

#### IV.2.6.3. Dispositif expérimental

Le matériel suivant a été utilisé dans cette partie de travail :

- Unité de <sup>60</sup>Co (ELDORADO78) du LSED
- Chambre d'ionisation cylindrique : PTW30013 numéro de série 2325
- gaine d'étanchéité : en PMMA de 1 mm d'épaisseur
- Fantôme d'eau: type AIEA
- Electromètre : UNIDOS type T10002 Numéro de série 20362
- Baromètre et Thermomètre PTW TL4.

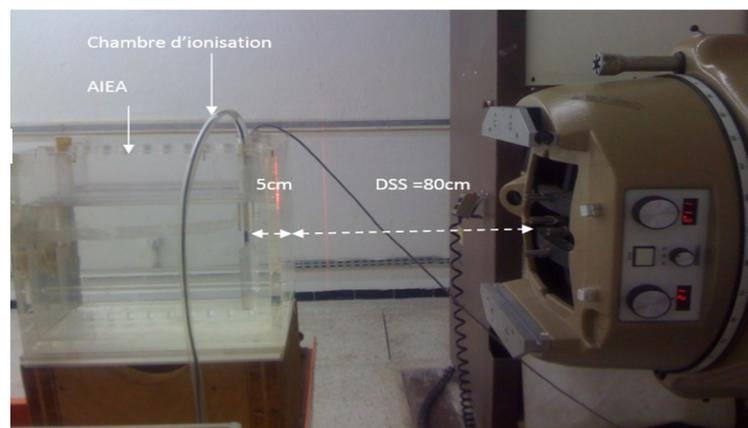


Figure IV.13 : Dispositif expérimental utilisé pour la détermination de la dose absorbée dans l'eau

#### IV.2.6.4. Résultats et interprétations

Pour les besoins de notre travail, nous avons procédé à l'étalonnage en termes de dose absorbée dans l'eau de la chambre cylindrique en utilisant la procédure et les conditions géométriques illustrées plus haut. L'étalonnage a été effectué en utilisant la méthode de substitution par comparaison avec l'étalon secondaire (chambre de type NE2561#329, associée à l'électromètre UNIDOS type T10002 # 20362) et en tenant compte des effets de température et de pression. Par ailleurs, et pour valider notre étalonnage, nous avons entrepris de mesurer les débits de l'unité de  $^{60}\text{Co}$  à l'aide de la chambre étalonnée et le débit ont été comparé avec celui mesuré par l'étalon secondaire.

Les résultats d'étalonnage sont reportés sur le tableau IV.6. Une copie du certificat d'étalonnage établi pour la chambre de routine est donnée par la figue IV.14.

*Tableau IV.6 : Coefficients d'étalonnage  $N_{D,w,Q_0}$  de l'étalon secondaire et étalon de routine. Les trois dernières colonnes donnent les valeurs des débits de dose absorbée dans l'eau mesurés l'étalon secondaire et l'étalon de routine et leur écart.*

Chambre de routine	$N_{D,w,Q_0}^{ref}$ (mGy/nC)	$N_{D,w,Q_0}^U$ (mGy/nC)	Débit de référence (mGy/min)	Débit mesuré (mGy/min)	Déviatiion(%)
PTW30013 #232	103.50	53.42	149.934	149.935	$3.21 \times 10^{-4}$

#### IV.2.6.5. Conclusion :

La chambre cylindrique PTW 30013 #2325 a été étalonnée en utilisant la méthode par substitution par comparaison avec l'étalon secondaire du Laboratoire. Cet étalonnage nous permet de continuer notre travail expérimental avec cette chambre tout en préservant l'étalon secondaire précieux pour la Laboratoire.

## CENTRE DE RECHERCHE NUCLEAIRE D'ALGER

Certificat d'Etalonnage No. : SSDL/2015/009

L'Equipement suivant appartenant au : CAC Blida

	Chambre d'ionisation	Electromètre
Mode/Type :	30013	UNIDOS10002
Numérode Série	2325	20323
Fabriquant	NUCLEAR ENTREPRISE	PTW
Etalonnage effectué	Du: 25-mai-15	au 25-mai-15

Le facteur d'étalonnage a été déterminé par la méthode de substitution en utilisant l'étalon secondaire NE2561A#329. Cette chambre a été étalonnée au Laboratoire de référence de l'AIEA en Juin 2002 pour le faisceau gamma de  $^{60}\text{Co}$  et Rayons x de qualités recommandées par le CCEMRI.

**I. Etalonnage en terme de Kerma à l'air libre**

Qualité du rayonnement	Chambre $N_K$ [mGy/nC]	Chambre + Electromètre $N_K$ [mGy/unite de lecture]	$K_{air}$ [mGy/min]
Rayons $\gamma$ du $^{60}\text{Co}^*$	$\pm 1.2\%$		

\*: Dans le faisceau de Cobalt-60, la chambre est étalonnée avec son capuchon d'équilibre électronique

**II. Etalonnage en terme de dose absorbée dans l'eau**

Qualité du rayonnement	Chambre $N_{D,w}$ [mGy/nC]	Chambre + Electromètre $N_{D,w}$ [mGy/unite de lecture]	$D_w$ [mGy/min]
Rayons $\gamma$ du $^{60}\text{Co}^*$	53.42 $\pm 1\%$		150

Conditions de Référence : T = 20° C, P = 101.325 kPa et H.R = 50.0 %.

Les incertitudes sur les facteurs d'étalonnage correspondent à un niveau de confiance de 95 % (k=2).

Réglages de l'électromètre	[Current dt
Unités de lecture	nC
Polarisation	-400v

Polarisation pour l'étalonnage de la chambre (seule):

Étalonnage effectué par: DARI-BAHABI-RAFAI  
Résultats vérifié par: M, ARIB

Date .....

Directeur General du CRNA

Centre de Recherche Nucléaire d'Alger. 02 Bd Frantz Fanon, BP399, Alger-Gare, Alger, Algérie  
Tél: 213-021-43-44-44 - Fax: 213-021-43-42-80

Figure IV.14 : Certificat d'étalonnage pour chambre cylindrique de routine

### IV.3. Dosimètre relative des faisceaux du $^{60}\text{Co}$

#### IV.3.1. Étude de la distribution de dose (profil du faisceau)

##### IV.3.1.1. Méthode

Il est nécessaire d'avoir la répartition de la dose par rapport à l'axe du faisceau. C'est la variation de la dose absorbée dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau avec une taille de champ fixe.

La méthode consiste à faire varier la position d'un détecteur, qui est le plus souvent une chambre d'ionisation, dans les deux directions X et Y dans un fantôme d'eau par rapport à l'axe du faisceau. On en déduit les profils dans ces deux directions en exprimant les valeurs des doses en termes de pourcentage par rapport à la valeur maximale normalement située sur l'axe du faisceau.

Dans notre travail, nous avons déterminé les profils du faisceau de  $^{60}\text{Co}$ , à une profondeur de 5 cm dans l'eau pour la taille du champ standard 10 cm x 10 cm, en utilisant un fantôme de type MEDTEC et une chambre étanche, l'irradiation étant verticale. A des fins de comparaison, nous avons aussi déterminé les profils pour la même taille du champ à une profondeur de 4.8 cm (équivalente à 5 cm dans l'eau) dans un fantôme solide en plexiglas pour une DSS de 80 cm en utilisant les films Gafchromic.

##### IV.3.1.2. Résultats, interprétation et conclusion

Les profils mesurés sont représenté par la figure IV.15.

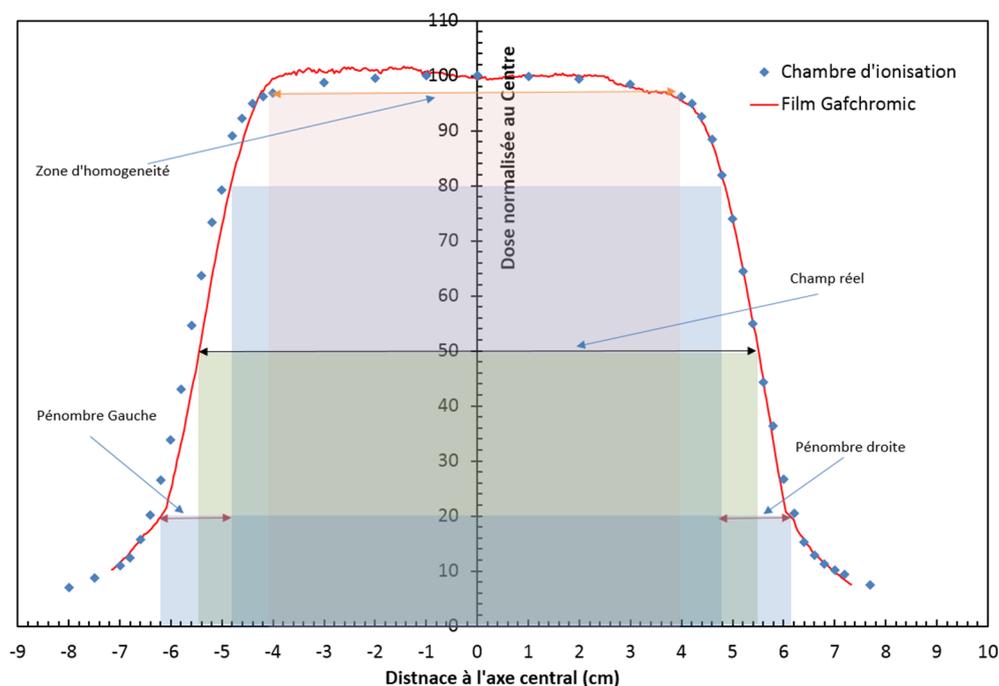


Figure IV.15 : Profils horizontal dans les conditions de référence avec les films Gafchromic et avec la chambre

La courbe du profil dans les conditions de référence, représentée par la figure IV.15., montre que la dose maximale se trouve sur l'axe central du faisceau et que la zone d'homogénéité du

faisceau se situe entre  $-4$  cm et  $+4$  cm. Par ailleurs, nous avons vérifié que les profils des faisceaux sont symétriques par rapport à l'axe central du collimateur.

Les pénombres droite et gauche, qui sont définies comme les différences des distances correspondant à 80 % et 20%, sont égales à 1.2 cm.

Concernant la taille du champ à 5 cm de profondeur, elle est définie pour 50 %. Le graphe donne une valeur de 10.8 cm. Ceci concorde avec la valeur calculée en utilisant la règle des triangles semblable (à 80 cm, la taille est de 10 cm x 10, pour une distance de 85 cm, le calcul donne 10.63 cm).

#### IV.3.1.3. Conclusion :

Les profils mesurés dans l'eau sont parfaitement symétriques ce qui démontre que la source est bien centrée sur cet axe.

Les profils mesurés avec les films Gafchromic sont quasiment confondus avec ceux déterminés avec une chambre d'ionisation.

Par ailleurs, nous pouvons conclure que la pénombre à 5 cm dans l'eau est de l'ordre de 1 cm, ce qui est acceptable pour ce genre de source.

#### IV.3.2. Étude de la distribution de dose (rendement en profondeur)

Le rendement en profondeur dans un milieu irradié a été défini par l'ICRU comme étant le rapport en pourcent (%) de la dose absorbée  $D$  à une profondeur  $z$ , sur la dose absorbée maximale  $D_{max}$

$$P_D = \frac{D(z)}{D_{max}} \times 100 \quad (\text{IV. 19})$$

Dans cette partie du travail, nous avons mesuré le rendement en profondeur de la source de  $^{60}\text{Co}$  du Laboratoire d'Etalonnage Secondaire pour la Dosimétrie.

##### IV.3.2.1. Détermination des rendements en profondeur avec chambre d'ionisation

Dans cette partie du travail, nous avons utilisé une chambre d'ionisation cylindrique de type PTW30013# 2325 et des fantômes à irradiation verticale de type eau (MEDTEC), PMMA et Polystyrène. La chambre est positionnée dans les conditions de référence suivantes :

- Une DSS 80 cm.
- Le champ est de 10cm x 10cm au niveau de la surface de l'eau.
- Le point effectif de la chambre (surface interne de la fenêtre) se trouve à la profondeur de mesure dans l'eau. et sur l'axe du faisceau.

La figure IV.16. illustre les conditions de référence adoptées :

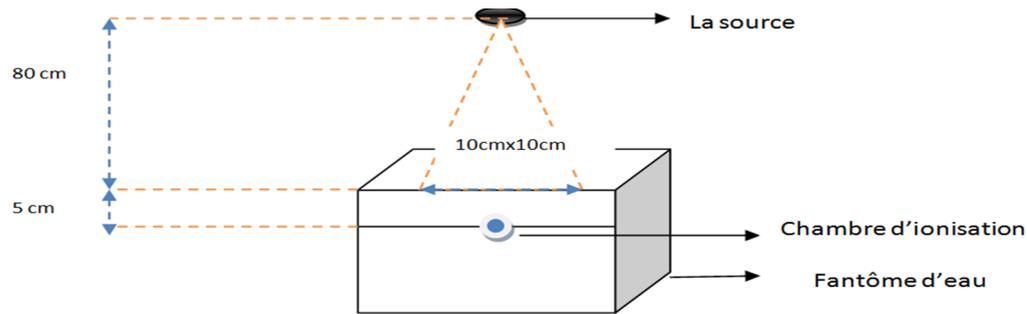


Figure IV.16 : Conditions géométriques pour la mesure du rendement en profondeur pour fantôme de type MEDTEC

#### IV.3.2.2. Détermination des rendements en profondeur avec des films Gafchromic

Le rendement en profondeur a été mesuré aussi en plaçant un film gafchromic verticalement dans l'eau et en l'irradiant avec un champ fixe de 10 cm x 10 cm pendant 10 min (Fig. IV.17).

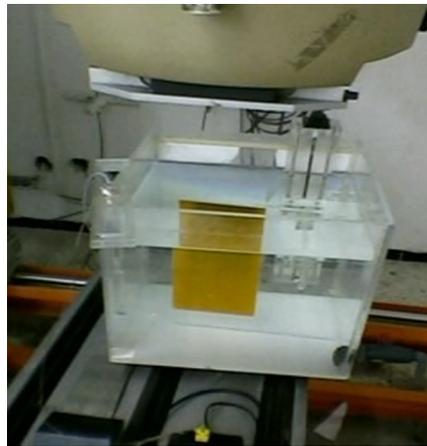


Figure IV.17 : Mesure des PDD avec un film gafchromic

La figure IV.18. illustre la courbe du rendement en profondeur obtenue. Sur cette figure. nous avons inclus les valeurs publiées dans le BJR25 pour une source de  $^{60}\text{Co}$ .

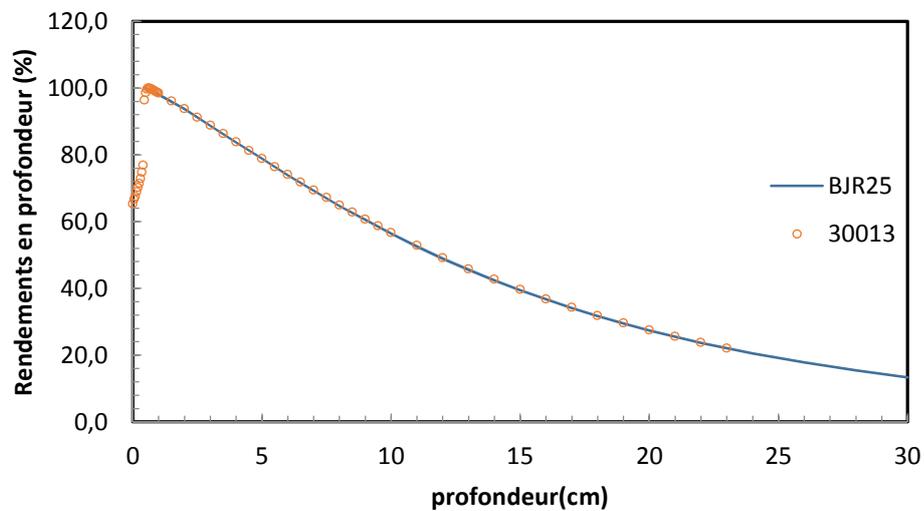


Figure IV.18 : Rendement en profondeur dans les condition de référence

Selon la figure IV.19., la dose croit avec la profondeur jusqu'à atteindre un maximum à 0.5 cm, où il y a un dépôt maximum de dose (région de build-up), puis décroît.

Nous avons aussi entrepris de mesurer les rendements en profondeur dans deux fantômes solides : le PMMA et le polystyrène. Les résultats sont illustrés par la figure IV.20.

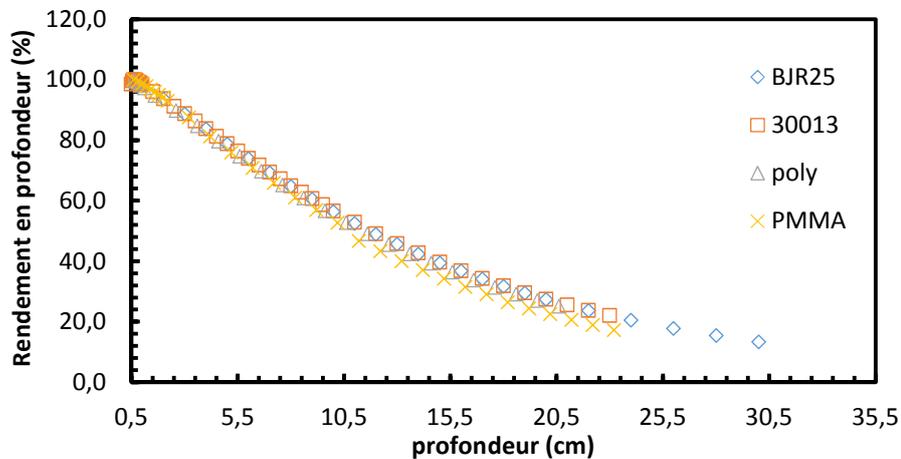


Figure IV.19 : Rendement en profondeur déterminés dans les 3 fantômes avec la chambre 30013

Cette figure montre que les courbes de rendement en profondeur sont quasiment confondues et concordent avec ceux publiés dans le BJR 25. L'écart du fantôme PMMA est dû au fait que nous avons utilisé un fantôme de dimensions 15 cm x 15 cm sur lequel nous avons ajouté des plaques de 30 cm x 30 cm. Pour des épaisseurs supérieures à 10 cm, la diffusion n'est pas complète ce qui donne des rendements inférieurs. Pour la profondeur de référence (5 cm dans l'eau, 4.2 cm pour le PMMA et 4.7 cm pour le polystyrène), les rendements en profondeur concordent tous.

### Conclusion :

On peut constater que les résultats obtenus concordent avec ceux publiés dans la littérature internationale (BJR25). Les résultats le plus important concerne la profondeur de dose maximale qui a été déterminée comme étant  $Z_{m a \bar{x}} = 5$  mm ce qui concorde parfaitement avec les résultats connus.

#### IV.3.2.1. Variations du Rendement en profondeur

Dans cette partie du travail, nous avons utilisé une chambre d'ionisation de type Cylindrique (TW30013) et de type plate (ROOS) positionnées dans un fantôme à irradiation verticale de type MEDTEC à une DSS 80 cm. Les mesures sont faites Pour les champs de 10 cm x 10 cm et 15 cm x 15 cm ; Dans le but de vérifier la variation du rendement en profondeur en fonction du champ et des chambres.

Les figures IV.21 et IV.22 illustrent les courbes du rendement en profondeur obtenues.

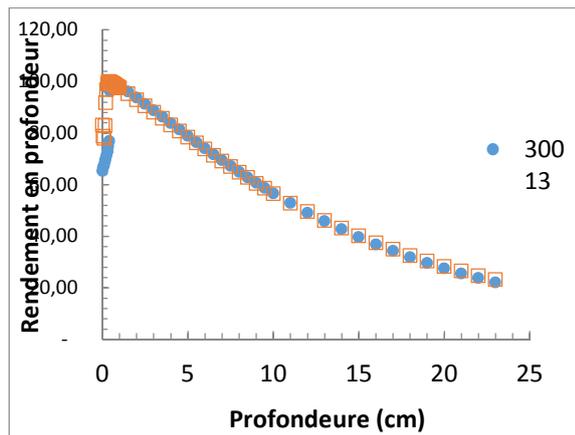


Figure IV.20 : Rendement en profondeur pour le champ 10 cm x 10 cm dans l'eau avec la chambre 30013 et Roos

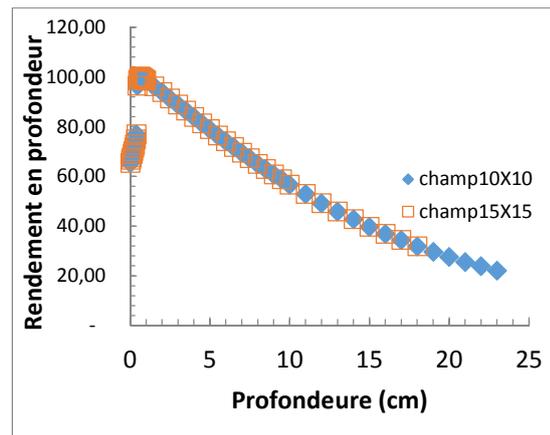


Figure IV.21 : Rendement en profondeur dans l'eau avec la chambre 30013 pour les deux champs 10x10 cm<sup>2</sup> et 15x15 cm<sup>2</sup>

### Conclusion :

La différence du rendement en profondeur pour 10 cm x 10 cm et 15 cm x 15 cm n'est pas significative. Nous remarquons aussi que la différence entre les courbes de rendement en profondeur mesurés avec les chambres cylindrique et plate n'est pas significative aussi.

### IV.3.3. Influence de l'ouverture du collimateur et détermination du facteur de collimation (F.O.C) :

Lorsque l'ouverture du collimateur augmente, le Build-up (profondeur où la dose est maximale) se rapproche de la surface. Ceci est dû à l'augmentation du flux des électrons secondaires et des photons diffusés par le collimateur lorsque sa surface interne croît.

L'augmentation de la section du faisceau entraîne celle du volume diffusant; il en résulte un accroissement du flux des électrons secondaires et donc de la dose sur l'axe. Ainsi, on détermine un facteur correctif (Facteur d'Ouverture de Collimation "F.O.C") pour tenir compte de l'influence de l'ouverture du champ.

### Méthode et dispositifs utilisés

Le facteur de collimation (F.O.C) est défini dans l'ICRU24 comme le rapport du débit d'exposition ou débit de dose d'un champ donné à celui d'un champ de référence. Il s'obtient en mesurant les doses  $D(c)$  mesurées par une chambre d'ionisation placée dans les conditions de référence pour un champ de dimension  $c$ . à la dose  $D(10)$  pour le champ de référence.

$$F O = \frac{D(c)}{D(10)} \quad (IV. 20)$$

Dans le présent travail, nous avons étudié les variations du F.O.C en fonction de la taille du champ de 6 cm x 6 cm à 25 cm x 25 cm pour une distance source-détecteur (DSD) de 80 cm.

Les FOC ont été mesurés dans l'eau, PMMA et Polystyrène à l'aide d'une chambre d'ionisation cylindrique de type 30013. l'irradiation est faite horizontalement.

Les résultats sont résumés dans le tableau (IV.8):

Tableau IV.7 : : Facteur d'ouverture du collimateur

Champ (cm <sup>2</sup> )	Fantôme			Champ (cm)	Fantôme		
	Eau	PMMA	poly		Eau	PMMA	poly
6x6	0.929	0.931	0.933	13x13	1.043	-	-
7x7	0.954	-	-	14x14	1.051	-	-
8x8	0.971	0.963	0.973	15x15	1.059	1.059	1.060
9x9	0.987	-	-	16x16	1.07	-	-
10x10	1	1	1	18x18	1.089	-	-
11x11	1.017	-	-	20x20	1.105	1.098	1.100
12x12	1.028	1.024	1.021	25x25	1.127	1.119	1.124

Le Figure suivants représente les résultats des Foc

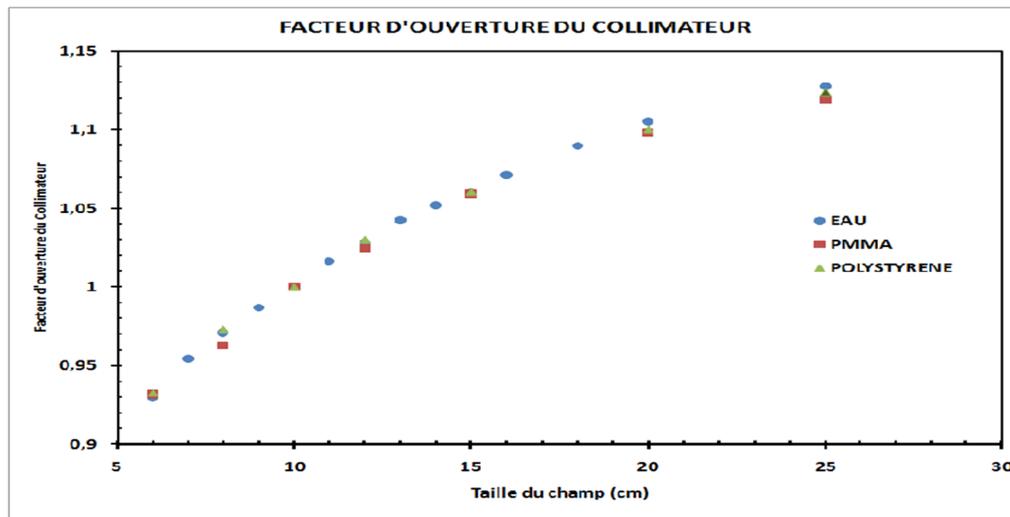


Figure IV.22 : Facteur d'ouverture du collimateur pour les 3 fantômes

### Conclusion :

Le facteur d'ouverture du Collimateur est indépendant du fantôme utilisé

### IV.3.4. Épaisseur minimale de rétrodiffusion :

Dans le souci de réaliser des mesures correctes sans la perturbation du faisceau rétro diffusé par le fantôme, il s'avère nécessaire de déterminer l'épaisseur optimale du matériau du fantôme répond aux exigences des protocoles dosimétriques qui recommandant l'utilisation de fantômes à rétrodiffusion complète (Full scatter phantom).

Pour ce faire, nous avons réalisé des mesures pour différents fantôme à la distance source surface fixe, en plaçant des plaques du fantôme derrière la chambre d'ionisation placée à profondeur équivalent eau dans le fantôme. Les graphes suivants donnent la variation de la charge mesurée en fonction de l'épaisseur du matériau ajouté derrière la chambre.

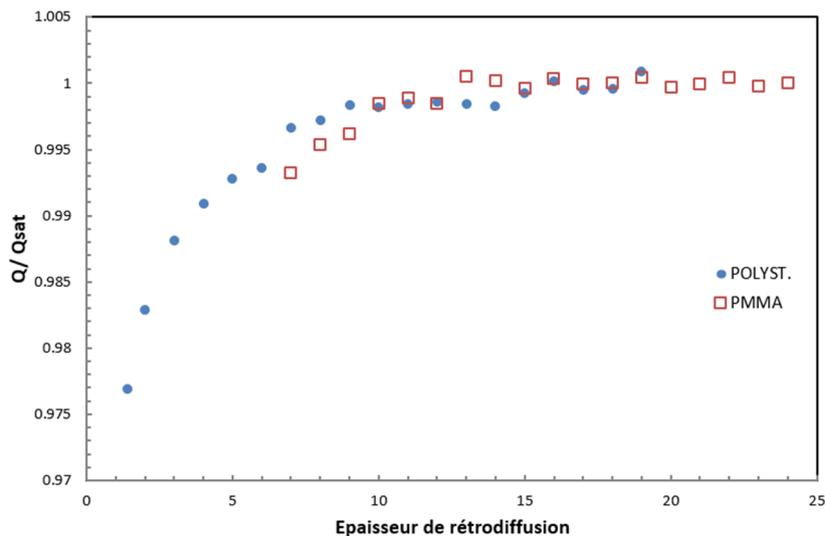


Figure IV.23 : Charge normalisée à la saturation en fonction de l'épaisseur rétrodiffusion

Nous remarquons sur la figure IV.23 que la saturation débute à partir d'une épaisseur de 15 cm au-delà de la chambre d'ionisation. Cela représente l'épaisseur minimum dont il faut disposer pour assurer une rétro-diffusion complète et être en conformité avec les recommandations des protocoles dosimétriques récents (Full scatter phantom). Il est à noter que pour le fantôme de PMMA, comme nous avons utilisé le seul fantôme disposant d'une porte chambre d'ionisation qui se trouve à une profondeur voisine de 7 cm. C'est pour cette raison que la figure IV.24 n'a pas pu être obtenue pour les épaisseurs inférieures à cette valeur.

#### IV.4. Dosimétrie absolue de faisceau de $^{60}\text{Co}$

La détermination de la dose absorbée dans les conditions de référence consiste en pratique à établir le rapport entre la dose absorbée dans l'eau dans les conditions de référence et la réponse du moniteur de l'appareil de traitement. Ce rapport s'exprime en cGy/min pour les appareils de cobalt60. cette détermination repose sur l'utilisation d'un instrument de référence (chambre d'ionisation + électromètre) dans un fantôme d'eau et sur l'application de procédures décrites dans les protocoles de dosimétrie associés, tel que le TRS-398.

##### IV.4.1. Profondeur équivalente dans les fantômes solides :

Le milieu de référence pour la dosimétrie en radiothérapie. est un fantôme de matériau Pouvant absorber et diffuser les rayonnements ionisants de même façon que le tissu biologique. A cet effet. le fantôme doit avoir des densités électroniques et volumiques qui se rapprochent de celles des tissus

Ces fantômes sont recommandés par le protocole AIEA (TRS 398) pour la détermination de la dose absorbée. Pour cela on a une profondeur équivalente d'eau à 5cm. La profondeur équivalent pour différente fantômes PMMA et Polystyrène dépend de la densité massique de chaque matériau est donnée par la relation suivante:

- Pour le polystyrène ( $Z_{eq}$ ) ;

$$\rho_{e a} \times Z_{e a} = \rho_{p o} \times Z_{p o} \quad (IV. 21)$$

- Pour PMMA( $Z_{eq}$ ) ;

$$\rho_{e a} \times Z_{e a} = \rho_{P M M} \times Z_{P M M} \quad (IV. 22)$$

Tableau IV.8 : : La profondeur équivalente

Fantôme	PMMA (cm)	Polystyrène (cm)
profondeur équivalente	4.2	4.72

#### IV.4.2. Indice de qualité de l'appareil $^{60}\text{Co}$ :

Il est nécessaire de spécifier les paramètres caractéristiques du faisceau de façon simple et non ambiguë. Donc c'est très important de représenter la qualité de ces faisceaux. non pas au moyen de l'énergie des photons, mais en introduisant une autre grandeur qui représente le faisceau utilisé et qui soit en même temps simple à mesurer.

Les différents auteurs et protocoles publiés s'accordent sur le choix d'une grandeur liée à l'atténuation du faisceau dans l'eau dans des conditions de référence tel que (NACP. 1980; AAPM. 1983; SEFM. 1984; CFMRI. 1986 ; International code of practice. 1987; AIFB. 1988). Cette grandeur. appelée indice de qualité TPR20/10 (Tissue-Phantom Ratio).

En règle générale, il est défini comme étant le rapport des doses absorbées à 20 cm et 10 cm de profondeur dans l'eau sur l'axe du faisceau, pour une taille de champ 10x10cm<sup>2</sup> à une distance de référence généralement 100 cm.

Cette grandeur peut être déterminée de deux manières différentes :

1. La distance source détecteur constante et champs 10 cm x 10 cm au niveau du détecteur (Détermination directe de l'indice de qualité TPR20.10).
2. La distance source surface (DSS) constante et taille du champ 10 cm x 10 cm à la surface du fantôme (Détermination indirecte du TPR à partir du  $D_{20}/D_{10}$ ).

Dans le présent travail nous avons utilisé la technique DSS qui est la détermination indirecte du TPR Dans cette partie nous avons utilisé trois fantômes :

- Fantôme PMMA.
- Fantôme polystyrene (solid- water).
- Fantôme MED-TEC (eau).

Ces derniers ont été utilisés avec une chambre d'ionisation cylindrique étanche de type 30013NE 2325. Electromètre PTW UNIDOS T10002-20625. un faisceau de  $^{60}\text{Co}$  de l'unité eldorado de laboratoire(LSED) de CRNA.

Cette méthode consiste à déterminer le TPR à partir du rapport des doses D20/D10. ce rapport est déterminé à partir des mesures de doses faites à des profondeurs de 20 cm et de 10 cm. La détermination de ce rapport revient à la détermination du rapport des ionisations I20/I10. Les mesures ont été faites tout en respectant les conditions suivantes (les conditions de mesure sont illustrées par la figure(IV.23):

- Une distance source surface (DSS) fixe ;
- Un champ de 10X 10cm à la surface.

L'avantage de cette méthode c'est que le dispositif reste inchangé durant l'expérience. ce qui la rend comme étant la méthode la plus facile et la plus adaptée.

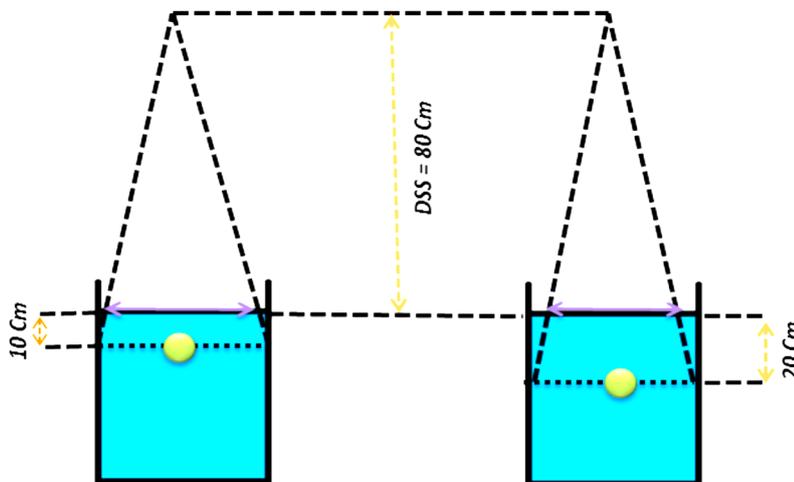


Figure IV.24 : schéma représente les différentes conditions effectuées pour la détermination expérimentale de l'indice de qualité par la méthode indirecte.

-Pour la détermination indirecte de  $TPR_0^{20}$  nous avons utilisé la correspondance  $(D_{20}/D_{10})$  publiée sous forme de tableau dans le TRS398.

A partir de ce tableau on tire la Figure (IV.24) suivante:

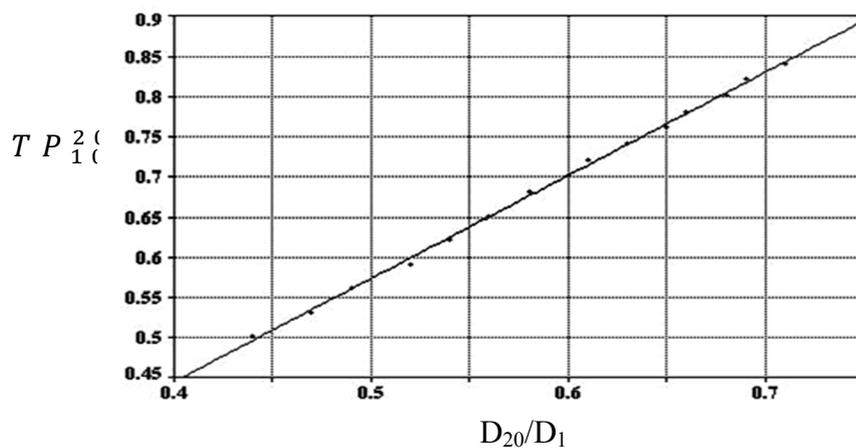


Figure IV.25 : variations de  $TPR_{10}^2$  en fonction de  $D_{20}/D_{10}$ 

Cette droite a été modélisée par une équation de la forme :

$$TPR_{10}^2 = 1.266 \times \frac{D_{20}}{D_{10}} - 0.059 \quad (IV. 23)$$

Tableau IV.9 : Indice de qualité  $TPR_{20,10}$  de l'unité de  $^{60}\text{Co}$  du LSED déterminé par la méthode indirecte en utilisant différents fantômes

	Polystyrene	PMMA	Eau
$M_{corr,20}$ (pC)	200.23	178.23	230.65
$M_{corr,10}$ (pC)	420.70	417.61	474.74
$D_{20}/D_{10}$	0.475	0.426	0.485
$TPR_{20,10}$	0.541	0.479	0.554

### Conclusion :

Les indices de qualité  $TPR_{20,10}$  déterminés en utilisant les différents fantômes restent comparables dans la limites des incertitudes de mesure. L'écart de la valeur correspondant au PMMA est dû au fait que les rendements en profondeur sont différents (voir l'interprétation des résultats de la figure IV.19).

#### IV.4.3. Mesure de la dose absorbée dans l'eau :

La dose absorbée dans l'eau à la profondeur de référence  $Z_{ref}=5\text{cm}$  et  $DSS=80$  dans un faisceau de photon pour une taille du champ de  $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$  est donnée par la relation suivante :

$$D_w(Z_{ref}) = N_{D,w} \cdot M \cdot k_{TF} \cdot k_{po} \cdot k_{re} \quad [\text{Gy}] \quad (IV. 24)$$

Puisque les effets de polarité et de recombinaison sont considérés comme étant négligeables pour des chambres d'ionisation cylindriques pour les faisceaux de  $^{60}\text{Co}$ ,  $k_{TP}$  reste le seul facteur correctif à appliquer. L'équation IV.25 devient :

$$D_w = M_{cor} \cdot N_{D,w} [\text{Gy}] \quad (IV. 25)$$

$N_{D,w}$  : Le coefficient d'étalonnage pour la chambre en terme de dose absorbée dans l'eau.

$M_{cor}$  est la lecture de la chambre d'ionisation de référence corrigée pour les effets de température et Pression.

Le débit de dose dans un fantôme d'eau déterminer dans les conditions de référence pour un faisceau de photons  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$  est donné par :

$$\dot{D}_w = \frac{M_{cor} \times N_{D,w}}{t} \quad [\text{Gy}/\text{min}] \quad (IV. 26)$$

t : est le temps d'irradiation corrigé pour temps de course de la source.

Le dispositif de mesure de la dose de référence dans l'eau dans un faisceau de  $^{60}\text{Co}$  est représenté dans la figure suivante :

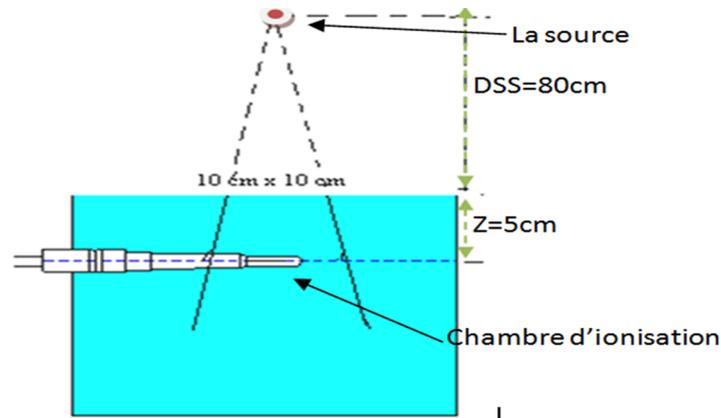


Figure IV.26 : Conditions de références pour la mesure de la dose absorbée de référence

- Pour le fantôme d'eau, les calculs sont effectués en utilisant le WORKSHEET Excel de l'AIEA illustré par la figure (IV.27).
- Pour les fantômes PMMA Polystyrène les calculs sont effectués avec EXCEL.

**Worksheet for the determination of the absorbed dose to water  
in a <sup>60</sup>Co gamma-ray beam**

User: **BLIDA & BEJAIA** Date: **30-mars-15**

**1. Radiation treatment unit and reference conditions for  $D_w$  determination**

<sup>60</sup>Co therapy unit: **ELDORADO 78**

Reference phantom: **water** Set up:  SSD  SAD  
 Reference field size: **10 x 10** cm x cm Reference distance: **80** cm  
 Reference depth  $z_{ref}$ : **5** g cm<sup>-2</sup>

**2. Ionization chamber and electrometer**

Ion. chamber model: PTW 30006 / 30013 Ser. num.: **2325**  cyl  pp  
 Chamber wall / window material: **PMMA** thickness: **0.057** g cm<sup>-2</sup>  
 Waterproof sleeve / cover material: thickness: g cm<sup>-2</sup>  
 Phantom window material: thickness: g cm<sup>-2</sup>

Absorbed-dose-to-water calibration factor  $N_{D,w}$  = **5.33E-02**  Gy/nC  Gy/rdg

Reference conditions for calibration  
 $P_0$ : **101.3** kPa  $T_0$ : **20.0** °C Rel. humidity: **50** %  
 Pol. potential  $V_1$ : **-400** V  
 Calibration polarity:  +ve  -ve  corrected for polarity effect  
 User polarity:  +ve  -ve

Calibration laboratory: **SSDL** Date:   
 Electrometer model: **UNIDOS 10002** Serial no.: **20625**  
 Calib. separately from chamber:  yes  no Range setting:   
 If yes Calibration laboratory: Date:

**3. Dosimetry reading and correction for influence quantities**

Uncorrected dosimeter reading at  $V_1$  and user polarity: **1.9822**  nC  rdg  
 Corresponding time: **0.5** min  
 Ratio of dosimeter reading and time <sup>a</sup>:  $M_1 =$  **3.9644**  nC/min  rdg/min

(i)  $P$ : **101.1** kPa  $T$ : **19.5** °C Rel. humidity: **50** %  
 $k_{T,P} = \frac{(273.2 + T) P_0}{(273.2 + T_0) P} =$  **1.001**

(ii) Electrometer calibration factor  $k_{elec}$ :  nC/rdg  dimensionless

(iii) Polarity correction <sup>b</sup> rdg at  $+V_1$   $M_+ =$  **1.9822** rdg at  $-V_1$ :  $M_- =$  **1.976**  
 $k_{pol} = \frac{|M_+| + |M_-|}{2M} =$  **1.002**

(iv) Recombination correction (two-voltage method)  
 Polarizing voltages:  $V_1$  (normal) = **400** V  $V_2$  (reduced) = **200** V  
 Readings <sup>c</sup> at each V:  $M_1 =$  **1.976**  $M_2 =$  **1.974**  
 Voltage ratio  $V_1 / V_2 =$  **2.000** Ratio of readings  $M_1 / M_2 =$  **1.0010**  
 $k_s = \frac{(V_1/V_2)^2 - 1}{(V_1/V_2)^2 - (M_1/M_2)} =$  **1.000** <sup>d</sup>

Corrected dosimeter reading at the voltage  $V_1$ :  
 $M = M_1 k_{TP} k_{elec} k_{pol} k_s =$  **3.9760E+00**  nC / min  rdg / min

**4. Absorbed dose rate to water at the reference depth,  $z_{ref}$**

$D_w(z_{ref}) = M N_{D,w} =$  **0.2120** Gy / min

Figure IV.27 : Worksheet utilisé pour la détermination de la dose absorbée

**Résultats :**

Les résultats obtenus pour la détermination du débit de dose dans les conditions de références sont données par le tableau IV.10. suivant :

*Tableau IV.10 : Débits de dose de référence dans les trois fantômes*

<b>Fantôme</b>	<b>MEDTEC</b>	<b>PMMA</b>	<b>Polystyrène</b>
<b>Débit de dose de référence en Gy/min A la date du 30 Mars 2015</b>	0.212 (0 %)	0.210 (0.9%)	0.213 (0.5%)

**Conclusion**

Les doses absorbées déterminées expérimentalement à des profondeurs équivalentes concordent parfaitement. L'écart maximal observé pour le PMMA est de 0.9 % ce qui est inférieur à l'incertitude globale sur la dose absorbée évaluée par l'équipe du Laboratoire comme étant 2 %.

## CONCLUSION GENERALE

---

### CONCLUSION GENERALE :

Le travail que nous avons entrepris au Laboratoire Secondaire d'Etalonnage pour la Dosimétrie (LSED) du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), nous a permis d'évaluer certains paramètres physiques et métrologiques intervenant dans le processus de la détermination de la dose absorbée dans l'eau à l'aide d'une chambre d'ionisation.

En effet, l'étude des paramètres physiques de l'unité de cobalt-60, nous a permis de :

- ❖ Vérifier la position de la source par rapport au à la règle murale. Nous avons conclu que la source était bien positionnée (écart de l'ordre de 0.12 cm inférieur aux dimensions de la source).
- ❖ Vérifier la coïncidence du champ lumineux avec le champ d'irradiation. Ce qui nous a permis de conclure que le champs était bien centré par rapport au champs lumineux
- ❖ Calculer le temps de transit de la source: ce paramètre est primordial pour le calcul du temps effectif d'irradiation. Nous avons montré que ce temps, évalué à 0.6 s, pouvait introduire une sur-estimation de la dose qui augmente pour des temps d'irradiation inférieurs à 10 secondes.

Concernant les paramètres dosimétriques, nous avons procédé à :

- ❖ L'étude du profil du faisceau. Ce paramètre se traduit par la distribution de dose sur un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, nous avons alors vérifié la zone d'homogénéité du faisceau se situe entre -4 cm et +4 cm, que la pénombre était de 1.2 cm et que le faisceau est symétrique par rapport à son axe
- ❖ L'étude du FOC - paramètres très important en dosimétrie relative - ainsi que du rendement en profondeur du faisceau qui nous a permis d'évaluer l'exactitude de la profondeur du maximum de dose (à 5 mm).
- ❖ L'épaisseur minimale d'un fantôme solide. Nous avons montré que pour garantir une rétrodiffusion complète, l'épaisseur minimal au-delà de la chambre d'ionisation doit être de 15 cm ceci concorde parfaitement avec les recommandations des protocoles internationaux.
- ❖ L'étude de la spécification de la qualité du faisceau à travers la détermination du TPR, dont nous avons comparé la valeur aux résultats publiés en littérature pour les faisceaux de Cobalt 60. Nous avons conclu que la valeur obtenue est assez satisfaisante. Par ailleurs les valeurs de ce paramètre, déterminées avec trois fantômes différents, sont confondues, dans la limite des incertitudes de mesure.

En dernier lieu, l'étude des paramètres liés aux conditions de mesure, nous a conduits aux résultats suivants :

- ❖ Stabilité des appareils de mesures (chambres d'ionisation, électromètre...): Le temps requis pour une bonne stabilité du système dosimétrique a été évalué à 15 min au minimum.
- ❖ Effet de la température : Nous avons vérifié le bien fondé du facteur de correction  $k_{TP}$  recommandé par les protocoles dosimétriques
- ❖ Effet de recombinaison : Pour les chambres cylindriques, nous avons montré que cet effet était négligeable dans le cas des faisceaux de  $^{60}\text{Co}$ .

Enfin, en tenant compte de tous les paramètres déterminés expérimentalement, nous avons entrepris de mesurer la dose absorbée dans l'eau, le PMMA et le Polystyrène en tenant compte

des profondeurs équivalentes. Les écarts mesurés par rapport à la dose dans l'eau, sont inférieurs à l'incertitude globale sur la dose absorbée.

Cette étude a montré qu'en appliquant les procédures d'assurance qualité, la dose absorbée dans l'eau, qui est la grandeur d'intérêt en radiothérapie, peut être déterminée avec une très grande précision.